

# Modellierung der Rotortemperatur von Turbomolekularpumpen in Magnetfeldern mit unterschiedlichen Gasflüssen

Diplomarbeit von

## Alexander Jansen

An der Fakultät für Physik Institut Für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

> Erstgutachter: Guido Drexlin Zweitgutachter: Wim de Boer

Bearbeitungszeit: 01.02.2011 – 01.02.2012

## Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt, alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

Alexander Jansen Karlsruhe, den 25. Januar 2012

## Inhaltsverzeichnis

Inł	Inhaltsverzeichnis						
Ab	bildu	ngsverzeichnis	ix				
Та	belle	nverzeichnis	xi				
1.	Einle	eitung	1				
2.	<b>KAT</b>	RIN-Experiment	<b>3</b>				
	2.1.	Neutrinos	ა ე				
		2.1.1. Entdeckung und Emoranung in das Standardmodell	ა 5				
		2.1.2. Neutrinos jensens des Standardmodens	5 6				
		2.1.3. Destimining der Neutrinomasse $\dots \dots \dots$	8				
	22	$\Delta$ ufbau von KATRIN	9				
	2.2.	2.2.1 Der MAC-E Filter	9				
		2.2.1. Der Mitte Er nicht	11				
		2.2.2. Transportstrecke: DPS und CPS	12				
		2.2.4. Die Spektrometer	14				
		2.2.5. Detektor	17				
		2.2.6. Rear System	18				
3.	Vakı	uumphysik	19				
	3.1.	Kinetische Gastheorie	19				
	3.2.	Vakuum: Erzeugung und Messung	25				
		3.2.1. Grundlagen	25				
		3.2.2. Vakuumpumpen	27				
		3.2.3. Druckmessung	30				
	3.3.	Turbomolekularpumpen	35				
		3.3.1. Funktionsprinzip und Aufbau	35				
		3.3.2. Wärmehaushalt	39				
4.	Mod	lellierung der Rotortemperatur einer Turbomolekularpumpe	43				
	4.1.	Theoretisches Modell 1	43				
	4.2.	Theoretisches Modell 2	49				
	4.3.	Fit für die Modelle	50				
5.	Vers	Versuchsaufbau und Kalibrationen					
	5.1.	Aufbau	51				
		5.1.1. Vakuumsystem	51				
		5.1.2. Magnetfeldsystem	52				
		5.1.3. Temperaturmesssystem	54				
	5.2.	Verwendete Turbomolekularpumpen	54				

	5.3.	. Datenaufnahme					
		5.3.1. Datenaufnahme mit LabView	56				
		5.3.2. Datenaufnahme mit TurboDrive	59				
	5.4.	Kalibrationen und Vormessungen	59				
		5.4.1. Homogenitätsmessung des Magnetsystems	59				
		5.4.2. Druckmessröhren	60				
		5.4.3. Thermoelement	66				
		5.4.4. PT100-Foliensensoren	68				
		5.4.5. IR-Pyrometer	70				
6	Maa	ung und Europhicas	75				
0.	G 1	ung und Ergebnisse Massung den Lagenstabilität	75				
	0.1. 6 9	Analyza das Matarstroms	70 78				
	0.2.	Analyse des Motorstroms	10 70				
		6.2.1. Motorstrom in Abhängigkeit vom Magnetield	10				
		6.2.2. Motorstrom in Abnangigkeit vom Gasnuss	80				
	<u> </u>	U.2.5. Diskussion des Motorstroms	81				
	0.3.	I MP im Magnetield onne Gasiast	88				
		b.3.1. MAG-W 2800	88				
		6.3.2. SL 300	91				
		6.3.3. Diskussion und Folgerungen	95				
	6.4.	TMP im Magnetfeld mit Gaslast	97				
		6.4.1. MAG-W 2800	97				
		6.4.2. SL $300$	00				
		6.4.3. Diskussion und Folgerungen	03				
	6.5.	TMP im Magnetfeld mit geändertem Vorvakuumdruck und Gaslast 1	04				
		6.5.1. MAG-W 2800	04				
		6.5.2. SL $300$	07				
		6.5.3. Diskussion und Folgerungen	08				
	6.6.	MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Sperrgasfluss	11				
		6.6.1. Diskussion und Folgerungen	14				
	6.7.	SL 300 im Magnetfeld mit variiertem Vorvakuumdruck 1	15				
		6.7.1. Diskussion und Folgerungen	16				
	6.8.	TMP im Magnetfeld mit beliebiger Gaslast	18				
		6.8.1. MAG-W 2800	18				
		6.8.2. SL 300	19				
		6.8.3. Diskussion	21				
	6.9.	Diskussion und Anwendungen	23				
		6.9.1. MAG-W 2800	23				
		6.9.2. SL 300	28				
		6.9.3. Auswirkungen der Kalibration	28				
		6.9.4. Die Modelle 1 und 2	33				
7	7	mmonfossung und Auchlick 1	32				
1.	Zusa		20				
Lit	eratı	verzeichnis 1	39				
An	hang	1	43				
	Α.	MAG-W 2800 Rotor	43				
	В.	Helmholtzspulenpaar					
	С.	Datenblätter der Trubomolekularpumpen					
	D.	C++ Routine für den Fit $\ldots \ldots 1$	47				
	Е.	LabView-Controll zur Steuerung des TMP-Magnetfeld-Teststandes 1	55				

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Teilchen des Standardmodells der Physik	4
2.2.	$\beta$ -Zerfallsspektrum von Tritium	9
2.3.	Aufbau von Katrin	10
2.4.	Der MAC-E Filter	11
2.5.	Schematischer Aufbau der WGTS	12
2.6.	Schematischer Aufbau der DPS2-F	13
2.7.	Magnetfeldkarte der DPS2-F	13
2.8.	Schematischer Aufbau der CPS	14
2.9.	Magnetfeldkarte des Vorspektrometers	15
2.10.	Tandemspektrometer	16
2.11.	Magnetfeldkarte des Hauptspektrometers	16
2.12.	Aufbau des Detektors	17
3.1.	Funktionsprinzip der Wälzkolbenpumpe	28
3.2.	Funktionsprinzip einer Ionenzerstäuberpumpe	29
3.3.	Schema des Kapazitätsvakuummeters	31
3.4.	Prinzip der Piranimessröhre	32
3.5.	Bayard-Alpert-Messröhre	33
3.6.	Schema des Extraktor-Ionisationsvakuummeters	34
3.7.	Schema des invertierten Magnetrons	34
3.8.	Prinzip der Molekularpumpe	36
3.9.	Aufbau einer Turbomolekularpumpe mit Holweckstufe	37
3.10	Pumpprinzip der Turbomolekularpumpe	37
3.11.	Zylindernäherung des Rotors	40
5.1.	Schema des Versuchaufbaus	52
5.2.	Realer Versuchsaufbau	53
5.3.	Helmholtzspulenpaar	54
5.4.	Datenaufnahme, Messwandler / Trennverstärker von Weidmüller	57
5.5.	Programmoberfläche der Steuerungssoftware	58
5.6.	LabView VISA	59
5.7.	TurboDrive	60
5.8.	Homogenität des Helmholtzspulenpaares	61
5.9.	Analoges Messsignal des invertierten Magnetrons	63
5.10.	Abschirmung des invertierten Magnetrons in verschiedenen Feldrichtungen .	64
5.11.	Ceravac Abgleich	65
5.12	Ceravac Fehler des Abgleiches	65
5.13	Gasfluss-Vorvakuumdruck-Abhängigkeit	66
5.14	Kalibrationskurve Thermoelement	67
5.15.	Spannung des Thermoelement	68
5.16.	PT100-Foliensensor	68
5.17	Kalibrationskurven der PT100-Sensoren	69

5.18.	Geschwärzter TMP-Rotor	70
5.19.	Blick durch den Pyrometerflansch: MAG-W 2800	71
5.20.	Kalibrationskurve Pyrometer MAG-W 2800	71
5.21.	Blick durch den Pyrometerflansch: SL 300	72
5.22.	Kalibration Pyrometer mit blankem Rotor, SL 300	73
5.23.	Zeitlicher Verlauf der erste Kalibration der SL300	73
5.24.	. Kalibrationskurve Pyrometer mit geschwärztem Rotor, SL 300 $\ldots$	73
6.1.	Lagerstabilität MAG-W 2800 in parallelen Feldern	76
6.2.	Lagerstabilität MAG-W 2800 in anitparallelen Feldern	77
6.3.	Lagerstabilität MAG-W 2800 in senkrechten Feldern	77
6.4.	Motorstrom MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld	79
6.5.	Motorstrom MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld bei 480 $Hz$	80
6.6.	Motorstrom SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld	81
6.7.	Motorstrom MAG-W 2800 als Fkt, von Frequenz und Vorvakuumdruck	82
6.8.	Motorstrom MAG-W 2800 als Fkt. des Vorvakuumdrucks bei $480 Hz$	83
6.9	Motorstrom MAG-W 2800 mit Sperrgas als Fkt, von Frequenz und Vorva-	00
0.0.	kuumdruck	84
6.10.	Motorstrom MAG-W 2800 bei Sperrgas mit 480 Hz	85
6.11.	Motorstrom SL 300 als Fkt. des Vorvakuumdrucks	86
6.12.	Motorstrom SL 300 als Fkt. des Vorvakuumdrucks (geänderter Gaseinlass).	87
6.13.	MAG-W 2800: Maximales B <sub>1</sub> -Feld bei vorgegebenem Vorvakuumdruck	88
6.14.	SL 300: Maximales $B_{\perp}$ -Feld bei vorgegebenem Vorvakuumdruck	89
6.15.	Modell 1: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld, ohne Gasfluss	89
6.16.	Motorstrom MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld, ohne Gasfluss	90
6.17.	Modell 2: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld, ohne Gasfluss	91
6.18.	Modell 1: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld, ohne Gasfluss	92
6.19.	Motorstrom der SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld, ohne Gasfluss	93
6.20.	Modell 2: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld, ohne Gasfluss	94
6.21.	. Vorhersage der Rotortemperatur MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld ohne Gasfluss .	95
6.22.	Vorhersage der Rotortemperatur SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld ohne Gasfluss	96
6.23.	Modell 1: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld, mit Gasfluss	97
6.24.	Motorstrom MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld, mit Gasfluss	98
6.25.	Modell 2: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld, mit Gasfluss	99
6.26.	Modell 1: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld, mit Gasfluss	100
6.27.	Modell 2: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld, mit Gasfluss	102
6.28.	Motorstrom der SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld, mit Gasfluss	102
6.29.	. Vorhersage der Rotortemperatur MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss	103
6.30.	Vorhersage der Rotortemperatur SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss	104
6.31.	Modell 1: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vorvakuumdruck	105
6.32.	Modell 2: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vorvakuumdruck	106
6.33.	. Motorstrom der MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vorvakuumdruck	107
6.34.	Modell 1: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vorvakuumdruck	108
6.35.	Modell 2: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vorvakuumdruck	109
6.36.	Motorstrom SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vorvakuumdruck	109
6.37.	. Vorhersage der Rotortemperatur MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss	
	und Vorvakuumdruck	110
6.38.	Vorhersage der Rotortemperatur SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss und Vor-	
	vakuumdruck	111
6.39.	Modell1: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Sperrgasfluss	112
6.40.	Modell 2: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Sperrgasfluss	113
6.41.	. Motorstrom MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Sperrgasfluss	113

6.42. Vorhersage der Rotortemperatur MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Sperrgasfluss114
6.43. Modell 1: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Vorvakuumdruck
6.44. Motorstrom der SL 300 im $B_\perp$ -Feld mit variablem Vorvakuumdruck $\ \ldots$ . 116
6.45. Modell 2: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Vorvakuumdruck
6.46. Vorhersage der Rotortemperatur SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Vorva-
kuumdruck
6.47. Modell 1: MAG-W 28000 im $B_{\perp}$ -Feld mit beliebiger Gaslast 119
6.48. Modell 1 Fehler:MAG-W 28000 im B-Feld mit beliebiger Gaslast 119
6.49. Modell 2: MAG-W 28000 im $B_{\perp}$ -Feld mit beliebiger Gaslast
6.50. Modell 2 Fehler: MAG-W 28000 im $B_{\perp}$ -Feld mit beliebiger Gaslast 120
6.51. Modell 1: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit beliebiger Gaslast $\ldots \ldots \ldots$
6.52. Modell 1 Fehler: SL 300 im $B_{\perp}$ -Feld mit beliebiger Gaslast
6.53. Modell 1 Test: MAG-W 2800 im gepulsten $B_{\perp}$ -Feld
6.54. Modell 2 Test: MAG-W 2800 im gepulsten $B_{\perp}$ -Feld
6.55. Modell 1 Test: MAG-W 2800 im variablen $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Gasfluss 125
6.56. Modell 2 Test: MAG-W 2800 im variablen $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Gasfluss 125
6.57. Modell 2 Test: MAG-W 2800 im inhomogenen B-Feld ohne Gasfluss 126
6.58. Modell 1 Test: MAG-W 2800 im $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss (Argon) 127
6.59. Modell 1 Test: SL 300 im variable n $B_\perp$ -Feld mit variablem Gasfluss $\ \ . \ . \ . \ 129$
6.60. Modell 2 Test: SL 300 im variable n $B_\perp$ -Feld mit variablen Gasfluss 129
6.61. Modell 1 Fehler durch Magnetfeld-Kalibration: MAG-W 2800 im variablen
$B_{\perp}$ -Feld mit variablem Gasfluss
6.62. Modell 1 Fehler durch Druck-Kalibration: MAG-W 2800 im variablen $B_{\perp}$ -
Feld mit variablem Gasfluss
6.63. Modell 2 Fehler durch Druck-Kalibration: MAG-W 2800 im variablen $B_{\perp}$ -
Feld mit variablem Gasfluss
6.64. Modell 1 Fehler durch Temperatur-Kalibration: MAG-W 2800 im variablen
$B_{\perp}$ -Feld mit variablem Gasfluss
6.65. Modell 2 Fehler durch Temperatur-Kalibration: MAG-W 2800 im variablen
$B_{\perp}$ -Feld mit variablem Gasfluss
A.1. MAG-W 2800 Rotor
B.1. Datenblatt des Helzholtzspulenpaar
C.1. MAG-W 2800 Datenblatt
C.2. SL 300 Datenblatt

# Tabellenverzeichnis

3.1. 3.2. 3.3.	Mittlere freie Weglänge von Stickstoff für verschiedene Druckbereiche Verdrängerpumpen	22 28 31
5.1. 5.2. 5.3.	Verwendete Messsensoren und deren Steuergeräte	55 66 69
<ul> <li>6.1.</li> <li>6.2.</li> <li>6.3.</li> <li>6.4.</li> <li>6.5</li> </ul>	Max. Magnetfeld bei Lagerversagen	78 78 79 80
<ul> <li>6.6.</li> <li>6.7.</li> <li>6.8.</li> </ul>	MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.7 und 6.8	81 84 85 86
<ul><li>6.9.</li><li>6.10.</li><li>6.11.</li><li>6.12.</li></ul>	SL 300: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.12	86 90 91 92
<ul><li>6.13.</li><li>6.14.</li><li>6.15.</li></ul>	SL 300: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.20MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.23MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.25	94 98 99
6.16. 6.17. 6.18.	SL 300: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.26	101 101 105
<ul><li>6.19.</li><li>6.20.</li><li>6.21.</li><li>6.22</li></ul>	MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.32	106 107 108
$\begin{array}{c} 0.22. \\ 6.23. \\ 6.24. \\ 6.25. \end{array}$	MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.40	112 114 116 117
<ul> <li>6.26.</li> <li>6.27.</li> <li>6.28.</li> <li>6.29</li> </ul>	MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit in Abbildung 6.47	120 121 122 128
5.20.		

## 1. Einleitung

Turbomolekularpumpen (TMP) kommen in sehr vielen Experimenten in der Forschung und in vielen Produktionsanlagen in der Industrie zum Einsatz. In allen Bereichen, in denen Hochvakuum (HV) und Ultrahochvakuum (UHV) benötigt wird, lassen sich TMPs einsetzen. Dabei bilden sie die technisch mögliche Grenze der mechanischen Vakuumerzeugung. Durch ihr Konstruktionsprinzip und ihren sehr schnell drehenden Rotor sind sie in der Lage jedes Gas zu pumpen, wodurch sie universell einsetzbar sind.

Durch das große Einsatzspektrum sind Turbomolekularpumpen immer häufiger starken Magnetfeldern ausgesetzt, wie beispielsweise bei dem Fusionsreaktor JET [jet09] oder dem KATRIN-Experiment, das die Masse des Neutrinos bestimmen möchte [Col04]. Die dabei induzierten Wirbelströme in dem sich drehenden, metallischen Rotor stellen eine Gefahr für die TMP dar. Die induzierte Leistung führt zu einem Temperaturanstieg des Rotors, der bei zu hohen Temperaturen aufgrund von Materialermüdung und Wärmeausdehnung zerstört werden kann. Bei einem Rotorbruch können neben der TMP zusätzlich Teile der Versuchsanlage beschädigt werden. Um dieses Szenario zu verhindern, ist es wichtig die Rotortemperatur zu kennen. Da durch die Funktionsweise und das Konstruktionsprinzip eine direkte Temperaturmessung sehr schwer und mit hohen Kosten verbunden ist, muss auf eine indirekte Messung zurückgegriffen werden. Die indirekte Messung beruht auf einer Modellierung der Rotortemperatur in Abhängigkeit von äußeren, einfach zu messenden Parametern. Erste erfolgreiche Ansätze und Verifizierungen wurden bereits von verschiedenen Arbeitsgruppen durchgeführt [Ogi09] [Grö10] [Rie11] [JW11].

Im Rahmen des KATRIN-Experimentes am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) sollen die bisherigen Ansätze (Modelle) zusammengefasst und erweitert werden. Für die Verifizierung stehen zwei unterschiedliche Turbomolekularpumpen zur Verfügung. Die detailliertere Modellierung, Ergänzung und Verifizierung der bestehenden Ansätze sind Ziel dieser Arbeit. Ebenso soll die experimentelle Anwendbarkeit dieser Ansätze überprüft werden.

Zu Beginn der Arbeit wird das KATRIN-Experiment sowie die physikalische Motivation des Experimentes beschrieben (Kapitel 2). Anschließend wird ein kurzer Einblick in die Bereiche der Vakuumphysik gegeben, die für die Modellierung der Rotortemperatur einer Turbomolekularpumpe nötig sind (Kapitel 3). Den Hauptteil dieser Arbeit bildet die Entwicklung zweier Modelle, mit denen Aussagen über die Rotortemperatur während der Planungsphase eines Experimentes und während des Experimentbetriebes gemacht werden können (Kapitel 4), sowie die Verifikation dieser Modelle durch Messungen (Kapitel 5 und 6). Im letzten Teil (Kapitel 7) werden die Resultate kompakt zusammengefasst.

## 2. KATRIN-Experiment

Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) hat sich zum Ziel gesetzt, die Masse des Anti-Elektronneutrinos zu bestimmen. Es folgt dabei dem Prinzip der direkten Massenbestimmung über das Spektrum des Tritium- $\beta$ -Zerfalls. Die erwartete Sensitivität liegt bei 0,2  $eV/c^2$  (90% C.L.).

Das KATRIN-Experiment befindet sich am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) und wird von einer großen, internationalen Kollaboration aufgebaut und betrieben [kat10]. Durch das Tritium Labor Karlsruhe (TLK) verfügt das KIT über die Möglichkeit mit bis zu 40 g Tritium arbeiten zu dürfen.

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über Neutrinos im Allgemeinen (Kapitel 2.1) mit den bisherigen Versuchen die Neutrinomasse zu bestimmen (Kapitel 2.1.3), sowie über die Grundlagen des Tritium- $\beta$ -Zerfalls (Kapitel 2.1.4). Im Anschluss wird auf den Aufbau und die Funktionsweise des KATRIN-Experimentes eingegangen (Kapitel 2.2).

## 2.1. Neutrinos

## 2.1.1. Entdeckung und Einordnung in das Standardmodell

Die Idee, dass Neutrinos existieren, entstand bereits 1930. Um das kontinuierliche Spektrum des Betazerfalls im Rahmen der Energie- und Impulserhaltung erklären zu können, postulierte Wolfgang Pauli ein neues, neutrales Teilchen [Pau30]. Den Namen "Neutrino" erhielt dieses Teilchen von Enrico Fermi, als er kurze Zeit später versuchte eine Theorie des  $\beta$ -Zerfalls aufzustellen. In dieser Theorie nahm er das Neutrino als masselos an. [Fer34]

Über den inversen Betazerfall an einem der ersten Kernreaktoren

$$\overline{\nu}_e + p \to n + e^+ \tag{2.1}$$

wurden 1956 erstmals Anti-Elektronneutrinos experimentell von Clyde Cowan und Frederick Reines nachgewiesen [uFR56]. Heute sind drei verschiedene Neutrinosorten bekannt, das Elektronneutrino  $\nu_e$ , das Myonneutrino  $\nu_{\mu}$  und das Tauneutrino  $\nu_{\tau}$ . Das Myonneutrino wurde 1962 am Bookhaven National Laboratory (BNL) entdeckt [bnl10]. Mit dem DONUT-Experiment konnte 2000 erstmals das Tauneutrino nachgewiesen werden [KKea01].

Abbildung 2.1 zeigt die Einordnung der Neutrinos in das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik. Jedem geladenen Lepton wird ein Neutrino als Partner zugeordnet.



Abbildung 2.1.: Leptonen, Quarks und Austauschbosonen im Standardmodell der Teilchenphysik [Mis10].

Dargestellt sind die drei Generationen, jede einzelne zusammengesetzt aus zwei Quarks und zwei Leptonen. Alle diese Teilchen sind Fermionen mit Spin 1/2. Ebenfalls eingezeichnet sind die Austauschbosonen mit Spin 1, die die elektrische, schwache und starke Wechselwirkung ermöglichen. Mit Ausnahme der Neutrinos und der Austauschbosonen  $\gamma$ , g und  $Z^0$  tragen alle Teilchen des SMs eine elektrische Ladung. Da Neutrinos ungeladen sind, können sie ausschließlich schwach über den Austausch von schweren  $W^{\pm}$ - und  $Z^0$ -Bosonen wechselwirken, wodurch ihr Wirkungsquerschnitt sehr klein ist. Dies macht die direkte Messung dieser Teilchen besonders schwierig.

Neutrinos sind nach den Photonen die zweithäufigsten Teilchen im Universum. Sie haben ihren Ursprung in folgenden Prozessen:

## • Urknall: primordiale Neutrinos

Neutrinos sind in schwachen Reaktionen im frühen Universum entstanden. Im frühen thermodynamischen Gleichgewicht und anschließend in Neutronenzerfällen ist der Teil an Neutrinos entstanden, der heute zum kosmischen Neutrinohintergrund beiträgt:

$$e^{+} + e^{-} \leftrightarrow \gamma + \gamma \leftrightarrow \overline{\nu}_{i} + \nu_{i}$$

$$n \to p + e^{-} + \overline{\nu}_{e}$$
(2.2)

mit dem Index *i* für die drei Generationen  $(e, \mu, \tau)$ .

## • Sterne: solare Neutrinos

Neutrinos entstehen in großen Mengen durch Fusionsreaktionen in Sternen und in Supernovae durch Elektroneneinfang (Neutronisation) und Paarvernichtung. Dabei existieren eine Reihe von Reaktionsketten. Die Proton-Proton-Kette (pp-Kette) während des Wasserstoffbrennens sei hier nur als Beispiel erwähnt:

$$p + p \to D^+ + e^+ + \nu_e \tag{2.3}$$

Eine Auflistung möglicher Reaktionen, Neutrinoflüsse und Energien findet sich in [GK07].

• Erdatmosphäre: atmosphärische Neutrinos

Beim Auftreffen hochenergetischer, kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre ent-

stehen weit ausgedehnte Luftschauer. Die Luftschauer enthalten Teilchen wie Kaonen, Pionen oder Myonen, die anschließend in leichtere Teilchen zerfallen, unter Aussendung eines Neutrinos:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu$$
(2.4)

## • Kernreaktoren: Reaktorneutrinos

Kernreaktoren bilden die stärkste terrestrische Neutrinoquelle. Durch  $\beta$ -Zerfälle neutronenreicher Kerne können, abhängig von der Reaktorleistung, mehr als  $10^{20}$  Neutrinos pro Sekunde erzeugt werden.

•  $\beta$ -Zerfälle

Dazu zählen die  $\beta^{\pm}$ -Zerfälle der schweren Elemente und der Elektroneneinfang.

$$n \to p + e^- + \overline{\nu}_e$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e \qquad (2.5)$$

$$e^- + p \to n + \nu_e$$

## 2.1.2. Neutrinos jenseits des Standardmodells

Bei den Untersuchungen des Neutrinoflusses der Sonne wurden große Unterschiede zwischen dem theoretisch vorhergesagten Neutrinofluss aus dem Standardsonnenmodell (SSM) und den experimentell bestimmten Daten festgestellt. Alle Experimente maßen einen Fluss, der um einen Faktor zwei bis drei kleiner war als die theoretischen Vorhersagen. Zu den Experimeten gehörten:

- Radiochemische Experimente: Das Homestake Experiment, SAGE und Gallex-GNO, die nur auf Elektronneutrinos  $\nu_e$  sensitiv waren [Dav94] [ea94] [ea99].
- Elastische Streuexperimente: Kamiokande I,II und Superkamiokande, die die Cherenkov-Strahlung detektierten, welche von Neutrinos ausgesandt wird, die sich in einem Medium mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen. [ea96b]

Das Experiment KamLAND (Antineutrinonachweis über den inversen Betazerfall) in Japan hat zudem ein Defizit an Antineutrinos von Kernreaktoren festgestellt [ea03b] und damit erstmals Neutrinooszillationen mit einer erdgebundenen, künstlichen Neutrinoquelle nachgewiesen.

Das Problem des zu geringen solaren Neutrinoflusses wurde erst durch das SNO-Experiment (Sudbury Neutrino Observatory) aufgeklärt. Über geladene und neutrale Ströme sowie über elastische Streuung konnten erstmals alle drei Neutrinoarten nachgewiesen werden.

> Elektron-Neutrino-Streuung (es):  $e^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_e$ geladene Ströme (cc):  $\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p$ neutrale Ströme (nc):  $\nu + D \rightarrow \nu + p + n$

Über die ersten beiden Wechselwirkungen wurden nur die Elektronneutrinos, einschließlich des Neutrinodefizits, nachgewiesen. Über die neutralen Ströme konnten sowohl das Myon- als auch das Tauneutrino registriert werden. Der Gesamtfluss der drei Neutrinoarten entsprach dem vom SSM vorhergesagten Neutrinofluss [ea00]. Diese Beobachtung lässt darauf schließen, dass Neutrinos Flavour-Oszillationen durchführen und damit massebehaftete Teilchen sein müssen mit unterschiedlichen Masseneigenzuständen.

### Neutrinooszillation

Unter Neutrinooszillation wird das periodische Andern des Flavourzustandes eines Neutrinos verstanden. Damit solche Oszillationen möglich sind, müssen die Teilchen massebehaftet sein. Formal lässt sich der Flavourzustand eines Neutrinos aus dessen Masseneigenzuständen entwickeln:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{k} U_{\alpha k}^{*} |\nu_{k}\rangle \tag{2.6}$$

bzw. invertiert:

$$|\nu_k\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \tag{2.7}$$

 $U_{\alpha k}$  ist dabei eine unitäre Transformationsmatrix, die Indizes  $\alpha = (e, \mu, \tau)$  stehen für die Flavourzustände, die Indizes k = (1, 2, 3) für die Masseneigenzustände.

Mit Hilfe der Schrödingergleichung lässt sich die Zeitentwicklung dieses Zustandes wie folgt beschreiben:

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_{k} U_{\alpha k}^{*} e^{-iE_{k}t} |\nu_{k}\rangle$$
(2.8)

Aus den Gleichungen (2.7) und (2.8) ergibt sich der Übergang zwischen zwei Flavourzuständen:

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left( \sum_{k} U_{\alpha k}^{*} e^{-iE_{k}t} U_{\beta k} \right) |\nu_{\beta}\rangle$$
(2.9)

An der Übergangswahrscheinlichkeit

$$P_{\nu_{\alpha}\to\nu_{\beta}} = |\langle\nu_{\beta}|\nu_{\alpha}(t)\rangle|^2 = \sum_{k,j} U^*_{\alpha k} U_{\beta k} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} e^{-i(E_k - E_j)t}$$
(2.10)

mit  $E_k - E_j \approx \frac{m_k^2 - m_j^2}{2E} = \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}$ , ist zu erkennen, dass die Oszillationen nur von der Massendifferenz abhängen, jedoch nicht von der Absolutmasse des Teilchens. Ist die Masse eines Neutrinos bekannt, so lassen sich mit Hilfe von Oszillationsexperimenten die übrigen Massen berechnen. [uPBP04] [GK07] [BP09]

### 2.1.3. Bestimmung der Neutrinomasse

#### Kosmologischer Ansatz

Neben der kosmischen Hintergrundstrahlung mit einer Temperatur von 2,7 K existiert auch ein kosmischer Neutrinohintergrund von 1,9 K. Durch den sehr kleinen Wirkungsquerschnitt und die niedrige Energie der Neutrinos konnte dieser jedoch noch nicht nachgewiesen werden. Ihren Ursprung finden beide in den ersten 300k Jahren (Photonen) bzw. in den ersten Sekunden (Neutrinos) des Universums. Die unterschiedlichen Temperaturen kommen durch die unterschiedlichen Entkopplungszeiten zustande. Theoretische Berechnungen ergeben eine Teilchendichte der Photonen von  $410/cm^3$  und der Neutrinos von  $340/cm^3$ .

Besitzen Neutrinos eine Masse, so tragen sie aufgrund der hohen Teilchendichte deutlich zur Massendichte  $\rho$  des Universums bei. Dies hat weitreichende Folgen. Die Massendichte bestimmt die Evolution des Universums, seine Geometrie und die Strukturentwicklung. Umgekehrt lassen sich, durch Beobachtungen der Strukturen im Universum, modellabhängige Grenzen für die Neutrinomasse angeben [MFS00] [ea07]:

$$0.2 \ eV/c^2 < m_\nu < 1.8 \ eV/c^2 \tag{2.11}$$

Dabei bedeuten große Massen klare Strukturen, kleine Massen ausgewaschene Strukturen. Da Neutrinos bei der Entkopplung relativistisch waren, zählt man sie zur sogenannten heißen dunklen Materie (HDM).

#### Neutrinoloser Doppel- $\beta$ -Zerfall

Der Doppel- $\beta$ -Zerfall findet dann statt, wenn der einfache Betazerfall nicht erlaubt ist. Dabei bleibt die Massenzahl A erhalten, die Ladungszahl Z wird um zwei Einheiten reduziert. Die folgenden Gleichungen zeigen dies am Beispiel des  $\beta^-$ -Zerfalls:

$$2\nu\beta\beta: (A,Z) \to (A,Z-2) + 2e^{-} + 2\overline{\nu}_{e} \\ 0\nu\beta\beta: (A,Z) \to (A,Z-2) + 2e^{-}$$
(2.12)

Da der  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall die Leptonenzahlerhaltung verletzt, ist er in die Physik jenseits des Standardmodells einzuordnen. Dieses Zerfallsszenario impliziert, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist ( $\nu = \overline{\nu}$ ) und somit ein Majorana-Teilchen darstellt.

Die beiden Zerfälle unterscheiden sich im Gesamtspektrum der emittierten Elektronen. Bei dem  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall resultiert ein kontinuierliches Gesamtspektrum, bei dem  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ein einzelner Peak. Aus der Halbwertszeit des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls kann die Neutrinomasse bestimmt werden. Dazu muss jedoch das Kernmatrixelement des Isotops bekannt sein, das anhand theoretischer Modelle berechnet wird. Dies führt zu einer großen systematischen Unsicherheit bei der Bestimmung der Neutrinomasse um einen Faktor von ungefähr 2.

Am Heidelberg-Moskau-Experiment wurde über die Beobachtung des neutrinolosen Doppel- $\beta$ -Zerfalls von <sup>76</sup>Ge eine Majorana-Neutrinomasse errechnet von [uIK06]:

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = (0, 32 \pm 0, 03) \ eV/c^2 \ (68\% \ C.L.)$$
 (2.13)

Diese Masse konnte bisher von keinem Vergleichsexperiment bestätigt oder widerlegt werden. Aktuelle und zukünftige Projekte sind EXO [exo11], GerDA [ger10] und CUORE [cuo12]. Sie werden in der Lage sein dieses Ergebnis zu überprüfen.

#### Kinematik von Zerfällen

Die Bestimmung der Neutrinomasse über die Kinematik von Zerfällen ist modellunabhängig, ihr liegt lediglich die Einstein'sche Energie-Impuls-Beziehung zu Grunde.

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \tag{2.14}$$

Bei der Messung werden die geladenen Zerfallsprodukte detektiert und über die Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Zerfallsprodukten auf die Neutrinomasse geschlossen. Bisher wurden nur Obergrenzen für die Neutrinomasse angegeben, da die Sensitivität der Experimente für die kleine Masse nicht ausreichte ( $\nu_e$ ) oder die systematischen Unsicherheiten der Experimente zu groß waren ( $\nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ ).

Die Masse des Myonneutrinos  $m_{\nu_{\mu}}$  wurde über den Zwei-Körper-Zerfall des Pions untersucht:

$$\begin{aligned}
\pi^+ &\to \mu^+ + \nu_\mu \\
\pi^- &\to \mu^- + \overline{\nu}_\mu
\end{aligned}$$
(2.15)

Aus Gleichung (2.14) folgt für die Myon-Neutrinomasse:

$$m_{\nu_{\mu}}^{2} = m_{\pi}^{2} + m_{\mu}^{2} - 2m_{\pi}\sqrt{m_{\mu}^{2} + p_{\mu}^{2}}$$
(2.16)

Mit den am Paul Scherrer Institut (PSI) gemessenen Myon- und Pionmassen folgt eine Obergrenze für die Myon-Neutrinomasse von [Wei03a] [ea96a]:

$$m_{\nu_{\mu}} < 190 \ keV/c^2 \ (90\% \ C.L.)$$
 (2.17)

Die Masse des Tau-Neutrinos  $m_{\nu_{\tau}}$  wurde auf die gleiche Weise, mit dem Zerfall des Taus  $(\tau)$ in fünf Pionen, untersucht. Das ALEPH-Experiment am Large Electron-Positron Collider (LEP) bestimmte die Massenobergrenze des Tau-Neutrinos zu [Wei03a] [ea98]:

$$m_{\nu_{\mu}} < 18, 2 \ MeV/c^2 \ (95\% \ C.L.)$$
 (2.18)

Für die Betimmung der Elektron-Neutrinomasse eignen sich die  $\beta$ -Zerfälle leichter Elemente. Beim KATRIN-Experiment wird der Zerfall von Tritium zur Massenbestimmung verwendet. Diese Methode wird gesondert in Abschnitt 2.1.4 erläutert. Die bisher genauesten Experimente, die den Zerfall von Tritium analysiert haben, waren das "Troitsk Neutrino Mass Exeriment" und das "Mainz Neutrino Mass Experiment". Beide fanden für die Masse des Elektronneutrinos eine Obergrenze von [Wei03a] [Wei03b] [ea03a]:

$$m_{\nu_e} \le 2, 2 \ eV/c^2 \ (95\% \ C.L.)$$
 (2.19)

## 2.1.4. Der Tritium $\beta$ -Zerfall und die Neutrinomasse

Der  $\beta$ -Zerfall von Tritium bietet eine modellunabhängige Möglichkeit der direkten Bestimmung der Anti-Elektronneutrinomasse. Da das Antineutrino selbst nicht detektiert werden kann, erfolgt die Massenbestimmung über die Analyse des  $\beta$ -Spektrums der entstehenden Zerfallselektronen.

$${}^{3}H \rightarrow {}^{3}He + e^{-} + \overline{\nu}_{e} \tag{2.20}$$

Das Spektrum lässt sich mit Fermi's Goldener Regel theoretisch berechnen [Wei03a]:

$$\frac{d^2N}{dtdE} = A \cdot F(E, Z+1) \cdot p(E+m)\epsilon \sqrt{\epsilon^2 - m_{\nu_e}^2} \cdot \Theta(\epsilon - m_{\nu_e})$$
(2.21)

mit der Elektronenmasse m, dem Elektronenimpuls p, der Energiedifferenz aus der Endpunktsenergie und Elektronenenergie  $\epsilon = (E_0 - E)$  und der Neutrinomasse  $m_{\nu_e}$ . F(E, Z+1)ist die Fermifunktion, die die Coulombwechselwirkung der Elektronen im Endzustand beschreibt. Die Energieerhaltung wird durch die Stufenfunktion  $\Theta(\epsilon - m(\nu_e))$  berücksichtigt. Die Konstante A beinhaltet Übergangselemente und Mischungswinkel:

$$A = \frac{G_F^2 \cos^2 \Theta_C}{2\pi^3 \hbar^7} \cdot |M_{had}^2| \tag{2.22}$$

mit der Fermikonstanten  $G_F$ , dem Cabibbowinkel  $\Theta_c$  und dem hadronischen Übergangsmatrixelement  $M_{had}$ .

Um die verschiedenen Anregungszustände des Hüllenelektrons des <sup>3</sup>He-Tochterkerns zu berücksichtigen, muss in Gleichung (2.21) über alle möglichen Spektren summiert werden. Die jeweiligen Spektren besitzen dabei unterschiedliche Energieendpunkte und somit verschiedene Energiedifferenzen  $\epsilon_j = (E_0 - V_j - E)$ . Dabei ist  $V_j$  die Anregungsenergie des Hüllenelektrons.

$$\frac{d^2N}{dtdE} = A \cdot F(E, Z+1) \cdot p(E+m) \cdot \sum_j W_j \epsilon_j \sqrt{\epsilon_j^2 - m_{\nu_e}^2} \cdot \Theta(\epsilon_j - m_{\nu_e})$$
(2.23)

 $W_j=|\left<\Psi_0|\Psi_{f,j}\right>|^2$  bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, das Hüllene<br/>lektron im Zustandjzu finden.

Wie Gleichung (2.23) zeigt, hängt das  $\beta$ -Spektrum des übererlaubten Tritiumzerfalls nur über den Wurzel-Term von der Neutrinomasse ab. Sowohl das hadronische Übergangsmatrixelement  $M_{had}$ , als auch die Fermifunktion F(E, Z + 1) bleiben von der Neutrinomasse



Abbildung 2.2.:  $\beta$ -Zerfallsspektrum von Tritium: a) zeigt das komplette Spektrum. b) zeigt das Spektrum im Intervall um den Endpunkt mit einer verschwindenden Neutrinomasse  $m_{\nu} = 0 \ eV/c^2$  und einer nicht verschwindenden Neutrinomasse  $m_{\nu} = 1 \ eV/c^2$ . [Wei03a]

unbeeinflusst. Dies bedeutet, dass für die Bestimmung der Neutrinomasse nur der Energieendpunkt des Spektrums analysiert werden muss. Abbildung 2.2 zeigt den Einfluss einer nicht verschwindenden Neutrinomasse auf das Zerfallsspektrum.

Tritium eignet sich besonders gut für den experimentellen, modellunabhängigen Nachweis der Neutrinomasse, da:

- 1. Der Zerfall ein übererlaubter Übergang ist,
- 2. Tritium die zweitniedrigste Endpunktenergie besitzt ( $E_0 = 18, 6 \ keV$ ),
- 3. Die Ereignisrate nahe am Endpunkt verhältnismäßig hoch ist (Im Intervall  $[E_0 10 \ eV, E_0]$  liegen ca.  $10^{-10}$  aller Zerfälle des Tritium- $\beta$ -Spektrums),
- 4. Tritium eine hohe spezifische Aktivität besitzt, aufgrund der kurzen Halbwertszeit von 12,3 Jahren und
- 5. Tritium  $({}^{3}H)$  und das Zerfallsprodukt  $({}^{3}He^{+})$  berechenbare Elektronenkonfigurationen besitzen.

Die experimentellen Anforderungen, wie z.B. eine hohe Nachweiseffizienz am Energieendpunkt bei einer Auflösung im eV-Bereich, werden durch das KATRIN-Experiment und dessen speziellen Aufbau erfüllt.

## 2.2. Aufbau von KATRIN

Um das  $\beta$ -Spektrum der beim Tritiumzerfall entstehenden Elektronen gezielt analysieren zu können und um Störeffekte zu reduzieren wird der in Abbildung 2.3 gezeigte Experimentaufbau verwendet.

Die folgenden Abschnitte beschreiben den Aufbau und die Funktion der einzelnen Komponenten (1-6). Ein genauerer Blick wird dabei auf die Funktionsweise des verwendeten Spektrometertyps geworfen und auf die Betriebsbedingungen der Turbomolekularpumpen des Vakuumsystems.

## 2.2.1. Der MAC-E Filter

Um die Neutrinomasse zu bestimmen, macht sich das KATRIN-Experiment den  $\beta$ -Zerfall von Tritium zu Nutze. Für die Spektralanalyse, besonders die des Energieendpunktes, wird



Abbildung 2.3.: Aufbau des KATRIN-Experiments: (1) Rear System, (2) Quelle (WGTS) und erster Teil der Transportstrecke (DPS1-F/R), (3) Transportstrecke:
DPS2-F und CPS, (4) Vorspektrometer (MAC-E Filter), (5) Hauptspektrometer (MAC-E Filter) mit Luftspulensystem, (6) Detektor

ein MAC-E Filter (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter) verwendet. Der MAC-E Filter bietet eine hohe Luminosität um die geringen Zählraten am Energieendpunkt noch analysieren zu können. Zudem besitzt er ein sehr hohes Auflösungsvermögen und bietet einen großen Akzeptanzwinkel für die Elektronen [ea80]. Die Funktionsweise zeigt Abbildung 2.4.

Zwei supraleitende Solenoide erzeugen ein axialsymmetrisches Magnetfeld, dessen Minimum in der Mitte zwischen den beiden Magneten liegt. Die Fläche des Minimums wird Analysierebene genannt. Die durch das Magnetfeld geführten Elektronen bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft auf Zyklotronbahnen um die Feldlinien. Bei einem geringen Feldgradienten ist diese Bewegung adiabatisch, was eine Erhaltung des magnetischen Momentes  $\mu$  bedeutet.

$$\mu = \frac{E_T}{B} = const. \tag{2.24}$$

Beim Übergang vom starken Feld zum schwachen Feld wird die Transversalenergie  $E_T$  der Elektronen in Longitudinalenergie  $E_L$  umgewandelt. In der Analysierebene ist der longitudinale Anteil der kinetischen Energie der Elektronen maximal (siehe Abbildung 2.4 unteres Bild). Als Filter dient ein dazugeschaltetes elektrisches Feld, das in der Analysierebene maximal wird. Das Feld wird erzeugt, indem eine Spannung  $U_0$  zwischen Spektrometertank und Elektronenzuleitung (Strahlrohr) angelegt wird. Die Elektronen werden in diesem Retardierungspotential abgebremst. Nur der Anteil mit genügend hoher Longitudinalenergie ( $E_L > e \cdot U_0$ ) überwindet die Potentialbarriere und wird am Ausgang des Spektrometers mit einem segmentierten Halbleiterdetektor (PIN-Diode) gezählt. Die restlichen Elektronen werden reflektiert. Das Spektrometer arbeitet somit als integrierter Hochpass-Energiefilter. Durch Variation der angelegten Spannung erhält man ein integriertes  $\beta$ -Spektrum.

Aus Gleichung (2.24) ergibt sich das endliche Auflösungsvermögen des Spektrometers [Col04]:

$$\Delta E = \frac{B_A}{B_{max}} \cdot E_0 \tag{2.25}$$

Ein sehr wichtiger Punkt ist die Überwachung der angelegten Hochspannung. Dies geschieht bei KATRIN zum einen über ein Monitorspektrometer, das mit der angelegten Hochspannung verbunden ist, zum anderen über einen hochpräzisen, temperaturstabilen Spannungsteiler, der die 18,6 kV Retardierungsspannung herunter skaliert, so dass die Spannung (10 V) mit einem Präzisionsvoltmeter mit ppm-Genauigkeit gemessen werden kann [Gou10].



Abbildung 2.4.: Funktionsweise des MAC-E Filters. Oben: grün: Elektroden und el. Feld, blau: Magnetfeld, rot: beispielhafte Zyklotronbahn eines Elektrons. Unten: Impuls eines Elektrons beim Durchfliegen des el. Potentials [Col04].

## 2.2.2. Tritium-Quelle: WGTS

Für das KATRIN-Experiment wird eine fensterlose, gasförmige Tritiumquelle verwendet, die sogenannte WGTS (Windowless Gaseous Tritium Source). Sie bietet eine hohe Quellintensität bei sehr geringen systematischen Unsicherheiten. Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 2.5. Die WGTS besteht aus einem 10 m langen Strahlrohr mit einem Durchmesser von 90 mm. Im Anschluss an das Strahlrohr befindet sich die differentielle Pumpstrecke; in rückwärtiger Richtung die DPS1-R, in detektorseitiger Richtung die DPS1-F. In der Quelle und der DPS1-F/R sind supraleitende Magnete, die ein magnetisches Feld von 3, 6 T entlang des Strahlrohres erzeugen.

Durch feine Kapillare wird in der Mitte des Strahlrohres tiefgekühltes Tritium (T = 27 K) mit einer Reinheit von über 95% eingelassen. Die durch die Diffusion des Gases entstehende Tritiumgassäule hat eine sogenannte Säulendichte von  $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$  Moleküle/cm<sup>2</sup>, was einer Zerfallsrate von 9,  $5 \cdot 10^{10} \beta$ -Zerfällen/s im Volumen des magnetischen Flussschlauches (191  $Tcm^2$ ) entspricht [Col04]. Die Säulendichte ist ein Kompromiss aus Quellintensität und systematischen Unsicherheiten durch Streuung der Zerfallselektronen an Tritiummolekülen. Die genaue Kenntnis der Säulendichte ist von großer Bedeutung, da schon kleine Ungenauigkeiten zu einer Fehlanalyse der Neutrinomasse führen [Eit04]. Um die Säulendichte konstant genug zu halten muss die Tritiuminjektion bis auf 0, 1% stabilisiert werden. Zusätzlich muss das Strahlrohr und damit die Gastemperatur auf  $27 \pm 3 \cdot 10^{-3} K$  stabilisiert werden. Testmessungen mit einem Demonstrator der Quelle konnten die Temperaturstabilität um eine Größenordnung auf  $\pm 3 \cdot 10^{-4} K$  relative Abweichung verbessern [Gro11].

Der Gasfluss muss zwischen der Quelle und dem Spektrometerbereich um 14 Größenordnungen reduziert werden, um die Untergrundrate durch Tritiumzerfälle im Spektrometer niedrig zu halten. Darum wird das nicht zerfallene Tritium auf dem Weg zum Spektrometer in mehreren Stufen abgepumpt. Die in der Quelle integrierte DPS1-F/R (differential pumping section front/rear) ist die erste Stufe. Hier wird mit Hilfe von Turbomolekularpumpen ein Reduktionsfaktor des Gasflusses von  $\approx 10^3$  erreicht [Col04]. Über einen



Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau der fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle (WGTS) [Col04].

geschlossenen Kreislauf, den sogenannten "Inner Loop", wird das gepumpte Gas aufbereitet, gereinigt und wieder in die Quelle eingespeist [Stu10]. Die Turbomolekularpumpen sind dabei den starken Magnetfeldern von bis zu 18 mT ausgesetzt. Sie befinden sich in einer Magnetfeldabschirmung, die das Feld auf unter 3 mT reduzieren soll, um die Pumpen zu schützen.

## 2.2.3. Transportstrecke: DPS und CPS

Der Tritiumgasfluss in der Quelle beträgt 1,9  $mbar \cdot l/s$ . Die Aufgabe der Transportstrecke ist es, den Tritiumfluss um mindestens 14 Größenordnungen zu reduzieren, bevor er das Spektrometer erreicht [Col04]. Die Transportstrecke muss also die in der Quelle entstehenden  $\beta$ -Elektronen aus dem Tritiumzerfall adiabatisch in das Spektrometer führen und gleichzeitig nicht zerfallenes Tritium, sowie die neutralen und geladenen Zerfallsprodukte abpumpen. Um dies zu erreichen, wird eine aus mehreren Komponenten bestehende Pump- und Transportstrecke verwendet. Zwischen WGTS und Spektrometer zählen dazu die DPS1-F sowie die DPS2-F und die CPS (cryogenic pumping section).

## DPS2-F

Die differentielle Pumpstrecke (DPS2-F) schließt direkt an die DPS1-F der WGTS an. Das Gas wird mit vier Turbomolekularpumpen abgepumpt. Sie besteht aus fünf 1 m langen, auf 77 K gekühlten, Rohren mit einem Durchmesser von 86 mm [KIT11b], die unter einem Winkel von jeweils 20° zueinander angeordnet sind. Abbildung 2.6 zeigt den schematischen Aufbau. Die Winkel verhindern, dass neutrale Gasteilchen ungehindert in Richtung Spektrometer fliegen können. An den vier Knickstellen sind Turbomolekularpumpen des Typs MAG-W 2800 angebracht. Um die Elektronen durch die differentielle Pumpstrecke zu führen, erzeugen supraleitende Solenoide ein Magnetfeld von maximal 5,6 T entlang des Strahlrohres [Col04]. Die verwendeten TMPs sind damit nicht vernachlässigbaren Feldstärken bis zu 4 mT ausgesetzt, wie die Magnetfeldkarte in Abbildung 2.7 zeigt.

Die durch den  $\beta$ -Zerfall entstehenden He-Ionen folgen, wie die Elektronen, den magnetischen Flusslinien und werden in Richtung Spektrometer transportiert, wo sie zu einer erhöhten Untergrundrate führen können. Um diesen Effekt zu unterdrücken, ist in der



Abbildung 2.6.: Schematischer Aufbau der differentiellen Pumpstrecke (DPS2-F), Reduktionsfaktor des Tritiumflusses:  $10^5$  [Stu10].



Abbildung 2.7.: Magnetfeldkarte der DPS2-F im Bereich der Pump-Ports (PP) 1-4. [Woo08]



Abbildung 2.8.: Schematischer Aufbau der kryogenen Pumpstrecke (CPS), Reduktionsfaktor des Tritiumflusses:  $10^7$  [KT11].

DPS2-F ein elektrisches Dipolsystem installiert, welches ein schwaches, elektrisches Feld senkrecht zum Magnetfeld erzeugt. Durch die resultierende  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift werden die Ionen aus dem Flussschlauch entfernt [Rei09] [Win11].

Durch die aktive differentielle Pumpstrecke wird ein Reduktionsfaktor von fast  $10^5$  erreicht.

## $\mathbf{CPS}$

Die kryogene Pumpstrecke (CPS) ist eine passive Pumpsektion, die sich an die differentielle Pumpstrecke anschließt. Diese Kryopumpe soll den Tritiumfluss mindestens um einen Faktor von  $10^7$  auf unter  $10^{-14} \ mbar \cdot l/s$  reduzieren. Den Aufbau zeigt Abbildung 2.8.

Die CPS besteht aus mehreren 1 m langen und 86 mm durchmessenden Rohren, die mit Hilfe von flüssigem Helium auf 4,5 K gekühlt werden. An der ultrakalten Oberfläche des Strahlrohrs wird eine Argonschicht angefroren, die aufgrund ihrer großen Oberfläche eine effektive Bindung (Sorption) des Tritiums ermöglicht. Dieses Verfahren wurde bereits erfolgreich im Testexperiment TRAP (Tritium Argon Frost Pump) getestet [Stu07]. Durch die Sorption akkumuliert sich in der kryogenen Pumpstrecke Tritium. Um unter einer Aktivität von 1  $Ci = 37 \ GBq$  zu bleiben, wird die CPS regelmäßig, d.h. alle 60 Tage, bei  $T = 100 \ K$  mit Helium gespült. Hierfür sind vor und nach der kryogenen Pumpstrecke Ultra-Hochvakuumventile angebracht.

Die Anordnung des Strahlrohrs weist eine Schikane auf, um, wie schon bei der DPS, einen direkten Durchgang der Gasteilchen in das Spektrometer zu verhindern. Die Elektronen werden mit Hilfe eines maximal 5,6T starken magnetischen Feldes in das Vorpektrometer geführt.

Aktuell befindet sich die CPS in der Bauphase. Erste Testmessungen wurden bereits durchgeführt. Mitte 2012 soll sie an das KIT geliefert werden. [KT11]

## 2.2.4. Die Spektrometer

Das Spektrometersystem des KATRIN-Experimentes ist ein Tandem-Aufbau, bestehend aus einem Vorspektrometer und einem Hauptspektrometer.



Abbildung 2.9.: Magnetfeldkarte des Vorspektrometers. Gezeigt ist ein Schnitt durch das Vorspektrometer und das radial-symmetrische Magnetfeld. Der Pump-Port 2 zeigt aus der Bildfläche hinaus, das Feld dort gleicht dem am Pumpport 1. [Gro12]

#### Vorspektrometer

Über die Transportstrecke werden die Zerfallselektronen in das Vorspektrometer geleitet. Das Vorspektrometer arbeitet als MAC-E Filter, wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert. Es ist ca. 3, 4 m lang und hat einen Durchmesser von fast 1, 7 m. Mit einem Retardierungspotential von -18, 3 kV filtert es alle Elektronen heraus, die deutlich unterhalb des Energieendpunktes liegen. Dieser Filter bewirkt, dass der Elektronenfluss von  $10^{10} e^{-}/s$  auf  $\approx 10^3 e^{-}/s$  reduziert wird. Die Filterung ist nötig, da sonst zu viele Elektronen in das anschließende Hauptspektrometer gelangen und durch Ionisation des Restgases Untergrundereignisse erzeugen würden. Zum Untergrund tragen ebenfalls Ereignisse in den Spektrometertankwänden bei. In den Wänden können Elektronen durch Strahlung oder kosmische Myonen erzeugt werden und in den magnetischen Flussschlauch gelangen. Um dies zu verhindern ist ein System aus Drahtelektroden im Tank angebracht, das auf einem Potential von -18, 3 kV liegt. An der Tankwand hingegen wird eine um 200 V positivere Spannung anliegen [Col04], wodurch alle langsamen, aus der Wand austretenden Elektronen, wieder an die Spektrometerwand zurückreflektiert werden.

Das Vorspektrometer ist eine kleinere Version des Hauptspektrometers. Dadurch eignete es sich sehr gut für unterschiedliche Testmessungen. Aktuell sind die Testmessungen abgeschlossen und das Vorspektrometer befindet sich an seinem eigentlichen Bestimmungsort, der KATRIN-Spektrometerhalle [KIT11a].

Das Vorspektrometer wird bei einem Druck von  $10^{-11} mbar$  betrieben. Um diesen niedrigen Druck zu erreichen besitzt es NEG-Pumpen (NEG = Non Evaporable Getter, SAES<sup>®</sup>-ST707) mit einer Pumpleistung von ca.  $6 \cdot 10^5 \ l/s$  für Wasserstoff und zwei Turbomolekularpumpen (MAG-W 1300). An beiden Enden des Vorspektrometers befinden sich supraleitende Magnete (4, 5 T), die das Führungsfeld für die Elektronen erzeugen. Auch hier muss darauf geachtet werden, dass die Feldstärke am Einbauort der TMPs nicht zu groß wird (vgl. Abbildung 2.9).

### Hauptspektrometer

Wie schon zuvor das Vorspektrometer arbeitet auch das Hauptspektrometer nach dem MAC-E Filter Prinzip. Abbildung 2.10 zeigt den 23 m langen Spektrometertank mit einem Durchmesser von ca. 10 m, im Vergleich zum Vorspektrometer. Dieser Filter besteht aus zwei supraleitenden Solenoiden mit  $B_{max} = 4,5 T$  und einer angelegten Spannungen



Abbildung 2.10.: Vorspektrometer (links) und Hauptspektrometer (rechts) mit den supraleitenden Solenoiden und dem erzeugten Flussschlauch [col09].



Abbildung 2.11.: Magnetfeldkarte des Hauptspektrometers. Rechts: Rückseite des Spektrometers mit den sechs Pump-Ports. Links: Blick senkrecht auf die Ebene E. Gezeigt sind eine 2D-Simulation des radial-symmetrischen Magnetfeldes und das 3D-Spektrometer, das in die Ebene (E) des eingezeichneten Feldes gedreht wurde. [Gro12]

von etwa -18,5 kV, um den Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums analysieren zu können. Mit einem minimalen Magnetfeld in der Analysierebene von  $B_A = 3 \cdot 10^{-4} T$  ergibt sich nach Gleichung (2.25) ein Auflösungsvermögen von  $\Delta E = 0,93 \ eV$  bei  $E_0 = 18,6 \ kV$ .

Störende Untergrundelektronen entstehen hauptsächlich in der großen Spektrometertankfläche [Jun11]. Diese sollen durch ein doppellagiges System aus Drahtelektroden zurückgehalten werden. Mit dem Elektrodensystem kann zudem eine Feinjustierung des elektrischen Potentials vorgenommen werden. Um den Verlauf des magnetischen Flussschlauches beeinflussen zu können, wurden Luftspulen um das Spektrometer gebaut, die unter anderem das Magnetfeld der Erde ausgleichen können.

Aus vakuumtechnischer Sicht sind sowohl das Vor- als auch das Hauptspektrometer sehr anspruchsvoll. Um Untergrundeffekte zu reduzieren, wird ein Ultrahochvakuum (UHV) von weniger als  $10^{-11}$  mbar erzeugt. Für die Vakuumerzeugung werden sechs Turbomolekularpumpen beim Hauptspektrometer eingesetzt. Zudem kommen NEG-Pumpen zum Einsatz mit einer Pumpleistung von  $10^6$  l/s. Um kleinste Mengen Radon aufzufangen, müssen vor den NEG-Pumpen stickstoffgekühlte Baffle eingesetzt werden, die die effektive Pumpleistung auf  $4, 5 \cdot 10^5$  l/s reduzieren. Durch die starken Magnete sind auch die TMPs Magnetfeldern ausgesetzt. Abbildung 2.9 zeigt einen Ausschnitt aus der Magnetfeldkarte für das Vorspektrometer, Abbildung 2.11 für das Hauptspektrometer.



Abbildung 2.12.: Schematischer Aufbau des Detektors: (1) Pinch Magnet zur Steuerung des Flussschlauches im Hauptspektrometer, (2) UHV-Ventil, (3) Detektor Magnet zur Fokussierung auf den Detektor, (4) Si-Detektor, (5) mag. Flussschlauch.[Sch11]

## 2.2.5. Detektor

Da die Energie der  $\beta$ -Elektronen im Spektrometer über das Retardierungspotential bestimmt wird, genügt ein Detektor, der lediglich die transmittierten Elektronen zählt. Die Elektronen werden hierzu, mit Hilfe eines Magneten, nach der Analyse im Spektrometer, gebündelt und wieder beschleunigt zu einem Fokalebenendetektor geführt. Bei dem Detektor handelt es sich um eine runde, segmentierte PIN (Positive Intrinsic Negative)-Diode mit 148 symmetrisch angeordneten Pixeln (Abbildung 2.12 rechtes Bild). Der Detektor hat einen Durchmesser von 90 mm, wodurch er den relevanten magnetischen Flussschlauch von 191  $T \cdot cm^2$  abdeckt. Durch die Ortsauflösung des Detektors lässt sich die Bahn der registrierten Elektronen zurückverfolgen, um damit Inhomogenitäten des Spektrometerfeldes erkennen und korrigieren zu können. [Col04]

Die Energieauflösung des verwendeten Detektors beträgt 600 eV bei einer Elektronenenergie von 18,6 keV. Da die Ereignisrate am Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums sehr gering ist (ca. ein Elektron pro Minute) darf der Detektor nur einen sehr geringen intrinsischen Untergrund besitzen. Um den Untergrund unter 1 mHz zu senken, besitzt er sowohl passive als auch aktive Abschirmungen. Neben einem geringen Untergrund benötigt der Detektor eine hohe Zeitauflösung, damit Kalibrationsmessungen durchgeführt werden können. Bei diesen Kalibrationsmessungen werden Elektronen mit einer Rate von  $\approx 100 \ kHz$  über eine Elektronenkanone erzeugt und anschließend in Richtung Detektor geleitet. Neben den messtechnischen Anforderungen muss die PIN-Diode UHV-tauglich sein und auch in Magnetfeldern bis zu 6 T zuverlässig arbeiten.

Aus praktischen Gründen ist der Detektor nicht unmittelbar an das Spektrometer angeschlossen, sondern befindet sich in einem kleinen Abstand dahinter. Dies hat zur Folge, dass der magnetische Flussschlauch wieder aufgeweitet wird. Darum wird ein weiterer 3 - 6 Tstarker Magnet benötigt, der die Elektronen auf die PIN-Diode fokussiert (vgl. Abbildung 2.12). [Ren07]

Aktuell ist der Detektor an seinem Bestimmungsort aufgebaut, jedoch noch nicht mit dem Hauptspektrometer verbunden. Die ersten Magnetfeldtests, sowie Ausheiztests wurden mit Erfolg durchgeführt [oW11].

## 2.2.6. Rear System

Das Rear System schließt die rückwärtige Seite der Quelle ab, es bildet damit den mechanischen und elektrischen Abschluss des KATRIN-Experimentes (vgl. Abbildung 2.3). Es schließt an die DPS1-R an, die sowohl die nicht zerfallenen Tritiummoleküle als auch die Zerfallsprodukte über sechs Turbomolekularpumpen abpumpt und die Zerfallselektronen, die in rückwärtiger Richtung emittiert werden, zu einer goldbeschichteten Platte mit wohldefiniertem Potential transportiert. Hinter dieser sogenannten "rear-plate" beginnt das eigentliche Rear System. Es beinhaltet ein CMS (Calibration and Monitoring System) mit Elektronenkanonen und Elektronendetektoren. Über die Detektoren wird der Quellfluss der  $\beta$ -Elektronen überwacht. Mit Hilfe der Elektronenkanonen werden Kalibrationsmessungen durchgeführt [Col04].

Die Elektronen der Elektronenkanone werden über normalleitende Spulen geführt. Zwei TMPs evakuieren das CMS. Auch hier muss auf ausreichenden Abstand oder Abschirmung des Magnetfeldes für die Pumpen geachtet werden.

Das Rear System befindet sich zur Zeit noch in der Design- und Bauphase [BMuMB11].

## 3. Vakuumphysik

Die Vakuumphysik beschäftigt sich mit dem Strömungsverhalten unterschiedlicher Gase bei niedrigen Drücken unter 300 *mbar* sowie mit der Erzeugung und Messung von Vakuum.

Die folgenden Kapitel geben einen kurzen Überblick über die für diese Arbeit wichtigen Bereiche der Vakuumphysik, angefangen bei einem Auszug aus der kinetischen Gastheorie bis hin zur praktischen Erzeugung und Messung von niedrigen Drücken. Anschließend wird ein detaillierter Blick auf Turbomolekularpumpen (TMP) geworfen. Soweit nicht anders angegeben, wurde in diesem Kapitel für die Ausführungen und Herleitungen der Formeln [Jou04] verwendet.

## 3.1. Kinetische Gastheorie

Der Zustand eines Gases wird durch die drei Zustandsgrößen Druck p, Temperatur T und Volumen V beschrieben. Sie sind über die allgemeine Gasgleichung miteinander verknüpft.

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \tag{3.1}$$

mit der Boltzmann-Konstanten  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1} = 1,38 \cdot 10^{-22} mbar \cdot l/K$  und Teilchenzahl N.

Dies ist die Zustandsgleichung für ein ideales Gas. Das ideale Gas ist eine Vereinfachung realer Gase. Hierbei werden die Gasteilchen als punktförmig angenommen und die Wechselwirkungen untereinander beschränken sich auf elastische Stöße, die in einem Volumen zu einem Temperaturgleichgewicht und einer konstanten Dichte führen. Dies entspricht nicht genau der Realität, lässt sich jedoch gut verwenden um viele Effekte von realen Gasen hinreichend genau zu erklären.

Eine genauere Beschreibung liefert die reale Gasgleichung, auch Van-der-Waals Gleichung genannt. Hier werden die Ausdehnung der Teilchen und deren Wechselwirkungen untereinander mit betrachtet:

$$\left(p_{real} + \frac{aN^2}{V^2}\right) \cdot \left(V_{real} - Nb\right) = N \cdot k_B \cdot T \tag{3.2}$$

Die Konstanten *a* und *b* werden als Kovolumen und Binnendruck bezeichnet. Die zwischenmolekularen Wechselwirkungen führen zu einer Korrektur des Drucks, der reale Gasdruck ist niedriger als der ideale. Durch das Eigenvolumen der Gasmoleküle steht dem Gas effektiv weniger Volumen im Behälter zur Verfügung, es ist somit größer als das ideale Volumen. Will man den Zustand eines Gasgemisches berechnen, benötigt man den Gesamtdruck  $p_{tot}$ , der sich nach Dalton aus der Summe der Partialdrücke  $p_i$  ergibt:

$$p_{tot} = \sum_{i} p_i = \sum_{i} \frac{N_i \cdot k_B \cdot T}{V}$$
(3.3)

Die oben genannten Überlegungen beschreiben makroskopische Eigenschaften von Gasen. Diese lassen sich aus dem mikroskopischen Verhalten einzelner Gasatome und -moleküle herleiten. Gase bestehen aus unzähligen Atomen und Molekülen, die alle eine thermische Geschwindigkeit besitzen und homogen in einem Volumen verteilt sind. Durch Stöße untereinander ist die Geschwindigkeitsverteilung isotrop, zudem haben dadurch alle Teilchen im Mittel die gleiche Geschwindigkeit. Im Modell der harten Kugeln werden die Gasteilchen als feste Kugeln mit vernachlässigbarer Größe angenommen, die nur elastische Stöße ausführen. Betrachtet man ein Würfelvolumen, so führen ein Drittel der Gasteilchen eine Bewegung in x-Richtung mit der Geschwindigkeit c aus. Der Druck auf die Würfelfläche ergibt sich aus der Impulsänderung ( $\Delta p = 2m_T c$ ) der Teilchen mit der Masse  $m_T$  beim Auftreffen auf die Wand und aus der Auftrefffläche A. Ein Teilchen, das mit der Geschwindigkeit c zwischen zwei gegenüberliegenden Seiten mit Abstand d hin und her fliegt, trifft also alle  $\frac{c}{2d}$  Sekunden auf eine der beiden Wände. Die Kraft auf eine Würfelseite ergibt sich somit zu:

$$F = 2m_T c \cdot \frac{c}{2 \cdot d} = \frac{m_T \cdot c^2}{d} \tag{3.4}$$

Für den Druck den ein einzelnes Teilchen erzeugt, folgt:

$$p = \frac{F}{A} = \frac{m_T \cdot c^2}{d^3} \tag{3.5}$$

Um den Gesamtdruck zu erhalten muss über alle auf die Wand treffenden Teilchen summiert werden:

$$p = \frac{m_T \cdot c^2}{d^3} \cdot \frac{1}{3} \cdot N \tag{3.6}$$

 $d^3$ ist das Volumen des Würfels. Stellt man Gleichung (3.6) um erhält man wieder die ideale Gasgleichung

$$p \cdot V = N \cdot \underbrace{\frac{m_T \cdot c^2}{3}}_{k_B \cdot T} \tag{3.7}$$

mit einer Bedingung für die thermische Geschwindigkeit:

$$c = \sqrt{\frac{3 \cdot k_B \cdot T}{m_T}} \tag{3.8}$$

Die Annahme, dass sich ein Teilchen ungestört in dem Volumen bewegt, ist nicht korrekt. Will man elastische und inelastische Stöße mit berücksichtigen muss man sich die statistische Mechanik zu Nutze machen. Laut Maxwell und Boltzmann lässt sich die Bewegung der Teilchen in einer Richtung durch eine Verteilungsfunktion darstellen.

$$F_0\left(\frac{c}{c_w}\right) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{c^2}{c_w^2} \cdot exp\left(-\frac{c^2}{c_w^2}\right)$$
(3.9)

Mit der wahrscheinlichen Geschwindigkeit:

$$c_w = \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot T}{m_T}} \tag{3.10}$$

Für viele Rechnungen ist es sinnvoller weitere thermische Geschwindigkeiten zu verwenden, hierzu zählen:

die mittlere Geschwindigkeit 
$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m_T}}$$
 (3.11)

und die effektive Geschwindigkeit 
$$c_{eff} = \sqrt{\frac{3 \cdot k_B \cdot T}{m_T}}$$
 (3.12)

Die mittlere Geschwindigkeit ist der gewichtete Mittelwert aller Geschwindigkeitsbeiträge. Die Wurzel aus dem Mittelwert der quadrierten Geschwindigkeitsbeiträge ist die effektive Geschwindigkeit der Gasteilchen. Werden nun die Geschwindigkeiten der Gasteilchen aus der statistischen Mechanik mit der Bedingung aus dem Modell der harten Kugeln (Gleichung (3.8)) verglichen, so wird die vereinfachte Annahme eines ideales Gases bestätigt.

Die kinetische Gastheorie erlaubt es Transport<br/>eigenschaften wie Reibung und Wärmetransport von Gasen zu berechnen. Hier<br/>zu wird der Begriff der mittleren freien Weglänge  $\bar{l}$  benötigt.

#### Mittlere freie Weglänge

Die mittlere freie Weglänge ist gegeben als

$$\bar{l} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n} \tag{3.13}$$

mit dem Teilchendurchmesser d. Nimmt man die Teilchendichte n = N/V aus der idealen Gasgleichung so erhält man einen Ausdruck für das Produkt aus freier Weglänge und Druck:

$$\bar{l} \cdot p = \frac{k_B \cdot T}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2} \tag{3.14}$$

Das Produkt hängt nur von der Temperatur und von konstanten Faktoren ab. Tabelle 3.1 zeigt die mittlere freie Weglänge bei verschiedenen Drücken für Stickstoff. Mit Hilfe der mittleren freien Weglänge lässt sich die sogenannte Knudsenzahl  $K_n$  definieren:

$$K_n := \frac{\bar{l}}{d_L} \tag{3.15}$$

Mit  $d_L$  als Leitungsquerschnitt des Körpers, der vom Gas durchströmt wird. Die Knudsenzahl gibt an welche Strömungsarten vorliegen. Grundsätzlich werden drei verschiedene Arten unterschieden:

- 1. molekulare Strömung:  $K_n > 0, 5$ Der Leitungsquerschnitt ist deutlich kleiner als die mittlere freie Weglänge. Die Teilchen stoßen kaum untereinander.
- 2. Knudsen-Strömung / Übergangsströmung:  $0, 5 < K_n < 0, 01$ Der Leitungsquerschnitt entspricht ungefähr der mittleren freien Weglänge. Die Teilchen stoßen sowohl untereinander als auch mit der Gefäßwand.
- 3. viskose Strömung:  $K_n < 0,01$ Der Leitungsquerschnitt ist deutlich größer als die mittlere freie Weglänge. Die Teilchen führen vor allem Stöße untereinander aus.

Tabelle 3.1.: Eintei	lung der vers	chiedenen Dr	uckbereiche in	der Vakuumtech	nik und die
mittle	re freie Weglä	inge für Stick	stoff unter Star	ndardbedingunger	n [wik11]

0 0		0 0
Druckbereich	Druck in mbar	$\overline{l}$ in Meter
Umgebungsdruck	1013, 25	$68 \cdot 10^{-9}$
Grobvakuum	$3 \cdot 10^2 \cdots 1$	$10^{-7} \cdots 10^{-4}$
Feinvakuum	$1\cdots 10^{-3}$	$10^{-4} \cdots 10^{-1}$
Hochvakuum (HV)	$10^{-3} \cdots 10^{-7}$	$10^{-1} \cdots 10^{3}$
Ultrahochvakuum (UHV)	$10^{-7} \cdots 10^{-12}$	$10^3 \cdots 10^8$
extr. Ultrahochvakuum (XHV)	$< 10^{-12}$	$> 10^{8}$

### Gasreibung

Um die Reibung zu beschreiben, die ein Gas verursacht, werden zwei parallele Platten mit der Fläche A im Abstand x betrachtet, zwischen denen sich das Gas befindet. Die Reibungskraft ist nach Newton

$$F_R = \eta \cdot A \cdot \frac{v}{x} \tag{3.16}$$

wobei  $\eta$  die dynamische Viskosität und v die Relativgeschwindigkeit der Platten darstellen. Zur Vereinfachung wird im Folgenden eine Platte als ruhend angenommen.

Im molekularen Strömungsbereich fliegen die Gasteilchen zwischen den Platten hin und her ohne dabei untereinander zu stoßen. Die Reibungskraft ist somit die Summe aller Impulsänderungen der Teilchen durch die Stöße an der bewegten Platte. Die Rate der auf die bewegte Platte stoßenden Teilchen ist  $\frac{dN}{dt} = j_N A$ , wobei die Flächenstoßrate

$$j_N = \frac{1}{4} \cdot n \cdot \overline{c} = \frac{1}{4} \cdot \frac{p \cdot \overline{c}}{k_B \cdot T}$$
(3.17)

nach [Jou04] verwendet wurde. Die Reibungskraft kommt dadurch zustande, dass die Teilchen bei dem Stoß eine Beschleunigung in die Bewegungsrichtung der Platte erfahren, sie nehmen einen tangentialen Impuls auf.

$$F_R = \frac{dN}{dt} \cdot \langle \Delta p \rangle_t = \frac{1}{4} \cdot \frac{p \cdot \overline{c}}{k_B \cdot T} \cdot A \cdot \sigma_t \cdot m_T \cdot v \tag{3.18}$$

 $\langle \Delta p \rangle_t = \sigma_t \cdot m_T \cdot v$  ist die mittlere tangentiale Impulsänderung.  $\sigma_t$  ist dabei der sogenannte tangentiale Impuls-Akkommodationsfaktor:

$$\sigma_t = \frac{\langle v_T \rangle}{v} \tag{3.19}$$

Er gibt das Verhältnis der mittleren Tangentialgeschwindigkeit der reflektierten Teilchen zur Geschwindigkeit der Platte an. Nach Verlassen der bewegten Platte besitzen die Gasteilchen einen Impuls in tangentialer Richtung, der bei der Reflexion an der stehenden Platte nicht vollständig verloren geht. Damit haben die auf die bewegte Platte treffenden Teilchen bereits einen tangentialen Impuls. Wird dies berücksichtigt, so ergibt sich für den tangentialen Impuls-Akkommodationsfaktor:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{t1} \cdot \sigma_{t2}}{\sigma_{t1} + \sigma_{t2} - \sigma_{t1} \cdot \sigma_{t2}} \tag{3.20}$$

Die Indizes 1 und 2 stehen für die jeweiligen Faktoren der Platten 1 und 2. Vergleicht man Newtons Ansatz der Gasreibung (Gl. (3.16)) mit den obigen Überlegungen (Gl. 3.18), so ergibt sich die molekulare Viskosität zu:

$$\eta_{mol} = j_N \cdot x \cdot \sigma_t \cdot m_T = \frac{1}{4} \cdot \frac{p \cdot \overline{c} \cdot x}{k_B \cdot T} \cdot \sigma_t \cdot m_T \tag{3.21}$$

Ersetzt man die Teilchenmasse  $m_T$  durch Gleichung (3.11) erhält man:

$$\eta_{mol} = \sigma_t \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{p \cdot x}{\overline{c}} \tag{3.22}$$

Für den Fall der viskosen Reibung, also viele Teilchenstöße zwischen den Platten, betrachten wir das Schichtmodell. Im Schichtmodell ist der Raum zwischen den beiden Platten aus sehr vielen dünnen Schichten aufgebaut. Jede einzelne Schicht ist so dünn, dass dort molekulare Strömung herrscht. Durch die Teilchenstöße nimmt die tangentiale Geschwindigkeitskomponente der Teilchen zwischen der bewegten Platte und der stehenden Platte kontinuierlich ab, so dass näherungsweise die Impulsakkommodation nur an den beiden Grenzschichten stattfindet. In diesen Grenzschichten lassen sich in guter Näherung die tangentialen Impuls-Akkommodationsfaktoren gleich eins setzen  $\sigma_{t1} = \sigma_{t2} = 1 = \sigma_t$ . Man spricht von vollständiger Akkommodation. Ausgehend von der molekularen Viskosität erhält man in diesem Modell, durch Ersetzen des Plattenabstandes x durch die mittlerer freie Weglänge  $\overline{l}$ , die Viskosität:

$$\eta_{vis} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{p \cdot l}{\overline{c}} \tag{3.23}$$

Dies ist nur eine Näherung. Analytische Berechnungen von Chapman [CC70] und genaue statistische Berechnungen korrigieren Gleichung (3.23) um einen Faktor 2:

$$\eta_{vis} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{p \cdot l}{\bar{c}} \tag{3.24}$$

Mit den Gleichungen (3.22) und (3.24) sind die Grenzbereiche der Strömung gut beschrieben. Durch Addition der reziproken Viskositäten erhält man eine grobe Näherung für den Übergangsbereich.

$$\eta = \frac{4}{\pi} \frac{lp}{\bar{c}} \frac{x}{x + 2\bar{l} \left(\frac{2}{\sigma_t} - 1\right)}$$
(3.25)

Hier wurde angenommen, dass beide Platten den gleichen Impuls-Akkommodationskoeffizienten besitzen.

#### Wärmetransport

Neben der Gasreibung lässt sich auch der Wärmetransport durch die kinetische Gastheorie beschreiben. Wir betrachten wieder zwei parallele Platten mit Fläche A im Abstand x. Die beiden Platten haben unterschiedliche Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$ . Experimentell findet man für den Wärmestrom:

$$\dot{Q} = P = \lambda \cdot A \cdot \frac{T_1 - T_2}{x} \tag{3.26}$$

Wird ein Teilchen an einer Platte reflektiert, so verlässt es sie thermalisiert, d.h. es nimmt eine der Plattentemperatur entsprechende Geschwindigkeit an. Hierbei wird Energie auf das Teilchen übertragen oder von ihm abgeführt. Für den ersten Fall bedeutet dies eine Abkühlung der Platte. Nehmen wir den Fall molekularer Strömung an, so ergibt sich die Wärmeleistung aus dem Produkt der Flächenstoßrate  $j_N$  mit der betroffenen Fläche Aund der Fähigkeit Wärme aufzunehmen:

$$P = j_N \cdot A \cdot a_E \cdot c_V \cdot m_T \cdot (T_2 - T_1) \tag{3.27}$$

 $c_V = \frac{f}{2} \cdot \frac{k_B}{m_T}$  ist die spezifische Wärmekapazität.  $a_E$  der Energie-Akkommodationskoeffizient, der das Verhältnis der Änderung der Energie eines reflektierten Teilchens zur thermischen Energiedifferenz der Platten angibt:

$$a_E = \frac{a_{E1} \cdot a_{E2}}{a_{E1} + a_{E2} - a_{E1} \cdot a_{E2}} \tag{3.28}$$

Hier beschreiben die Indizes 1 und 2 die jeweiligen Platten.

Um die statistische Geschwindigkeitsverteilung richtig zu berücksichtigen, also die Tatsache, dass schnellere Teilchen auch schneller Energie transportieren können, muss die Wärmekapazität um einen Freiheitsgrad erweitert werden:

$$P = j_N \cdot A \cdot a_E \cdot \frac{f+1}{2} \cdot k_B \cdot (T_2 - T_1)$$
(3.29)

Durch Koeffizientenvergleich ergibt sich aus den Gleichungen (3.26) und (3.29) die molekulare Wärmeleitfähigkeit:

$$\lambda_{mol} = a_E \cdot \frac{f+1}{2} \cdot j_N \cdot k_B \cdot x = a_E \cdot \frac{f+1}{f} \cdot j_N \cdot m_T \cdot x \cdot c_V \tag{3.30}$$

Mit Gleichung (3.21) lässt sich ein Zusammenhang zwischen Viskosität und Wärmeleitfähigkeit herstellen:

$$\lambda_{mol} = \frac{a_E}{\sigma_t} \cdot \frac{f+1}{f} \cdot \eta_{mol} \cdot c_V \tag{3.31}$$

Für den viskosen Bereich, in dem die mittlere freie Weglänge deutlich kleiner ist als der Abstand der betrachteten Platten, wird das Schichtmodell verwendet. Der Zwischenraum wird durch viele dünne Platten mit dem Plattenabstand  $\overline{l}$  ersetzt. Die Energieakkommodation ist wie die Impulsakkommodation für diesen Fall gleich eins. Somit berechnet sich die viskose Wärmeleitfähigkeit zu:

$$\lambda_{vis} = \frac{f+1}{f} \cdot j_N \cdot m_T \cdot \bar{l} \cdot c_V = \frac{f+1}{f} \cdot \frac{2 \cdot p \cdot \bar{l}}{\pi \cdot \bar{c}} \cdot c_V \tag{3.32}$$

und damit:

$$\lambda_{vis} = \frac{f+1}{f} \cdot \eta_{vis} \cdot c_V \tag{3.33}$$

Die Wärmeleitfähigkeit verhält sich sowohl für molekulare als auch für viskose Strömung direkt proportional zur dynamischen Viskosität. Anschaulich bedeutet das, dass mit zunehmender Reibung auch die Wärmeleitung zunimmt und umgekehrt. Um grobe Aussagen über den Bereich der Übergangsströmung machen zu können wird das Reziproke der beiden Grenzfälle addiert:

$$\lambda = \frac{f+1}{f} \frac{n\bar{c}}{4} \cdot m_T c_V \bar{l} \cdot \frac{x}{x+\frac{\bar{l}}{a_E}}$$
(3.34)

### Sorptionsverhalten von Gasen

Die Erklärung für den Energietransport liefert das Sorptionsverhalten von Gasen. Treffen Atome oder Moleküle auf eine feste Oberfläche, so bleiben sie mit der Haftwahrscheinlichkeit *s* anhaften. Bleiben sie haften spricht man von Adsorption. Diffundieren sie in den Festkörper hinein, spricht man von Absorption. Die Haftwahrscheinlichkeit ist abhängig von der Anzahl freier Plätze auf der Oberfläche, der Temperatur der Oberfläche und der Temperatur des Gases, wobei sich die Temperaturabhängigkeit in der Praxis als vernachlässigbar herausgestellt hat [Jou04]. Grundsätzlich lassen sich zwei verschiedene Arten der Haftung unterscheiden:

- 1. Physisorption: Gasmoleküle werden durch Van-der-Waals-Kräfte oder Dipolkräfte an der Oberfläche festgehalten  $\rightarrow$  schwache Bindung.
- 2. Chemisorption: Gasmoleküle dissoziieren und werden chemisch über Elektronenaustauschkräfte an die Oberfläche gebunden  $\rightarrow$  starke Bindung.
Langmuir machte die Annahme, dass die Teilchen nur haften bleiben wenn sie auf einen freien Platz treffen. Für die Haftwahrscheinlichkeit gilt somit  $s = s_0 \cdot (1 - \theta)$  mit  $\theta$  als Bedeckungsgrad. In dieser Näherung errechnet sich die flächenbezogene Adsorptionsrate zu:

$$j_{ad} = s_0(1-\theta) \cdot \underbrace{\frac{nc}{4}}_{j_N} \tag{3.35}$$

Die gebundenen Atome und Moleküle schwingen mit einer Frequenz  $\nu_0 \approx 10^{13} \ s^{-1}$  um ihre Gleichgewichtslage. Besitzen sie eine kinetische Energie, die größer als die Adsorptionsenergie ist können sie wieder desorbiert werden. Mit der Boltzmannverteilung erhält man daraus die Desorptionsrate:

$$j_{des} = -\nu_0 \cdot \tilde{n} \cdot exp\left(-\frac{E_{des}}{RT}\right) \tag{3.36}$$

mit  $R \approx 8,31 \ J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$  als molare Gaskonstante, *T* als Temperatur der Oberfläche und *ñ* als Flächendichte der anhaftenden Teilchen. Da die Richtung der Schwingung statistisch verteilt ist, werden nicht alle Atome oder Moleküle gleichzeitig desorbieren. Aus dieser Tatsache folgt mit Gleichung (3.36) die mittlere Verweilzeit auf der Oberfläche:

$$\tau = \tau_0 \cdot exp\left(\frac{E_{des}}{RT}\right) \tag{3.37}$$

mit  $\tau_0 = \nu_0^{-1}$ . Falls kein desorbiertes Teilchen wieder readsorbiert wird, kann die Zeit angegeben werden, die benötigt wird damit ein bestimmter Anteil der Teilchen die Oberfläche wieder verlässt:

$$t = \tau \cdot ln\left(\frac{\tilde{n}_0}{\tilde{n}(t)}\right) \tag{3.38}$$

Die Desorptionszeit ist somit für höhere Temperaturen kürzer. Sie kann je nach Temperatur und Desorptionsenergie zwischen ein paar Millisekunden und mehreren Stunden liegen. Dies ist ein wichtiger Punkt für Ausgasprozesse. Hierbei diffundieren zuvor absorbierte Teilchen aus dem Festkörper an die Oberfläche und werden dann desorbiert. Bei der Vakuumerzeugung wird der Enddruck erst nach einem vielfachen der mittleren Verweilzeit erreicht.

Man erkennt also, dass Teilchen, die auf eine Oberfläche treffen, kurz haften bleiben, die Temperatur der Oberfläche annehmen und dann thermalisiert die Oberfläche wieder verlassen. Dies ist die Grundlage für alle Konvektions- und Reibungseffekte.

# 3.2. Vakuum: Erzeugung und Messung

## 3.2.1. Grundlagen

Zu Beginn dieses Kapitels sollen kurz die Begriffe Leitwert, Saugvermögen, Saugleistung, effektives Saugvermögen und Kompression erklärt werden.

Betrachtet man die durch eine Leitung strömende Gasmenge pro Zeit, so lässt sich die Volumenstromstärke definieren als:

$$q_V = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \dot{V} \tag{3.39}$$

Multipliziert mit dem Druck ergibt sich der sogenannte pV-Durchfluss:  $q_{pV} = p \cdot V$ Mit der Einheit  $[q_{pV}] = \frac{Pa \cdot m^3}{s} = 10 \frac{mbar \cdot l}{s}$ . Eine häufig für Gasflüsse benutzte Einheit ist das *sccm* (standard cubic centimeter per minute). Die beiden Einheiten lassen sich leicht ineinander umrechnen.

$$1sccm \approx 1,7 \cdot 10^{-2} \ \frac{mbar \cdot l}{s} \tag{3.40}$$

Eine charakteristische Größe von Vakuumpumpen ist das Saugvermögen S. Es ist definiert als das durch den Saugflansch strömende Gasvolumen pro Zeit und entspricht somit der Volumenströmstärke  $\dot{V}$ .

$$S = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \dot{V} \tag{3.41}$$

Die Saugleistung  $\dot{Q}$  am Saugflansch ergibt sich aus dem Saugvermögen multipliziert mit dem Druck und entspricht der pV-Stromstärke.

$$\dot{Q} = q_{pV} = p \cdot S \tag{3.42}$$

Das Saugvermögen bestimmt die Auspumpgeschwindigkeit von Rezipienten und damit die Effizienz der verwendeten Vakuumpumpe. Das Saugvermögen gilt dabei nur an der Stelle des Ansaugflansches der Pumpe. Je nach Anlagenkonstruktion können durch Rohrzuleitungen Strömungswiderstände entstehen.

Der Strömungswiderstand R ist definiert als  $R = \Delta p/q$ , also dem Verhältnis aus Druckdifferenz und Stromstärke. Betrachtet man zwei verbundene Leitungen mit verschiedenen Strömungswiderständen  $R_1$  und  $R_2$ , so lässt sich der Gesamtwiderstand analog zum elektrischen Widerstand einer Serienschaltung berechnen:

$$R = R_1 + R_2 \tag{3.43}$$

Der Leitwert C eines Körpers ist definiert als der reziproke Strömungswiderstand  $C = 1/R = q/\Delta p$ . Für eine Serienschaltung von zwei Strömungswiderständen ergibt sich somit der Gesamtleitwert zu:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \tag{3.44}$$

Eine Pumpe kann als ein Rohr mit Leitwert  $C_{Pumpe} = S$  betrachtet werden. Somit ergibt sich das sogenannte effektive Saugvermögen der Pumpe aus der Addition der reziproken Leitwerte.

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{C} + \frac{1}{S}$$
(3.45)

Durch Umformen ergibt sich:

$$S_{eff} = \frac{S}{1 + \frac{S}{C}} \tag{3.46}$$

Eine anschaulichere Form des effektiven Saugvermögens lässt sich aus der Kontinuitätsgleichung gewinnen. Sei eine Pumpe (P) über ein Rohr mit einem Rezipienten (R) verbunden, so gilt aufgrund der Kontinuitätsgleichung:

$$q_{pV} = p_R \cdot \dot{V}_R = p_P \cdot \dot{V}_P \tag{3.47}$$

Dabei entspricht  $\dot{V}_R$  dem effektiven Saugvermögen  $S_{eff}$  und  $\dot{V}_P$  dem Saugvermögen S der Pumpe. Somit folgt:

$$S_{eff} = \frac{p_P}{p_R} \cdot S < S \tag{3.48}$$

Das effektive Saugvermögen ist immer kleiner als das angegebene Saugvermögen, da der Druck im Rezipienten immer größer ist als der Druck am Pumpeneingang. Beim Einbau von Vakuumpumpen ist darauf zu achten, dass sie möglichst dicht am Rezipienten montiert werden um die Leitwertverluste zur Pumpe hin möglichst gering zu halten. Eine weitere wichtige Kenngröße von Vakuumpumpen ist die Kompression K. Sie gibt an, wie stark eine Pumpe Gase komprimieren kann, also die maximale Druckdifferenz, die von ihr erzeugt wird. Die Kompression ist definiert als das Verhältnis des Hochvakuumdrucks  $p_{HV}$  zum Vorvakuumdruck  $p_{VV}$ :

$$K := \frac{p_{HV}}{p_{VV}} \tag{3.49}$$

Sie wird im Allgemeinen für Stickstoff angegeben, ist aber abhängig von der Gasart. Allgemein gilt, dass leichte Gase schwerer zu komprimieren sind als schwere Gase. Dementsprechend ändert sich auch die Kompression der verwendeten Vakuumpumpe.

## 3.2.2. Vakuumpumpen

Vakuumpumpen lassen sich nach ihrem Funktionsprinzip in sechs Kategorien unterteilen, in Verdrängerpumpen, Kondensatoren, Treibmittelpumpen, Sorptionspumpen, Kryopumpen und (Turbo-) Molekularpumpen. Die nachfolgenden Abschnitte geben einen Überblick über die Bauprinzipien der Vakuumpumpen, die im KATRIN-Experiment eingesetzt werden.

#### Verdrängerpumpen

Verdrängerpumpen werden zur Erzeugung von Grob- und Feinvakuum verwendet und können als Vorpumpen für Hochvakuumpumpen benutzt werden. Man unterteilt Verdrängerpumpen nach ihrem Antriebsprinzip in Oszillationsverdrängerpumpen und ein- oder zweiwellige Rotationsverdrängerpumpen. In Tabelle 3.2 sind die gängigsten Pumpentypen aufgelistet. Grundsätzlich besitzen alle Pumpen dieses Typs einen Schöpfraum, der mechanisch vergrößert und verkleinert wird. Bei der Vergrößerung wird der Druck im Schöpfraum unter den Vakuumdruck gesenkt, wodurch eine Saugwirkung entsteht. Bei der Verkleinerung wird das Gas komprimiert und gegen Atmosphäre ausgestoßen. Oszillationspumpen steuern diesen Vorgang über Ventile, Rotationspumpen verschieben dagegen den gesamten Schöpfraum. Bei der Verschiebung spielt die Dichtigkeit eine wichtige Rolle. Diese wird durch eine möglichst spaltfreie Bauweise gewährleistet. Minimale Spalte zwischen den einzelnen Komponenten der Pumpe sind für eine Rückströmung verantwortlich, die das Endvakuum begrenzt. Für eine höhere Dichtigkeit gibt es die Möglichkeit spezielle Pumpenöle als Schmiermittel einzusetzen. Diese sogenannten ölgedichteten Pumpen lassen eine geringe Menge Öl in das Vakuum ein, wodurch sie als Vorpumpen für Ultrahochvakuumpumpen nur bedingt einsetzbar sind. Verdrängerpumpen können grundsätzlich jedes Gas fördern. Bei leichten Gasen sollte zur Erhaltung des Kompressionsverhältnisses ein Gasballast dazu geschaltet werden. Ein Gasballast, auch Spülgas genannt, vermischt sich im Pumpraum mit dem zu fördernden leichten Gas und spült es mit weg. Ebenfalls wird Spülgas beim Pumpen von leicht kondensierbaren Gasen eingesetzt um die Bildung feiner Tröpfchen im Schöpfraum zu verhindern. Bei der Verwendung eines Gasballasts steigt jedoch der erreichbare Enddruck.

Ein genauerer Blick soll auf die Wälzkolbenpumpe, auch Roots-Pumpe genannt, geworfen werden. Die Roots-Pumpe besteht aus zwei Drehkolben, jeweils in Form einer acht, die sich gegenläufig drehen. Synchronisiert werden sie durch ein Zahnradpaar mit jeweils gleicher Zahnanzahl. Die gesamte Konstruktion läuft berührungsfrei, wodurch kleine Spalte zwischen den Kolben selbst und dem Gehäuse nötig sind. Die Spalte sind ca. 0, 1 mm breit und verursachen eine Rückströmung. Die Roots-Pumpen gehören somit zu den trocken laufenden Pumpen, bei denen jedoch die Zahnräder sowie die Getriebe ölgeschmiert sind. Durch Kolbenringe und Labyrinthdichtungen wird die Pumpe bestmöglichst vor Öleintritt in das Vakuum geschützt. Abbildung 3.1 zeigt den Pumpvorgang in vier Schritten.

Verd	rängervakuumpumpen								
Oszillations verdränger pumpen	lationsverdrängerpumpen Rotationsverdrängerpumpen								
Kolbenpumpen	Einwellige:	Zweiwellige:							
Membranpumpen	Flüssigkeitsringpumpen	Schraubenpumpen							
	Drehschieberpumpen	Drehzahnpumpen							
	Vielzellenpumpen	Wälzkolbenpumpen							
	Trochoidenpumpen								
	Scroll-Pumpen								

Tabelle 3.2.: Überblick und Einteilung von Verdrängerpumpen nach [Jou04]



Abbildung 3.1.: Pump-Phasen der Wälzkolbenpumpe / Rootspumpe, linker Kolben linksdrehend, rechter Kolben rechtsdrehend. [Jou04]

Von Phase I nach Phase II wird der Schöpfraum vergrößert, wodurch Gas einströmt. In Phase III wird das Schöpfvolumen (das eingeschlossene Volumen rechts) zur Vorvakuumseite transportiert und beim Übergang zu Phase IV ausgestoßen. Wie in der Abbildung zu sehen ist strömt dabei zunächst Gas aus dem Vorvakuum ein, bevor es wieder mit dem geförderten Gas ausgestoßen wird. Die vier Phasen beschreiben eine halbe Umdrehung der Kolben. Bei einer vollen Umdrehung wird pro Kolben zweimal das Schöpfvolumen V ausgestoßen. Man erhält für das komplette Schöpfvolumen:  $V_S = 4 V$ . Durch hohe Drehzahlen, die durch Materialeigenschaften begrenzt werden, erhält man somit ein theoretisches Saugvermögen von:  $S_{th} = \nu \cdot V_S$  mit  $\nu$  als Drehfrequenz. Von dieser theoretischen Saugleistung muss die Rückströmung noch abgezogen werden. Betreibt man einstufige Wälzkolbenpumpen gegen Atmosphäre so erreichen sie einen Enddruck von ca. 450 mbar. Mit einer geeigneten Vorpumpe lässt sich der Enddruck auf wenige  $10^{-2}$  mbar senken. Auch mit einer Serienschaltung von Wälzkolbenpumpen lässt sich dieser Druck erzeugen. Ein Beispiel sind die Pumpen der ACP-Serie von Adixen, die mit fünf Pumpstufen einen Enddruck von  $3 \cdot 10^{-2}$  mbar erreichen. Die ACP 28 Pumpe mit einer Pumpleistung von  $27 m^3/h$  wurde als Vorvakuumpumpe im Messaufbau für diese Arbeit eingesetzt. [Jou04] [Tec08]

#### Sorptionspumpen

Sorptionsvakuumpumpen binden Gasteilchen physikalisch oder chemisch an geeigneten Materialien. Die Grundbegriffe Physisorption und Chemisorption, die hier eine Rolle spielen, wurden in Kapitel 3.1 erklärt. Die Sorptionspumpen werden in Adsorptionspumpen und Getterpumpen unterteilt. Das Einsatzgebiet von Adsorptionspumpen liegt überwiegend im Grob- und Feinvakuum in Kombination mit einer weiteren Vorvakuumpumpe. Sie bestehen aus porösen Materialien mit sehr großer Oberfläche an der die Gasteilchen meist physikalisch gebunden werden. Die Bindung ist abhängig von der Temperatur und der Molekülmasse. Dabei gilt, je niedriger die Temperatur ist und je schwerer die Gasteilchen, sind umso besser ist die Bindung.

Bei Getterpumpen wird zwischen Volumengettern, sogenannten NEG-Pumpen (NEG = non evaporable getter), Verdampferpumpen und Ionenzerstäuberpumpen unterschieden.



Abbildung 3.2.: Prinzip einer Ionenzerstäuberpumpe. K1, K2: Kathodenplatten aus Titan, A: Anodenzylinder, B: Magnetfeld [Jou04].

Die Pumpen werden vorwiegend im UHV-Bereich eingesetzt um ein Kohlenwasserstofffreies Vakuum zu erzeugen. Sie binden dabei das Gas hauptsächlich über Chemisorption, d.h. in irreversiblen Prozessen. Als Materialien eignen sich besonders die Elemente der vierten Nebengruppe des Periodensystems, beispielsweise Titan oder Zirconium bzw. Legierungen dieser Stoffe. Getterpumpen besitzen eine sehr große Oberfläche mit guten Diffusionseigenschaften, ihre Hauptaufgabe ist das binden von Restgasen, besonders von Wasserstoff.

Bei NEG-Pumpen wird der Wasserstoff über Physisorption an der Oberfläche angelagert. Durch Ausheizen kann der Wasserstoff wieder entfernt und damit die Pumpe reaktiviert werden. Bei dieser Temperaturerhöhung diffundiert das schwerere, über Chemisorption gebundene Gas tiefer in das Gettermaterial ein und kann nicht mehr entfernt werden. Darum ist die Anzahl der Ausheizzyklen und Reaktivierungen begrenzt. NEG-Pumpen besitzen keine beweglichen Komponenten, sie sind in jeder Einbaulage und -form verwendbar. Sie finden häufig Anwendung in Bereichen, in denen abgeschlossene Vakua aufrechterhalten werden müssen.

Bei Verdampferpumpen wird ein Festkörper in das Vakuum eingebracht und durch Erhitzen verdampft. Der Dampf schlägt sich an einer Oberfläche nieder und bildet dort eine Sorptionsschicht. Durch weiteres Verdampfen können frische Sorptionsschichten gebildet werden, an denen Wasserstoff und andere Gase gebunden werden können.

Das Funktionsprinzip von Ionenzerstäuberpumpen ist ähnlich dem von Penningfallen, siehe Abbildung 3.2. Die in einer Gasentladung erzeugten Ionen lösen beim Auftreffen auf die Kathode Gitteratome heraus, die sich als Getterschicht auf benachbarten Oberflächen niederlassen. Dieser Effekt wird Kathodenzerstäubung genannt. Zusätzlich werden die erzeugten Ionen durch die angelegte Spannung so beschleunigt, dass sie in das Kathodenmaterial eindringen und dort verbleiben, man spricht von Ionenimplantation.

Allen Sorptionspumpen haben die Temperaturabhängigkeit gemeinsam. Niedrige Temperaturen sorgen für eine größere Bindungswahrscheinlichkeit von Wasserstoff. Höhere Temperaturen lassen bereits ab- und adsorbierte schwerere Gase eindiffundieren, leichte Gase dagegen desorbieren. Die Ausgasungen des Gettermaterials können mit einer weiteren Vakuumpumpe entfernt werden. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Jou04].

## Kryopumpen

Kryopumpen sind die Kondensationspumpen der Tieftemperaturtechnik bei T < 120 K. Die benötigte Temperatur der Pumpe wird dabei durch den Dampfdruck der zu pumpenden Gase bestimmt. Der Dampfdruck ist der Umgebungsdruck, bei dem ein Gas bei einer festgehaltenen Temperatur in die flüssige bzw. feste Phase übergeht. Um den Dampfdruck für Stickstoff auf  $p < 10^{-9}$  mbar abzusenken, werden Temperaturen von  $T \approx 20$  K benötigt, für Wasserstoff sogar von  $T \leq 4, 2$  K. Die Bindung des zu pumpenden Gases an die tiefgekühlte Oberfläche der Pumpe geschieht über die Mechanismen der Kondensation, des Kryotrappings und der Kryosorption. Diese Mechanismen sind nicht voneinander trennbar. Bei der Kondensation findet ein Phasenübergang des Gases beim Kontakt mit der Pumpenoberfläche statt. Der erreichbare Vakuumdruck hängt dabei vom Dampfdruck der festen Phase des Gases und der Temperatur der Pumpe ab. Um beispielsweise Wasserstoff im UHV an die Kaltfläche zu binden, sind Temperaturen kleiner 3,5 K nötig.

Als Kryotrapping wird die Kondensation eines schwer kondensierbaren Gases bezeichnet, wenn es als Gasgemisch mit einem leicht kondensierbaren Gas vorliegt [Hae81]. Ein Kondensationspartner für Wasserstoff ist beispielsweise Argon. Durch das Gasgemisch wird der Wasserstoffpartialdruck im Kondensat deutlich erniedrigt gegenüber dem Dampfdruck eines reinen Wasserstoffkondensates. Dadurch kann weiterer Wasserstoff schneller in die flüssige Phase übergehen und der UHV-Druck weiter gesenkt werden.

Bei der Kryosorption wird das schwer kondensierbare Gas an einer Sorptionsschicht gebunden. Die Sorptionsschicht bildet dabei ein bereits kondensiertes Gas.

Kryopumpen sind für das UHV besonders geeignet, da sich die Kühlfläche frei in der Form an jeden Rezipienten anpassen lässt und damit eine große Pumpfläche erzielt werden kann. Zusätzlich zu einer Kryopumpe sollte eine weitere UHV-Pumpe installiert sein, die die leichten, schwer- bzw. nicht kondensierbaren Gase wie Helium abpumpt. Der Enddruck einer Kryopumpe liegt bei

$$p_{end} = p_S \cdot \sqrt{\frac{T_W}{T_K}} \tag{3.50}$$

Mit  $T_W$  als Wandtemperatur des Rezipienten,  $T_K$  als Kaltflächentemperatur der Kryopumpe und  $p_S$  als Sättigungsdampfdruck. Im längerfristigen Betrieb ist zu beachten, dass die Kaltfläche mit einer Kondensatschicht zuwächst und damit bei zu hohen Gasflüssen regelmäßig gespült werden muss. Eine detailliertere Beschreibung ist in [Jou04] und der darin referenzierten Spezialliteratur zu finden.

#### Molekular- und Turbomolekularpumpen

Turbomolekularpumpen werden im HV und UHV eingesetzt. Sie komprimieren Gase mit Hilfe schnell laufender Rotorblätter. Sie bilden den Kern dieser Arbeit und werden deshalb detailliert in Kapitel 3.3 beschrieben.

## 3.2.3. Druckmessung

Es gibt zwei Möglichkeiten der Druckmessung, direkte und indirekte. Unter direkter Druckmessung versteht man eine Messung gemäß  $p = \frac{F}{A}$ , also der Kraft auf eine Fläche. Indirekte Messung bedeutet, dass der Druck durch eine ihm proportionale Größe gemessen wird, zum Beispiel durch die druckabhängige Wärmeleitfähigkeit. Bei der direkten Druckmessung unterscheidet man zwischen einer Referenzdruckmessung und einer Absolutdruckmessung. Bei Ersterer wird die Druckdifferenz gegenüber einem vordefinierten Druck bestimmt. Senkt man den Referenzdruck unter den Messbereich des Sensors erhält man den Absolutdruck. Der Vakuummessbereich umfasst ca. 15 Größenordnungen. Da dieser große Bereich nicht mit einem einzigen Sensor messbar ist, findet man häufig kombinierte Messgeräte mit verschiedenen Sensoren. Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über die gängigsten Vakuumsensoren.

	Ŷ	×	rtabh.	
Vakuummeter	direka	'indire.	Gasar	Minimaldruck $p_{min}$
Federvakuummeter	×		nein	10 mbar
Membranvakuummeter				
piezo-resistiv	×		nein	1 m bar
induktiv	×		nein	$2,5\cdot 10^{-1}\ mbar$
kapazitiv	×		nein	$10^{-7} mbar$
Gasreibungsvakuummeter	×		ja	$10^{-8} mbar$
Wärmeleitungsvakuummeter				
Pirani		×	ja	$10^{-4} mbar$
Ionisationsvakuummeter				
Magnetron		×	ja	$10^{-11} mbar$
Bayard-Alpert		×	ja	$10^{-11} mbar$
Extraktorröhre		×	ja	$10^{-12} \ mbar$

Tabelle 3.3.: Übersicht über	die gängigsten	${\it Druck-Messr{\"o}hren}$	in	der	Vakuum technik	und
deren Eigenscha	aften.					



Abbildung 3.3: Schema des Kapazitätsvakuummeters:

- (1) Hochvakuumflansch
- (2) Gaseinlass für Referenzdruck
- (3) Kondensatorring
- (4) Kondensatorscheibe
- (5) Gehäuse
- (6) Membran

Die gestrichelte Linie stellt die Nulllage der Membran dar, hier ist der Hochvakuumdruck gleich dem Referenzdruck.

## Kapazitätsvakuummeter

Das Kapazitätsvakuummeter besitzt eine Membran, die die Vakuumkammer von der Referenzdruckkammer trennt, vgl. Abbildung 3.3. Sie dient als bewegliche Kondensatorplatte. Die zweite Kondensatorplatte ist ortsfest am Gehäuse angebracht.

Bei Druckänderungen ändert sich die Membranposition und damit die Kapazität. Diesen Effekt nutzt man zur Bestimmung des Drucks aus. Sowohl metallische als auch keramische Membranen werden verbaut, wobei keramische Membranen weniger wärmeempfindlich sind und eine mikroskopisch glattere Oberfläche besitzen, wodurch sie eine stabilere Druckmessung ermöglichen. Die Sensitivität der Messröhre hängt von der Membranen verbaut. Bei  $10^{-7}$  mbar Minimaldruck werden ca.  $25 \ \mu m$  dünne Keramikmembranen verbaut. Die Auslenkungen bei diesem Druck betragen ungefähr 0,4 nm. Kapazitätsvakuummeter lassen sich thermisch stabilisieren um systematische Messungenauigkeiten durch thermische Ausdehnung zu unterdrücken. Sie sind sehr robust, langzeitstabil und kompakt. Kapazitive Messröhren messen den Absolutdruck mit einer Genauigkeit von 0,01% des Maximaldrucks. [Jou04] [Vak02]



Abbildung 3.4.: Prinzip der Piranimessröhre. a) prinzipieller Aufbau, D: Draht,  $T_1$ : Drahttemperatur,  $T_2$ : Gehäusetemperatur. b) Schematische Darstellung des Wärmeaustausches durch Konvektion  $\dot{Q}_{konv}$ , Strahlung  $\dot{Q}_{rad}$ , Gas  $\dot{Q}_{gas}$ , direkte Wärmeleitung  $\dot{Q}_{end}$ . [Jou04]

#### Pirani

Die Piranimessröhre ist ein Wärmeleitungsvakuummeter und findet im Grob- und Feinvakuum Anwendung. Den prinzipiellen Aufbau zeigt Abbildung 3.4. Im Vakuum befindet sich ein elektrisch heizbarer Draht, der Teil einer Wheatstone'schen Brücke ist. Die Drahttemperatur ändert sich durch Wärmestrahlung, Wärmeleitung an den Kontaktstellen und durch Konvektion, wobei die ersten beiden Effekte systematische Fehler erzeugen und nur der letzte Effekt die Druckabhängigkeit beinhaltet. Es gibt zwei Betriebsarten:

- 1. konstante Drahttemperatur: Der Draht wird auf konstanter Temperatur gehalten, Druckänderungen ändern die Temperatur durch Konvektion und bringen die Brücke in ein Ungleichgewicht. Die elektrische Nachregelung ist ein Maß für den Druck.
- 2. konstante Heizleistung: Durch den Draht fließt ein konstanter Strom. Die Widerstandsänderung des Drahtes durch die druckabhängigen Temperaturänderungen sind ein Maß für den Druck.

Eine günstige Alternative ist die Temperaturmessung des Heizdrahtes mit einem Thermoelement. Die so gemessene Spannung ist proportional zum Druck. [Jou04]

#### **Bayard-Alpert**

Die Bayard-Alpert-Messröhre gehört zu der Kategorie der Ionisationsvakuummeter und besteht aus einer Emissionskathode, einer Beschleunigeranode und einem Ionenkollektor. Die Glühkathode emittiert Elektronen, die zur Gitteranode beschleunigt werden. Auf ihrem Weg stoßen und ionisieren sie Gasmoleküle. Die so erzeugten Ionen wandern zum Ionenkollektor und werden dort als Ionenstrom gemessen, vgl. Abbildung 3.5 a). Der Ionenstrom ist proportional zur Dichte n der Gasteilchen:

$$I^{+} = I_e \sigma \Delta I \cdot n = I_e \frac{\sigma \Delta l}{k_B T} p \tag{3.51}$$

mit dem Elektronenstrom  $I_e$ , dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Ionisation und der Flugstrecke  $\Delta l$  der Elektronen. Wie die ideale Gasgleichung zeigt ist die Teilchendichte abhängig vom Druck und der Temperatur eines Gases. Die Messröhren werden daher standardmäßig für 20 °C kalibriert. Für andere Temperaturen muss der Druck entsprechend korrigiert werden.



Abbildung 3.5.: Ionisationsvakuummeter: K: Kathode, A: Anode, C: Ionenkollektor. a) Allgemeines Funktionsprinzip, blau: Elektronen, rot: Ionen,  $U_A$ : Beschleunigungsspannung der Elektronen; b) Aufbau nach Bayard und Alpert [les12].

Treffen Elektronen auf Materie, so erzeugen sie Röntgenstrahlung, die wiederum Elektronen aus dem Ionenkollektor auslösen kann und somit einen Fehlstrom verursacht. Um diesen systematischen Fehler zu minimieren, haben Bayard und Alpert eine spezielle Anordnung der Kathode, Anode und des Ionenkollektors gewählt. Im Zentrum einer Ringanode befindet sich der Kollektor, bestehend aus einem dünnen Draht mit geringer Oberfläche. Die Kathode wurde außerhalb der Ringanode angebracht. Die geringe Oberfläche des Ionenkollektors sorgt für die Minimierung der Röntgengrenze auf  $\approx 10^{-11} mbar$ . Der Aufbau ist in Abbildung 3.5 b) zu sehen.

Nachteile dieses Messprinzips sind die Temperaturabhängigkeit, die Gasartabhängigkeit und die Röntgeneffekte bei niedrigem Druck. Durch die Hitze des heißen Emissionsdrahtes laufen zudem chemische Reaktionen zwischen Gas und Messröhre effektiver ab. Positiv fällt auf, dass die Röhren einen selbstreinigenden Effekt besitzen, da kontinuierlich Elektronen auf die Anode geschossen werden und damit Verunreinigungen gelöst werden. [Jou04]

#### Extraktor-Ionisationsvakuummeter

Die Extraktorröhre gehört zu den Ionisationsvakuummetern und arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie die Bayard-Alpert-Messröhre. Um den Effekt der Röntgenelektronen zu minimieren, wurde ein spezieller Aufbau gewählt, siehe Abbildung 3.6. Eine zylinderförmige Anode ist umgeben von einer Ringkathode. Am unteren Ende dieser Anordnung befindet sich eine Extraktionsblende, die auf Erdpotential liegt. Diese Lochblende trennt einen separaten Raum ab, in dem sich der Ionenkollektor, ebenfalls auf Erdpotential, befindet. Um den Kollektor ist ein Reflektor angebracht. Der Reflektor und die Blende schirmen den Ionenkollektor zum großen Teil vor der entstehenden Röntgenstrahlung ab. Bei geeigneter Wahl der einzelnen Potentiale fokussiert diese Anordnung die erzeugten Ionen auf den Kollektor. Der minimal messbare Druck liegt bei ca.  $10^{-12} mbar$ .

Die Extraktorröhre minimiert den Einfluss des Röntgeneffektes. Die Nachteile der Temperaturund Gasartabhängigkeit bleiben jedoch bestehen. [Jou04]



Abbildung 3.6.: Prinzipieller Aufbau einer Extraktor-Messröhre: A Anode, K Ringkathode, E Extraktionselektrode, R Reflektor, C Ionenkollektor.[Jou04]



Abbildung 3.7.: Bauprinzip eines invertierten Magnetrons. [Gmb12]

## Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter

Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter besitzen keine direkte Elektronenquelle sondern verwenden eine Hochspannung zwischen Anode und Kathode, die zur spontanen Emission von Elektronen führt. Diese Elektronen werden durch die Hochspannung beschleunigt und ionisieren durch Stöße das Restgas. Der Gasentladungsstrom ist proportional zum Druck:

$$p = K \cdot I^m \tag{3.52}$$

Mit der Empfindlichkeit K, dem Ionenstrom I und dem messgerätabhängigen Exponenten  $m = 1 \dots 1, 4$ .

Aufgrund der kurzen Wegstrecke zwischen Anode und Kathode erlöscht bei niedrigen Drücken die Gasentladung. Um eine stabile Messung bei niedrigen Drücken zu gewährleisten wird das elektrische Feld von einem magnetischen Feld gekreuzt. Die Elektronen werden auf Kreisbahnen gezwungen und legen damit eine längere Strecke zurück. Die Entladung brennt somit selbstständig weiter. Eine gängige Bauform ist das invertierte Magnetron, das in Abbildung 3.7 gezeigt ist. Das invertierte Magnetron besteht aus einer stabförmigen Anode im Zentrum einer zylinderförmigen Kathode. Parallel zur Anode verläuft ein Magnetfeld mit einer Stärke zwischen 0, 1 T und 0, 2 T. Die aus der Kathode emittierten Elektronen bewegen sich auf Kreisbahnen um die Stabanode, ehe sie dort absorbiert werden. Durch die geringe Oberfläche der Anode ist die von den Elektronen zurückgelegte Strecke groß, wodurch die Wahrscheinlichkeit der Ionisation durch ein Elektron steigt. Damit wird die Messung bei niedrigen Drücken stabilisiert. Der minimal messbare Vakuumdruck liegt bei  $10^{-11}mbar$ .

Zu den Vorteilen der Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter gehören die hohe Langlebigkeit unter sauberen Betriebsbedingungen und die einfache Wartung. Nachteilig ist ihre Gasartabhängigkeit aufgrund der unterschiedlichen Ionisationswahrscheinlichkeiten von Gasen. Kaltkathodenvakuummeter werden standardmäßig für Stickstoff kalibriert. Für andere Gase muss ein Korrekturfaktor angegeben werden. Zudem wirken diese Sensoren wie Ionenzerstäuberpumpen, vgl. Kapitel 3.2.2. Damit unterliegt die Druckmessung einer Drift. Zu Beginn ist der Druck durch die Pumpwirkung geringer als der Druck im Rezipienten. Die gepumpten Gasteilchen bleiben jedoch im Sensorinneren, was mit der Zeit zu einer Druckerhöhung führt.

Unter  $10^{-6}$  mbar kann es je nach Bauart zu Einschaltproblemen kommen, da die Gasentladung aufgrund der geringen Teilchendichte nur schwer zündet. Allgemein haben Kaltkathodenvakuummeter einen systematischen Fehler von über 30% des Messwertes, weswegen sie hauptsächlich nur als grobe Überwachungssensoren eingesetzt werden. [Jou04] [Gmb12] [Gmb11]

# 3.3. Turbomolekularpumpen

Turbomolekularpumpen arbeiten hauptsächlich im molekularen Strömungsbereich. Sie finden ihren Einsatz vor allem in Experimenten und Anlagen, in denen HV und UHV benötigt wird. Durch ihr großes Kompressionsverhältnis, bis zu  $K = 10^9$ , und ihr hohes Saugvermögen, je nach Pumpe über  $S = 5000 \frac{l}{s}$ , bewältigen sie sogar verhältnismäßig große Gasflüsse. Dieser Pumpentyp kann nicht gegen Atmosphäre arbeiten. Er benötigt eine Vorpumpe die für eine Vorevakuierung auf Feinvakuumniveau sorgen muss. Die allgemeine Funktionsweise, der Aufbau und die Betriebsbedingungen sollen im Folgenden kurz erklärt werden.

#### 3.3.1. Funktionsprinzip und Aufbau

Durch Adsorption verweilen Atome und Moleküle kurzzeitig an Oberflächen bevor sie durch den Prozess der Desorption wieder statistisch verteilt in den Raum driften (vgl. Kapitel 3.1). Wird nun die Oberfläche bewegt, so wird der isotropen Geschwindigkeitsverteilung der desorbierten Gasteilchen diese Bewegungsgeschwindigkeit überlagert, es resultiert ein gerichteter Gasstrom. Dies ist die Grundidee der (Turbo-)Molekularpumpe.

Der Einfachheit halber wird zunächst das Funktionsprinzip der einfachen Molekularpumpe diskutiert: Betrachtet werden zwei parallele Platten der Breite b im Abstand h voneinander. Zusätzlich bewege sich eine der beiden Platten in positiver x-Richtung (vgl. Abbildung 3.8). Unter molekularen Strömungsverhältnissen,  $h < \overline{l}$ , hat die Hälfte der Gasteilchen wegen Ad- und Desorptionsprozessen eine Driftgeschwindigkeit in x-Richtung. Die andere Hälfte der Teilchen hat keine Driftgeschwindigkeit. Es fließt somit ein Teilchenstrom

$$q_N = \frac{dN}{dt} = \frac{1}{2} \cdot n \cdot u \cdot b \cdot h \tag{3.53}$$

in positiver x-Richtung, mit n als Teilchendichte und u als Plattengeschwindigkeit. Durch den Gastransport entsteht ein Druck- bzw. Teilchendichtegefälle. Betrachten wir die Ebene E in Abbildung 3.8 an der Stelle  $x_0$ , so gilt für die Teilchendichte bei  $x < x_0$ :  $n(x) < n(x_0)$ und analog für  $x > x_0$ :  $n(x) > n(x_0)$ . Effektiv ergibt sich somit nach [Jou04] ein thermisch ungerichteter Gegenstrom zu:

$$q_N = b \cdot h \cdot \frac{\overline{c}}{4} \cdot \frac{dn}{dx} \cdot 2 \cdot \Delta x \tag{3.54}$$

 $\Delta x$  gibt dabei den Abstand zwischen den letzten Stößen an. Da molekulare Strömungsverhältnisse herrschen ist dieser Abstand größer als die Höhe h. Wir setzen  $\Delta x = g \cdot h$ ,



Abbildung 3.8.: Links: Schematischer Aufbau der Molekularpumpe nach Gaede mit Ansaugstutzen A, Vorvakuumflansch V, Rotor R, Stator S, Pumpkanal Sp, Sperrspalt Sp', Radius r, Frequenz f.

Rechts: Wirkungsweise der Molekularpumpe mit Kanalhöhe h, Kanalbreite b, stehender Statorplatte  $W_S$ , bewegter Rotorplatte  $W_R$  mit Bewegungsgeschwindigkeit u und Schnittebene E. [Jou04]

wobei g > 1 einen dimensionslosen Faktor darstellt. Für den effektiven Förderstrom zweier paralleler Platten erhalten wir damit:

$$q_N = \frac{1}{2} \cdot n \cdot u \cdot b \cdot h - g \cdot b \cdot h^2 \cdot \frac{\overline{c}}{2} \cdot \frac{dn}{dx}$$
(3.55)

Unter der Annahme, dass der Förderstrom gleich der Rückströmung ist, wird effektiv kein Gas gepumpt, jedoch wird maximale Kompression erreicht:

$$K_0 = \frac{p_{HV}}{p_{VV}} = exp\left(\frac{u \cdot L}{\overline{c} \cdot g \cdot h}\right)$$
(3.56)

Mit der Kanallänge L. Das Kompressionsverhältnis hängt von der Geschwindigkeit u der Platten ab, sowie von den geometrischen Eigenschaften. Des weiteren ändert sich die Kompression beim Pumpen schwerer bzw. leichter Gase, da  $\bar{c} \sim \sqrt{\frac{1}{m_T}}$  (siehe Gl. (3.11)).

Diese Idee setzten Gaede, Holweck und auch Siegbahn recht ähnlich um. Die festgehaltene Platte bildet das Zylindergehäuse der Pumpe, die bewegte Platte ist ein sich drehender Zylinder in der Pumpe. Der rotierende Zylinder wird dabei als Rotor, das stehende Zylindergehäuse als Stator bezeichnet. Um das Kompressionsverhältnis zu verbessern und die Rückströmung zu unterdrücken, vergrößerte Holweck die Kanallänge L, indem er schraubenförmig Einkerbungen entlang des Stators bzw. Rotors fertigte, siehe Abbildung 3.9 Punkt (5).

Die Turbomolekularpumpe stellt die Weiterentwicklung der Molekularpumpe nach Gaede dar und unterscheidet sich hauptsächlich in der Geometrie. An den rotierenden Zylinder sind stufenweise Schaufeln angebracht. Die mitrotierenden Rotorschaufeln wechseln sich mit entgegengesetzt am Gehäuse angebrachten, stehenden Statorschaufeln ab. Dies ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Um den Pumpmechanismus einer einzelnen Pumpstufe zu verstehen betrachten wir Abbildung 3.10. Zu sehen ist der Querschnitt einer Schaufelreihe, die zwei Räume voneinander trennt. Die Schaufeln sind in einem Winkel  $\alpha$  angebracht und haben einen Abstand h. Die Kanallänge wird mit b bezeichnet. Die einzelnen Rotorschaufeln, auch Rotorblätter genannt, bewegen sich mit der Geschwindigkeit u nach rechts. Gelangt ein Gasteilchen auf die Rotorblätter, wird es kurzzeitig adsorbiert und anschließend wieder desorbiert. Seine Geschwindigkeit nach der Desorption ist die Vektorsumme seiner thermischen Geschwindigkeit  $\bar{c}$  und der Bewegungsgeschwindigkeit u. Für  $u/\bar{c} \approx 1$  fliegen viele



Abbildung 3.9.: Turbomolekularpumpe mit Holweckstufe:(1) Hochvakuumflansch, (2) Lager, (3) Rotorblätter, (4) Statorblätter, (5) Holweckstufe, (6) Antriebseinheit, (7) Vorvakuumflansch, (8) Spülgasventil. Blau gezeichnet sind alle sich drehenden Komponenten, Rotor und Antriebswelle, orange und rot sind alle festen Bauteile. [Vac03]



Abbildung 3.10.: Pump<br/>prinzip einer Schaufelreihe, mit Schaufelabstand t,Schaufel<br/>winkel $\alpha,$ Schaufelbreiteb,Kanalhöh<br/>eh, thermischer Gasgeschwindigkeitcund Bewegungsgeschwindigkeit<br/> u.[Jou04]

Teilchen ungestört vom Raum 1 in den Raum 2. Für  $u/\overline{c} > 1$  gelangen die meisten Teilchen durch den Sorptionsprozess in den Raum 2.  $P_{12}$  und  $P_{21}$  bezeichnen die Durchgangswahrscheinlichkeiten durch eine Schaufelreihe von Raum 1 in Raum 2 und umgekehrt,  $p_1$  und  $p_2$  die Drücke in den beiden Räumen. Unter Verwendung des Eintrittsleitwertes  $C = A \cdot \frac{\overline{c}}{4}$  erhält man nach [Jou04] unter Vernachlässigung des entstehenden Gegendrucks das Saugvermögen einer Schaufelstufe:

$$S_0 = A \cdot \frac{\overline{c}}{4} \cdot (P_{12} - P_{21}) \tag{3.57}$$

Beachtet man die Druckdifferenz zwischen den beiden Räumen, ändert sich das Saugvermögen in:

$$S = C \cdot P_{12} \cdot \left(1 - \frac{K}{K_0}\right) \tag{3.58}$$

 $K = p_2/p_1$  bezeichnet das Druckverhältnis der beiden Räume und  $K_0 = P_{12}/P_{21}$  das maximale Kompressionsverhältnis. Mit den Gleichungen (3.57) und 3.58 lässt sich eine Rekursionsformel konstruieren, die das Saugvermögen hintereinander geschalteter Pumpstufen bestimmt.

$$S = \frac{S_0}{1 - \frac{1}{K_0} + \frac{S_0}{K_0 \cdot S_V}}$$
(3.59)

 $S_V$  ist dabei das vorgeschaltete Saugvermögen entweder einer weiteren Pumpstufe oder einer Vorpumpe. Die genaue Herleitung ist in [Jou04] zu finden.

Das Saugvermögen und das Kompressionsverhältnis einer Pumpstufe lassen sich näherungsweise auch aus den geometrischen Eigenschaften der Schaufeln bestimmen. Die Formel für das Kompressionsverhältnis wird hier nur angegeben. Mehr Details finden sich in [Jou04] und der darin zitierten Literatur.

$$K_0 = exp\left(\frac{u}{c \cdot g \cdot sin\alpha}\right) \tag{3.60}$$

g ist ein unbekannter, pumpenspezifischer Faktor. Die Rückströmung wurde in Gleichung (3.60) nicht berücksichtigt. Qualitativ erkennt man, dass, wie schon bei der Gaedeschen Molekularpumpe, das Kompressionsverhältnis stark von dem Verhältnis der Rotationsgeschwindigkeit zur Teilchengeschwindigkeit  $\frac{u}{c}$  abhängt. Je schneller Turbomolekularpumpen drehen umso höher ist ihr Kompressionsverhältnis. Die Abhängigkeit der thermischen Geschwindigkeit von der Masse der Gasteilchen sorgt für die Gasartabhängigkeit des Kompressionsverhältnisses. Es ist niedriger bei leichten Gasen.

Gängige Turbomolekularpumpen sind aus einer Reihe von Pumpstufen aufgebaut. Um eine höhere Kompression zu erzielen werden die sogenannten Compound-Pumpen mit einer zusätzlichen Holweckstufe auf der Vorvakuumseite des Rotors ausgestattet. Turbomolekularpumpen werden mit einem mechanisch oder magnetisch gelagerten Rotor gebaut. Mechanische Lager sind unempfindlicher gegenüber äußeren Einflüssen wie zum Beispiel Stößen. Zudem sind sie günstiger als magnetische Lager, die durch die frei schwebende Lagerung des Rotors ein vibrationsfreieres Arbeiten der Pumpe begünstigen. Mit magnetischem Lager lässt sich ein Kohlenwasserstoff-freieres Vakuum erzeugen, da diese im Gegensatz zu mechanischen Lagern nicht gefettet sind. Zur Unterdrückung von Rückströmeffekten werden die Spaltabstände in Turbomolekularpumpen so gering wie möglich gehalten. Übliche Spaltmaße liegen im Submillimeterbereich. Dies setzt eine extrem stabile Lagerung voraus. Die Techniken der Magnetlagerung sind in [Fre00] beschrieben.

Erschütterungen, Materialermüdungen oder Erwärmungen können eine Kollision des Rotors mit dem Stator verursachen, was durch die hohen Drehfrequenzen zu irreparablen Beschädigungen führt. In schlimmen Fällen kann durch einen Rotorcrash die Versuchsanlage mitbeschädigt werden.

Beim Pumpen von aggressiven Prozessgasen können Lager und Motor angegriffen werden, weshalb diese Pumpen mit einem Spül- bzw. Sperrgasanschluss ausgestattet werden. Ein Splitterschutz am Hochvakuumflansch sorgt ebenfalls für die Betriebssicherheit, da bereits kleinste Teilchen, die in den laufenden Rotor fallen, die Pumpe zerstören können. Turbomolekularpumpen können vor allem in Magnetfeldern oder bei hoher Gaslast sehr warm werden und sind deshalb mit einer Luft- oder Wasserkühlung ausgestattet.

#### 3.3.2. Wärmehaushalt

Um die Betriebssicherheit nicht zu gefährden, darf der Rotor einer Turbomolekularpumpe eine pumpenspezifische Grenztemperatur nicht überschreiten. Überschreitet er diese Temperatur kann dies zu vorzeitigen Materialermüdungen führen und einen Rotorbruch verursachen. Bei zu hohen Temperaturen kann sich außerdem der Rotor thermisch so weit ausdehnen, dass er mit dem Stator in Berührung kommt und somit ebenfalls die Pumpe zerstört. Aus diesem Grund ist es wichtig sich mit dem Wärmehaushalt einer Turbomolekularpumpe zu beschäftigen. Zu den thermisch wirksamen Effekten zählen die induzierten Wirbelströme sowohl durch interne als auch externe Magnetfelder, die Gasreibung, die Konvektion und die thermische Strahlung zwischen dem Rotor und seiner Umgebung. Die ersten beiden Effekte führen immer zu einer Erwärmung, die letzten beiden Effekte können sowohl heizend als auch kühlend wirken. Im Folgenden werden diese Effekte im Detail diskutiert.

#### Induktive Erwärmung

Wir unterscheiden zwei Fälle, zum einen Magnetfelder  $\vec{B}$  parallel zur Rotationsachse  $\vec{\omega}$  und zum anderen Magnetfelder senkrecht zur Rotationsachse. Alle anderen Feldrichtungen können durch Überlagerung dieser beiden Fälle berechnet werden. Im Folgenden werden wir nur von homogenen Feldern ausgehen.

 $\vec{B} \parallel \vec{\omega}$ : Zur einfacheren Berechnung betrachten wir den Rotor als Zylinder. Dann folgt mit dem Lorentz'schen Gesetz ( $q\vec{E} = q(\vec{v} \times \vec{B})$ , mit  $\vec{v} \perp \vec{B}$  und  $E = \frac{U}{d}$ ), dass die Induktionsspannung eine Konstante ist, die der Lorentzkraft entgegenwirkt:

$$U_{ind} = d \cdot v \cdot B \tag{3.61}$$

Im Gleichgewicht fließt kein Induktionsstrom. Es tritt kein erwärmender Effekt auf, außer bei zeitlich veränderlichen oder inhomogenen Feldern und beim Beschleunigen oder Abbremsen des Rotors.

 $\vec{B} \perp \vec{\omega}$ : Bei einem Rotor handelt es sich um ein bewegtes Objekt. Die in senkrechten Magnetfeldern induzierten Wirbelströme sorgen für ein gegen das externe Feld gerichtetes, inneres Magnetfeld. Die Gegeninduktion verdrängt das externe Feld aus dem Inneren des Rotors. Das äußere Feld kann demnach nur bis zu einer bestimmten Tiefe in das Medium eindringen. Dieser Effekt wird Skin-Effekt genannt. Für die korrekte Behandlung werden die Maxwell'schen Gleichungen benötigt:

$$1.\vec{\nabla}\vec{D} = \rho \qquad \qquad 3.\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d}{dt}\vec{B} \qquad (3.62)$$

$$2.\vec{\nabla}\vec{B} = 0 \qquad \qquad 4.\vec{\nabla}\times\vec{H} = \vec{j} + \frac{d}{dt}\vec{D} \qquad (3.63)$$

sowie:  $\vec{E} = \sigma \vec{j}$  und  $\vec{B} = \underbrace{\mu_0 \mu_r}_{\mu} \cdot \vec{H}$ 

Dabei ist  $\vec{D}$  die dielektrische Verschiebungsdichte,  $\vec{j}$  die Stromdichte und  $\sigma$  die elektrische Leitfähigkeit.



Abbildung 3.11.: Zylindernäherung des Rotors im Magnetfeld ( $\vec{H}$ ). Links: außenstehender Beobachter, Rotation mit  $\omega = 2\pi\nu$ . Rechts: mitbewegtes System. [Ogi09]

Durch die verhältnismäßig niedrige Rotationsgeschwindigkeit liegt ein quasistationäres Magnetfeld vor, d.h. das äußere B-Feld dominiert, die induzierten Felder haben keinen sonderlichen Einfluss. Aus der 3. und 4. Maxwellgleichung folgt:

$$\nabla^2 \vec{H} = \sigma \mu \frac{d}{dt} \vec{H} \tag{3.64}$$

Wir betrachten den Rotor als Zylinder und lassen seine Rotationsachse mit der x-Achse zusammenfallen, vgl. Abbildung 3.11 [Ogi09]. Für das Magnetfeld wählen wir  $\vec{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_0 \end{pmatrix}$ . Wechseln wir das Bezugssystem und gehen in das mitrotierende System über so sieht ein Elektron ein sich änderndes Feld in y-Richtung  $H_y = H_0 \cos(\omega t)$ . Die zu lösende Differentialgleichung sieht damit wie folgt aus:

$$\frac{\delta^2}{\delta z^2} H_y = \sigma \mu \frac{\delta}{\delta t} H_y \tag{3.65}$$

Mit dem Ansatz  $H_y=h(z)e^{-i\omega t}$  und  $h(z)=e^{-ikz}$ erhält man die Lösung:

$$H_y = H_0 e^{-\frac{z}{\delta}} e^{i(\frac{z}{\delta} - \omega t)} \tag{3.66}$$

 $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}$  ist die Eindringtiefe. Typische Rotormaterialien sind Aluminium und Stahllegierungen. Betrachten wir einen reinen Aluminiumrotor mit der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma \approx 37 \cdot 10^5 \frac{1}{\Omega m}$ , der magnetischen Permeabilität  $\mu_r = (1 + 2, 2 \cdot 10^{-5}) \frac{H}{m}$  und einer Rotationsfrequenz von  $\vartheta = 480 \ Hz$ , so liegt die Eindringtiefe des äußeren Magnetfeldes in den Rotor bei  $\delta \approx 1, 2 \ cm$ .

Aus Maxwells 4. Gleichung ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem magnetischen und dem induzierten elektrischen Feld:

$$E_x = \frac{1}{\sigma\delta} e^{-\frac{z}{\delta}} H_0 \left[ i e^{i(\frac{z}{\delta} - \omega t)} - e^{i(\frac{z}{\delta} - \omega t)} \right]$$
(3.67)

Betrachten wir nur den Realteil, erhalten wir:

$$E_x = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}} H_0 e^{-\frac{z}{\delta}} \cos\left(\frac{z}{\delta} - \omega t\right)$$
(3.68)

Die Gesamtleistung der induzierten Wirbelströme in den Rotor ergibt sich durch Integration der Leistung pro Volumeneinheit  $P_V = \langle \sigma E_x^2 \rangle$ . In der hier gemachten Näherung bedeutet dies eine Integration über den Radius des Rotors von 0 bis  $z_0$ :

$$P = \int_{0}^{z_0} P_V dz = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}} H_0^2 \left( 1 - e^{-\frac{2z_0}{\delta}} \right)$$
(3.69)

Die durch externe, homogene, zur Rotorachse senkrecht stehende Magnetfelder induzierte Leistung ist proportional zum Quadrat der Feldstärke und zur Wurzel der Frequenz. Schneller drehende Rotoren erwärmen sich trotz geringer werdender Eindringtiefe folglich stärker als langsam drehende. [Ogi09] [Jac02] [Jou04]

#### Gasreibung

Die Sorptionsvorgänge von Gasatomen und -molekülen und die damit verbundenen Transporteigenschaften wurden bereits in Kapitel 3.1 beschrieben. Unter anderem wurde dort mit Gleichung (3.25) die dynamische Viskosität definiert.

Der Impulsakkommodationsfaktor  $\sigma_t$  ist durch die Geometrie des Rotors ungefähr 1. Damit vereinfacht sich Gleichung (3.25) zu:

$$\eta \approx \frac{4}{\pi} \frac{\bar{l}p}{\bar{c}} \frac{x}{x+2\bar{l}} \tag{3.70}$$

Die erzeugte Reibungsleistung zwischen Rotor und Stator erhält man durch Multiplikation der Reibungskraft mit der Rotationsgeschwindigkeit  $P_R = F_R \cdot u$ , mit  $F_R = \eta \cdot A \cdot \frac{u}{x}$ . Da der Rotor ein drehendes Objekt ist, hängt die Geschwindigkeit vom Radius ab. Um die korrekte Reibleistung zu erhalten muss über den Radius integriert werden. Die Rechnung ist in [Jou04] angegeben und liefert:

$$P_R = \frac{2 \cdot A \cdot \left(u_a^2 + u_i^2\right) \cdot \bar{l} \cdot p}{\bar{c} \cdot \pi \left(x + 2\bar{l}\right)}$$

$$(3.71)$$

$$= \frac{2 \cdot A \cdot \omega^2 \cdot \left(r_a^2 + r_i^2\right) \cdot \bar{l} \cdot p}{\bar{c} \cdot \pi \left(x + 2\bar{l}\right)}$$
(3.72)

 $u_{a/i} = \omega \cdot r_{a/i}$  ist die Geschwindigkeit der Rotorblätter (außen und innen) mit dem Außenbzw. Innenradius  $r_{a/i}$ .

Das Produkt  $p \cdot \overline{l}$  ist nach Gleichung (3.14) eine Konstante. Für kleine Drücke (molekularer Bereich) ist die Reibungsleistung proportional zum Druck, in Bereichen höherer Drücke (viskos) strebt die Reibung gegen einen konstanten Wert. In der thermischen Geschwindigkeit c der Gasteilchen steckt die Abhängigkeit der Reibung von der Gasart.

#### Konvektion

Durch die Adsorption befinden sich die Gasteilchen im thermischen Gleichgewicht mit der Oberfläche, an der sie anhaften. Durch die anschließende Desorption transportieren sie je nach Temperaturdifferenz Energie von der Oberfläche weg oder auf die Oberfläche. Mit der in Gleichung (3.34) angegebenen Wärmeleitfähigkeit von Gasen

$$\lambda = \frac{f+1}{f} \frac{n\bar{c}}{4} \cdot m_T c_V \bar{l} \cdot \frac{x}{x+\frac{\bar{l}}{a_F}}$$
(3.73)

lässt sich die Wärmeleistung, die zwischen dem Rotor und seiner Umgebung ausgetauscht wird, berechnen zu:

$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \cdot \frac{T_2 - T_1}{x} \tag{3.74}$$

$$= \frac{\overline{c} \cdot f_g \cdot p \cdot \overline{l} \cdot A \cdot (T_2 - T_1)}{4 \cdot T \cdot (x + 2\overline{l})}$$
(3.75)

 $f_g$  ist die Anzahl an Freiheitsgraden des gepumpten Gases, T die Gastemperatur und  $T_{2/1}$  steht für die Stator- bzw. Rotortemperatur. Unter der Annahme eines thermischen Gleichgewichtes nach der Adsorption zwischen Rotor und Gasteilchen, kann der Energie-Akkommodationskoeffizient  $a_E$  gleich 1 gesetzt werden. Dies wurde hier gemacht. Die genaue Rechnung ist in [Jou04] zu finden. Die Wärmeleitung durch das Gas ist wie die Reibung proportional zum Druck im molekularen Strömungsbereich und geht mit zunehmendem Druck gegen eine Konstante. Zudem ist sie direkt proportional zur Temperaturdifferenz zwischem dem Rotors und seiner Umgebung. Dies bedeutet, dass man durch Regelung der Umgebungstemperatur, dazu zählen die Temperatur des Gehäuses und der Antriebs- und Lagereinheit, die Rotortemperatur direkt beeinflussen kann.

#### Thermische Strahlung

Der Rotor wechselwirkt über thermische Strahlung mit seiner Umgebung, also dem Stator und der Antriebs- und Lagereinheit. Dieses System lässt sich als grauer Strahler durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz beschreiben:

$$P_S = \epsilon(T) \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4 \tag{3.76}$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten  $\sigma=5,67\cdot 10^{-8}~\frac{W}{m^2K^4}$  und dem Emissionskoeffizienten  $\epsilon.$ 

Betrachten wir nun den Leistungsübertrag, so erhalten wir:

$$P_{S} = \frac{A \cdot \sigma}{\frac{1}{\epsilon_{1}} + \frac{1}{\epsilon_{2}} - 1} \cdot \left(T_{2}^{4} - T_{1}^{4}\right)$$
(3.77)

Mit  $T_{2/1}$  als Stator- bzw. Rotortemperatur und  $\epsilon_{2/1}$  als entsprechendem Emissionskoeffizienten. Bei magnetgelagerten Turbomolekularpumpen, bei denen der Rotor frei im Vakuum schwebt ohne thermischen Kontakt zum Rest der Pumpe, sind Strahlungsverluste die einzige Möglichkeit der Kühlung. Erst bei höherem Druck trägt die Konvektion zusätzlich zur Kühlung bei.

Der Wärmehaushalt einer magnetgelagerten Turbomolekularpumpe wird durch diese vier Effekte bestimmt. Zusätzlich zur Wirbelstrominduktion durch externe Magnetfelder kommt eine Induktion durch die Felder der Magnetlager und der Antriebseinheit hinzu, dieser Effekt spiegelt sich in der Rotortemperatur ohne Gaslast und ohne äußere Felder wieder. Bei Turbomolekularpumpen mit mechanischem Lager findet ein zusätzlicher Wärmeaustausch durch Wärmeleitung über die Lager statt.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Pumpen MAG-W 2800 und SL 300 von Leybold dürfen eine maximale Rotortemperatur von 120 °C nicht überschreiten. Für den sicheren Langzeitbetrieb wird empfohlen den Rotor unter 90 °C zu halten. Eine direkte Temperaturmessung mittels Sensoren ist dabei sehr aufwändig.

Im folgenden Kapitel wird ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Rotortemperatur einer Turbomolekularpumpe entwickelt, basierend auf den in diesem Kapitel beschriebenen Grundlagen der Erwärmungseffekte. Das Modell und die Verifikationen über Messungen bilden den Kern dieser Arbeit.

# 4. Modellierung der Rotortemperatur einer Turbomolekularpumpe

Es gibt verschiedene Einsatzgebiete in Industrie und Forschung, in denen TMPs in magnetischen Feldern betrieben werden. Da die direkte Temperaturmessung des schnelldrehenden Rotors sehr aufwändig ist, überwachen die allermeisten Pumpen nur die Motor- und Lagertemperatur. Besonders bei magnetgelagerten Rotoren, die keinen thermischen Kontakt zur Umgebung haben, kann es in starken Magnetfeldern (B > 5 mT) durch induzierte Wirbelströme schnell zu einer Überhitzung und anschließenden Zerstörung des Rotors kommen. Darum wurden zwei Modelle entwickelt, die es erlauben den zeitlichen Verlauf der Rotortemperatur mit Hilfe einfach zu messender Betriebsparameter und experimentell bestimmter Koeffizienten zu berechnen. Die Modelle berücksichtigen die im letzten Kapitel beschriebenen erwärmenden Effekte von Wirbelströmen und Gasreibung sowie die Kühlung durch Strahlungsverluste und Konvektion.

Die abbremsende Wirkung von Wirbelströmen und Reibung wird durch die Erhöhung des Motorstromes durch den Pumpencontroller automatisch kompensiert, so dass im Normalfall die Pumpe immer mit konstanter Rotationsfrequenz läuft. Erst wenn der maximale Strom erreicht ist beginnt der Rotor langsamer zu werden. Bei Wirbelströmen wird die maximale Motorleistung jedoch erst bei großen Feldstärken jenseits der zulässigen Maximalwerte erreicht, so dass die Magnetfelder deutlich früher reduziert werden müssen bzw. die Pumpe abgeschaltet werden muss.

# 4.1. Theoretisches Modell 1

Im ersten Modell wird die Leistungsbilanz aller bekannten erwärmenden und kühlenden Effekte aufgestellt und angenommen, dass die gesamte Leistung sich als Temperaturänderung des Rotors bemerkbar macht. Daraus ergibt sich der folgende empirische Ansatz:

$$m_R \cdot C_V \cdot \frac{dT_R}{dt} = \sum_i P_i \tag{4.1}$$

Mit der Rotortemperatur  $T_R$ , der Rotormasse  $m_R$  und der Wärmekapazität  $C_V$ .

Die verschiedenen Leistungen lassen sich als Produkt aus einer experimentell zu bestimmenden Konstanten und einer Funktion darstellen, die die physikalischen Abhängigkeiten von einfach zu messenden Parametern beschreibt:

$$\sum_{i} P_{i} = \sum_{i} \alpha_{i} \cdot f_{i}(B, \omega, \overline{l}, p_{VV}, A, T_{R}, T)$$

$$(4.2)$$

Im Folgenden werden alle Effekte im Detail erklärt.

## Induzierte Wirbelströme

Wirbelströme werden durch externe Magnetfelder senkrecht zur Rotationsachse im Rotor induziert. Dabei ist der Skin-Effekt zu beachten, der das Feld nur bis zur Eindringtiefe  $\delta$  in das Material eindringen lässt. Ausgehend von Gleichung (3.69) mit dem spezifischen Widerstand des Rotormaterials  $\rho(T) = \sigma^{-1} = \rho_0 [1 + \alpha(T - T_0)]$  und dem magnetischen Feld  $H_0 = \mu_0^{-1} B$  wird die induzierte Leistung beschrieben durch:

$$P_{ind} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu\omega}{2}} \cdot \frac{1}{\mu_0^2} \cdot \sqrt{\rho_0 [1 + \alpha (T - T_0)]} \cdot B^2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{2z_0}{\delta}}\right)$$
(4.3)

Um die Temperaturabhängigkeit vollständig aufzulösen, muss die temperaturabhängige Leitfähigkeit in der Eindringtiefe  $\delta$  mit berücksichtigt werden:

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho_0 [1 + \alpha (T - T_0)]}{\mu \omega}} \tag{4.4}$$

Aufgrund der hohen Drehfrequenz und der dadurch bedingten geringen Eindringtiefe geht der hintere Term in Gleichung (4.3) in guter Näherung gegen 1. Nimmt man die Frequenz als konstant an und fasst alle Konstanten in einen Parameter  $\alpha_1$  zusammen, erhält man eine vereinfachte Darstellung der induzierten Leistung:

$$P_{ind} = \alpha_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2 \tag{4.5}$$

Dabei wurde für T die Rotortemperatur  $T_R$  eingesetzt.

Man erhält somit für den ersten erhitzenden Term:

$$P_{ind} = \alpha_1 \cdot f_1 \left( B, T_R \right) \tag{4.6}$$

mit:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\mu_0^2} \sqrt{\frac{\mu\rho_0\omega}{2}} \tag{4.7}$$

und

$$f_1 = \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$$
(4.8)

## Gasreibung

Gas fließt durch die Rotorstufen von der Hochvakuumseite zur Vorvakuumseite. Dabei wird es vom sich drehenden Rotor immer wieder beschleunigt, wodurch der Rotor eine Bremskraft erfährt. Da der Rotor auf konstanter Frequenz gehalten wird, geht der Reibungsverlust in Wärmeleistung über. Mit dem Produkt aus mittlerer freier Weglänge und Druck  $\bar{l} \cdot p$  (Gleichung (3.14)), sowie der mittleren Gasgeschwindigkeit  $\bar{c}$  (Gleichung (3.11)), folgt aus Gleichung (3.72):

$$P_R = \frac{A \cdot \omega^2 \cdot \left(r_a^2 + r_i^2\right) \cdot \sqrt{m_T k_B T_S}}{2 \cdot d^2 \cdot \sqrt{\pi^3} \cdot \left(x + \frac{\sqrt{2}k_B T_S}{\pi \cdot d^2} \cdot \frac{1}{p}\right)}$$
(4.9)

Die Reibungsleistung ist proportional zum Druck p, zum Spaltmaß x, zur Fläche A, zur Differenz des Radiusquadrates  $(r_a, r_i)$  und zur Gastemperatur  $T_S$ , die mit der Statortemperatur gleichgesetzt werden kann.

Ein Blick auf die komplexe Geometrie eines Rotors (Abbildung A.1 im Anhang) zeigt, dass sich kein allgemeingültiger Innen- bzw. Außenradius  $r_{a,i}$  angeben lässt. Das gleiche gilt für

die Fläche A und das Spaltmaß x. Eine mögliche Lösung besteht darin, Gleichung (4.9) nur für eine Pumpstufe zu verwenden und anschließend über alle Pumpstufen zu summieren. Hierfür muss jedoch der exakte Druckverlauf in der Pumpe bekannt sein um für jede Rotorstufe die richtige Reibungsleistung bei entsprechendem Druck berechnen zu können. In [Vos05] wird ein Näherungsmodell angegeben, mit dem versucht wird den Druckverlauf in einer Turbomolekularpumpe darzustellen. Dieses Modell basiert auf einem definierten Gasfluss, einem variablen Vorvakuumdruck und mehreren experimentell ermittelten Parametern, die für jeden Pumpentyp neu bestimmt werden müssen.

Da für die in dieser Arbeit verwendeten Pumpen (MAG-W 2800 und SL 300 von Leybold) diese Parameter nicht vorliegen und in dieser Arbeit sowohl mit variablem Vorvakuumdruck als auch mit variablen Gasflüssen gearbeitet wurde, wird an dieser Stelle Gleichung (4.9) unter folgenden Annahmen approximiert:

- 1. Für die Fläche A lässt sich eine über die Rotorstufen gemittelte Fläche angeben,
- 2. je nach Änderung des Hochvakuum- bzw. Vorvakuumdruckes müssen die Flächen der Pumpstufen gewichtet werden. Bei Vorvakuumänderungen bleiben die hochvakuumseitigen Stufen außen vor.
- 3. Ebenso wird die Differenz des quadrierten Innen- und Außenradiuses über alle Rotorstufen gemittelt.
- 4. Es wird nur ein Spaltmaß x angenommen und
- 5. als Druck wird der am einfachsten zu messende Druck, der Vorvakuumdruck  $p_{VV}$ , verwendet.

Näherung 2 ist damit zu begründen, dass bei einem Gasfluss durch die Pumpe alle Rotorstufen an der Reibung beteiligt sind. Dagegen sind bei einer Verschlechterung des Vorvakuumdruckes nur die vorvakuumseitigen Pumpstufen beteiligt, die das vermehrte Vorvakuumgas wieder ausstoßen. Es ergeben sich somit für gleiche Vorvakuumdrücke unterschiedliche vom Gas umströmte Flächen. Punkt 5 verursacht den größten Fehler. Die in den Rotor eingebrachte Leistung kann mit diesen Näherungen wie folgt zusammengefasst werden:

$$P_R = \alpha_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S \cdot p_{VV}}}{p_{VV} + \beta_2 \cdot T_S} \tag{4.10}$$

mit:

$$\alpha_2 = \frac{A\omega^2 \left(r_a^2 - r_i^2\right) \sqrt{m_T k_B}}{2d^2 \sqrt{\pi^3} x}$$
(4.11)

und

$$\beta_2 = \frac{\sqrt{2k_B}}{d^2 \pi x} \tag{4.12}$$

 $\omega$  wurde als konstant angenommen.

Der Leistungsterm für die Reibung kann in der Leistungsbilanz nun geschrieben werden als:

$$P_R = \alpha_2 \cdot f_2 \left(\beta_2, p_{VV}, T_S\right) \tag{4.13}$$

mit den oben angegebenen Konstanten  $k_2$  und  $a_2$  und:

$$f_2 = \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_2 \cdot T_S} \tag{4.14}$$

Die Reibung findet sowohl an der Rotoraußenseite, als auch an der Rotorinnenseite statt. Je nach Reibungsort ändert sich die Temperatur des Gases. Unter der Annahme, dass die Hauptreibung zwischen Rotor und Stator stattfindet, d.h. auf der Rotoraußenseite, lässt sich für die Gastemperatur die Statortemperatur verwenden.

## Wärmeleitung

Je nach Temperatur des Gases kühlt es beim Strömen durch die Pumpe den Rotor ab. Für diesen Vorgang wurde in Kapitel 3.3.2 Gleichung (3.75) angegeben. Mit dem Term für die mittlere Geschwindigkeit  $\overline{c}$  und dem Produkt  $\overline{l} \cdot p$  ergibt sich der Ausdruck:

$$P_K = \frac{\sqrt{k_B^3} \cdot f_g \cdot A \cdot (T - T_R)}{\sqrt{\pi^3 m_T} \cdot 2 \cdot d^2 \cdot x \left(1 + \frac{k_B T}{\pi \cdot d^2 \cdot x \cdot p}\right)}$$
(4.15)

Die abgeführte Wärmeleistung hängt von der Differenz zwischen Rotor- und Gastemperatur  $(T - T_R)$ , vom Druck, der Gasart und der umströmten Fläche ab.

Gas kann auf drei verschiedenen Wegen in die Pumpe gelangen. Bei einer Erhöhung des Hochvakuumdrucks gelangt es über den Hochvakuumflansch in die Pumpe. Bei einer Erhöhung des Vorvakuumdruck über den Vorvakuumflansch. Als drittes gibt es die Möglichkeit Gas über das Sperrgasventil einzulassen. Dabei umströmt es die Antriebs- und Lagereinheit sowie die Rotorinnenseite, bis es anschließend durch den Vorvakuumflansch austritt. Strömt Gas durch den Hochvakuumflansch, passiert es die ganze Pumpe, d.h. die Kontaktfläche ist maximal. Ändert sich dagegen nur der Vorvakuumdruck sind nur die vorvakuumseitigen Pumpstufen von Gas umspült. Es trägt nur eine geringere Fläche zur Konvektion bei. Bei Sperrgasfluss sind ebenfalls nur die vorvakuumseitigen Pumpstufen an der Konvektion beteiligt. Es ist also notwendig sowohl den exakten Druckverlauf in der Pumpe als auch die Richtung des Gaseinlasses und damit verbunden die an der Konvektion beteiligte Fläche zu kennen. Wie im vorherigen Abschnitt "Gasreibung" sind diese Werte nicht zugänglich, deshalb werden folgende Näherungen gemacht:

- 1. Bei Gasfluss durch den Hochvakuumflansch wird die Fläche aus der Summe aller Pumpstufenflächen errechnet,
- 2. bei einer reinen Änderung des Vorvakuumdrucks, z.B. beim Ausfall einer Vorpumpe, müssen bei der Mittelwertbildung die Flächen der Pumpstufen gewichtet werden. Die hochvakuumseitigen Stufen gehen dabei schwächer ein.
- 3. Es wird nur ein Spaltmaß x angenommen und
- 4. als Druck wird der Vorvakuumdruck  $p_{VV}$  verwendet.

Hierbei liefert neben dem Druck besonders die gemittelte Fläche den größten Fehler.

Gleichung (4.15) kann dann wie folgt zusammengefasst werden:

$$P_K = \alpha_3 \cdot \frac{(T - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_3 \cdot T}$$

$$(4.16)$$

mit

$$\alpha_3 = \frac{\sqrt{k_B^3} \cdot f_g \cdot A}{\sqrt{\pi^3 m_T} \cdot 2 \cdot d^2 \cdot x} \tag{4.17}$$

und

$$\beta_3 = \frac{k_B}{\pi \cdot d^2 \cdot x} \tag{4.18}$$

Über die Anzahl an Freiheitsgraden  $f_g$  und das Molekülgewicht  $m_T$  der Gasteilchen hängt die Wärmeleitung vom gepumpten Gas bzw. Gasgemisch ab. In der Notation

$$P_K = \alpha_3 \cdot f_3 \left(\beta_3, p_{VV}, T_R, T\right) \tag{4.19}$$

ist die Funktion  $f_3$  gegeben durch:

$$f_3 = \frac{(T - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_3 \cdot T} \tag{4.20}$$

Um den Wärmeübertrag korrekt zu beschreiben muss beachtet werden, dass es zwei unterschiedliche Temperaturen in der Pumpe gibt, die Temperatur des Stators  $T_S$  und die Temperatur des Motors  $T_M$ . Beide tragen über Konvektion zur Rotortemperatur bei. Aufgrund der verschiedenen Gastemperaturen taucht in der Leistungsbilanz dieser Term somit zweimal auf. Um die Näherung 1 zu verbessern werden diese zwei Terme jeweils mit unterschiedlicher Fläche verwendet, d.h. die Konstanten  $\alpha_3$  und  $\alpha'_3$  sind unterschiedlich. Für die Wärmeleistung folgt somit:

$$P_{K} = \alpha_{3} \cdot \frac{(T_{S} - T_{R}) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_{3} \cdot T_{S}} + \alpha_{3}' \cdot \frac{(T_{M} - T_{R}) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_{3} \cdot T_{M}}$$
(4.21)

#### Wärmestrahlung

Wie jeder Körper strahlen auch Rotor und Stator Wärme ab. Je nach Temperaturdifferenz ist dieser Effekt wärmend oder kühlend für den Rotor. Gleichung (3.77) gibt die Strahlungsleistung an:

$$P_S = \frac{A \cdot \sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right) \tag{4.22}$$

Der Index R steht für den Rotor, der Index S für den Stator.

An der Strahlung ist die gesamte Fläche unabhängig vom Druck beteiligt und ist somit, im Gegensatz zur Konvektion und Reibung, eine echte Konstante. Die einzige hier gemachte Annahme ist, dass die Emissionskoeffizienten  $\epsilon_{1,2}$  des Rotors und des Stators als konstant angenommen werden. Für den erwarteten Temperaturbereich zwischen T > 293 K und T < 393 K ist das eine sehr gute Näherung. Gekürzt lässt sich die Strahlungsleistung schreiben als:

$$P_S = \alpha_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right) \tag{4.23}$$

mit:

$$\alpha_4 = \frac{A \cdot \sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \tag{4.24}$$

In der Leistungsbilanz

$$P_S = \alpha_4 \cdot f_4 \left( T_R, T_S \right) \tag{4.25}$$

ergibt sich der Term  $f_4$  zu:

$$f_4 = \left(T_S^4 - T_R^4\right) \tag{4.26}$$

Die Wärmestrahlung tritt sowohl zwischen Rotor und Stator als auch zwischen Rotor und Antriebseinheit auf. Wie in Kapitel 6 zu sehen ist, spielt bei der Erwärmung und Abkühlung des Rotors über Strahlung die Motortemperatur im Vergleich zur Statortemperatur nur eine untergeordnete Rolle. Aus diesem Grund wird in der Leistungsbilanz nur der dominantere Rotor-Stator-Term verwendet.

#### Direkte Wärmeleitung

Bei magnetisch gelagerten Turbomolekularpumpen, wie bei der MAG-W 2800, schwebt der Rotor berührungslos im Zentrum der Pumpe. Hier kann keine direkte Wärmeleistung übertragen werden.

In mechanisch gelagerten Pumpen, wie der SL 300, hingegen hat der Rotor über die Lager festen Kontakt zum nichtrotierenden Teil der Pumpe. Somit kommt es kontinuierlich zu einem Wärmeaustausch zwischen Rotor und Lager. Die mechanischen Lager können konstruktionsabhängig an unterschiedlichen Stellen untergebracht sein. Bei der SL 300 sitzen sie im hohlen, inneren Teil des Rotors. Damit kann die Lagertemperatur der Motortemperatur gleichgesetzt werden und die übertragene Wärmeleistung ergibt sich zu:

$$P_L = \alpha_5 \cdot (T_M - T_R) \tag{4.27}$$

Die Konstante  $\alpha_5$  muss experimentell bestimmt werden. Der Term  $f_5$  dagegen ist leicht abzulesen und ergibt:

$$f_5 = (T_M - T_R) (4.28)$$

## Nullleistung

Kleinere Effekte, wie z.B. die induzierten Wirbelströme durch die Lager- und Antriebseinheit, werden in einer Konstanten zusammengefasst. Der Verlauf der internen Magnetfelder ist unbekannt. Die Stärke der Felder ändert sich jedoch in Abhängigkeit der Gasreibung und der Stabilisierung des Rotors. Deswegen ist die Annahme einer Konstanten nur eine Näherung. Der Leistungsbilanz wird also der Term

$$P_0 = \alpha_0 \tag{4.29}$$

hinzugefügt.  $\alpha_0$  ist dabei selbst unbekannt und muss experimentell ermittelt werden. Zusätzlich zu diesen Effekten dient die Konstante als Korrekturfaktor für die bisher gemachten Näherungen.

#### Leistungsbilanz

Alle oben diskutierten Leistungsterme addiert ergeben die Änderung der Rotortemperatur:

$$m_R \cdot C_V \cdot \frac{dT_R}{dt} = \sum_i \alpha_i \cdot f_i = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha(T_R - T_0)} \cdot B^2$$
$$+ \alpha_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_2 \cdot T_S} + \alpha_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_3 \cdot T_S} \qquad (4.30)$$
$$+ \alpha'_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \beta_3 \cdot T_M} + \alpha_4 \cdot (T_S^4 - T_R^4)$$
$$+ \alpha_5 \cdot (T_M - T_R)$$

Für mehr Übersicht werden die Konstanten  $\alpha_i$  und  $\beta_i$  neu benannt und durch  $m_R \cdot C_V$  dividiert:

$$\frac{dT_R}{dt} = k_0 + k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha(T_R - T_0)} \cdot B^2 + k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S} 
+ k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S} + k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M} 
+ k_5 \cdot (T_S^4 - T_R^4) + k_6 \cdot (T_M - T_R)$$
(4.31)

Mit  $k_i = \alpha_i / (m_R C_V)$  und  $\beta_i = a_j$ .

Dies ist Modell 1 zur Beschreibung der Rotortemperatur einer Turbomolekularpumpe. Der letzte Term fällt bei magnetischer Lagerung weg.

Die Konstanten  $k_0$  bis  $k_6$  sowie  $a_1$  und  $a_2$  lassen sich mit Hilfe der Euler-Methode aus experimentellen Daten bestimmen (Kapitel 4.3). Sind alle Konstanten bekannt, lässt sich die Rotortemperatur in Abhängigkeit des externen, homogenen Magnetfeldes, des Vorvakuumdrucks und der Stator- bzw. Motortemperatur angeben. Unter der Annahme einer konstanten Motor- und Statortemperatur kann Modell 1 bereits in der Planungsphase von Experimenten zur Vorhersage der zeitlichen Entwicklung der Rotortemperatur in Abhängigkeit von den Umgebungsparametern verwendet werden.

# 4.2. Theoretisches Modell 2

Bei Turbomolekularpumpen lässt sich der Motorstrom überwachen. Für einen Synchronmotor ist die Wirkleistung proportional zum Strom und der Frequenz:

$$P \propto I \cdot \omega$$
 (4.32)

In Modell 1 gibt es zwei der Rotation entgegen wirkende Kräfte, die Induktion und die Gasreibung. Die Kräfte werden durch eine Erhöhung des Motorstromes kompensiert. Die Verlustleistung durch Induktion und Reibung ist also direkt proportional zum Motorstrom, wie die Gleichungen (4.5), (4.10) und (4.32) zeigen. Betrachtet man den reibungsabhängigen Motorstrom in Abhängigkeit vom Vorvakuumdruck, ohne externes Magnetfeld  $(\vec{B} = 0)$ , ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$P_R = k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S} \propto I \cdot \omega \tag{4.33}$$

$$I = I_0 + a_0 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$$
(4.34)

Man erhält die Konstanten  $I_0, a_0$  und  $a_1$  mittels Euler-Methode,  $a_1$  ist dabei die gleiche Konstante wie die im Reibungsterm in Modell 1.

Der Einfluss des Magnetfeldes, bei vernachlässigbarem Vorvakuumdruck  $(p_{VV} \rightarrow 0)$ , auf den Motorstrom lässt sich formal nach Gleichung (4.3), (4.4), (4.32) und mit  $\omega = 2\pi\nu$  wie folgt darstellen:

$$I = I_0 + b_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{\nu}} \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2 \cdot \left(1 - e^{-b_2 \cdot \sqrt{\nu} \cdot [1 + \alpha (T_R - T_0)]^{-\frac{1}{2}}}\right)$$
(4.35)

Mit neuen Konstanten  $b_1$  und  $b_2$ , die wie  $I_0$  über einen Euler-Fit bestimmt werden müssen.

Für konstante, hohe Frequenzen nimmt dieser Ausdruck eine Form ähnlich Gleichung (4.5) an:

$$I = I_0 + b'_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$$
(4.36)

Mit neuen, experimentell zu bestimmenden Konstanten  $I_0$  und  $b'_1$ .

Damit folgt, dass die zwei Terme der Induktion und Gasreibung in der Leistungsbilanz durch einen neuen Term  $(\tilde{k}_0 + \tilde{k}_1 \cdot I)$  ersetzt werden können. Somit folgt Modell 2 mit neuen Konstanten  $\tilde{k}_0$  bis  $\tilde{k}_5$ :

$$\frac{dT_R}{dt} = \tilde{k}_0 + \tilde{k}_1 \cdot I + \tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_S} + \tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_M} + \tilde{k}_4 \cdot (T_S^4 - T_R^4) + \tilde{k}_5 \cdot (T_M - T_R)$$
(4.37)

 $k_0$  enthält sowohl die Konstante  $k_0$  aus Modell 1 als auch  $I_0$ .

Bei dieser Betrachtung wird keine Annahme über das Magnetfeld gemacht, sondern nur dessen Einfluss auf die Leistungsbilanz betrachtet. Damit kann man die Bedingung eines homogenen Magnetfeldes fallen lassen. Modell 2 gilt für beliebige Feldkonfigurationen. Die Konstanten  $\tilde{k}_0$  bis  $\tilde{k}_5$  können experimentell bestimmt werden. Sind sie bekannt, so kann die Rotortemperatur in Abhängigkeit des Motorstromes, des Vorvakuumdrucks, der Statortemperatur und der Motortemperatur berechnet werden.

Modell 2 lässt sich zur Überwachung der aktuellen Rotortemperatur für beliebige Magnetfelder einsetzen. Es eignet sich jedoch nicht zur Vorhersage der Rotortemperatur bei der Planung eines Vakuumsystems, da es vom tatsächlich gemessenen Motorstrom abhängt.

# 4.3. Fit für die Modelle

Die in den Modellen 1 und 2 genannten Parameter  $(k_{0...6}, \tilde{k}_{0...5}, a_{1,2})$  werden numerisch über einen  $\chi^2$ -Fit bestimmt. Hierzu wird das Analyseprogramm ROOT des Cern verwendet. Gleichungen (4.31) und (4.37) sind gewöhnliche Differentialgleichungen erster Ordnung, die über ein numerisches Verfahren gelöst werden. Die numerische Integration wird nach der Methode von Euler durchgeführt.

y(x) sei die Lösung einer gewöhnlichen Differentialgleichung im Intervall [a, b] und  $y(x_0) = y_0$  eine bekannte Anfangsbedingung. Gesucht ist die Lösung der Differentialgleichung im Intervall  $[x_0, b]$ . Teilt man das Intervall in n Schritte ein,  $\Delta x = (b - x_0)/n$ , lässt sich aus der Anfangsbedingung  $y(x_0)$  leicht auf den Funktionswert nach einem Schritt,  $y_1 = y(x_0 + \Delta x)$ , schließen.

Für den Näherungswert  $y_1$  an der Stelle  $x_1 = x_0 + \Delta x$  ergibt sich:

$$y_1 = y_0 + \Delta x \cdot \frac{dy(x_0)}{dx} \tag{4.38}$$

Analog erhält man die Folgewerte  $(y_2 \dots y_n)$  durch iteratives Einsetzen. Allgemein stellt sich der Euler-Algorithmus wie folgt dar:

$$y_n = y_0 + \sum_{i=0}^{n-1} \Delta x \cdot \frac{dy_i}{dx}$$

$$\tag{4.39}$$

Angewendet auf die Rotortemperatur  $T_R$  erhält man:

$$T_R(t + \Delta t) = T_R(t) + \Delta t \cdot \frac{dT_R(t)}{dt}$$
(4.40)

und:

$$T_R(t_n) = T_R(t_0) + \sum_{i=0}^{n-1} \Delta t \cdot \frac{dT_R(t_i)}{dt}$$
(4.41)

Der Fehler dieser Funktion wird bestimmt durch die Schrittweite  $\Delta t$ , die so klein wie möglich gehalten werden soll.

Die in C++ geschriebene Fit-Routine ist im Anhang D abgebildet.

# 5. Versuchsaufbau und Kalibrationen

Mit dem Versuchsaufbau kann die Rotortemperatur einer Turbomolekularpumpe in Abhängigkeit von Magnetfeld, Gasfluss und der Umgebungstemperatur gemessen werden. Mit den gemessenen Daten sollen anschließend die in Kapitel 4 beschriebenen Modelle überprüft sowie die unbekannten Koeffizienten bestimmt werden. Die folgenden Kapitel beschreiben den Aufbau der Messapparatur, die Datenaufnahme und die Kalibrationsmessungen.

# 5.1. Aufbau

Um die pumpenspezifischen Parameter der beiden Modelle zu bestimmen, werden neben der Rotortemperatur noch die Temperaturen von Pumpengehäuse, Motor, Lager und Kühlwasser gemessen. Das Magnetfeld wird über den Strom durch ein Helmholtzspulenpaar eingestellt. Über einen Gasflussregler kann der Druck im Vakuumsystem variiert werden. Der Druck des Vakuumsystems wird an mehreren Stellen aufgenommen. Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 5.1. Ein Bild der Messanordnung ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

Der Versuchsaufbau lässt sich in drei Systeme einteilen: Vakuumsystem, Magnetfeldsystem und Temperaturmesssystem.

# 5.1.1. Vakuumsystem

Das Vakuumsystem in Abbildung 5.1 besteht aus der zu untersuchenden Turbomolekularpumpe (4), zwei Vorpumpen (7,9), einem Gasflussregler (3) und vier Drucksensoren (2,5,6,8). Die untersuchten TMPs waren die magnetgelagerte MAG-W 2800 und die mechanisch gelagerte SL 300 von Leybold (siehe Kapitel 5.2). Als Vorvakuumpumpe diente eine weitere Turbomolekularpumpe (7), die Turbovac 151 von Leybold. Sie wurde benutzt um einen vernachlässigbar kleinen Vorvakuumdruck für die zu untersuchenden Pumpen zu erzeugen. Eine mehrstufige Rootspumpe (9) der ACP-Serie von Adixen wurde als Vorpumpe gegen Atmosphärendruck verwendet.

Der Hochvakuumdruck wurde mit einer invertierten Magnetronröhre (2) aufgenommen, welche gegen äußere Magnetfelder mit einer Abschirmung aus Normalstahl versehen war. Die Messung des Drucks am Vorvakuumflansch der MAG-W 2800 und der SL 300 geschah über eine kapazitive Messröhre (5). Zur Kontrolle wurde noch eine Wide-Range-Messröhre



(6) auf der Vorvakuumseite der untersuchten TMP angebracht sowie eine Piranimessröhre (8), die den durch die ACP-Pumpe erzeugten Vorvakuumdruck gemessen hat. Um den Druck im Vakuumsystem variieren zu können wurde ein Gasflussregler (3) auf der Hochvakuumseite eingebaut. Die genauen Bezeichnungen der jeweiligen Komponenten und deren Auslese- bzw. Steuergeräte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Die im Vakuumsystem verwendeten Dichtungen waren CF-Dichtungen (ISO 3669) mit Flachdichtungen aus Kupfer und KF-Dichtungen (ISO 2961) mit Viton-Dichtringen.

# 5.1.2. Magnetfeldsystem

Das Magnetfeldsystem bestand aus zwei wassergekühlten Spulen in einer Helmholtzanordnung mit je 120 cm Durchmesser. Die genauen technischen Daten sind in Anhang B zu finden. Im Zentrum der Anordnung befand sich die jeweils zu untersuchende Turbomolekularpumpe. Durch die Größe der Spulen befanden sich neben der TMP noch die kapazitive Messröhre, die invertierte Magnetronröhre, das Pyrometer und der Gasflussregler im Magnetfeld. Die Magnetfeldstärke konnte über ein Netzgerät, welches den Strom durch die Spulen regelte, gesteuert werden. Dabei handelte es sich um das TopCon TC-LV von Sulzers mit der Steuereinheit TC-MMI. Bei einer maximalen Ausgangsspannung von 100 V erreichte es Stromstärken bis 250 A, die bis auf 0,3 A genau einstellbar waren. Das maximal erzeugbare Feld im Zentrum des Helmholtzpaares betrug damit 50 mT und konnte mit einer Genauigkeit von 0,06 mT eingestellt werden. Angesteuert werden konnte es zusätzlich mit Hilfe eines PCs über eine serielle Schnittstelle. Diese Variante wurde hier mit LabView umgesetzt und ist in Kapitel 5.3 beschrieben.

Um die Richtung des Magnetfeldes durch die Turbomolekularpumpe ändern zu können, war das Spulenpaar rotierbar auf einem Messtisch angebracht. Abbildung 5.3 zeigt drei mögliche Spulenpositionen. Zusätzlich konnte das Spulenpaar auf dem Messtisch nach vorne und hinten verschoben werden, um die TMP im inhomogenen Bereich des Helmholtzfeldes betreiben zu können.



Abbildung 5.2.: Realer Versuchsaufbau mit der SL 300 im Zentrum des Helmholtzspulenpaares. Die Bezeichnungen entsprechen denen in Abbildung 5.1.



Abbildung 5.3.: Helmholtzspulenpaar (60 cm Radius) mit TMP im Zentrum in drei verschiedenen Positionen. Von links nach rechts: 90°, 45° und 0°.

## 5.1.3. Temperaturmesssystem

Die Rotortemperatur wurde mit einem Infrarot-Pyrometer gemessen, das auf der Hochvakuumseite der TMP angebracht war. Die pumpenspezifischen Temperaturen, wie Motorund Lagertemperatur, ließen sich aus dem Controller der TMP entnehmen. Am Pumpengehäuse waren vier PT100-Sensoren aufgeklebt, mit denen die Gehäusetemperatur an verschiedenen Stellen gemessen wurde. Die Messstellen waren der Hochvakuumflansch, der untere Teil des Pumpenkörpers und zwei Stellen in der Mitte des Pumpengehäuses. Ein PT100-Sensor wurde auf das Spulenpaar geklebt um den Strom durch die Spulen bei einer zu starken Erwärmung abschalten zu können.

# 5.2. Verwendete Turbomolekularpumpen

## **MAG-W 2800**

Die MAG-W 2800 ist eine magnetisch gelagerte Turbomolekularpumpe von Leybold. Sie ist ca. 42 cm hoch und hat einen Gehäusedurchmesser von knapp 37 cm. Ihr 11 kg schwerer Rotor besteht aus einer sehr festen Aluminium-Legierung und einem Schaft aus Edelstahl. Aufgebaut ist der Rotor aus mehreren Pumpstufen mit Rotorblättern und einer Holweckstufe, wodurch die Pumpe für einen höheren Vorvakuumdruck und größere Gasflüsse geeignet ist. Durch die magnetische Lagerung läuft die Pumpe komplett öl- und fettfrei. Zur Sicherheit besitzt die MAG-W 2800 ein mechanisches Notlager, das bei einem Versagen des Magnetlagers den Rotor auffängt. Die Pumpe wird mittels Wasserkühlung gekühlt. Dabei sollte die Kühlwassertemperatur im Langzeitbetrieb zwischen 10 °C und 30 °C liegen. Kurzfristig sind auch höhere Kühlwassertemperaturen möglich.

Wichtige Daten der Pumpe sind das Saugvermögen von fast 2800 l/s, das bei einer maximalen Frequenz von 480 Hz erreicht werden kann, der Kompressionsfaktor für Stickstoff von 10<sup>9</sup> und der erreichbare Enddruck von weniger als 10<sup>-10</sup> mbar. Mehr Details sind im technischen Datenblatt in Anhang C.1 zu finden. [olv08]

## **SL 300**

Die SL 300 ist eine mechanisch gelagerte Turbomolekularpumpe von Leybold. Das Lager ist ein lebensdauergeschmiertes Keramik-Kugellager [olv09]. Sie besitzt wie die MAG-W 2800 einen mehrstufigen Rotor mit einer Holweckstufe, wodurch die Pumpe noch bei Vorvakuumdrücken von 8 *mbar* betrieben werden kann. Gekühlt wird die SL 300 über eine Luftkühlung. Dabei sollte die Umgebungstemperatur nicht höher als 45 °C sein. Die SL 300 ist ca. 19 cm hoch und hat einen Gehäusedurchmesser von knapp 16 cm. Des weiteren hat sie ein Saugvermögen von fast 300 l/s bei einer maximalen Frequenz von 1000 Hz. Sie besitzt ein Kompressionsverhältnis für Stickstoff von 10<sup>11</sup> und erreicht einen Enddruck von unter 10<sup>-10</sup> mbar. Alle technischen Details sind in Anhang C.2 zu finden.

				ng															]	ıalerfassung	log			log	log	)
				Signalerfassu	analog		seriell		seriell		seriell	seriell					analog			Sign	ana			$, 3 \circ C$ ana.	ana	0
	Signalerfassung	$: 2 \ sccm$ seriell		rkung	sung: 0, 20% vom Messwert	ut: $0 - 10 V$	sung: 0, 15% vom Messwert	eratur stabilisiert bei 45 °C	sung: 0, 12% vom Messwert	eratur stabilisiert bei 45 ° $C$		rd-Alpert und Pirani	sung: $10\%$ vom Messwert	$0^{-8} - 10^{-2} \ mbar$	vom Messwert	$1^{-2} - 10^3 \ mbar$	sung: 1% der angegebenen	1e, 10% bei < 10 <sup>-2</sup> mbar > 10 <sup>-2</sup> mbar		Bemerkung	Auflösung: $0,05\ ^\circ C$ für $\epsilon = 1$	Emissionskoeff.: $\epsilon = 0, 95$	Response-Time: 1 $s$	Genauigkeitsklasse B: $\Delta \vartheta = 0$	Genauigkeit: Toleranzklasse 1	1 5 °C hai $-40^{\circ}$ °C / $^{\circ}$ 375
	Bemerkung	Genauigkeit		Beme	bar Auflö	Outp	Auflö	Temp	nbar Auflö	Temp		Bayar	Auflö	bei 10	25%	bei 10	Auflö	Dekac und >		bereich	$\mathcal{O} \circ 00$			$D_{\circ} 00$	$-1000 \circ C$	
		$sccm(N_2)$			$(,99 \cdot 10^{-5} m)$		$\cdot 10^{-6} mbar$		$2,66\cdot 10^{-4}$ $_{\eta}$		$\cdot 10^{-4} mbar$	$^{-10} mbar$					$10^{-2} mbar$			Mess	ODC 0-2	irker		00 0 - 2	rmo -40 -	
	Range	0 - 200		Range	1, 33 - 3		$0, 1 - 1 \cdot$		26,66 -		100 - 5	$10^3 - 10$					$10^{-11} -$			Anschluss	VAS4 VVC	rennverstä		VTS4 PT1	VTS4 The	/Jesswandle
	Steuergerät	3 mks PR4000F		Steuergerät	CenterOne		mks PR4000F		mks PR4000F		Balzers TPG300	AtmiGraf					mks 937A Gauge	Controller		Typ A	KT15.82 IIP V	L		PT100 V	Typ K V	
	$eller \mid Typ$	1179		Typ	CTR100		627BX.1		627B		TPR010	Atmion					421				ŵ				rmometrie	
	Herste	ler mks		Iersteller	eybold		ıks		ıks		alzers	/acom					lks		en	Hersteller	Heitronic			Jumo	KIT The	
Gasflussregler	Bezeichnung	MassFlo-Control	Drucksensoren	Bezeichnung <u>F</u>	Ceravac I		Baratron n		Baratron n		Pirani E	Wide-Range- $V$	Messröhre				Invertiertes n	Magnetron	Temperatursensor	Bezeichnung	Pyrometer			Foliensensoren	Thermoelement	

Tabelle 5.1.: Aufgelistet sind die verwendeten Mess- und Steuergeräte mit einigen wichtigen Eigenschaften.

5.2. Verwendete Turbomolekularpumpen

und 0,4% bei 375 ° $C < \vartheta < 1000$ °C

## Steuerung der Pumpen

Beide Pumpen wurden über externe Frequenzwandler gesteuert, die sich in diesem Versuchsaufbau außerhalb des Magnetfeldes befunden haben. Die Wandler wurden mit der frei erhältlichen Herstellersoftware TurboDrive über einen PC bedient. Damit ließen sich die Pumpen starten, stoppen und die nötigen Pumpparameter abfragen und periodisch speichern. Die Pumpparameter waren der Motorstrom, die Leistungsaufnahme, die Frequenz und die Motortemperatur. Bei der MAG-W 2800 konnten noch die Sensoren für die Auslenkung des Magnetlagers und die Lagertemperatur ausgelesen werden.

Für die MAG-W 2800 wurde der MAG. DRIVE $^{digital}$  Frequenzwandler und für die SL 300 der TD 400 Wandler verwendet.

# 5.3. Datenaufnahme

Die Messdaten wurden über einen Computer mit den Programmen "LabView" und "TurboDrive" aufgenommen. Es wurden sowohl analoge als auch digitale Messwerte erfasst. Für die digitale Signalerfassung wurden die seriellen Schnittstellen des Computers verwendet. Zu den Komponenten mit seriellem RS232-Anschluss gehörten das Netzgerät des Spulenpaares, die Atmion-Druckmessröhre, der Gasflussregler, die Baratron-Messröhre, die Piraniröhre und die Frequenzwandler der Turbomolekularpumpen. Für die Erfassung der analogen Signale wurde eine Steckkarte von National Instruments (NI PCI 6221) im Computer installiert. Die Ausgangsspannungen der Sensoren wurden über Messwandler und Trennverstärker an diese Steckkarte geleitet. Dabei handelte es sich um die Signale der PT100-Sensoren, des Pyrometers, des HV-Drucksensors, der Ceravac-Messröhre und eines Thermoelements. Die verbauten Messwandler und Trennverstärker der Firma Weidmüller waren der WTS4 PT100 für die PT100-Sensoren, der WTS4 Thermo für das Thermoelement und der WAS4 VVC DC für die Signale des Ceravacs, des Pyrometers und der invertierten Magnetronröhre. Abbildung 5.4 zeigt den Aufbau und die Schaltbilder der Messwandler. Alle Wandler benötigten eine 24 V Spannungsversorgung. Der Messwandler WTS4 PT100 versorgte die PT100-Sensoren mit einem Konstantstrom von 1.45 mA, nahm gleichzeitig die Spannung auf und gab sie verstärkt als 0 - 10 V Signal an den Computer weiter. Der Trennverstärker WAS4 und der Messwandler WTS4 Thermo verstärkten die Messsignale auf 0-10 V und gaben sie an den PC. Allen Wandlern und Verstärkern nachgeschaltet war je eine Schutzdiode, die einen Spannungsverlust von 0,01 V verursachte. Sie diente zum Schutz des Computers vor zu großen Spannungen im Fehlerfall.

## 5.3.1. Datenaufnahme mit LabView

Mit LabView wurde eine Oberfläche programmiert, welche die Steuerung des Messstandes, mit Ausnahme der Turbomolekularpumpen, ermöglichte. Die Programmoberfläche ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Das Programm ermöglichte es Messwerte periodisch zu speichern, dabei war die Periode sekundenweise einstellbar. Die Speicherung der Daten erfolgte in normalen Textdateien. Es wurden immer alle vorher festgelegten Messwerte aufgenommen. Zusätzlich ermöglichte das Programm mit jedem über die serielle Schnittstelle verbundenen Steuergerät frei zu kommunizieren. Die korrekten Befehle wurden den Handbüchern der jeweiligen Geräte entnommen. Der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes wurde über eine programmierbare Tabelle automatisch gesteuert. So konnten z.B. Messungen mit gepulstem Magnetfeld automatisiert werden. Dabei wurde vom Programm das Magnetfeld, also der Strom durch das Helmholtzspulenpaar, nach einem vorher festgelegten Zeitplan reguliert und die Signale der Sensoren aufgenommen. Die Gasflussregelung erfolgte ohne automatisch gesteuerten Zeitplan und wurde zu Beginn der Messung fest eingestellt. Für die Messwerterfassung und die Kommunikation waren der LabView-DAQ-Assistent und die Anbindung einer RS232-Schnittstelle von Bedeutung. Mehr Details über die Anwendung und die Funktionsweise des Programms finden sich in Anhang E.



Abbildung 5.4.: Zeichnungen oben: a) Weidmüller WTS4 PT100 Messwandler, b) Weidmüller WTS4 Thermo Messwandler, c) Weidmüller WAS4 VVC DC Trennverstärker [wei12]. Bild unten: Box mit Messwandlern und Trennverstärkern zur Aufnahme der analogen Messsignale.



Abbildung 5.5.: Oberfläche des Steuerungsprogramms, programmiert mit LabView.

# Analoge Signalerfassung - DAQ-Assistent

Der Data-Aquisition(DAQ) Assistent von LabView ermöglicht es, analoge Signale mit Hilfe einer passenden Steckkarte, hier die NI PCI 6221, zu erfassen. Mit Ausnahme einiger Kalibrationsmessungen wurden jeweils 1000 Werte mit einer Rate von 1,5 kHz erfasst und anschließend der Mittelwert dieser Werte als Messpunkt abgespeichert. Die Mittelwertbildung wurde gewählt um Einstreuungen von Störsignalen über die Verbindungskabel zwischen Sensor und Trennverstärker heraus zu mitteln. Fest in LabView einprogrammierte Filterfunktionen, wie Hoch-, Tief- oder Bandpassfilter, wurden ebenfalls verwendet um Einstrahlungen bestimmter Frequenzen zu korrigieren. Wie sich herausstellte, lieferte die Methode der Mittelwertbildung das konstantere Signal. Mit dieser Methode wurden die Messwerte der PT100-Sensoren, des Thermoelementes, des Pyrometers, des HV-Drucksensors und der Ceravac-Röhre gespeichert.

## Auslesen einer RS232-Schnittstelle

Serielle Schnittstellen konnten mit einem sogenannten VISA-Element angesprochen werden. Mit den VISA-Steuerelementen "konfigurieren", "schreiben", "lesen", "zurücksetzen" und "schließen" konnte die Kommunikation gesteuert werden. Abbildung 5.6 zeigt einen typischen Ablauf der Kommunikation über eine serielle Schnittstelle.

Zuerst wurde eine Session zu einem bestimmten seriellen Port mit Hilfe des VISA-configure Elementes geöffnet. Anschließend wurde der gewünschte Befehl gesendet. Nach einer kurzen Wartezeit wurde die Antwort des Gerätes ausgelesen. Zum Schluss konnte die Session über das VISA-close Element wieder geschlossen werden. Um im Fehlerfall die mögliche Ursache zu finden, wurde der Fehlerstatus angezeigt [Geo07]. Nach diesem Prinzip wurden das Atmion, das Netzgerät des Spulenpaares, der Gasflussregler, die Baratron-Messröhre und die Piraniröhre angesprochen und die Messwerte abgefragt, bzw. die Sollwerte an das Gerät gesendet.



Abbildung 5.6.: LabView: Kommunikation über eine serielle Schnittstelle mit Hilfe von VISA-Elementen.

## 5.3.2. Datenaufnahme mit TurboDrive

TurboDrive ist eine frei zugängliche Software von Leybold zur Steuerung von Turbomolekularpumpen über einen Computer. Abbildung 5.7 zeigt die Bedienungsoberfläche.

Über das TurboDrive-Panel wurde die TMP gestartet und gestoppt. Es konnten außerdem die Drehfrequenz geändert und Parameter wie Motorstrom, Leistungsaufnahme, Motorund Lagertemperatur, Rotationsfrequenz, Auslenkung des Lagers bei einer magnetgelagerten Pumpe ausgelesen werden. Über den Data Logger konnten vorher angegebene Pumpparameter periodisch ausgelesen und gespeichert werden. Dabei war das Zeitintervall einstellbar. Aufgrund der Übertragungsgeschwindigkeit der Frequenzwandler der beiden verwendeten Pumpen war bei der MAG-W 2800 ein Messintervall von zwei Sekunden möglich, bei der SL 300 hingegen musste es auf vier Sekunden verlängert werden.

Die Messdaten aus dem Programm TurboDrive mussten zeitlich mit den Messdaten aus LabView synchronisiert werden. Beide Programme liefen auf demselben Computer wodurch sie auf dieselbe Systemzeit zurückgriffen, was die Synchronisation vereinfachte.

# 5.4. Kalibrationen und Vormessungen

Neben den Kalibrationen der PT100-Sensoren und des Pyrometers wurden Magnetfeld-Homogenitätsmessungen der Helmholtzspulen gemacht. Ebenfalls wurden Messungen durchgeführt, die einen Zusammenhang zwischen den Anzeigewerten der Steuergeräte der einzelnen Sensoren und deren analog gemessenen Ausgangssignalen herstellten. In den folgenden Abschnitten wird auf diese Messungen im Detail eingegangen. Für alle erstellten Diagramme und Fits wurde das Analyseprogramm ROOT des Cern verwendet.

## 5.4.1. Homogenitätsmessung des Magnetsystems

Das Magnetsystem besteht aus einem Helmholtzspulenpaar mit je 132 Windungen, einem Durchmesser von 120 cm und einem Spulenabstand von 60 cm. Ausgehend vom Biot-Savart-Gesetz für eine kreisförmige Spule folgt für das Magnetfeld:

$$B = \frac{\mu_0 N}{2} \cdot I \cdot \frac{r^2}{\left(r^2 + x^2\right)^{3/2}}$$
(5.1)



🗞 Data Logger 🛛 🔋 💷 🗙
<u>file vi</u> ew info
Global Settings
Inspect Input Channel, Timetick Period [sec] 2
Cfg.File C:\Dokumente und Einstellungen\All Users\Dokumente\TurboDriv
Logging Settings
Log.File C:\Dokumente und Einstellungen\All Users\Dokumente\TurboDriv 💣
Title run_xx
Recording Management Aequidistant Time Slice
Write Data - Internal Format DblData (8byte double)
Write Data - Strategy one single file
😒 start logging 🔀 pause 🧭 stop logging
Data Sources Data Values Acquisition

Abbildung 5.7.: TurboDrive: links: Panel zur Pumpensteuerung, rechts: Data Logger zur periodischen Aufnahme von Parametern.

Mit dem Spulenradius r und dem Abstand x zum Betrachtungspunkt erhält man für das Magnetfeld im Zentrum einer Helmholtzanordnung:

$$B\left(\frac{r}{2}\right) = \frac{\mu_0 N}{2} \cdot I \cdot \frac{r^2}{\left(r^2 + \left(\frac{r}{2}\right)^2\right)^{3/2}} + \frac{\mu_0 N}{2} \cdot I \cdot \frac{r^2}{\left(r^2 + \left(\frac{-r}{2}\right)^2\right)^{3/2}}$$
(5.2)

$$\approx 0.2 \frac{mT}{A} \cdot I$$
 (5.3)

Homogenitätsmessungen [Zep10] haben gezeigt, dass im Zentrum des Spulenpaares, in einem Volumen von der Größe der untersuchten TMP-Rotoren, ein bis auf 0.8% homogenes Feld erzeugt wird. Die Messungen wurden bei einem Feld von 10 mT durchgeführt und ergaben in

- x-Richtung: 0,4% Abweichung
- y-Richtung: 0, 1% Abweichung
- z-Richtung: 0,8% Abweichung

Die z-Richtung ist dabei die Symmetrieachse des Spulenpaares, die x- und y-Achse zeigen jeweils radial nach außen. Die Ergebnisse der Homogenitätsmessung sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Abmessungen der Rotoren der verwendeten Turbomolekularpumpen sind kleiner als das homogene Würfelvolumen. In sehr guter Näherung konnte also das Magnetfeld durch die Pumpe als homogen angenommen werden.

## 5.4.2. Druckmessröhren

## Invertierte Magnetronröhre: MKS Typ 421

Über den analogen 0 - 10 V Ausgang des MKS 937A Gauge Controllers wurde der Druck der Messröhre ausgelesen. Der Hersteller gab eine Umrechnungsformel zwischen Ausgangsspannung in Volt und Druckanzeige in mbar an [Ins98]:

$$p = 10^{\left(\frac{U}{0,6\ V} - 12\right)} \cdot 1,3332\ mbar\tag{5.4}$$


Abbildung 5.8.: Homogenitätsmessungen mit dem Helmholtzspulenpaar um das Spulenzentrum aus [Zep10]. In grau: Maße des Rotors der MAG-W 2800 für den Fall eines senkrecht zur Rotorachse zeigenden Magnetfeldes. Die Maße des SL 300 Rotors liegen im grauen Bereich.

Die analoge Ausgangsspannung wurde wie in Abschnitt 5.3 beschrieben mit einem Computer über einen Trennverstärker aufgenommen. Die dem Trennverstärker nachgeschaltete Schutzdiode sorgte für einen Spannungsverlust von 0,01 V. Abbildung 5.9 a) zeigt den an der Anzeige des Steuergerätes abgelesenen Druck, aufgetragen über der gemessenen Ausgangsspannung. Ebenfalls in das Diagramm eingezeichnet ist eine Kurve, die den Spannungsverlust über der Schutzdiode berücksichtigt und ihn korrigiert. Abbildung 5.9 b) zeigt den relativen Unterschied zwischen dem am Display abgelesenen Druck und dem aus der korrigierten Spannung berechneten Druck. Man kann erkennen, dass die erhaltenen Fehler im Druckbereich unter  $10^{-3}$  mbar unter 5% des gemessenen Drucks liegen. Aufgrund des systematischen Fehlers der Messröhre von 30% kann in sehr guter Näherung die korrigierte Umrechnungsformel verwendet werden:

$$p = 10^{\left(\frac{U+0,01}{0,6}\frac{V}{V} - 12\right)} \cdot 1,3332 \ mbar \tag{5.5}$$

Auf Penningfallen basierende Messröhren, vgl. Kapitel 3.2.3, besitzen ein starkes internes Magnetfeld von dessen Stärke die Werkskalibration abhängt. Wird dieses Feld von einem externen Magnetfeld überlagert, muss die Messröhre neu kalibriert werden. Da in dieser Arbeit mit starken Magnetfeldern gearbeitet wurde, wurde die Messröhre mit einer Abschirmung versehen. Die Abschirmung bestand aus einem ca. 3 mm dicken Zylinder aus Normalstahl, der über den Drucksensor gestülpt wurde und ihn um ein großes Stück überragte, so dass auch schräg einfallende Felder abgeschwächt wurden.

Um das Verhalten der invertierten Magnetronröhre mit Abschirmung im Magnetfeld zu untersuchen, wurde der Druck einmal bei senkrecht einfallendem Magnetfeld und einmal bei parallel einfallendem Magnetfeld aufgenommen. Um einen stabilen Druck zu erhalten wurde bei der Messung ein Gasfluss von 1,5 sccm eingestellt. Abbildung 5.10 zeigt die aufgenommenen Messwerte. Wie zu erkennen ist blieb die Druckmessung ohne Abschirmung in Feldern senkrecht zur Symmetrieachse der Messröhre nur bis ca. 5 mT konstant, zu höheren Feldstärken hin unterlag sie großen Schwankungen. Diese Schwankungen wurden mit der Abschirmung stark abgeschwächt. Im parallelen Magnetfeld hingegen blieb die Druckmessung annähernd konstant. Die Messungen mit und ohne Abschirmung unterschieden sich dabei ausschließlich durch ein Offset von wenigen Prozent.

Da montagebedingt Gaszufuhr und Messröhre an einem CF-Kreuz direkt gegenüber lagen kam es durch Beaming-Effekte zu einer zu großen Druckanzeige. Die Hochvakuumdruckmessung ist somit nur eine grobe Abschätzung, in deren Rahmen auch die Differenz zwischen der Messung mit und ohne Abschirmung vernachlässigt werden kann. Die Abschirmung wurde dennoch verwendet um einen stabileren Messwert zu erhalten.

## Kapazitätsvakuummeter: MKS Baratron Typ 627B

Die kapazitiven Messröhren des Typs 627B von MKS sind bei 45 °C temperaturstabilisiert. Das bedeutet, dass thermische Ausdehnungen und damit fehlerhafte Druckschwankungen (vgl. Kapitel 3.2.3) reduziert werden. Die Außentemperatur darf die 40°C-Grenze nicht überschreiten. Dies war in allen Versuchen gegeben. Da sich das Steuergerät (PR4000F von MKS) dieser Messröhren seriell auslesen lies, war ein Abgleich des Ausgangssignals mit dem Anzeigewert nicht nötig. Die Messröhre musste vor den Messungen unter ihren Minimaldruck evakuiert und anschließend die Restdruckanzeige zu Null gesetzt werden. Dies geschah ebenfalls über das Steuergerät.

#### Kapazitätsvakuummeter: Leybold Ceravac CTR100

Die Datenaufnahme des Ceravac CTR100 geschah über den analogen 0-10 V Ausgang des Steuergerätes Center One. Laut Herstellerangaben sollte ein linearer Zusammenhang zwischen Ausgangssignal und Druck gelten. Eine Spannung von 10 V entspricht 1,3332 mbar.

a)

b)



Abbildung 5.9.: Analoges Messsignal des invertierten Magnetrons: a) Vergleich des direkt gemessenen Druck-Spannung-Verhältnisses mit dem um 0,01 V korrigierten Druck-Spannung-Verhältnis. b) relative Druckdifferenz der beiden Kurven aus a).



Abbildung 5.10.: Druck des invertiertes Magnetrons mit Abschirmung im senkrechten und parallelen Magnetfeld.

Um dies zu überprüfen, wurde der Druck durch Gaseinlass verändert und dabei die Ausgangsspannung gemessen. Gleichzeitig wurde der am Display des Steuergerätes angezeigte Druck aufgenommen. Durch die verbaute Schutzdiode fielen bei der Datenaufnahme 0,01 Vab (siehe Abschnitt 5.3). Dieser Spannungsverlust musste bei der Messung berücksichtigt werden. Damit ergab sich der Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung und Druck zu:

$$p = \frac{U+0,01\ V}{10\ V} \cdot 1,3332\ mbar \tag{5.6}$$

Abbildung 5.11 zeigt die abgelesenen Druckmesswerte aufgetragen über der gemessenen Spannung. Ebenfalls eingezeichnet wurde der Druck, der sich aus Gleichung (5.6) ergab. Wie zu erkennen ist, kann mit der Korrektur der Spannung der Druck in guter Übereinstimmung mit dem Display-Druck berechnet werden. Die relativen Abweichungen sind in Abbildung 5.12 gezeigt. Der relative Fehler liegt unter als 0,3%.

#### Gasfluss

Die Gaszufuhr wurde über den Mass-Flo Controller Typ 1179B von MKS gesteuert, der wiederrum seriell über das PR4000F Steuergerät von einem Computer angesprochen werden konnte. Für den Flussregler war keine Kalibration nötig, da für diese Arbeit nicht der Gasfluss sondern der Druck von Bedeutung ist. Der Gasfluss diente nur dazu, den Druck im Vakuumsystem zu verändern. Es bestand jedoch ein Zusammenhang zwischen Vorvakuumdruck und Gasfluss. Wurde Gas auf der Hochvakuumseite eingelassen, stellte sich ein bestimmter Vorvakuumdruck ein. Wurden die Dimensionen des Vorvakuumsystems (vgl. Abbildung 5.1) nicht verändert, so stellte sich bei einem bestimmten Gasfluss aufgrund der Kontinuitätsgleichung immer der gleiche Vorvakuumdruck ein. Dieser Druck war unabhängig von den verbauten Komponenten auf der Hochvakuumseite.

Von Bedeutung war der Druck am Vorvakuumflansch der zu untersuchenden Turbomolekularpumpe, der über ein kapazitives Vakuummeter gemessen wurde. Trägt man den Gasfluss Q über diesen Druck  $p_{VV}$  auf, erhält man die in Abbildung 5.13 gezeigte Kurve. Mit dem



Abbildung 5.11.: Analoges Mess<br/>signal des Ceravacs: Vergleich des direkt gemessenen Druck-Spannung-Verhältnisses mit dem um 0,01<br/> Vkorrigierten Druck-Spannung-Verhältnis.



Abbildung 5.12.: Analoges Messsignal des Ceravacs: relative Druckdifferenz der beiden Kurven aus Abbildung 5.11.



Abbildung 5.13.: Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks vom Stickstoff-Gasfluss durch den Hochvakuumflansch.

Tabelle 5.2.: Zusammenhang zwischen Gasfluss und Vorvakuumdruck. Koeffizienten des Polynoms aus Gleichung (5.7).

Koeffizient	Wert	Fehler	Einheit
$a_0$	$5,72 \cdot 10^{-4}$	$8,44 \cdot 10^{-4}$	mbar
$a_1$	$5,83 \cdot 10^{-3}$	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$mbar \cdot sccm^{-1}$
$a_2$	$-1,79 \cdot 10^{-4}$	$1,22 \cdot 10^{-5}$	$mbar \cdot sccm^{-2}$
$a_3$	$3,29\cdot10^{-6}$	$3,18 \cdot 10^{-7}$	$mbar \cdot sccm^{-3}$
$a_4$	$-2, 11 \cdot 10^{-8}$	$3,54\cdot10^{-9}$	$mbar \cdot sccm^{-4}$
$a_5$	$4,27\cdot10^{-11}$	$1,41\cdot 10^{-11}$	$mbar \cdot sccm^{-5}$

Programm ROOT wurden die Messdaten mit einem Polynom 5. Grades parametrisiert.

$$p_{VV} = \sum_{i=0}^{5} a_i \cdot Q^i \tag{5.7}$$

Die ermittelten Koeffizienten  $a_i$  des Fits sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Da die Saugleistung der kleinen TMP im Vorvakuumpumpstand bei hohen Gasflüssen abnahm, gab es keinen linearen Zusammenhang zwischen Gasfluss und Vorvakuumdruck.

#### 5.4.3. Thermoelement

Um die späteren Temperaturkalibrationen durchführen zu können musste ein Referenzsensor zur Temperaturmessung definiert werden. Hierfür wurde ein Thermoelement Typ K (NiCr-Ni) mit Edelstahlummantelung gewählt, hergestellt in der hauseigenen Hauptwerkstatt des KIT Campus Nord. Dieser Sensor wurde anschließend mit einer kommerziellen Messeinheit, Fluke 52 II mit Thermoelement Typ K, abgeglichen. Das Gerät besaß zwei Eingänge. Damit konnte es als Anzeigegerät für das eigene Thermoelement dienen. Die für die Kalibration benötigte Wärmequelle stellte ein heizbares Wasserbad dar. Der Abgleich zwischen dem eigenen Thermoelement und dem Referenzsensor lieferte einen linearen Zusammenhang, wie Abbildung 5.14 zeigt:

$$\vartheta_{Ref} = a_0 + a_1 \cdot \vartheta_{Thermo} = 0,07 \ ^\circ C + 0,99 \cdot \vartheta_{Thermo} \tag{5.8}$$



Abbildung 5.14.: Kalibration des Thermoelementes Typ K mit Fluke 52 II als Anzeigegerät.

Die Fehler der Konstanten sind  $\sigma_{a_0} = 0,015 \ ^{\circ}C$  und  $\sigma_{a_1} = 3,4 \cdot 10^{-4}$ . Berechnet man die Abweichungen über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{a_0}^2 + \vartheta_{Thermo}^2 \cdot \sigma_{a_1}^2} \tag{5.9}$$

so erkennt man, dass bei der maximal zulässigen Rotortemperatur von 120 °C der Fehler in der Größenordnung  $10^{-2}$  °C liegt und damit vernachlässigbar ist.

Über das neu kalibrierte Thermoelement und das Fluke 52 II Anzeigegerät wurde das Pyrometer bei der MAG-W 2800 kalibriert (vgl. Abschnitt 5.4.5). Beim Abgleich des Pyrometers bei der SL 300 wurde das Thermoelement über einen Messwandler mit einem Computer verbunden (vgl. Abschnitt 5.3 und 5.4.5). Hierzu musste die Kombination von Messwandler und Thermoelement neu kalibriert werden. Es kamen wieder das heizbare Wasserbad und die ursprüngliche Messeinheit, Fluke 52 II mit Thermoelement, zum Einsatz. Zwischen der Referenztemperatur und der Ausgangsspannung des Messwandlers ergab sich ein linearer Zusammenhang der in Abbildung 5.15 dargestellt ist.

$$\vartheta_{Ref} = a_0 + a_1 \cdot U_{Thermo} = -2,62 \ ^\circ C + 19,81 \ (^\circ C/V) \cdot U_{Thermo}$$
(5.10)

Bei der Datenaufnahme mit LabView wurden immer 1000 Werte mit einer Rate von  $1,5 \ kHz$  aufgenommen, um das Rauschen, das über die Signalleitung eingestreut wurde, zu reduzieren. Die statistischen Fehler der Mittelwerte sind als Fehlerbalken in Abbildung 5.15 sichtbar.

Der systematische Fehler der Kalibration wurde über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung berechnet.

$$\sigma_{\vartheta} = \sqrt{\sigma_{a_0}^2 + U_{Thermo}^2 \cdot \sigma_{a_1}^2} \tag{5.11}$$

Mit  $\sigma_{a_0} = 5,75 \cdot 10^{-3} \circ C$  und  $\sigma_{a_1} = 2,78 \cdot 10^{-3} \frac{\circ C}{V}$  ist er vernachlässigbar klein, was ein Rechenbeispiel bei der maximalen Ausgangsspannung von 10 V zeigt:

$$\sigma = \sqrt{(0,0057 \ ^{\circ}C)^2 + (10 \ V)^2 \cdot (0,0028 \ (^{\circ}C/V))^2} \approx 0,03 \ ^{\circ}C$$
(5.12)



Abbildung 5.15.: Kalibration des Thermoelementes Typ K. Datenaufnahme über Messwandler (Weidmüller Typ WTS4 Thermo) und LabView.



Abbildung 5.16.: Aufbau eines PT100-Foliensensors, Platindraht mit zwei Nickel-Anschlussbändchen zwischen zwei Polyimidfolien. Die Sensoren wurden in 4-Draht-Technik angeschlossen. [KG05]

## 5.4.4. PT100-Foliensensoren

Um den Wärmeaustausch zwischen Rotor und Stator zu beschreiben, war es notwendig die Statortemperatur zu messen. Da diese nicht direkt zugänglich war, wurde sie in guter Näherung gleich der Gehäusetemperatur der Pumpe gesetzt. Die Aufnahme der Gehäusetemperatur erfolgte über PT100-Foliensensoren von Jumo. Abbildung 5.16 zeigt den Aufbau des Sensors. Die PT100-Sensoren bestehen aus zwei Kontaktanschlüssen und einem sehr dünnen, zwischen zwei Folien festgehaltenen Platindraht konstanter Länge. Der Foliensensor wurde an eine Konstantstromquelle angeschlossen die einen Strom von wenigen mA generierte. Gleichzeitig wurde die Spannung am temperaturabhängigen Widerstand des Platindrahtes gemessen. PT100-Sensoren haben bei 0 °C einen Widerstand von  $R_0 = 100 \ \Omega$ , der sich nach

$$R = R_0 \left( 1 + \alpha \cdot \vartheta \right) \tag{5.13}$$

linear mit der Temperatur ändert. Für Platin ist  $\alpha = 3,85 \cdot 10^{-3} (1/^{\circ}C)$ . Bei Temperaturen über 100 °C muss Gleichung (5.13) um einen quadratischen Korrekturterm erweitert werden.

Um diesen Zusammenhang zu verifizieren wurden alle verwendeten Sensoren kalibriert. Hierfür wurden sie in einem heizbaren Wasserbad mit dem Referenzgerät Fluke 52 II mit Thermoelement Typ K abgeglichen. Bei der Aufnahme der Spannungen der PT100-



Abbildung 5.17.: Kalibrationskurven der PT100-Sensoren, Datenaufnahme über Messwandler (Weidmüller Typ WTS4 PT100) und LabView.

Sensoren mit LabView wurden immer 2500 Werte mit einer Rate von 500 Hz gemessen und der Mittelwert als Datenpunkt abgespeichert. Die verlängerte Messdauer sollte kleine Temperaturunterschiede durch turbulente Strömungen im Warmwasser ausgleichen. In Abbildung 5.17 sind die Kalibrationskurven der vier verwendeten Sensoren dargestellt.

Wie erwartet wurde der lineare Zusammenhang

$$\vartheta = a_0 + a_1 \cdot U \tag{5.14}$$

bestätigt. Die einzelnen Koeffizienten der Kalibration sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Ein Ausgangssignal von 6 V entspricht eine Temperatur von 120 °C, also der kritischen Rotortemperatur. Mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ergibt sich für diesem Werte ein Fehler in der gemessenen Temperatur von  $\approx 0,25$  °C. Dieser Fehler kann auf die kleinen Temperaturunterschiede des Wassers zurückgeführt werden, in den weiteren Auswertungen wird er jedoch vernachlässigt.

Tabelle 5.3.: Kalibration der PT100-Sensoren. Koeffizienten der Gleichung (5.14).

Sensor	$a_0$ in $^{\circ}C$	$a_1$ in $^{\circ}C/V$	$\sigma_{a_0}$ in °C	$\sigma_{a_1}$ in $^{\circ}C/V$
PT100 1	-0,74	20, 32	$8,66 \cdot 10^{-2}$	$3,92 \cdot 10^{-2}$
PT100 2	-0,33	20, 13	$3,72 \cdot 10^{-2}$	$1,68 \cdot 10^{-2}$
PT100 3	-0,04	20, 10	$3,01 \cdot 10^{-2}$	$1,37\cdot 10^{-2}$
$\rm PT100~5$	-0,53	20, 20	$5,65\cdot10^{-2}$	$2,56\cdot 10^{-2}$



Abbildung 5.18.: Blick auf die MAG-W 2800: links: mit blankem Rotor, rechts: mit Edding geschwärzter Rotor.

#### 5.4.5. IR-Pyrometer

Den wichtigsten Teil stellte die Messung der Rotortemperatur dar. Hierfür wurde ein Infrarot-Pyrometer an den Hochvakuumflansch der zu untersuchenden TMP so angebracht, dass dessen Messfleck zentral auf eine glatte Fläche des Rotors fiel. Es wurde darauf geachtet, dass der Messfleck nicht auf den Rotorblättern lag, da sonst die Mischtemperatur aus Rotor und Stator aufgenommen worden wäre. Bei den Rotoren handelte es sich um blanke Aluminium-Legierungen mit einem Emissionskoeffizienten von  $\epsilon \approx 0,3$ . Trotz Fokussierung des Pyrometers auf die Rotoroberfläche wurde durch diesen niedrigen Emissionsgrad viel Streustrahlung aufgenommen. Zur Verbesserung des Emissionskoeffizienten wurden die Messstellen auf den Rotoren mit Edding geschwärzt, wodurch sich  $\epsilon$  auf ca. 0,95 verbesserte. Die Schwärzung ist am Beispiel des MAG-W 2800 Rotors in Abbildung 5.18 gezeigt.

#### Pyrometerkalibration MAG-W 2800

Abbildung 5.19 zeigt den Aufbau der Temperaturmessung und den Blickwinkel des Pyrometers. Als Referenz bei der Kalibration wurde das Thermoelement Typ K durch den Gasflussflansch (Abbildung 5.19 linker Flansch) auf den Rotor gedrückt. Die Pumpe selbst wurde über ihre Wasserkühlung aufgeheizt. Dabei wurden Wassertemperaturen von bis zu 75 °C eingestellt. Während des langsamen Abkühlvorgangs wurde die Spannung des Pyrometers und die Referenztemperatur aufgenommen. Die daraus resultierende Kalibrationskurve ist in Abbildung 5.20 gezeigt. Wie erwartet ergab sich ein linearer Zusammenhang:

$$\vartheta = a_0 + a_1 \cdot U = -1,05 \ ^\circ C + 21,47 \ (^\circ C/V) \cdot U \tag{5.15}$$

mit einem systematischen Fehler der Temperaturkalibration von:

$$\sigma_{\vartheta} = \sqrt{\sigma_{a_0}^2 + U^2 \cdot \sigma_{a_1}^2} \tag{5.16}$$

mit  $\sigma_0 = 1, 7 \cdot 10^{-4} \ ^{\circ}C$  und  $\sigma_1 = 9, 8 \cdot 10^{-5} \ (^{\circ}C/V)$ . Wie leicht zu berechnen ist, spielte dieser Fehler nur eine untergeordnete Rolle ( $\sigma_{\vartheta}(10 \ V) < 10^{-3} \ ^{\circ}C$ ) und konnte gegenüber anderen systematischen Effekten vernachlässigt werden.

#### Pyrometerkalibration SL 300

Aus Platzgründen hatte die SL 300 nur einen Adapterflansch, an dem alle Hochvakuummessgeräte angeschlossen wurden. Der Aufbau ist in Abbildung 5.21 gezeigt. Das Thermoelement wurde durch den gleichen Flansch eingeführt an dem auch das Pyrometer



Abbildung 5.19.: Das Bild oben zeigt den Hochvakuumaufbau der MAG-W 2800, links unten: Blick durch den Gaseinlassflansch, rechts unten: Blick durch den Pyrometerflansch



Abbildung 5.20.: Kalibrationskurve des Pyrometer bei der MAG-W 2800



Abbildung 5.21.: links: kompletter Hochvakuumaufbau der SL 300, rechts: Blick durch den Pyrometerflansch auf den Rotor.

angebracht war. Dabei wurde darauf geachtet, dass das Thermoelement nicht im Sichtfeld des Pyrometers war. Da die Pumpe keine Wasserkühlung besaß, wurde sie über ein Heizband bis ca. 60  $^{\circ}C$  aufgeheizt. Im Anschluss wurde die Temperatur des Abkühlvorgangs aufgenommen. Abbildung 5.22 zeigt den Zusammenhang zwischen Pyrometerspannung und Referenztemperatur bei einem ungeschwärzten Rotor. Im unteren Temperatur- und Spannungsbereich sind deutliche Nichtlinearitäten zu erkennen. Diese Nichtlinearitäten kommen von Temperaturschwankungen durch den Tag-Nacht-Rhythmus, wie Abbildung 5.23 zeigt. Hier wurde der zeitliche Verlauf der Messung dargestellt. Dies bedeutet, dass mit blankem, ungeschwärztem Rotor die Temperaturmessung durch Einstreuung anderer Pumpenteile erheblich beeinflusst wurde. Aus diesem Grund wurde die gleiche Messung mit geschwärztem Rotor durchgeführt. Dabei wurde die Pumpe zweimal Aufgeheizt. Es wurden jeweils die Temperaturen und Spannungen der Heiz- und Abkühlzyklen aufgenommen. Abbildung 5.24 zeigt die erhaltene Messkurve. Trotz des höheren Emissionsgrades durch die Schwärzung wurden die Streueffekte nicht vollständig abgeschwächt. Wie Abbildung 5.24 zeigt lagen sie aber im Rahmen des systematischen Fehlers des Thermoelementes. Die Kalibrationsmessung lieferte den linearen Zusammenhang:

$$\vartheta = a_0 + a_1 \cdot U = -3,15 \ ^\circ C + 22,99 \ (^\circ C/V) \cdot U \tag{5.17}$$

Der systematische Fehler der Kalibration betrug:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{a_0}^2 + U^2 \cdot \sigma_{a_1}^2} \tag{5.18}$$

mit  $\sigma_0 = 2, 2 \cdot 10^{-3} \circ C$  und  $\sigma_1 = 1, 4 \cdot 10^{-3} (\circ C/V)$ . Der Fehler konnte vernachlässigt werden, da bei der maximalen Spannung von 10 V der Fehler in der Größenordnung  $10^{-2} \circ C$  lag.



Abbildung 5.22.: Kalibrationskurve des Pyrometers bei der SL 300 mit blankem Rotor. Die Abweichungen bei niedrigeren Temperaturen kommen durch den Tag-Nacht-Rhythmus zustande.



Abbildung 5.23.: Zeitlicher Verlauf der ersten Kalibration (Abbildung 5.22) des Pyrometers bei der SL 300 mit blankem Rotor.



Abbildung 5.24.: Pyrometerkalibration bei der SL 300 mit geschwärztem Rotor.

# 6. Messung und Ergebnisse

Mit den Kalibrationen und Vormessungen wurden alle Umrechnungsformeln für die Versuchsaufbauten mit der MAG-W 2800 und der SL 300 ermittelt, die für die korrekte Analyse der Messdaten notwendig sind. Im Folgenden werden die verschiedenen Messungen beschrieben und ausgewertet, die gemacht wurden um die Parameter in den Modellen 1 und 2 zu ermitteln. Dazu zählen sowohl Temperaturmessungen der Rotoren bei verschiedenen Magnetfeldern als auch bei verschiedenen Gasflüssen, bzw. unterschiedlichen Vorvakuumdrücken. Ebenso wurden Messungen durchgeführt, die die Stabilität der magnetgelagerten Pumpe untersuchten. Es wurden zwei Orientierungen des Magnetfeldes untersucht, parallel zur Rotorachse (0°) und senkrecht dazu (90°).

# 6.1. Messung der Lagerstabilität

Magnetfelder haben nicht nur Einfluss auf die Rotortemperatur, sie haben auch Auswirkungen auf die Drehfrequenz des Rotors und die Stabilität von Magnetlagern. Werden Turbomolekularpumpen mit magnetischer Lagerung in starken Magnetfeldern parallel zur Rotorachse betrieben, kann dies zum Versagen der Magnetlagerung führen. Der Rotor fällt dabei in ein mechanisches Notlager und wird abgebremst. Ein Ausfall des Lagers führt immer zum Stoppen der Pumpe. Dazu kommt der Verschleiß des Notlagers, das nach ca. fünfmaliger Beanspruchung getauscht werden muss. Ein Versagen des Magnetlagers durch externe Magnetfelder sollte unbedingt vermieden werden.

Mechanische Lager, wie die der SL 300, bleiben von Magnetfeldern unbeeinflusst. Die Stabilitätsmessungen beziehen sich folglich auf die magnetisch gelagerte MAG-W 2800.

Wie bereits in früheren Messungen [Rie11] gezeigt werden konnte, ist das Versagen des Magnetlagers unabhängig von der Drehfrequenz des Rotors. Darum wurden bei stehendem Rotor ( $\nu = 0 \ Hz$ ) verschiedene Magnetfeldstärken eingestellt und gleichzeitig die Position des Rotors über die Lagersensoren der Pumpe ausgelesen. Das Magnetfeld war dabei parallel zur Rotorachse gerichtet und zeigte vom Vorvakuumflansch in Richtung Hochvakuumflansch. Die Messdaten sind in Abbildung 6.1 graphisch über der Zeit dargestellt. Auf der linken y-Achse befinden sich die Lagersensoren PZ12, PV13 und PW24, auf der rechten y-Achse ist die Skala des Magnetfeldes eingezeichnet, die x-Achse bildet die Zeit. Der Sensor PZ12 registriert die Höhe des Rotors, gibt also die axiale Auslenkung an. Die anderen beiden Sensoren stehen für die radialen Auslenkungen.



Abbildung 6.1.: Signal der Lagersensoren der MAG-W 2800 in Feldern parallel zur Rotorachse. Lagerversagen ab 12, 5 mT.

Wie zu erkennen ist fing der Rotor ab 10 mT an axial zu schwingen, die Auslenkungen waren bis 12,5 mT vom Pumpencontroller kontrollierbar. Felder größer 12,5 mT führten zu einem Ausfall des Magnetlagers und der Rotor fiel in das Notlager.

Die gleiche Messung wurde mit umgekehrter Feldrichtung, also antiparallelem Feld, durchgeführt. Hier ergaben sich höhere Grenzwerte für die Lagerstabilität. Abbildung 6.2 zeigt das Lagerverhalten bei geänderter Feldrichtung. Die Auftragung auf den Achsen ist die gleiche wie bei der Messung zuvor. Ab 20, 8 mT erkennt man ein periodisches Schwingen in radialer Richtung, dieser Effekt war bei der Messung akustisch hörbar. Bei einer geringen Erhöhung des Magnetfeldes auf 21, 2 mT fiel der Rotor erneut in das Notlager.

Wird die Feldrichtung um 90° gedreht, steht das Magnetfeld also senkrecht zur Rotorachse, so sind bis über 42 mT keine Auslenkungen des Rotors sichtbar. Abbildung 6.3 zeigt die gemessenen Lager- und Magnetfelddaten für diesen Fall bei stehendem Rotor. Mit dem plötzlichen Abfall und Anstieg des Feldes gegen Ende der Messung wurde das Verhalten des Lagers auf sich schnell ändernde Magnetfelder getestet, es waren jedoch keine Auslenkungseffekte sichtbar.

Eine Begründung des Herstellers für das Lagerversagen ist nicht bekannt. Möglicherweise spielt die Einbaulage der Pumpe eine Rolle und damit verbunden die unterschiedlichen Krafteinwirkungen auf den Rotor bestehend aus Gravitationskraft und externer Magnetkraft. Eine weitere Möglichkeit ist die Überlagerung des externen Magnetfeldes mit den internen Magnetfeldern des Lagers und einem dadurch hervorgerufenen Fehlsignal in den Sensoren.

Die Messung zeigt, dass bei magnetisch gelagerten Turbomolekularpumpen starke externe Magnetfelder, parallel zur Rotorachse, zu einem Lagerversagen und damit zu einem Ausfall der Pumpe führen können. Wird das Magnetfeld wieder abgeschwächt kann die



Abbildung 6.2.: Signal der Lagersensoren der MAG-W 2800 in Feldern antiparallel zur Rotorachse. Lagerversagen ab 21,2mT.



Abbildung 6.3.: Signal der Lagersensoren der MAG-W 2800 in Feldern senkrecht zur Rotorachse. Kein Lagerversagen.

Tabelle 6.1.: Grenzwerte des Magnetfeldes bis zum Lagerversagen der MAG-W 2800 bei stehendem Rotor (0 Hz).

( )	
Richtung des Magnetfeldes	max. Magnetfeldstärke
$\vec{B}_{\uparrow\uparrow}$ parallel	12,5 mT
$ec{B}_{\downarrow\uparrow}$ antiparallel	21,2 mT
$ec{B}_{\perp}  { m senkrecht}$	keine Einschränkung bis 42 $mT$
beliebige Richtung	Hier spielt nur die Feldkomponente $B_{\parallel}$
	eine Rolle (wie $\vec{B}_{\downarrow\uparrow}$ und $\vec{B}_{\uparrow\uparrow}$ ).

Tabelle 6.2.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (4.35) in Abbildung 6.4.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$4,20 \cdot 10^{-6}$	A
$b_1$	2,68	$1,05 \cdot 10^{-4}$	$A \cdot [\sqrt{s} \cdot (mT)^2]^{-1}$
$b_2$	$2,51\cdot 10^{-2}$	$8,03\cdot 10^{-7}$	8

Pumpe erneut gestartet werden. Die Grenzwerte sind für die MAG-W 2800 in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

# 6.2. Analyse des Motorstroms

## 6.2.1. Motorstrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld

Äußere Magnetfelder, die senkrecht zur Rotorachse stehen, wirken wie eine Wirbelstrombremse auf den Rotor. Die Verlangsamung der Drehfrequenz wird durch eine permanente Nachbeschleunigung kompensiert. Hierfür wird der Strom durch den Motor erhöht. Ist der maximal mögliche Strom erreicht, verlangsamt sich die Drehfrequenz bis nach einer kurzen Zeit der Pumpencontroller die TMP aus Sicherheitsgründen herunterfährt.

Felder parallel zur Rotorachse verursachen keine Wirbelströme und damit auch keine Bremseffekte. Um die Einflüsse senkrechter Magnetfelder beschreiben zu können wurde der Motorstrom in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld und der Rotationsfrequenz aufgenommen. Der Vorvakuumdruck am Ausgang der Pumpe lag dabei unter  $10^{-5}$  mbar, Gasreibung spielte bei der Messung keine Rolle.

Abbildung 6.4 zeigt den Motorstrom der MAG-W 2800, das Magnetfeld, die Rotortemperatur und die Frequenz über der Zeit aufgetragen. Bei der Auftragung wurden immer die Messwerte von 25 Sekunden zusammengefasst und der Mittelwert mit seinem Fehler als Datenpunkt dargestellt. Diese Mittelwertbildung diente zur Abschwächung der starken Schwankungen des Motorstromes.

Wie an dieser Abbildung gut zu erkennen ist wird der Motorstrom ab einem bestimmten Magnetfeld nicht weiter erhöht, kurze Zeit später fängt die Frequenz an zu fallen. Dies bedeutet, dass der maximale Strom erreicht wurde und die Wirbelströme den Rotor stärker abbremsen als er durch den maximalen Motorstrom nachbeschleunigt werden kann. Der in Abbildung 6.4 gezeigte Fit (blaue Kurve) wurde nur für den Bereich unterhalb des Strommaximums durchgeführt. Dabei wurde Gleichung (4.35) verwendet. Die ermittelten Koeffizienten zeigt Tabelle 6.2.

Die aus dieser Messung resultierenden Grenzwerte für den Motorstrom sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Der maximal von der Pumpe erreichbare Strom im Normalbetrieb liegt bei ca. 3, 5 A.



Abbildung 6.4.: Motorstrom der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld bei drei verschiedenen Frequenzen 480 $Hz,\,265\ Hz$  und 93Hz

Tabelle 6.3.: Magnetfeld in dem die MAG-W 2800 ihren maximalen Motorstrom (abhängig von der Rotortemperatur) erreicht, bei verschiedenen Frequenzen.

	,	
Frequenz in Hz	Rotor temperatur in $^\circ C$	max. senkrechtes Magnetfeld in mT
480	50, 2	8,3
265	64,7	8,1
93	72,7	7,9



Abbildung 6.5.: Motorstrom der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld bei 480 Hz.

Tabelle 6.4.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (4.36) in Abbildung 6.5.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	$2,44 \cdot 10^{-1}$	$4,81 \cdot 10^{-3}$	A
$b_1^{\prime}$	$4,13\cdot 10^{-2}$	$2,50\cdot 10^{-4}$	$A \cdot [\sqrt{s} \cdot (mT)^2]^{-1}$

Da bei den späteren Messungen nur mit der maximalen Frequenz von 480 Hz gearbeitet wurde, wurde die Magnetfeldabhängigkeit vom Motorstrom nochmals separat für 480 Hzbetrachtet. Für den Fit konnte hierbei Gleichung (4.36) verwendet werden. Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.5, die zugehörigen Koeffizienten Tabelle 6.4. Wie an der Abbildung zu sehen ist wird Gleichung (4.36) sehr gut bestätigt.

Die gleiche Messung wurde mit der SL 300 durchgeführt. Hier wurde jedoch nur die Magnetfeldabhängigkeit des Motorstromes bei der maximalen Frequenz von 1000 Hz untersucht. Die Restgasreibung wurde auch hier durch einen Vorvakuumdruck kleiner  $10^{-5}$  mbar auf ein vernachlässigbares Niveau gebracht.

Bei der Messung überschritt der Rotor durch die induzierten Wirbelströme noch vor Erreichen des Maximalstromes die empfohlene Betriebstemperatur von 90 °C, woraufhin das Magnetfeld abgeschaltet wurde. Abbildung 6.6 zeigt die Messung. Auch hier wurde nach Gleichung (4.36) eine Kurve an die Messdaten gefittet. Wieder ist eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und der angepassten Werte zu sehen. Die Fitparameter sind in Tabelle 6.5 zu finden.

Die Belastungsgrenze der SL 300 liegt bei einem senkrechten Magnetfeld von 15 mT, hier erreicht die Pumpe ihren maximalen Motorstrom von 5,5 A.

## 6.2.2. Motorstrom in Abhängigkeit vom Gasfluss

Neben induzierten Wirbelströmen wirkt auch die Gasreibung bremsend auf den Rotor. Die dadurch verursachte Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit wird durch den ansteigenden



Abbildung 6.6.: Motorstrom der SL 300 im senkrechten Magnetfeld bei 1000Hz.

Tabelle 6.5.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (4.36) in Abbildung 6.6.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	$9,09 \cdot 10^{-1}$	$3,81 \cdot 10^{-9}$	A
$b_1^{\prime}$	$1,78\cdot 10^{-2}$	$1,26\cdot 10^{-10}$	$A \cdot [\sqrt{s} \cdot (mT)^2]^{-1}$



Abbildung 6.7.: MAG-W 2800: Motorstrom in Abhängigkeit der Frequenz und des Vorvakuumdrucks bei Stickstoffeinlass durch den HV-Flansch.

Motorstrom und die daraus resultierende Nachbeschleunigung des Rotors kompensiert.

Es gibt verschiedenen Möglichkeiten die Gaslast in einer Pumpe zu erhöhen, hierzu zählen der Gaseinlass über den Hochvakuumflansch, der Gaseinlass über das Sperrgasventil und der Gaseinlass im Vorvakuum. Der letzte Fall ist äquivalent zu einer Reduktion der effektiven Pumpleistung der Vorvakuumpumpe. Bei der MAG-W 2800 wurde das Gas auf der Hochvakuumseite eingelassen und in einer weiteren Messung über das Sperrgasventil. Für die SL 300 wurde ebenfalls die Gaslast durch Erhöhung des Hochvakuumdrucks erzielt sowie durch den Einlass auf der Vorvakuumseite.

## **MAG-W 2800**

Bei der ersten Messung wurde ein Vorvakuum kleiner  $10^{-5}$  mbar erzeugt und anschließend Stickstoff durch den Hochvakuumflansch der Pumpe eingelassen. Dabei wurden Gasflüsse zwischen 0 *sccm* und 100 *sccm* eingestellt, wodurch ein Vorvakuumdruck zwischen  $10^{-5}$  mbar und 0,4 mbar resultierte. Diese Messung wurde für verschiedene Frequenzen wiederholt.

Um eine Kurve an die aufgenommenen Messwerte anpassen zu können wurde Gleichung (4.34) verwendet. Um die Frequenzabhängigkeit zu berücksichtigen wurde diese Gleichung empirisch erweitert und es folgt für den Motorstrom:

$$I = I_0 + a_0 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S} \cdot \nu^{a_2}$$
(6.1)

 $p_{VV}$  ist dabei der aus dem Gasfluss resultierende Vorvakuumdruck und  $T_S$  die Gastemperatur, die der Statortemperatur gleichgesetzt wurde. Abbildung 6.7 zeigt den Motorstrom in Abhängigkeit der Frequenz, der Gastemperatur und dem Vorvakuumdruck. Wie deutlich



Abbildung 6.8.: MAG-W 2800: Fit des Motorstromes bei 480 Hz in Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks bei Stickstoffeinlass durch den HV-Flansch.

zu erkennen ist unterscheidet sich der Verlauf der letzten Kurve mit  $\nu = 93 \ Hz$  stark von den restlichen Kurven. Aus diesem Grund wurden nur die ersten vier Messungen gefittet.

Laut Hersteller Leybold wird bei dieser magnetgelagerten TMP unter 140 Hz der Rotor durch den Motorstrom mitstabilisiert, oberhalb von 140 Hz findet die Stabilisation durch die Eigenrotation statt [Vac11]. Dies kann ein Grund für den abweichenden Kurvenverlauf sein. Zusätzlich nimmt mit fallender Frequenz die Kompression ab, wodurch die Rückströmung erhöht wird. Das in der Pumpe vorherrschende Druckgefälle nimmt demnach ebenfalls ab. Dies hat wieder Einflüsse auf die Reibung und damit auf den Motorstrom.

In Abbildung 6.7 ist zu erkennen, dass der Motorstrom unter 100 sccm ( $\approx 0, 4 \text{ mbar}$ ) nicht an seine Grenzen kommt. Diese Compound-Pumpe ist somit gut geeignet für größere Gaslasten.

Die Messung zeigt, dass sich die Gasreibung mit den in Kapitel 4.1 gemachten Näherungen beschreiben lässt. Über die ungenaue, empirische Frequenzabhängigkeit ergeben sich jedoch Abweichungen. Da für die späteren Messungen die Frequenz konstant auf 480 Hz gehalten wurde, wurde dieser Teil nochmal separat betrachtet und neu gefittet. Abbildung 6.8 zeigt diesen Fall. Für den Fit wurde Gleichung (4.34) ohne Frequenzabhängigkeit verwendet. Die erhaltenen Parameter sind in Tabelle 6.6 aufgelistet. Wie in Kapitel 4.2 erwähnt ist die Konstante  $a_1$  die gleiche wie die Konstante  $a_1$  im Modell 1 (siehe Gleichung (4.31)). Somit wurde die erste wichtige Konstante im Modell 1 bestimmt. Einschränkend muss erwähnt werden, dass dieser Wert nur für den Gaseinlass durch den Hochvakuumflansch gilt. Zusätzlich muss der Vorvakuumdruck ohne Gaslast unter  $10^{-5}$  mbar liegen.

In der zweiten aufgenommenen Messreihe wurde der Motorstrom in Abhängigkeit von der Frequenz, der Gastemperatur und dem Vorvakuumdruck aufgezeichnet. Dabei wurde der Vorvakuumdruck durch Stickstoffeinlass über das Sperrgasventil variiert. Das sogenannte Spülgas umströmt die Antriebs- und Lagereinheit, also die Rotorinnenseite und gelangt durch die geringen Spalte in der Pumpe auf die Vorvakuumseite wo es schließlich ausgestoßen wird. Die Messung ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

Aufgetragen über der Zeit sind der Motorstrom, die Frequenz, die Gastemperatur, der Vorvakuumdruck und der Hochvakuumdruck. Stieg der Sperrgasfluss so strömte Gas in die Pumpe ein. Bei hoher Umdrehungsgeschwindigkeit und geringen Gasflüssen diffundierte

uniten) in rio	bildung 0.1 u	.iu 0.0.	
Koeffizie	nten für $480 I$	Hz, 351 $Hz$ , 265 $Hz$	, $179 \ Hz$ :
Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	0, 21	$8,13 \cdot 10^{-3}$	A
$a_0$	1,67	$3,05 \cdot 10^{-1}$	$A \cdot s^{a_2}/\sqrt{K}2$
$a_1$	$2,83\cdot 10^{-3}$	$2,39\cdot 10^{-4}$	mbar/K
$a_2$	-0,31	$2,41\cdot 10^{-2}$	-
	Koeffizie	nten für 480 <i>Hz</i> :	
Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	0,28	$5,58 \cdot 10^{-3}$	A
$a_0$	0, 11	$9,31\cdot 10^{-4}$	$A/\sqrt{K}2$
$a_1$	$8,16\cdot10^{-4}$	$1,15\cdot10^{-5}$	mbar/K

Tabelle 6.6.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (6.1) (oben) und Gl. (4.34) (unten) in Abbildung 6.7 und 6.8.



Abbildung 6.9.: MAG-W 2800: Motorstrom in Abhängigkeit der Frequenz und des Vorvakuumdrucks bei Sperrgas (Stickstoff).



Abbildung 6.10.: MAG-W 2800: Fit des Motorstromes bei 480 Hz in Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks bei Sperrgasfluss (Stickstoff).

Tabelle 6.7.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (4.34) in Abbildung 6.10.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	0, 29	$1,69\cdot 10^{-2}$	A
$a_0$	$4,14 \cdot 10^{-2}$	$1,38\cdot 10^{-3}$	$A/\sqrt{K}$
$a_1$	$2,68\cdot 10^{-4}$	$3,09\cdot 10^{-5}$	mbar/K

kein Gas in das Hochvakuum. Als die Frequenz gesenkt wurde und damit die Kompression fiel, konnte ein Teil des Gases in das Hochvakuum diffundieren. Dies ist deutlich am Druckanstieg (HV, grüne Kurve) bei den niedrigen Frequenzen zu sehen. Da in den späteren Messungen nur mit konstanter Maximalfrequenz gearbeitet wurde, wurde hier nur dieser Fall gefittet. Abbildung 6.10 zeigt die Analyse des Motorstromes für 480 Hz. Es wurde wieder Gleichung (4.34) verwendet. Die ermittelten Konstanten sind in Tabelle 6.7 zusammengefasst.

Unter der Bedingung, dass ohne Sperrgasfluss der Vorvakuumdruck unter  $10^{-5}$  mbar liegt, ist die Konstante  $a_1$  die für das Modell 1 gesuchte Konstante für den Fall des Gaseinlasses über das Sperrgasventil.

#### **SL 300**

Um den Motorstrom in Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks zu analysieren wurde zuerst ein Vorvakuum von weniger als  $10^{-5}$  mbar erzeugt und anschließend Stickstoff über den Hochvakuumflansch eingelassen. Der Gasfluss betrug dabei zwischen 0 und 100 sccm, was einem Vorvakuum von  $< 10^{-5}$  mbar bis 0,4 mbar entsprach. Die Messung wurde bei der Nominalfrequenz von 1000 Hz durchgeführt. Ausgehend von Gleichung (4.34) wurde eine Kurve an die Messdaten angepasst, das Ergebnis zeigt Abbildung 6.11. Der Peak bei 4 Minuten kam durch eine kurzzeitige Fehleinstellung des Gasflusses zustande.

Wie schon zuvor bei der Messung mit der MAG-W 2800 wurde auch hier die Gleichung (4.34) mit den gemachten Näherungen bestätigt. Einschränkend muss erwähnt werden, dass hier eine geringere Bin-Breite für den Fit verwendet wurde als bei den Messungen zuvor. Durch größere Bin-Breiten werden mehr Datenpunkte zusammengefasst, wodurch



Abbildung 6.11.: SL 300: Fit des Motorstromes in Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks mit hochvakuumseitigem Gaseinlass bei 1000 Hz.

Tabelle 6.8.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (4.34) in Abbildung 6.11

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	0,74	$1,53 \cdot 10^{-2}$	A
$a_0$	0, 36	$1,25\cdot 10^{-3}$	$A/\sqrt{K}$
$a_1$	$4,76 \cdot 10^{-4}$	$6,13\cdot 10^{-6}$	mbar/K

geringe Motorstromänderungen, durch einen erhöhten Gasfluss, ausgewaschen werden. Dadurch würden bei Auswertungen mit größeren Bin-Breiten deutliche Abweichungen entstehen. Die hier ermittelten Fitparameter sind in Tabelle 6.8 gezeigt.  $a_1$  stellt die gesuchte Konstante  $a_1$  im Modell 1 dar.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass der maximale Motorstrom schon bei Vorvakuumdrücken von 0,4 *mbar* erreicht wird. Dieser Vorvakuumdruck entspricht einem Gasfluss von ca. 100 *sccm* durch den Hochvakuumflansch.

Die gleiche Messung wurde mit Gaseinlass im Vorvakuum durchgeführt. Der Vorvakuumdruck wurde dabei wieder zwischen  $10^{-5}$  mbar und 0, 4 mbar mit Hilfe von Stickstoffeinlass variiert. Der Hochvakuumdruck blieb während der kompletten Messung konstant in der Größenordnung  $10^{-8}$  mbar. Rückströmung durch die Pumpe fand demnach nicht statt. Abbildung 6.12 zeigt die aufgenommenen und die gefitteten Daten. Wieder lässt sich mit Gleichung (4.34) die Messung sehr gut beschreiben. Dabei wird die Messung sowohl mit kleinen als auch mit großen Bin-Breiten im Fit gut beschrieben. Die ermittelten Parameter sind in Tabelle 6.9 aufgelistet. Wie zu erkennen ist liegt der Motorstrom bei Gaseinlass im Vorvakuum deutlich unter dem Motorstrom bei Gaseinlass auf der Hochvakuumseite. Das

Tabelle 6.9.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Gl. (4.34) in Abbildung 6.12.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit
$I_0$	1,01	$6,07 \cdot 10^{-9}$	A
$a_0$	$5,15 \cdot 10^{-2}$	$2,63\cdot 10^{-9}$	$A/\sqrt{K}$
$a_1$	$9,08\cdot 10^{-4}$	$1,00\cdot 10^{-10}$	mbar/K



Abbildung 6.12.: SL 300: Fit des Motorstromes in Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks mit vorvakuumseitigem Gaseinlass bei 1000 Hz.

bedeutet, dass die an der Reibung beteiligte Fläche verhältnismäßig klein ist. Aufgrund der geringen Rückströmung beschränkt sie sich auf die vorvakuumseitigen Pumpstufen.

## 6.2.3. Diskussion des Motorstroms

Der Motorstrom hat sich wie in Kapitel 4 beschrieben verhalten und erwies sich als guter Parameter um die Effekte der Induktion (Gleichung (4.5)) und der Gasreibung (Gleichung (4.10)) zu beschreiben. Die bei der Gasreibung gemachten Näherungen,

- Für die Fläche A lässt sich eine über die Rotorstufen gemittelte Fläche angeben,
- je nach Änderung des Hochvakuum- bzw. Vorvkauumdruckes müssen die Flächen der Pumpstufen anders gewichtet werden. Bei Vorvakuumänderungen bleiben die hochvakuumseitigen Stufen außen vor.
- Ebenso wird die Differenz des quadrierten Innen- und Außenradiuses über alle Rotorstufen gemittelt.
- Es wird nur ein Spaltmaß x angenommen und
- als Druck wird der am einfachsten zu messende Druck, der Vorvakuumdruck  $p_{VV}$ , verwendet.

erwiesen sich dabei als hinreichend solange nur eine festgehaltene Rotationsfrequenz betrachtet wurde und die Richtung des Gasflusses bekannt und gleich bleibend war.

Durch die approximierte Gleichung (4.10) ist es nicht möglich die Reibungsleistung, bei gleichzeitiger Änderung des Vorvakuumdrucks durch Gaseinlass auf der Hochvakuum- und der Vorvakuumseite, zu beschreiben. Für diesen Fall sind weitere Messungen und Verbesserungen nötig.

Im Rahmen dieser Messungen für konstante, homogene Magnetfelder und bekannte Gasflüsse lassen sich Grenzwerte für die Belastbarkeit der beiden Pumpen angeben. Die Belastungsgrenze ist erreicht sobald der maximale Motorstrom fließt. Die Überschreitung der maximalen Rotortemperatur wurde hierbei nicht berücksichtigt. Für die MAG-W 2800



Abbildung 6.13.: MAG-W 2800: Bei maximalem Motorstrom  $(I_{max} = 3, 5 A)$  mögliches, senkrechtes Magnetfeld bei vorgegebenem Vorvakuumdruck.

zeigt Abbildung 6.13 das maximal mögliche, senkrecht zur Rotorachse anliegende Magnetfeld bei vorgegebenem Vorvakuumdruck. Die Gastemperatur, die der Statortemperatur  $\vartheta_S$  entspricht, wurde auf 20 °C festgesetzt, die Rotortemperatur auf 50 °C.

Die Kurven wurden mit den Gleichungen (4.36) und (4.34) und den im vorhergehenden Abschnitt bestimmten Koeffizienten berechnet. Für den Motorstrom wurde ein maximaler Wert von 3,5 A angenommen.

$$I_{max} = I_0 + I_B + I_R (6.2)$$

 $I_{B,R}$  beschreiben den magnetfeldabhängigen bzw. den gasreibungsabhängigen Anteil des Motorstromes. Die Werte wurden bis zu einem Vorvakuumdruck von 1 *mbar* extrapoliert.

Für die SL 300 wurde der gleiche Zusammenhang in Abbildung 6.14 dargestellt. Dabei wurde für den maximalen Motorstrom 5, 5 A angenommen.

Allgemein lässt sich sagen, dass je nach Gasflussrichtung unterschiedliche Reibungskräfte wirken. Bei Gasfluss durch die Pumpe ist die Reibungskraft erheblich höher als bei einer gasflussbedingten Änderung des Vorvakuumdrucks. Der Grund für die unterschiedliche Reibungsleistung ist die vom Gas umströmte Fläche, die bei Gasfluss durch die Pumpe maximal ist. Die Reibung hängt ebenfalls von spezifischen Pumpeneigenschaften, wie der Geometrie des Rotors und der Frequenz ab.

# 6.3. TMP im Magnetfeld ohne Gaslast

### 6.3.1. MAG-W 2800

Um die Temperaturentwicklung des Rotors im Magnetfeld zu untersuchen wurde eine Messreihe durchgeführt, bei der das Magnetfeld senkrecht zur Rotorachse stand. Es wurden Feldstärken von 1 mT, 2 mT, 3 mT und 4 mT eingestellt. Um den reinen induktiven Erwärmungseffekt zu sehen wurde die Messung ohne Gaslast durchgeführt und der Vorvakuumdruck der Pumpe auf unter  $10^{-5}$  mbar gesenkt. Die aufgenommene Rotortemperatur zeigt Abbildung 6.15.

In senkrechten Magnetfeldern stieg die Rotortemperatur wie erwartet an, dabei blieb sie bis einschließlich 3 mT unterhalb der kritischen Temperatur von 90 °C. Der Anstieg im



Abbildung 6.14.: SL 300: Bei maximalem Motorstrom  $(I_{max} = 5, 5 \ A)$  mögliches, senkrechtes Magnetfeld bei vorgegebenem Vorvakuumdruck.



Abbildung 6.15.: Rotortemperatur der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss. Analyse mit Modell 1.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	5, 32	$2,52 \cdot 10^{-5}$	K/s	$k_0$
$k_1$	1,00	$9,20 \cdot 10^{-6}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_5$	$1,61 \cdot 10^{-9}$	$5,59\cdot 10^{-15}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
α	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.10.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.15



Abbildung 6.16.: Motorstrom der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss.

Magnetfeld sowie die Abkühlung ohne Magnetfeld waren langsame Prozesse. Eine Gleichgewichtstemperatur stellte sich erst nach ca. 12 Stunden ein. Der Anstieg der Temperatur nahm bei zunehmender Feldstärke deutlich zu, ab 4 mT überschritt der Rotor schon nach wenigen Stunden die 90 °C. Die Messung wurde daraufhin beendet.

An die Rotortemperatur in Abbildung 6.15 wurde ein Fit mit Modell 1 angepasst. Bei dem Fit wurde immer der Mittelwert über fünf Minuten der Messdaten genommen. Dies sorgte für einen kontinuierlichen Verlauf. Kleinere Messschwankungen wurden somit ausgeglichen. Tabelle 6.10 zeigt die erhaltenen Koeffizienten. Die Terme  $k_2$  bis  $k_4$  wurden vernachlässigt, da durch den niedrigen Vorvakuumdruck die Reibung und Konvektion ausgeschlossen werden konnten.

Die Temperaturabweichungen mit den erhaltenen Konstanten liegen bei maximal  $0, 5 \,^{\circ}C$ . Der Induktions- und der Strahlungseffekt in Modell 1 werden damit sehr gut bestätigt. Die Abweichung am 4 mT Peak ist etwas größer und liegt bei knapp 2  $^{\circ}C$ . An dem positiven Wert der linearen Korrekturkonstanten  $k_0$  ist zu sehen, dass noch erwärmende Effekte vorhanden sind die nicht über die physikalischen Terme im Modell erfasst werden.

In Kapitel 4.1 wurde der Strahlungsübertrag zwischen Rotor und Motor vernachlässigt. Berücksichtigt man ihn in dieser Messreihe so erhält man die gleiche maximale Abweichung zwischen Modell und Messung von  $\approx 0,5$  °C. Auch die Konstante  $k_0$  verschwindet dabei nicht, sie hat fast den gleichen Wert wie bei dem oben gezeigten Fit. Der zusätzliche Rotor-Motor-Strahlungsterm kann also in sehr guter Näherung vernachlässigt werden.

Die selbe Messung wurde mit Hilfe von Modell 2 analysiert. Der hierfür nötige Motorstrom ist in Abbildung 6.16 und das Ergebnis des Fits in Abbildung 6.17 zu sehen. Auch dieses Modell wird durch die Messung bestätigt. Die Abweichungen liegen bei  $\approx 1 \ ^{\circ}C$ . Am Umkehrpunkt des 4 mT Peaks steigt die Abweichung auf knapp 2  $^{\circ}C$  an.



Abbildung 6.17.: Rotortemperatur der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss. Analyse mit Modell 2.

Tabelle 6.11.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.17.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	-3, 15	$2,64\cdot10^{-5}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$ ilde{k}_1$	30,03	$7,62 \cdot 10^{-5}$	$K/(I \cdot s)$	$\tilde{k}_1 \cdot I$
$\tilde{k}_4$	$1,67\cdot 10^{-9}$	$5,88\cdot 10^{-15}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$

Der Motorstrom unterliegt starken Schwankungen die nicht komplett durch die Mittelwertbildung der Messdaten über je fünf Minuten eliminiert werden können. Somit kann es vor allem an den Umkehrpunkten der Peaks zu kurzzeitigen, leicht größeren Abweichungen zwischen Modell und Messung kommen. Wie in Abbildung 6.17 und den dortigen Abweichungen zu sehen ist, lässt sich damit die Messung immer noch sehr gut beschreiben. Die aus obiger Messung ermittelten Fitkoeffizienten sind in Tabelle 6.11 aufgelistet. Hier wurden wieder die Konvektionsterme  $\tilde{k}_2$  und  $\tilde{k}_3$  vernachlässigt. Auch ohne induktive Bremswirkung ist der Motorstrom ungleich null, dadurch leistet der  $\tilde{k}_1$  Term immer einen positiven Beitrag. Die negative Korrekturkonstante  $\tilde{k}_0$  gleicht den positiven  $\tilde{k}_1$  Term bei ausgeschaltetem Magnetfeld aus.

## 6.3.2. SL 300

Für die SL 300 wurde die gleiche Messung durchgeführt. Die Druckverhältnisse waren die selben wie schon zuvor bei der MAG-W 2800, ohne Gaslast und einem Vorvakuumdruck kleiner  $10^{-5}$  mbar. Das Magnetfeld wurde senkrecht zur Rotorachse auf 1 mT, 2 mT, 3 mT und 4 mT eingestellt. Wieder wurde die Rotortemperatur gemessen. Abbildung 6.18 zeigt das Ergebnis. In der Abbildung wurde eine Kurve nach Modell 1 an die Messdaten angepasst. Mit Abweichungen von weniger als 1 °C stellt die Theorie die Rotortemperatur sehr gut dar. Tabelle 6.12 zeigt die erhaltenen Koeffizienten.

Der letzte Term,  $k_6 \cdot (T_M - T_R)$ , beschreibt den direkten Wärmeübertrag über das Lager. Da die Lagertemperatur nicht auslesbar war wurde dafür die Motortemperatur verwendet. Diese Näherung ist vertretbar, da Lager und Motor eine kompakte Einheit in der Pumpe bilden und damit ähnliche Temperaturen besitzen.



Abbildung 6.18.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss. Analyse mit Modell 1.

Tabelle 6.12.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.18

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	14,01	$1,18 \cdot 10^{-3}$	K/s	$k_0$
$k_1$	1,97	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_5$	$1,93\cdot 10^{-9}$	$4,39 \cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$k_6$	0, 61	$7,41 \cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_6 \cdot (T_M - T_R)$
$\alpha$	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$



Abbildung 6.19.: Motorstrom der SL 300 im senkrechten Magnetfeld ohne Gaslast

Durch das geringe Gewicht und die aktive Luftkühlung der Pumpe laufen die Wärmeleitungsprozesse schneller ab. Damit stellt sich schneller als bei der MAG-W 2800 eine Gleichgewichtstemperatur ein. Außerdem reagiert die Pumpe empfindlicher auf Änderungen der Raumtemperatur. Eine höhere Raumtemperatur durch Sonneneinstrahlung und den Tag-Nacht-Effekt hatte direkte Auswirkungen auf die Temperatur der TMP. Die Erwärmung des Pumpengehäuses spiegelt sich in einer Erwärmung des Rotors wieder, wie der letzte kleinere Peak nach 110 Stunden in Abbildung 6.18 zeigt, bei dem keinerlei induktive oder reibungsbedingte Einflüsse vorhanden waren.

Das Verhalten des Motorstromes bei dieser Messung zeigt Abbildung 6.19. Die Fehlerbalken im Graphen entstehen durch die Mittelung der Messwerte über jeweils fünf Minuten. Deutlich zu erkennen ist die schwache Abhängigkeit des Motorstromes vom angelegten Magnetfeld, außerdem fällt eine starke Temperaturabhängigkeit des Motorstromes auf. Nach dem 4 mT Peak blieb das Magnetfeld konstant bei 0 mT und der Vorvakuumdruck unter  $10^{-5}$  mbar. Dennoch sind deutliche Änderungen im Motorstrom zu erkennen. Ohne zusätzliche Informationen über das Magnetfeld oder den Vorvakuumdruck ist diese Änderung nicht von einer induktiven oder reibungsbedingten Motorstromänderung zu unterscheiden. Dies deutet darauf hin, dass es neben der Induktion und Gasreibung weitere Effekte gibt, die bei mechanisch gelagerten TMPs Einfluss auf den Motorstrom nehmen. An der Messung ist zu erkennen, dass die Motortemperatur die einzige Größe ist, die während der unbekannten Stromschwankungen variiert.

Um diese unbekannten Effekte in Modell 2 zu berücksichtigen wird der Term  $k_1 \cdot I$  des Modells (Gleichung (4.37)) erweitert. Die Erweiterung ist eine Taylor-Entwicklung der Motortemperatur erster Ordnung:

$$\frac{dT_R}{dt} = \tilde{k}_0 + \tilde{k}_1 \cdot (I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M) + \\
+ \tilde{k}_2 \cdot \frac{(T - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T} + \tilde{k}_3 \cdot \frac{(T' - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T'} + \\
+ \tilde{k}_4 \cdot (T_S^4 - T_R^4) + \tilde{k}_5 \cdot (T_M - T_R)$$
(6.3)

Unter Verwendung von Gleichung (6.3) lässt sich das Modell 2 für die Messung der SL 300 mit Magnetfeld und ohne Gasfluss  $(p_{VV} \rightarrow 0)$  modellieren. Abbildung 6.20 zeigt das Ergebnis des Fits. Die erhaltenen Koeffizienten sind in Tabelle 6.13 gezeigt.



Abbildung 6.20.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss. Analyse mit Modell 2.

Tabelle 6.13.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.20

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	$-6,15\cdot10^2$	$3,73\cdot10^{-3}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$ ilde{k}_1$	$1,34\cdot 10^2$	$8,27\cdot 10^{-4}$	$K/(I \cdot s)$	$\tilde{k}_1 \cdot (I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M)$
$ ilde{k}_1'$	$1,23\cdot 10^{-2}$	$9,37 \cdot 10^{-8}$	A/K	$\tilde{k}_1 \cdot (I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M)$
$ ilde{k}_4$	$6,71 \cdot 10^{-9}$	$3,79\cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$ ilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$\tilde{k}_5$	-0, 20	$5,91\cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_5 \cdot (T_M - T_R)$



Abbildung 6.21.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss mit festgehaltener Statortemperatur ( $\vartheta_S = 25 \ ^{\circ}C$ ), links: nach Modell 1, rechts: nach Modell 2.

Durch die zusätzliche Abhängigkeit des Motorstromes von der Motortemperatur sind die Terme  $\tilde{k}_1$  und  $\tilde{k}_5$  korreliert. Darauf kann das negative Vorzeichen von  $\tilde{k}_5$  zurückgeführt werden. Dieser negative Term ist physikalisch nicht sinnvoll, da die Motortemperatur stets kleiner war als die Rotortemperatur und dieser Term somit kühlend wirken sollte. Dennoch lässt sich mit den erhaltenen Koeffizienten die Rotortemperatur in grober Näherung bestimmen. Die maximalen Abweichungen liegen bei 3 °C.

## 6.3.3. Diskussion und Folgerungen

Aus diesen Messungen geht hervor, dass sich die erstellten Modelle nicht allgemein auf jeden Pumpentyp anwenden lassen. Das Modell 1 beinhaltet die äußeren physikalischen Bedingungen, wie z.B. das Magnetfeld und erzielt somit genauere Ergebnisse als Modell 2, in das andere pumpenspezifische Eigenschaften mit einfließen.

#### **MAG-W 2800**

Die obige Messungen lässt sich sehr gut mit Modell 1 und 2 beschreiben. Die Abweichungen liegen zwischen  $0,5 \ ^{\circ}C$  und  $2 \ ^{\circ}C$ . Der gemachte Fehler mit den Modellen ist damit sehr klein. Mit den erhaltenen Konstanten kann die maximale Rotortemperatur im senkrechten Magnetfeld berechnet werden. Diese Vorhersagen zeigt Abbildung 6.21 für die MAG-W 2800 bei einer konstanten Statortemperatur von  $25 \ ^{\circ}C$ . Die 90  $^{\circ}C$  Grenze wurde mit einer rot gestrichelten Linie verdeutlicht. Der linke Graph zeigt die Temperatur nach Modell 1.

Die MAG-W 2800 erreicht in senkrechten Magnetfeldern ohne Gaslast und einem Vorvakuum kleiner  $10^{-5}$  mbar schon bei 3 mT die kritische Rotortemperatur für den Langzeitbetrieb. Ab 4,1 mT überschreitet sie die 120 °C Grenze, die laut Hersteller auch im kurzzeitigen Betrieb nicht überschritten werden soll, da sonst Rotorbrüche möglich sind. Grundsätzlich werden Abschirmungen für senkrechte Felder größer 3 mT benötigt.



Abbildung 6.22.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der SL 300 nach Modell 1, im senkrechten Magnetfeld ohne Gasfluss bei festgehaltener Statorund Motortemperatur ( $\vartheta_S = 25 \ ^{\circ}C$  und  $\vartheta_M = 30 \ ^{\circ}C$ ).

Im rechten Diagramm in Abbildung 6.21 wurde neben der  $90^{\circ}C$  Linie noch die untere Stromgrenze für den Betrieb ohne Gaslast und ohne Magnetfeld eingezeichnet (graue vertikale Linie bei knapp 0, 3 A). Wie deutlich zu erkennen ist, verursachen geringe Stromänderungen große Temperaturunterschiede. Bei einem Motorstrom von 0, 6 A, was dem Doppelten des Nullstromes entspricht, erreicht der Rotor bereits 90 °C.

Bei stehender Pumpe  $(I = 0 \ A)$  sollten Stator- und Rotortemperatur identisch sein, zu erkennen ist jedoch eine zu tiefe Rotortemperatur. Hierfür verantwortlich ist die negative Konstante  $\tilde{k}_0$  im Modell 2.

Das Modell 2 lässt sich als Überwachungsmodell einer Turbomolekularpumpe verwenden. Dabei beschreibt es sowohl die Rotortemperatur in homogenen Magnetfeldern, als auch in inhomogenen Feldern (vgl. Abschnitt 6.9.1). Zur Bestimmung der Rotortemperatur sollte bei der MAG-W über mehrere Messpunkte gemittelt werden, da der Motorstrom großen Schwankungen unterliegt.

## **SL 300**

Auch bei der SL 300 wurde die Messung sehr gut mit Modell 1 beschrieben. Die Abweichungen liegen unter 1 °C. Die Abweichungen im Modell 2 liegen bei unter 3 °C. Die Messung hat gezeigt, dass bei mechanisch gelagerten TMPs der Motorstrom nicht nur von induktiven Effekten, sondern auch von bisher unbekannten, temperaturabhängigen Effekten abhängt. Diese störenden Effekte sind nur grob aus der Messung zu filtern und führen zu den gesehenen Abweichungen.

Die ermittelten Konstanten aus Modell 1 eignen sich zur Vorhersage der Rotortemperatur nach Erreichen des thermischen Gleichgewichtes. Dies ist in Abbildung 6.22 gezeigt. Für die Berechnung wurde die Statortemperatur auf 25 °C und die Motortemperatur auf 30 °C festgehalten. Ohne Gasfluss und einem Vorvakuumdruck kleiner  $10^{-5}$  mbar überschreitet die SL 300 bei einem 4,2 mT starken, senkrechten Magnetfeld die 90 °C Grenze. Ab 5,5 mT wird der Rotor heißer als 120 °C, dieser Wert sollte demnach nicht überschritten werden.

Diese allgemeinen Vorhersagen lassen sich nicht mit dem Modell 2 tätigen, da der Motorstrom von der Motortemperatur abhängt. Somit würde eine Vorhersage, bei der die Mo-


Abbildung 6.23.: Rotortemperatur der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch. Analyse mit Modell 1.

tortemperatur konstant gehalten werden muss, keine sinnvollen Ergebnisse liefern. Grundsätzlich lässt sich diese Pumpe mit den Konstanten aus Modell 2 überwachen. Die daraus ermittelten Rotortemperaturen sind kritisch zu betrachten, da mit der Korrektur des Motorstromes eine sehr grobe Näherung in das Modell eingeführt wurde.

## 6.4. TMP im Magnetfeld mit Gaslast

### 6.4.1. MAG-W 2800

Strömendes Gas verursacht eine reibungsbedingte Erwärmung und eine konvektionsbedingte Abkühlung des Rotors. Nach der gaslastfreien Messung wurde eine Messreihe mit Gasfluss durchgeführt, bei der Stickstoff auf der Hochvakuumseite eingelassen wurde. Der Fluss betrug 30 *sccm* und 60 *sccm*, was einem Vorvakuumdruck von 8,  $63 \cdot 10^{-2}$  *mbar* und 1,  $77 \cdot 10^{-1}$  *mbar* entsprach. Die Magnetfeldstärke wurde auf 1 *mT*, 2 *mT*, 3 *mT* und 4 *mT* eingestellt. Abbildung 6.23 zeigt die aufgenommene Rotortemperatur und die nach Modell 1 angefittete Kurve. Hier wurde die Messung ohne Gas mit eingezeichnet und im Fit berücksichtigt. Bei dem Fit wurde die in Kapitel 6.2.2 (Tabelle 6.6) ermittelte Konstante  $a_1$  für die Reibung verwendet. Alle weiteren Konstanten wurden neu bestimmt um Fehler durch mögliche Korrelationen der einzelnen Termen zu vermeiden. In Tabelle 6.14 sind alle Koeffizienten aufgelistet. Vergleicht man die Koeffizienten mit Gasfluss (Tabelle 6.14) mit denen ohne Gasfluss (Tabelle 6.10), so sind die Werte von  $k_0$ ,  $k_1$  und  $k_5$  fast identisch. Dies bedeutet, dass die Terme der Induktion, Strahlung und der Nullleistung kaum mit den Termen der Konvektion und Reibung korreliert sind.

Allgemein wird das Modell 1 durch die Messung sehr gut bestätigt, die maximale Abweichung der modellierten von der gemessenen Kurve liegt bei weniger als 0,5 °C. An

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	5, 32	$1,57 \cdot 10^{-4}$	K/s	$k_0$
$k_1$	1,00	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	0,88	$9,99\cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	0, 26	$6,43\cdot10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	0,56	$1,06\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,61\cdot 10^{-9}$	$4,06 \cdot 10^{-14}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - \tilde{T}_R^4\right)^{\prime\prime}$
$a_1$	$8,16 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-5}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$7,68 \cdot 10^{-4}$	$6,33 \cdot 10^{-8}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.14.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.23



Abbildung 6.24.: Motorstrom der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch.

Abbildung 6.23 ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Vorvakuumdruck (Gasfluss), der Rotor stärker gekühlt wird und somit höhere Magnetfeldstärken eingestellt werden können. Der 4 mT Peak ist dafür ein Beispiel.

Die gleiche Messung wurde mit Modell 2 analysiert. Den dafür benötigten Motorstrom zeigt Abbildung 6.24, das Ergebnis Abbildung 6.25. Der Fit und die Messdaten für Vorvakuumdrücke kleiner  $8, 63 \cdot 10^{-2} mbar$  stimmen gut überein. Bei der Messung mit  $p_{VV} = 1, 77 \cdot 10^{-1} mbar$  sind dagegen Abweichungen zu erkennen. Die Abweichungen liegen unter 2, 5 °C. Wird der Verlauf der Motor-, Stator- und Rotortemperatur miteinander verglichen so ist zu erkennen, dass die Abweichungen hauptsächlich auf die Statortemperatur zurückzuführen sind. Die beiden Peaks in der Statortemperatur bei 240 und 265 Stunden in Abbildung 6.25 spiegeln sich direkt im Fit der Rotortemperatur wieder, ebenso der Abfall der gefitteten Temperatur am Ende der Messung. Der Einfluss der Statortemperatur scheint somit zu stark gewichtet zu sein. Aus der Tatsache, dass sich die gleiche Messung sehr gut nach Modell 1 modellieren lässt muss auf starke Korrelationen zwischen den einzelnen Termen in Modell 2 geschlossen werden. Dies bestätigen auch die Koeffizienten des Fits, die in Tabelle 6.15 aufgelistet sind. Der  $\tilde{k}_3$ -Term stellt die Konvektion zwischen Rotor und Motor dar. Das negative Vorzeichen von  $\tilde{k}_3$  bedeutet, dass der Rotor



Abbildung 6.25.: Rotortemperatur der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch. Analyse mit Modell 2.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell	
$\tilde{k}_0$	-3,05	$1,08 \cdot 10^{-4}$	K/s	$ ilde{k}_0$	
$ ilde{k}_1$	28, 58	$5,51 \cdot 10^{-4}$	$K/(A \cdot s)$	$ ilde{k}_1 \cdot I$	
$ ilde{k}_2$	1,69	$3,89\cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$	
$\tilde{k}_3$	$-8,87\cdot 10^{-1}$	$3,34\cdot10^{-5}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_M}$	
$ ilde{k}_4$	$1,58\cdot 10^{-9}$	$3,99 \cdot 10^{-14}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$	
$\tilde{a}_1$	$6,81\cdot10^{-4}$	$1,51\cdot 10^{-8}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term	

Tabelle 6.15.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.25



Abbildung 6.26.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch. Analyse mit Modell 1.

über Konvektion vom Motor erwärmt wird. In Abbildung 6.25 ist jedoch zu erkennen, dass die Motortemperatur stets kleiner als die Rotortemperatur ist, was eine Erwärmung durch den Motor ausschließt. Die ermittelten Koeffizienten ergeben somit keine physikalische Lösung, beschreiben aber in guter Näherung die gemessene Kurve. Dieses Ergebnis zeigt, dass im Modell 2 die einzelnen Terme stark miteinander korreliert sind. Die gemachten Näherungen, dass der Motorstrom nur eine Nullleistung, die Reibungsleistung und die induktive Leistung beinhaltet scheint somit nicht genau genug zu sein.

An den 3 mT und 4 mT Peaks ist jeweils ein leichter, kontinuierlicher Anstieg des Motorstromes zu sehen und anschließend, nach Abschalten des Magnetfeldes, ein kontinuierlicher Abfall. Dies kann ein temperaturabhängiger Effekt des Motorstromes sein. Eine mögliche Ursache kann die Änderung der Suszeptibilität der Lagermagnete sein ( $\propto 1/T$ ) [Hun07] [Vac11]. Da der Einfluss jedoch nur schwach ausfällt wurde er vernachlässigt.

Grundsätzlich ist Modell 2 in guter Näherung anwendbar um die Rotortemperatur in Abhängigkeit des Motorstromes bei variablem Vorvakuumdruck (Gasfluss) zu beschreiben. Die ermittelten Koeffizienten ergeben keine physikalische Lösung. Mathematisch betrachtet ist damit trotzdem eine Darstellung der Rotortemperatur bis 2 °C genau möglich.

### 6.4.2. SL 300

Wie in Kapitel 6.2.2 bei der SL 300 zu sehen war steigt der Motorstrom und damit die Reibung bei größeren Gasflüssen erheblich an. Aus diesem Grund wurde für diese Messung Stickstoff auf der Hochvakuumseite mit nur 5 sccm und 10 sccm eingelassen. Die eingestellten Magnetfeldstärken waren 1 mT, 2 mT, 3 mT, 4 mT und 5 mT, wobei bei letzter Feldstärke immer die 90 °C Grenze überschritten wurde. Abbildung 6.26 zeigt die Messung.

Auch hier lassen sich die gemessenen Rotortemperaturen sehr gut mit dem theoretischen Modell 1 beschreiben, die größte Abweichung beträgt 1,5 °C. Bei 140 Stunden ist ein Peak

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	13, 61	$9,74 \cdot 10^{-4}$	K/s	$k_0$
$k_1$	1,92	$1,29\cdot 10^{-4}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	7,63	$6,13\cdot 10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	0, 19	$2,59\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	1,99	$3,08\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$2,18\cdot10^{-9}$	$3,88\cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - \tilde{T}_R^4\right)^{\prime\prime}$
$k_6$	0,55	$6,41 \cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_6 \cdot (T_M - T_R)$
$a_1$	$4,76 \cdot 10^{-4}$	$6, 13 \cdot 10^{-6}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$2,65\cdot 10^{-4}$	$2,67 \cdot 10^{-8}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
$\alpha$	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.16.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.26

Tabelle 6.17.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.27

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	$-3,62\cdot10^2$	$5,43 \cdot 10^{-3}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$ ilde{k}_1$	$1,08\cdot 10^2$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$K/(A \cdot s)$	$\tilde{k}_1 \cdot (I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M)$
$\tilde{k}'_1$	$8,13 \cdot 10^{-3}$	$1,86 \cdot 10^{-7}$	A/K	$\tilde{k}_1 \cdot (I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M)$
$ ilde{k}_2$	40, 35	$2,73\cdot 10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_S}$
$ ilde{k}_3$	-38,89	$2,68\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(\tilde{T}_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_M}$
$ ilde{k}_4$	$1,54 \cdot 10^{-9}$	$2,63 \cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot (T_S^4 - T_R^4)$
$ ilde{k}_5$	0, 42	$4,13 \cdot 10^{-5}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$ ilde{k}_5 \cdot (T_M - T_R)$
$\tilde{a}_1$	$4,17\cdot 10^{-4}$	$6,27\cdot 10^{-9}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term

zu erkennen. Dort wurde kurzzeitig ein Gasfluss von 30 *sccm* eingestellt. Durch die große Reibungskraft lag die Rotortemperatur ohne Magnetfeld schon bei  $\approx 75$  °C. Aus diesem Grund wurde die Messung nur mit geringen Gasflüssen durchgeführt.

Die ermittelten Koeffizienten sind in Tabelle 6.16 zusammengefasst. Die annähernde Ubereinstimmung der Koeffizienten  $k_0$ ,  $k_1$ ,  $k_5$  und  $k_6$  mit den Koeffizienten aus der Messung ohne Gasfluss (Tabelle 6.12) zeigt, dass die Terme der Nullleistung, Induktion und Strahlung nur geringfügig mit den Termen der Reibung und Konvektion korreliert sind.

An die Rotortemperatur wurde ebenfalls eine Kurve nach Modell 2 angepasst. Abbildung 6.27 zeigt das Ergebnis, Abbildung 6.28 den zugehörigen Motorstrom.

Für den Fit wurde Gleichung (6.3) verwendet. In der Modellierung sind deutliche Abweichungen zu erkennen. Die maximalen Abweichungen liegen bei 4 °C. Eine Ausnahme bildet der Peak nach 140 Stunden. Hier wurde ein zu großer Gasfluss eingestellt woraufhin die Rotortemperatur schnell anstieg. Der Vergleich der Fitqualität zwischen der Rotortemperatur bei den 5 mT Peaks und dem Gasfluss Peak nach 150 Stunden zeigt, dass das Modell 2 die Erwärmung durch das Magnetfeld besser darstellt, als die Erwärmung durch den Gasfluss. Die erhaltenen Koeffizienten des Fits sind in Tabelle 6.17 zu finden.

Der Wert von  $k_3$  ist negativ, was wiederum eine Erwärmung des Rotors durch den Motor bedeutet. Da im gesamten Verlauf der Messung die Motortemperatur kleiner als die Rotortemperatur war ist dieser Fall nicht möglich. Dies zeigt, wie schon bei der MAG-W 2800, dass das Modell 2 zu große Näherungen beinhaltet bzw. die kühlenden Effekte nicht richtig berücksichtigt. Auch lässt sich daraus auf eine starke Korrelation unter den einzelnen Termen schließen.



Abbildung 6.27.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch. Analyse mit Modell 2.



Abbildung 6.28.: Motorstrom der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch.



Abbildung 6.29.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der MAG-W 2800 mit Modell 1, im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch.

Modell 2 liefert bei der Beschreibung der Rotortemperatur nur eine mathematische Lösung mit Abweichungen bis 4,5 °C. Auch wenn die ermittelten Koeffizienten physikalisch nicht sinnvoll erscheinen lässt sich mit dem Modell in grober Näherung die Rotortemperatur bestimmen.

### 6.4.3. Diskussion und Folgerungen

Wird Stickstoff auf der Hochvakuumseite eingelassen und beträgt der Vorvakuumdruck ohne Gasfluss weniger als  $10^{-5}$  mbar so lässt sich mit Modell 1 die Rotortemperatur beider Pumpen auf unter 1,5 °C bei der SL 300 und auf unter 0,5 °C bei der MAG-W 2800 genau bestimmen. Ein Grund für die ungleiche Fitqualität kann die Lagerart sein. Mechanische Lager nehmen einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Temperatur des Rotors. Dies konnte bereits anhand des Motorstomes in Abschnitt 6.3.2 gezeigt werden.

Das Modell 1 bietet die Möglichkeit die Rotortemperatur bei einem bestimmten Vorvakuumdruck, durch Gaseinlass auf der Hochvakuumseite, vorherzusagen. Abbildung 6.29 zeigt die Rotortemperatur der MAG-W 2800 bei festgehaltener Statortemperatur (25 °C) und festgehaltener Motortemperatur (50 °C).

Bei Vorvakuumdrücken unter  $10^{-3}$  mbar sind Reibungs- und Konvektionseffekte vernachlässigbar, sie führen zur gleichen Temperatur wie bei der Messung ohne Gasfluss. Mit steigendem Vorvakuumdruck erhöht sich die Temperatur ohne Magnetfeld aufgrund der Reibung, zu höheren Magnetfeldern hin wird der Rotor durch die Konvektion stärker gekühlt. Somit sind bei 1 mbar Vorvakuumdruck senkrechte Magnetfelder von 5 mT möglich.

Für die SL 300 wurden die gleichen Berechnungen, mit  $\vartheta_S = 25 \ ^{\circ}C$  und  $\vartheta_M = 35 \ ^{\circ}C$  gemacht. Sie sind in Abbildung 6.30 gezeigt. An dieser Abbildung wird die Schwäche der SL 300 bei hohen Gaslasten deutlich. Durch Reibung steigt die Rotortemperatur ohne Magnetfeld erheblich an. Auch zu höheren Magnetfeldern hin gleichen sich Konvektion und Reibung fast aus. So können bei einem Vorvakuumdruck von  $10^{-1}$  mbar maximal 0,5 mT mehr angelegt werden bevor der Rotor die 90  $^{\circ}C$  Grenze überschreitet.

Aus den Abweichungen und den negativen Fitkonstanten in den Abbildungen 6.25 und 6.27 geht hervor, dass Modell 2 die Gasreibung und die Konvektion nur ungenau beschreibt. Zur



Abbildung 6.30.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der SL 300 mit Modell 1, im senkrechten Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch.

Bestimmung der Rotortemperatur sind die Ergebnisse der Fits mathematisch anwendbar, jedoch bilden die Koeffizienten keine physikalisch sinnvollen Größen. An dieser Stelle sind im Modell weitere, genauere Näherungen nötig.

Generell lässt sich sagen, dass bei Feldstärken, die Rotortemperaturen über 90 °C erzeugen, ein zusätzlicher Gasfuss immer zur Kühlung des Rotors führt.

# 6.5. TMP im Magnetfeld mit geändertem Vorvakuumdruck und Gaslast

Für diese Arbeit wurden eine mehrstufige Rootspumpe und eine Turbomolekularpumpe als Vorvakuumpumpen verwendet. Die TMP-Vorpumpe senkte den Vorvakuumdruck auf unter  $10^{-5}$  mbar. Üblicherweise werden TMPs mit normalen Vorvakuumpumpen betrieben, die einen Vorvakuumdruck von ca.  $10^{-2}$  mbar erzeugen. Um diesen Fall zu beschreiben wurde eine Messreihe durchgeführt bei der die TMP-Vorpumpe ausgeschaltet wurde, während die gegen Atmosphäre arbeitende Rootspumpe weiter lief. Aufgenommen wurden die gleichen Messdaten wie schon bei den Messreihen zuvor. Zusätzlich zu dem veränderten Vorvakuumdruck der untersuchten TMPs wurde ein senkrecht zur Rotorachse zeigendes Magnetfeld eingestellt und Stickstoff über den Hochvakuumflansch eingelassen.

### 6.5.1. MAG-W 2800

Bei der Messung mit der MAG-W 2800 wurden Magnetfelder von 2 mT, 3 mT und 4 mT eingestellt. Es wurde zuerst eine Messung ohne Gasfluss durchgeführt, anschließend wurde Stickstoff mit einem Fluss von 30 *sccm* auf der Hochvakuumseite eingelassen. An die gemessenen Daten wurde nach Modell 1 eine Kurve angepasst. Die Messdaten und das Ergebnis der Modellierung zeigt Abbildung 6.31.

Die gefittete Kurve beschreibt sehr gut die gemessenen Daten. Die Abweichungen liegen durchgehend unter  $0, 5 \,^{\circ}C$ . Eine Ausnahme ist die Rotortemperatur des ersten 4 mT Peaks, hier wurde das Magnetfeld ausgeschaltet, bevor der Rotor eine Gleichgewichtstemperatur erreicht hatte. Die Abweichung an der Spitze des Peaks beträgt ca. 2  $^{\circ}C$ . Die Koeffizienten der Modellierung gibt Tabelle 6.18 an.



Abbildung 6.31.: MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck. Analyse nach Modell 1.

Tabelle 6.18.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.31.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	4,69	$1, 11 \cdot 10^{-3}$	K/s	$k_0$
$k_1$	0,96	$3,20\cdot 10^{-5}$	$K/(mT^2\cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	0, 29	$3,41\cdot 10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	0, 17	$2,19\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	0, 45	$2,38\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,04\cdot 10^{-9}$	$7,89\cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)^m$
$a_1$	$8,16 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-5}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$2,59\cdot10^{-4}$	$2,35 \cdot 10^{-7}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
$\alpha$	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$



Abbildung 6.32.: MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck. Analyse nach Modell 2.

Tabelle 6.19.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.32.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	-3,89	$3,02\cdot10^{-4}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$ ilde{k}_1$	27, 64	$8,27\cdot10^{-4}$	$K/(A \cdot s)$	$ ilde{k}_1 \cdot I$
$\tilde{k}_2$	2,27	$9,86\cdot10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$\tilde{k}_3$	-1,07	$4,78 \cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_M}$
$ ilde{k}_4$	$1,77\cdot 10^{-9}$	$8,79 \cdot 10^{-14}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$\tilde{a}_1$	$3,46 \cdot 10^{-3}$	$2,40\cdot 10^{-6}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term

Unter den oben beschriebenen Messbedingungen scheint das Gas im Vorvakuum einen konstanten Kühlungsbeitrag zu leisten. Dies wird bestätigt durch die Gleichgewichtstemperatur des Rotors bei eingeschaltetem Magnetfeld. Im Vergleich zu Abbildung 6.23 ist beispielsweise zu erkennen, dass die Gleichgewichtstemperatur bei 3 mT ohne Gasfluss um knapp 10 °C geringer ist. Eine schlechtere Vorvakuumpumpe bedeutet somit eine stärkere Kühlung des Rotors durch das Restgas im Vorvakuum.

Abbildung 6.32 zeigt dieselbe Messung ausgewertet mit Modell 2. In Abbildung 6.33 ist der Motorstrom gezeigt, auf dessen Verlauf die Berechnung nach Modell 2 basiert. Auch dieses Modell beschreibt sehr gut die Messdaten mit einer maximalen Abweichung von weniger als 1 °C. An den Koeffizienten ist zu erkennen, dass es sich hierbei, wie schon zuvor in Abbildung 6.25, um eine mathematische Beschreibung handelt. Die Koeffizienten sind in Tabelle 6.19 zu finden. Physikalisch gesehen ist ein negativer Wert für  $\tilde{k}_3$  nicht möglich. Da die Fitroutine in ROOT lediglich die Koeffizienten so wählt, dass sie bestmöglich die vorgegebene Kurve beschreiben, ist davon auszugehen, dass die einzelnen Terme im Modell 2 untereinander korreliert sind. Aufgrund der Korrelationen dient hier der  $\tilde{k}_3$ -Term als Korrektur und stellt damit keine physikalisch sinnvolle Größe dar. Dennoch lässt sich die Rotortemperatur sehr gut mit Modell 2 beschreiben.



Abbildung 6.33.: Motorstrom der MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck.

iasene	012011 BE 000	· Hoomzienten zum 1	it machi hito ach	1 m 1100maang 0101
Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	11,06	$1,70 \cdot 10^{-3}$	K/s	$k_0$
$k_1$	1,88	$1,37\cdot 10^{-4}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	3, 29	$4,59\cdot 10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	1,84	$9,79\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	-0,81	$9,49\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,52\cdot 10^{-9}$	$1,78\cdot 10^{-12}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$k_6$	0, 54	$3,09 \cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_6 \cdot (T_M - T_R)$
$a_1$	$4,76 \cdot 10^{-4}$	$6, 13 \cdot 10^{-6}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$3,76 \cdot 10^{-4}$	$2,19 \cdot 10^{-7}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

rasene of on Sh ocor needed ham rit had nio den rissingang of	Tabelle 6.20.:	SL 300:	Koeffizienten	zum Fit nach	Modell 1	in 4	Abbildung	6.34
---	----------------	---------	---------------	--------------	----------	------	-----------	------

### 6.5.2. SL 300

Mit der SL 300 wurde ebenfalls eine Messung mit geändertem Vorvakuumdruck durchgeführt. Zusätzlich zum erhöhten Vorvakuumdruck wurde in einer weiteren Messung ein Gasfluss von 5 *sccm*, über den HV-Flansch, eingestellt. Bei beiden Messungen wurden Magnetfeldstärken von 2 mT, 3 mT und 4 mT gewählt. Die aufgenommene Rotortemperatur konnte sehr mit gut Modell 1 beschrieben werden, wie Abbildung 6.34 zeigt.

Die Messung ohne Gasfluss endet nach 48 Stunden. An dieser Stelle ist ein steiler Peak zu erkennen, der dadurch zustande kommt, dass dort die zweite Messung mit Gasfluss angeheftet wurde. Bei dieser zweiten Messung hatte die Pumpe zu Beginn eine höhere Rotortemperatur aufgrund einer Zwischenmessung. Der plötzliche Temperatursprung wurde im Fit berücksichtigt. Es ist zu erkennen, dass Modell 1 die Messung sehr gut beschreibt, die maximale Abweichung beträgt  $0, 3 \, ^{\circ}C$ . Wie die Fitparameter zeigen sind starke Korrelationen zwischen den Termen des Modells vorhanden. Diese Abhängigkeiten führen dazu, dass der Konvektionsterm zwischen Rotor und Motor negativ gewertet wird, was physikalisch nicht korrekt ist. Die Koeffizienten zeigt Tabelle 6.20.

Modell 2 beschreibt die Messung, aufgrund der Näherungen in Gleichung (6.3), mit größe-



Abbildung 6.34.: SL 300 im Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck. Analyse nach Modell 1.

Tabelle 6.21.: SL	300: Koeffizienten	zum Fit nach	Modell 2 in	Abbildung 6.35.
-------------------	--------------------	--------------	-------------	-----------------

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$ ilde{k}_0$	$-4,52\cdot 10^2$	$2,88\cdot 10^{-3}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$\tilde{k}_1$	$1,18\cdot 10^2$	$2,49\cdot 10^{-3}$	$K/(A\cdot s)$	$\tilde{k}_1 \cdot \left(I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M\right)$
$\tilde{k}'_1$	$9,74\cdot 10^{-3}$	$2,99\cdot 10^{-7}$	A/K	$\tilde{k}_1 \cdot \left( I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M \right)$
$\tilde{k}_2$	37, 49	$9,39\cdot10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$ ilde{k}_3$	-36, 17	$1,81\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_M}$
$ ilde{k}_4$	$4,71 \cdot 10^{-9}$	$1,42\cdot 10^{-12}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$\tilde{a}_1$	$2,05\cdot 10^{-3}$	$6,15 \cdot 10^{-8}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term

ren Abweichungen. Die maximalen Abweichungen liegen bei 3,5 °C. Abbildung 6.35 und 6.36 zeigen den Fit nach Modell 2 und den Verlauf des Motorstromes bei dieser Messung.

Grundsätzlich lässt sich mit Hilfe von Modell 2 die Rotortemperatur überwachen. Die aus der Überwachung folgenden Werte können dabei nur als grobe Temperaturangabe gewertet werden. Die aus dem Fit erhaltenen Koeffizienten sind in Tabelle 6.21 aufgelistet.

### 6.5.3. Diskussion und Folgerungen

Die Bedingung für diese Messreihe war ein nicht vernachlässigbarer Vorvakuumdruck von  $2, 8 \cdot 10^{-2}$  mbar ohne Gasfluss. Der Vorvakuumdruck wurde durch eine Vorvakuumpumpe mit geringem Saugvermögen erzeugt. Die unter diesen Bedingungen gemachten Messungen bestätigen Modell 1 und in annehmbarer Näherung Modell 2. Gut zu erkennen war, dass einzelne Terme, besonders die der Reibung, Konvektion und des direkten Wärmeübertrages, stark voneinander abhängen. Somit lässt sich die Rotortemperatur der untersuchten Turbomolekularpumpen mathematisch gut beschreiben. Aus physikalischer Sicht sind aufgrund der Korrelationen nicht sinnvolle Werte der Koeffizienten bei beiden Modellen möglich.



Abbildung 6.35.: SL 300 im Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck. Analyse nach Modell 2.



Abbildung 6.36.: Motorstrom der SL 300 im Magnetfeld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck.



Abbildung 6.37.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der MAG-W 2800 im  $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck.

### **MAG-W 2800**

Bei einem nicht vernachlässigbaren Vorvakuumdruck ohne Gasfluss liefert Modell 1 eine Abweichung von 0,5 °C. Bei plötzlichen Magnetfeldabschaltungen steigt die Abweichung kurzfristig auf 2 °C an. Unter diesen guten Voraussetzungen lassen sich für die Planung von Versuchsanlagen Vorhersagen über die Verwendbarkeit von Turbomolekularpumpen machen. Abbildung 6.37 zeigt die Gleichgewichtstemperatur des Rotors in Abhängigkeit eines senkrecht zur Rotorachse einfallenden Magnetfeldes. Die Berechnungen wurden für eine festgehaltene Statortemperatur von 25 °C und eine Motortemperatur von 50 °C durchgeführt. Der Vorvakuumdruck ohne Gasfluss beträgt bei dieser Vorhersage 2,  $8 \cdot 10^{-2} mbar$ . Dies entspricht einem üblichen Vorvakuumdruck, erzeugt mit einer mehrstufigen Rootspumpe.

Im Gegensatz zu der Messung mit vernachlässigbarem Vorvakuumdruck (Abbildung 6.29) kann die Pumpe ohne zusätzliche Gaslast in einem um 0, 4 mT stärkeren Magnetfeld betrieben werden. Wird der Vorvakuumdruck durch Gaseinlass auf der Hochvakuumseite verändert so liegt das maximal mögliche Magnetfeld bei ca. 5 mT. Die obere Grenze ist somit die gleiche wie die in Abbildung 6.29.

Wie die Messung gezeigt hat, lässt sich unter diesen üblichen Betriebsbedingungen die Rotortemperatur mit Modell 2 auf 1 °C genau überwachen.

#### **SL 300**

Unter der Bedingung, dass ohne zusätzliche Gaslast der Vorvakuumdruck bei 2,  $8 \cdot 10^{-2} mbar$  liegt, liefert Modell 1 eine Abweichung von 0, 3 °C. Damit lassen sich Vorhersagen für die Gleichgewichtstemperatur des Rotors in Abhängigkeit eines senkrecht zur Rotorachse einfallenden Magnetfeldes machen. Dabei wurde die Statortemperatur auf 25 °C und die Motortemperatur auf 35 °C festgesetzt. Abbildung 6.38 zeigt die Berechnung der Rotortemperatur unter diesen Bedingungen.

Ein Vergleich mit Abbildung 6.30 zeigt, dass die Gleichgewichtstemperatur des Rotors in Abhängigkeit des Magnetfeldes relativ unbeeinflusst bleibt durch den geänderten Vorvakuumdruck ohne Gaslast. Die Grenzwerte für das Überschreiten von 90 °C liegen, ähnlich wie bei der Messung in Abbildung 6.30, zwischen 4,2 mT und 4,8 mT. Der geänderte



Abbildung 6.38.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der SL 300 im  $B_{\perp}$ -Feld mit Gasfluss (Stickstoff) durch den HV-Flansch und geändertem Vorvakuumdruck.

Vorvakuumdruck ohne zusätzliche Gaslast hat wenig Einfluss auf das maximal zulässige Magnetfeld.

Aufgrund größerer Abweichungen in Abbildung 6.35 kann Modell 2 bei der Überwachung nur zur groben Abschätzung der Rotortemperatur verwendet werden.

# 6.6. MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Sperrgasfluss

Bei der MAG-W 2800 wurde eine Messung durchgeführt, bei der Stickstoff über das Sperrgasventil eingelassen wurde. Es wurden Sperrgasflüsse von 30 *sccm* und 60 *sccm* eingestellt, woraus Vorvakuumdrücke von 0, 08 *mbar* und 0, 19 *mbar* resultierten. Dabei wurde die Rotortemperatur in einem senkrechten Magnetfeld von 2 *mT* und 3 *mT* aufgenommen. Der Hochvakuumdruck blieb während der kompletten Messung konstant in der Größenordnung  $10^{-8}$  *mbar*, d.h. es kam nicht zur Rückdiffusion von Sperrgas in das Hochvakuum. Für die Auswertung nach Modell 1 wurde die Messung ohne Gasfluss (Abschnitt 6.3.1) mit hinzugenommen. Abbildung 6.39 zeigt das Ergebnis der Modellierung. Die beiden Temperatursprünge bei 115 und 160 Stunden sind eine Folge des Aneinandersetzens von unterschiedlichen Messungen. Diese Sprungpunkte wurden im Fit entsprechend berücksichtigt. Auffällig ist die starke Abnahme der Rotortemperatur bei der Verwendung von Sperrgas. Der Unterschied bei einem 3 *mT* starkem Magnetfeld beträgt gut 15 °*C*.

Mit Modell 1 lässt sich die Rotortemperatur auch bei Sperrgasfluss sehr gut beschreiben, die maximale Abweichung liegt bei  $0, 5 \,^{\circ}C$ . An den beiden Sprungpunkten und dem 4 mT Peak bleibt sie unter  $1, 5 \,^{\circ}C$ . Die ermittelten Koeffizienten zeigt Tabelle 6.22.

An den Koeffizienten ist zu sehen, dass die Gasreibung zwischen Rotor und Stator ( $k_2$ -Term) klein ist gegenüber der Messung (Abschnitt 6.4.1) bei der das Gas über den Hochvakuumflansch eingelassen wurde. Zusätzlich ist die Konvektion zwischen Motor und Rotor ( $k_4$ -Term) stärker als die Konvektion zwischen Stator und Rotor ( $k_3$ -Term). Dies entspricht genau den Erwartungen bei einem Gaseinlass über das Sperrgasventil.

Die gleiche Messung nach Modell 2 zeigt Abbildung 6.40, den zugehörigen Motorstrom Abbildung 6.41.



Abbildung 6.39.: Rotortemperatur der MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Sperrgasfluss (Stickstoff). Analyse nach Modell 1.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	5,28	$1,69 \cdot 10^{-4}$	K/s	$k_0$
$k_1$	0,99	$2,07 \cdot 10^{-5}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	$8,31\cdot 10^{-2}$	$6,29\cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	0, 14	$3,50\cdot10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	0,29	$3,04\cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,59\cdot 10^{-9}$	$4,42 \cdot 10^{-14}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - \tilde{T}_R^4\right)^{\prime\prime}$
$a_1$	$2,68 \cdot 10^{-4}$	$3,09 \cdot 10^{-5}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$6,49 \cdot 10^{-5}$	$2,35 \cdot 10^{-8}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9 \cdot 10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.22.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.39.



Abbildung 6.40.: Rotortemperatur der MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Sperrgasfluss (Stickstoff). Analyse nach Modell 2.



Abbildung 6.41.: Motorstrom der MAG-W 2800 im Magnetfeld mit Sperrgasfluss (Stickstoff).

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	-3, 12	$1,12\cdot 10^{-4}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$\tilde{k}_1$	29, 43	$6,25 \cdot 10^{-4}$	$K/(A \cdot s)$	$ ilde{k}_1 \cdot I$
$ ilde{k}_2$	0,75	$1,81 \cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$ ilde{k}_3$	-0,21	$2,17\cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_M}$
$ ilde{k}_4$	$1,63\cdot 10^{-9}$	$4,46 \cdot 10^{-14}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$\tilde{a}_1$	$1,23\cdot 10^{-4}$	$5,81\cdot 10^{-9}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term

Tabelle 6.23.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.40.



Abbildung 6.42.: Vorhersage der Gleichgewichts-Rotortemperatur der MAG-W 2800 im senkrechten Magnetfeld mit Sperrgasfluss (Stickstoff) nach Modell 1.

Die modellierte Rotortemperatur entspricht bis 2  $^{\circ}C$  dem gemessenen Temperaturverlauf. Ein Grund für die Abweichungen sind die Schwankungen des Motorstromes und die Korrelationen der Terme im Modell 2. Dies bestätigen auch die ermittelten Koeffizienten in Tabelle 6.23.

Trotz des physikalisch nicht korrekten Vorzeichens von  $\tilde{k}_3$  beschreibt das Modell die gemessenen Werte gut. Es lässt sich somit zur Überwachung der TMP bei Sperrgasfluss unter der Bedingung, das der Vorvakuumdruck ohne Gasfluss kleiner  $10^{-5}$  mbar ist, verwenden.

### 6.6.1. Diskussion und Folgerungen

Die MAG-W 2800 lässt sich im Betrieb mit Stickstoff als Sperrgas sowohl mit Modell 1 als auch mit Modell 2 beschreiben. Die Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Modelle ist, dass der Vorvakuumdruck ohne Gasfluss unter  $10^{-5}$  mbar liegen muss. Im Vergleich zu der Messung mit hochvakuumseitigen Gaseinlass liegt hier die Rotortemperatur deutlich niedriger. Zurückzuführen ist dies auf die geringere Reibungsfläche, da nicht der komplette Rotor umspült wird.

Mit den ermittelten Koeffizienten aus Modell 1 lässt sich die Rotortemperatur bei vorgegebenem Magnetfeld und Vorvakuumdruck bestimmen, wie Abbildung 6.42 zeigt. Dabei wurde der Vorvakuumdruck bis zu 1 *mbar* extrapoliert und die Stator- und Motortemperatur festgehalten ( $\vartheta_S = 25 \ ^{\circ}C$  und  $\vartheta_M = 50 \ ^{\circ}C$ ).

Schon kleine Druckunterschiede im Vorvakuum bewirken eine sichtbare Verschiebung der Gleichgewichtstemperatur des Rotors. Bei einem Vorvakuumdruck von  $10^{-5}$  mbar ist ein



Abbildung 6.43.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit variablem Vorvakuumdruck ohne zusätzliche Gaslast. Analyse nach Modell 1.

maximales, senkrechtes Magnetfeld von 3 mT zulässig. Höhere Feldstärken erwärmen den Rotor auf über 90 °C. Zu höheren Vorvakuumdrücken sind größere Feldstärken möglich. So kann die TMP bei einem Vorvakuumdruck von 1 mbar in einem Magnetfeld von 5, 1 mT betrieben werden.

Im direkten Vergleich mit der Vorhersage bei Gasfluss durch den Hochvakuumflansch (Abbildung 6.29) ist zu erkennen, dass mit Sperrgas die Pumpe bei niedrigen Vorvakuumdrücken gekühlt werden kann, sodass bei gleichem Vorvakuumdruck höhere Feldstärken möglich sind. Zu hohen Vorvakuumdrücken hin gleichen sich jedoch die maximal möglichen Feldstärken.

Mit der Verwendung von Sperrgas als Kühlmittel lässt sich die MAG-W 2800 in Magnetfeldern bis 5 mT betreiben, ohne dass der Rotor die kritische Temperatur von 90 °C überschreitet. Zudem bleibt das Hochvakuum unbeeinflusst vom Sperrgasfluss. Im Betrieb kann die Rotortemperatur der Pumpe mit Hilfe der Koeffizienten aus Modell 2 bis auf 2 °C genau überwacht werden.

# 6.7. SL 300 im Magnetfeld mit variiertem Vorvakuumdruck

Um den Fall eines Gaseinbruches in das Vorvakuum oder des Ausfalls einer Vorvakuumpumpe zu simulieren wurde Stickstoff mit 30 sccm und 60 sccm in das Vorvakuum der SL 300 eingelassen. Dabei wurde die Rotortemperatur in Abhängigkeit des Magnetfeldes und des Vorvakuumdrucks ohne zusätzliche Gaslast aufgenommen. Das Magnetfeld wurde senkrecht zur Rotorachse auf 3 mT und 4 mT eingestellt. Mit Modell 1 wurde eine Kurve an die gemessene Rotortemperatur angepasst. Bei der Modellierung wurde die Messung mit vernachlässigbarem Vorvakuumdruck ohne Gasfluss mit berücksichtigt. Abbildung 6.43 zeigt das Ergebnis.

Die modellierte Kurve weicht nur 1 °C von der wahren, gemessenen Kurve ab. Wie die Fitkoeffizienten in Tabelle 6.24 zeigen liegen auch hier starke Abhängigkeiten der Terme der Reibung, Konvektion und des direkten Wärmeübertrages vor. Trotz dieser Abhängigkeiten lässt sich die Messung sehr gut beschreiben.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	13, 59	$7,38 \cdot 10^{-4}$	K/s	$k_0$
$k_1$	1,89	$9,52 \cdot 10^{-5}$	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	2,28	$3,43\cdot 10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	5,85	$5,87\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	-4,57	$6,06\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,97\cdot 10^{-9}$	$3,58\cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^{V_4V} - T_R^4\right)$
$k_6$	$5,75 \cdot 10^{-1}$	$5,71 \cdot 10^{-5}$	$a^{-1}$	$k_6 \cdot (T_M - T_R)$
$a_1$	$9,08 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-10}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$2,09 \cdot 10^{-3}$	$8,18 \cdot 10^{-7}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9 \cdot 10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.24.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.43



Abbildung 6.44.: Motorstrom der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit variablem Vorvakuumdruck ohne zusätzliche Gaslast.

Der zu dieser Messung zugehörige Motorstromverlauf ist in Abbildung 6.44 dargestellt. Mit Hilfe des Motorstromes konnte die Messung mit Modell 2 analysiert werden, das Ergebnis zeigt Abbildung 6.45.

Bei dieser Modellierung traten größere Schwierigkeiten auf. Nur unter der Angabe von recht genauen Startparametern für den Fit konnte die Kurve konstruiert und die richtigen Koeffizienten gefunden werden. Dies zeigt, dass die gemachte Näherung in Gleichung (6.3) sehr ungenau ist. Ein weiteres Indiz dafür sind die starken Abhängigkeiten der einzelnen Terme, wie an den teilweise negativen Koeffizienten zu sehen ist (Tabelle 6.25).

Die Abweichungen bei diesem Fit liegen bei 5 °C, im steigenden Teil des ersten 4 mTPeaks werden sogar Abweichungen von 10 °C erreicht. Die Messung wird somit nur sehr grob beschrieben.

### 6.7.1. Diskussion und Folgerungen

Bei variablem Vorvakuumdruck lässt sich die Rotortemperatur der SL 300 sehr gut mit Modell 1 und den zugehörigen Koeffizienten beschreiben. Die Abweichungen betragen maximal 1 °C. Die Messung bestätigt somit das Modell 1. Für den Fall, dass nur der Vorvakuumdruck variiert, aber kein Gas aus dem Hochvakuum durch die Pumpe strömt, lassen sich



Abbildung 6.45.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit variablem Vorvakuumdruck ohne zusätzliche Gaslast. Analyse nach Modell 2.

				0 0
Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	$-4,31\cdot 10^2$	$3,69\cdot 10^{-4}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$ ilde{k}_1$	$7,69\cdot 10^1$	$2,96\cdot 10^{-4}$	$K/(A\cdot s)$	$\tilde{k}_1 \cdot \left(I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M\right)$
$ ilde{k}_1'$	$1,56\cdot 10^{-2}$	$6,55\cdot 10^{-8}$	A/K	$\tilde{k}_1 \cdot \left(I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M\right)$
$\tilde{k}_2$	5,28	$1,92\cdot 10^{-4}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$ ilde{k}_3$	-4,72	$1,92\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_M}$
$ ilde{k}_4$	$5,74 \cdot 10^{-9}$	$5,14 \cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$ ilde{k}_5$	$-3,95 \cdot 10^{-1}$	$7,94\cdot 10^{-5}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$\tilde{k}_5 \cdot (T_M - T_R)$
$\tilde{a}_1$	$5,28\cdot10^{-4}$	$2,92\cdot 10^{-8}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term

Tabelle 6.25.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.45



Abbildung 6.46.: Vorhersage der Gleichgewichtstemperatur des Rotors der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit variablem Vorvakuumdruck ohne zusätzliche Gaslast.

Vorhersagen über die Rotortemperatur machen. Abbildung 6.46 zeigt diese Vorhersagen der Gleichgewichtstemperatur des Rotors für verschiedene Vorvakuumdrücke bei konstanter Statortemperatur von 25 °C und konstanter Motortemperatur von 30 °C. Die Drücke wurden bis auf 3,0 *mbar* extrapoliert.

Im Vergleich zu der Messung bei der der Vorvakuumdruck ausschließlich durch den Gasfluss aus dem Hochvakuum zustande kam (Abbildung 6.30), ist zu erkennen, dass die Pumpe mit höherem Vorvakuumdruck in stärkeren Magnetfeldern betrieben werden kann. Die extrapolierten 1,0 *mbar* und 3,0 *mbar* Kurven sind dabei mit Vorsicht zu betrachten, da mit steigendem Vorvakuumdruck auch die Rückströmung in der Pumpe steigt, wodurch die Reibung zunimmt.

Modell 2 wird bei dieser Messung nur teilweise bestätigt. Die Abweichungen betragen bis zu 10 °C. Ohne die geeignete Wahl der Startparameter für den Fit lässt sich keine Kurve finden die näherungsweise die Messung beschreibt. Die in Gleichung (6.3) eingeführte Näherung für die Temperaturabhängigkeit des Motorstromes beschreibt den Verlauf des Motorstromes nicht gut genug, hier ist eine genauere Näherung nötig.

# 6.8. TMP im Magnetfeld mit beliebiger Gaslast

Die verwendete Vorvakuumpumpe bestimmt den Vorvakuumdruck einer TMP und damit die Gasmenge, die den vorvakuumseitigen Teil des Rotors umspült. Während des Betriebes kann zusätzlich Gas aus dem Hochvakuum durch die Pumpe strömen. Dies entspricht einem normalen Pumpvorgang. Bei der Verwendung von Sperrgas wird der Vorvakuumdruck dynamisch variiert. Die Auswirkungen unterschiedlicher Gasflussrichtungen auf die Rotortemperatur wurden in den vorangegangen Abschnitten behandelt. Ziel ist es nun einen Satz von Koeffizienten für Modell 1 und Modell 2 zu finden mit dem, unabhängig von der verwendeten Vorvakuumpumpe und der Gasflussrichtung, die Rotortemperatur einer TMP beschrieben werden kann.

### 6.8.1. MAG-W 2800

Um einen kompletten Satz von Koeffizienten für diesen Fall zu finden wurden alle bisherigen Messungen der magnetgelagerten MAG-W 2800 zusammen nach Modell 1 (Gleichung



Abbildung 6.47.: Rotortemperatur der MAG-W 28000 im senkrechten Magnetfeld mit beliebiger Gaslast (Stickstoff). Analyse nach Modell 1.



Abbildung 6.48.: Fehler der gefitteten Rotortemperatur (aus Abb. 6.47) der MAG-W 28000 im senkrechten Magnetfeld mit beliebiger Gaslast (Stickstoff). Analyse nach Modell 1.

(4.31)) ausgewertet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.47, die Abweichungen Abbildung 6.48.

Bei dem Fit nach Modell 1 entstehen Abweichungen bis zu 10 °C. Dieser Fit ist somit ungeeignet für die Planung eines Versuchaufbaus mit einer TMP im Magnetfeld. Die Koeffizienten des Fits beinhaltet Tabelle 6.26.

Alle Messungen analysiert mit Hilfe von Modell 2 zeigt Abbildung 6.49, die Abweichungen hierzu Abbildung 6.50. Auch hier sind große Abweichungen bis zu 10 °C vorhanden. Tabelle 6.27 zeigt die erhaltenen Fitkoeffizienten.

Sowohl die Koeffizienten aus Modell 1, als auch aus Modell 2 beschreiben nur aus mathematischer Sicht die Messung, physikalisch gesehen ergeben die negativen Vorzeichen des  $k_4$  und  $\tilde{k}_3$  Terms keinen Sinn.

### 6.8.2. SL 300

Wie schon zuvor bei der MAG-W 2800 wurden auch hier alle bisherigen, mit der SL 300 gemachten Messungen, zusammengefasst und mit Modell 1 modelliert. Abbildung 6.51

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	5,55	$9,94 \cdot 10^{-5}$	K/s	$k_0$
$k_1$	0,92	$8,07\cdot10^{-6}$	$K/(mT^2\cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	4,08	$4,04\cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	2,45	$2,34\cdot10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	-2,44	$2,50\cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,65\cdot 10^{-9}$	$2,40\cdot 10^{-14}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left( T_S^4 - \tilde{T}_R^4 \right)^2$
$a_1$	$8,16 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-5}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$6,50\cdot10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-9}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.26.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.47.



Abbildung 6.49.: Rotortemperatur der MAG-W 28000 im senkrechten Magnetfeld mit beliebiger Gaslast (Stickstoff). Analyse nach Modell 2.



Abbildung 6.50.: Fehler der gefitteten Rotortemperatur (aus Abb. 6.49) der MAG-W 28000 im senkrechten Magnetfeld mit beliebiger Gaslast (Stickstoff). Analyse nach Modell 2.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$\tilde{k}_0$	-2,69	$1,01 \cdot 10^{-4}$	K/s	$\tilde{k}_0$
$\tilde{k}_1$	28,99	$4,98 \cdot 10^{-4}$	$K/(A \cdot s)$	$ ilde{k}_1 \cdot I$
$\tilde{k}_2$	1, 13	$2,02\cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$ ilde{k}_3$	-1,63	$1,60\cdot 10^{-5}$	$s^{-1}$	$\tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{n_{VV} + a_1 \cdot T_M}$
$ ilde{k}_4$	$1,65\cdot 10^{-9}$	$3,64 \cdot 10^{-14}$	$1/(K^3\cdot s)$	$\tilde{k}_4 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$\tilde{a}_1$	$4,33\cdot 10^{-4}$	$5,18\cdot10^{-9}$	mbar/K	Konstante aus $\tilde{k}_{2,3}$ -Term

Tabelle 6.27.: MAG-W 2800: Koeffizienten zum Fit nach Modell 2 in Abbildung 6.49.



Abbildung 6.51.: Rotortemperatur der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit beliebiger Gaslast (Stickstoff). Analyse nach Modell 1.

zeigt das Ergebnis des Fits, die Abweichungen sind in Abbildung 6.52 zu finden.

Die maximalen Abweichungen liegen unter 10 °C. Die zugehörigen Fitkoeffizienten sind in Tabelle 6.28 aufgelistet. An den negativen Vorzeichen einiger Koeffizienten sind wieder die starken Korrelationen im Modell 1 zu erkennen. Aufgrund der großen Abweichungen ist dieser Fit, wie schon zuvor bei der MAG-W 2800, ungeeignet für die Planung von Experimenten.

Der Versuch an die Messungen eine Kurve mit Modell 2 anzupassen scheiterte. Dies ist auf die unbekannten Effekte zurückzuführen, die neben der Induktion und Reibung Einfluss auf den Motorstrom nehmen. Die aus diesem Grund gemachte Näherung im Modell 2 (Gleichung (6.3)) ist für eine Analyse der Gesamtdaten zu ungenau.

### 6.8.3. Diskussion

Wie an den Fits für die MAG-W 2800 und die SL 300 über alle gemessenen Daten zu sehen war, sind die Abweichungen zu groß um zuverlässige Vorhersagen über die Gleichgewichtstemperatur des Rotors, unter beliebigen Versuchsbedingungen, zu erstellen. Damit wird die Annahme aus Kapitel 4 bestätigt. Die Annahme besagte, dass die Modelle nur für eine vorgegebene, gleich bleibende Gasflussrichtung ein optimales Ergebnis liefern. Die in den



Abbildung 6.52.: Fehler der gefitteten Rotortemperatur (aus Abb. 6.51) der SL 300 im senkrechten Magnetfeld mit beliebiger Gaslast (Stickstoff). Analyse nach Modell 1.

Tabelle 6.28.: SL 300: Koeffizienten zum Fit nach Modell 1 in Abbildung 6.51.

Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	16, 62	$9,25 \cdot 10^{-4}$	K/s	$k_0$
$k_1$	2,06	$1,33\cdot 10^{-4}$	$K/(mT^2\cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	-1,23	$4,66\cdot 10^{-5}$	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	-3,56	$1,73\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \vec{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	4, 19	$2,15\cdot 10^{-4}$	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$2,89\cdot10^{-9}$	$1,88\cdot 10^{-13}$	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right)$
$k_6$	$5,83 \cdot 10^{-1}$	$6,79 \cdot 10^{-5}$	$a^{-1}$	$k_6 \cdot (T_M - T_R)$
$a_1$	$4,76 \cdot 10^{-4}$	$6,13 \cdot 10^{-6}$	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$4,40 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-9}$	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9 \cdot 10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

letzten beiden Teilabschnitten erhaltenen Koeffizienten für Modell 1 und Modell 2 eignen sich nur um einen groben Richtwert für die Rotortemperatur der untersuchten Turbomolekularpumpen zu erhalten.

# 6.9. Diskussion und Anwendungen

Mit den durchgeführten Messungen konnte Modell 1 (Gleichung (4.31)) sowohl für die magnetgelagerte, als auch für die mechanisch gelagerte TMP bestätigt werden. Modell 2 (Gleichung (4.37)) wurde nur für die magnetisch gelagerte MAG-W 2800 in sehr guter Näherung bestätigt. Durch die Messungen hat sich gezeigt, dass es für die mechanisch gelagerte SL 300 weitere bisher unbekannte Effekte gibt, die Einfluss auf den Motorstrom und damit auf Modell 2 haben. Darum wurde dieses Modell für mechanisch gelagerte Pumpen erweitert (Gleichung (6.3)).

Bei vorgegebenen Versuchsbedingungen, mit bekannten Vorvakuumpumpen und bekannten Gasflussrichtungen, lassen sich die Koeffizienten beider Modelle über Testmessungen bestimmen. Mit Hilfe dieser Koeffizienten lassen sich Vorhersagen über die Rotortemperatur der TMP im Gleichgewicht mit einer großen Genauigkeit tätigen (Abbildungen 6.21, 6.29, 6.37, 6.42, 6.22, 6.30, 6.38, 6.46).

Durch die Vorhersagen aus Modell 1 und die Überwachung der Rotortemperatur mit Hilfe von Modell 2 lässt sich die Sicherheit der betriebenen TMPs erhöhen.

## 6.9.1. MAG-W 2800

Magnetisch gelagerte TMPs kommen in vielen Anlagen und Experimenten zum Einsatz. Das Verhalten der MAG-W 2800 im Magnetfeld mit vernachlässigbarem Vorvakuumdruck und Gasfluss ist für das KATRIN-Experiment von besonderer Bedeutung. Diese Pumpe wird an den unterschiedlichsten Stellen der Transportstrecke und des Spektrometers verwendet und befindet sich, wie in Kapitel 2 beschrieben, fast ausschließlich in Magnetfeldern. In Abbildung 6.21 ist zu erkennen welche Temperatur der Rotor in Abhängigkeit des vorherrschenden Magnetfeldes annimmt.

Am Fusionsreaktor JET werden magnetgelagerte TMPs (MAG-W 2200) in gepulsten Magnetfeldern betrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Messung mit der MAG-W 2800 in einem gepulsten Magnetfeld durchgeführt. Gepulst wurde alle 20 Minuten für eine Minute mit einer Feldstärke von 8 mT. Der Vorvakuumdruck wurde auf unter  $10^{-5}$  mbar gesenkt. Abbildung 6.53 zeigt die Messung und den Verlauf der Rotortemperatur, der mit Hilfe der Koeffizienten aus Tabelle 6.10 und Modell 1 berechnete wurde. Der Fehler durch die Berechnung liegt bei unter 2,5 °C. Bei der Überwachung mit Hilfe von Modell 2 und den Koeffizienten aus Tabelle 6.11 ergeben sich Abweichungen kleiner 5 °C (Abbildung 6.54). Die Modelle lassen sich in sehr guter Näherung mit den ermittelten Koeffizienten auf den Fall der gepulsten Messung anwenden.

Um die Anwendbarkeit der Modelle mit Gasfluss zu testen wurde eine Messung durchgeführt, bei der willkürlich ein senkrecht zur Rotorachse zeigendes Magnetfeld und ein Stickstoff-Gasfluss durch den Hochvakuumflansch variiert wurden. Der Vorvakuumdruck ohne Gaslast lag unter  $10^{-5}$  mbar. Die Rotortemperatur wurde mit Modell 1 und Modell 2 berechnet. Die verwendeten Koeffizienten stammen aus Tabelle 6.10 und 6.11. Abbildung 6.55 zeigt das Ergebnis für Modell 1, Abbildung 6.56 für Modell 2.

Mit Abweichungen von nur wenigen Grad Celsius werden beide Modelle sehr gut bestätigt. Mit Modell 1 lässt sich sehr genau die Rotortemperatur bei bekannten Versuchsbedingungen voraussagen. Mit Modell 2 kann diese ebenfalls sehr genau überwacht werden.



Abbildung 6.53.: MAG-W 2800, Test von Modell 1. Oben: Rotortemperatur im gepulsten  $B_{\perp}$ -Feld ohne Gaslast. Unten: Abweichung in °C.



Abbildung 6.54.: MAG-W 2800, Test von Modell 2. Oben: Rotortemperatur im gepulsten  $B_{\perp}$ -Feld ohne Gaslast. Unten: Abweichung in °C.



Abbildung 6.55.: MAG-W 2800, Test von Modell 1. Oben: Rotortemperatur im variablen  $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Stickstoff-Gasfluss. Unten: Abweichung in °C.



Abbildung 6.56.: MAG-W 2800, Test von Modell 2. Oben: Rotortemperatur im variablen  $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Stickstoff-Gasfluss. Unten: Abweichung in °C.



Abbildung 6.57.: MAG-W 2800, Test von Modell 2. Oben: Rotortemperatur im inhomogenen Magnetfeld ohne Gaslast. Unten: Abweichung in  $^{\circ}C$ .

Für Modell 2 werden keinerlei Informationen über das Magnetfeld benötigt. Dies bestätigt auch eine Messung der Rotortemperatur in einem unbekannten, inhomogenen Magnetfeld. Das inhomogene Feld wurde durch eine Verschiebung und eine Rotation des verwendeten Helmholtzspulenpaares erzeugt. Die TMP befand sich anschließend außerhalb des homogenen Zentrums der Spulen. Abbildung 6.57 zeigt die Messung. Das eingezeichnete Magnetfeld ist das Feld im Zentrum des Spulenpaares. Die Messung wurde ohne Gasfluss durchgeführt. Da der Vorvakuumdruck unter  $10^{-5}$  mbar lag konnten die Koeffizienten aus Tabelle 6.11 für die Berechnung verwendet werden.

Die Messung zeigt, dass die Rotortemperatur dieser Pumpe in inhomogenen Magnetfeldern mit Hilfe von Modell 2 mit einer Genauigkeit von ca. 1,5 °C berechnet werden kann.

#### Anwendung auf andere Gase

Alle bisherigen Messungen wurden mit Stickstoff  $(N_2)$  durchgeführt. Die ermittelten Koeffizienten sind nur für dieses Gas gültig. Werden die Gleichungen (4.11), (4.12), 4.17 und 4.18 betrachtet, so ist zu erkennen, dass in diesen Gleichungen alle spezifischen Gaseigenschaften in Konstanten zusammengefasst sind. Mit Hilfe dieser Gleichungen können die bereits ermittelten Koeffizienten für Stickstoff auf andere Gase erweitert werden. Dies ist in den folgenden Gleichungen am Beispiel von Argon (Ar) gezeigt:

$$k_{2,Ar} = k_{2,N_2} \cdot \frac{d_{N_2}^2}{d_{Ar}^2} \sqrt{\frac{m_{T,Ar}}{m_{T,N_2}}}$$
(6.4)

$$k_{3,Ar} = k_{3,N_2} \cdot \frac{d_{N_2}^2}{d_{Ar}^2} \frac{f_{g,Ar}}{f_{g,N_2}} \sqrt{\frac{m_{T,N_2}}{m_{T,Ar}}}$$
(6.5)

$$k_{4,Ar} = k_{4,N_2} \cdot \frac{d_{N_2}^2}{d_{Ar}^2} \frac{f_{g,Ar}}{f_{g,N_2}} \sqrt{\frac{m_{T,N_2}}{m_{T,Ar}}}$$
(6.6)



Abbildung 6.58.: MAG-W 2800, Test von Modell 1. Oben: Rotortemperatur im homogenen  $B_{\perp}$ -Feld mit einem Argon-Gasfluss. Unten: Abweichung in °C.

$$a_{1,Ar} = a_{1,N_2} \cdot \frac{d_{N_2}^2}{d_{Ar}^2} \tag{6.7}$$

$$a_{2,Ar} = a_{2,N_2} \cdot \frac{d_{N_2}^2}{d_{Ar}^2} \tag{6.8}$$

Mit den Teilchenmassen  $m_T$ , den Teilchendurchmessern  $d_{N_2} = 0,380 \ nm$  und  $d_{Ar} = 0,354 \ nm$  [Men02] und der Anzahl an Freiheitsgeraden  $f_g$ . Die Koeffizienten  $k_0, k_1$  und  $k_5$  sind gasartunabhängig und entsprechen den bereits ermittelten Konstanten.

Um die Erweiterung auf andere Gase zu verifizieren wurde eine Messung durchgeführt, bei der Argon mit einem Fluss von 30 *sccm* über den Hochvakuumflansch eingelassen wurde. Durch den Gasfluss stellte sich ein Vorvakuumdruck von 0, 11 *mbar* ein. Gleichzeitig wurde ein senkrecht zur Rotorachse zeigendes Magentfeld von 2 mT und 3 mT eingestellt. Die Messung zeigt Abbildung 6.58. Die blaue Kurve stellt die mit Modell 1 berechnete Rotor-temperatur dar. Bei der Berechnung wurden die Koeffizienten aus Tabelle 6.14 verwendet und mit den Gleichungen 6.4–6.8 umgerechnet. Die so berechneten Koeffizienten sind in Tabelle 6.29 aufgelistet.

Die Abweichungen zwischen der ermittelten und gemessenen Rotortemperatur liegen unter 5 °C. Über die einfachen Umrechnungen (Gleichungen (6.4-6.8)) kann somit in grober Näherung die Rotortemperatur bei Argon-Gasfluss bestimmt werden. Ein Grund für die Unsicherheiten sind die im Modell 1 gemachten Näherung bezüglich der Reibung und Konvektion.

Eine Umrechnung der Koeffizienten aus Modell 2 ist nicht möglich, da der Motorstrom über die Gasreibung auf unbekannte Weise von der Gasart abhängt. Um die TMP im Betrieb mit Argon zu überwachen, müssen die Koeffizienten im Modell 2 für diesen Fall

den 1 m Abbildung 0.56.				
Koeffizient	Wert	statistischer Fehler	Einheit	Term im Modell
$k_0$	5,32	-	K/s	$k_0$
$k_1$	1,00	-	$K/(mT^2 \cdot s)$	$k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2$
$k_2$	1, 21	-	$\sqrt{K}/s$	$k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S}$
$k_3$	0, 11	-	$s^{-1}$	$k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot \tilde{p}_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S}$
$k_4$	0,23	-	$s^{-1}$	$k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M}$
$k_5$	$1,61\cdot 10^{-9}$	-	$1/(K^3 \cdot s)$	$k_5 \cdot \left(T_S^4 - \tilde{T}_R^4\right)^2$
$a_1$	$9,40 \cdot 10^{-4}$	-	mbar/K	Konstante aus $k_2$ -Term
$a_2$	$8,85\cdot10^{-4}$	-	mbar/K	Konstante aus $k_{3,4}$ -Term
α	$3,9\cdot10^{-3}$	-	$K^{-1}$	Temperaturkoeff. für Al
$T_0$	293, 15	-	K	Temperatur zu $\alpha$

Tabelle 6.29.: MAG-W 2800: Koeffizienten zur berechneten Rotortemperatur nach Modell 1 in Abbildung 6.58.

neu gemessen werden bzw. der Motorstromter<br/>m $(\tilde{k_1})$ empirisch um die Gasartabhängigkeit erweitert werden.

Allgemein muss die Abhängigkeit der Rotortemperatur von der Gasart noch genauer untersucht werden. Hierfür sind weitere Messung mit unterschiedlichen Gasen nötig.

### 6.9.2. SL 300

Am KATRIN-Experiment wird die SL 300 unter anderem als Vorpumpe für die MAG-W 2800 eingesetzt. Sie ist somit ebenfalls Magnetfeldern ausgesetzt. Da nach dem Herstellen des benötigten UHVs keine großen Mengen an Gas mehr gepumpt werden müssen, spielt der hochvakuumseitige Gasfluss durch die SL 300 nur eine untergeordnete Rolle. Der Vorvakuumdruck wird jedoch nicht vernachlässigbar sein.

Um diesen Fall zu simulieren und die Modelle zu Überprüfungen wurde eine Messung durchgeführt, bei der willkürlich ein senkrecht zur Rotorachse zeigendes Magnetfeld variiert wurde. Zudem wurde willkürlich der Vorvakuumdruck durch Stickstoffeinlass in das Vorvakuum variiert. Abbildung 6.59 zeigt die Messung und die nach Modell 1 berechnete Rotortemperatur. Für die Berechnung wurden die Koeffizienten aus Tabelle 6.24 verwendet. Mit einer Abweichung unter 3 °C wird Modell 1 in guter Näherung bestätigt. Damit sind recht zuverlässige Vorhersagen der Rotortemperatur der SL 300 im Magnetfeld bei Variation des Vorvakuumdrucks durch Stickstoffeinlass möglich (vgl. Abbildung 6.46). Wie in den Abschnitten zuvor festgestellt wurde, beinhaltet Modell 2 größere Unsicherheiten. Dies spiegelt sich auch in der Auswertung dieser Messung wieder. Abbildung 6.60 zeigt die Messung und die mit Hilfe von Modell 2 und Tabelle 6.25 berechnete Rotortemperatur.

Mit Abweichungen bis zu 12 °C eignet sich Modell 2, nach Gleichung (6.3), nicht als Überwachungstool für die Rotortemperatur der SL 300.

### 6.9.3. Auswirkungen der Kalibration

Die Genauigkeit der Koeffizienten für die Modelle 1 und 2 hängt vom systematischen Fehler der Kalibration der verwendeten Messsensoren ab (vgl. Kapitel 5). Sowohl das Testexperiment mit dem die Koeffizienten bestimmt wurden, als auch das Experiment an dem die Modelle angewendet werden, müssen eindeutige, sehr präzise Kalibrationen ihrer Sensoren haben. Die Auswirkung von Kalibrationsunsicherheiten auf die Qualität der Berechnung der Rotortemperatur soll hier kurz mit Hilfe der MAG-W 2800 diskutiert werden. Die Diskussion bezieht sich im Folgenden nur auf die Messungen in Abbildung 6.55 und 6.56.



Abbildung 6.59.: SL 300, Test von Modell 1. Oben: Rotortemperatur im variablen  $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Vorvakuumdruck durch Stickstoffeinlass. Unten: Abweichung in °C.



Abbildung 6.60.: SL 300, Test von Modell 2. Oben: Rotortemperatur im variablen  $B_{\perp}$ -Feld mit variablem Vorvakuumdruck durch Stickstoffeinlass. Unten: Abweichung in °C.



Abbildung 6.61.: MAG-W 2800: Fehler der berechneten Rotortemperatur (aus Abb. 6.55) nach Modell 1, mit einem systematischen Fehler des Magnetfeldes von  $\pm 5\%$ .

Ausgehend von einem Kalibrationsfehler des Magnetfeldes von  $\pm 5\%$  wurde die Rotortemperatur in Abbildung 6.55 mit den bereits ermittelten Koeffizienten (Tabelle 6.14) und Modell 1 neu berechnet. Die daraus resultierenden Abweichungen sind in Abbildung 6.61 gezeigt. Wie gut zu erkennen ist führen schon Kalibrationsfehler von  $\pm 5\%$  des Magnetfeldes zu großen Abweichungen.

Neben dem Magnetfeld hängt Modell 1 noch von der Stator- und Motortemperatur und vom Vorvakuumdruck ab. Modell 2 verwendet anstelle des Magnetfeldes den Motorstrom. Die pumpenspezifischen Parameter (Motortemperatur und Motorstrom) hängen von der Werkskalibration des Herstellers ab und werden daher hier nicht diskutiert. Für die Statortemperatur und den Vorvakuumdruck können jedoch individuelle Kalibrationen vorliegen. Die Abbildungen 6.62 und 6.63 zeigen die Abweichungen der berechneten Rotortemperatur nach Modell 1 und 2 aus Messungen in Abbildung 6.55 und 6.56 für den Fall, dass der Vorvakuumdruck um  $\pm 25\%$  falsch gemessen wurde. Modell 1 beschreibt trotz des verfälschten Vorvakuumdrucks die Rotortemperatur immer noch in guter Näherung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Modell sowohl die reibungsbedingte Erwärmung als auch die konvektionsbedingte Abkühlung des Rotors in Abhängigkeit des Vorvakuumdrucks beinhaltet und sich die beiden Effekte teilweise kompensieren. In Modell 2 wird dagegen die reibungsbedingte Erwärmung durch den Motorstrom beschrieben und lässt sich somit durch einen falsch gemessenen Vorvakuumdruck nicht beeinflussen. Die Terme der Konvektion sind folglich die einzigen, die vom Vorvakuumdruck abhängen. Somit ergeben sich größere Abweichungen im Modell 2.

Wird die Statortemperatur um  $\pm 5\%$  falsch gemessen, so ergeben sich mit Modell 1 nur geringe, mit Modell 2 jedoch deutliche Abweichungen zwischen der gemessenen und der berechneten Rotortemperatur. Dies zeigen Abbildung 6.64 und 6.65. Hier wurden wieder die Abweichungen aufgetragen, die bei der Analyse der Messung in Abbildung 6.55 (Modell 1) und 6.56 (Modell 2) entstanden sind, wenn die Stator-Temperatursensoren um  $\pm 5\%$  falsch kalibriert wurden.

Allgemein ist zu erkennen, dass sowohl Modell 1 als auch Modell 2 empfindlich auf feh-



Abbildung 6.62.: MAG-W 2800: Fehler der berechneten Rotortemperatur (aus Abb. 6.55) nach Modell 1, mit einem systematischen Fehler des Vorvakuumdrucks von  $\pm 25\%$ .



Abbildung 6.63.: MAG-W 2800: Fehler der berechneten Rotortemperatur (aus Abb. 6.56) nach Modell 2, mit einem systematischen Fehler des Vorvakuumdrucks von  $\pm 25\%$ .



Abbildung 6.64.: MAG-W 2800: Fehler der berechneten Rotortemperatur (aus Abb. 6.55) nach Modell 1, mit einem systematischen Fehler der Statortemperatur von  $\pm 5\%$ .



Abbildung 6.65.: MAG-W 2800: Fehler der berechneten Rotortemperatur (aus Abb. 6.56) nach Modell 2, mit einem systematischen Fehler der Statortemperatur von  $\pm 5\%$ .
lerhafte Kalibrationen reagieren. Bei der Bestimmung der Koeffizienten für die Modelle muss sehr genau auf die verwendeten Sensoren und deren Kalibration geachtet werden. Gleiches gilt für die Anwendung, die später die Rotortemperatur mit Hilfe der Modelle Vorhersagen bzw. Überwachen möchte. Generell lässt sich sagen, dass Modell 2 stärker auf systematische Fehler reagiert als Modell 1.

### 6.9.4. Die Modelle 1 und 2

Wie sich bei den Messungen herausgestellt hat müssen die Modelle zur Bestimmung der Rotortemperatur einer TMP an die Lagerart des Rotors angepasst werden. Für eine TMP mit Magnetlagerung gelten in sehr guter Näherung die Gleichungen (4.31) und (4.37). Trotz Korrelationen lässt sich die Rotortemperatur über eine Nullleistung, die durch Wirbelströme induzierte Leistung, Reibung, Strahlung und Konvektion sehr gut beschreiben. Zur Überwachung lässt sich Modell 2 in guter Näherung verwenden. Die Gleichungen für eine magnetgelagerte TMP sind hier nochmals aufgezeigt:

Modell 1: 
$$\frac{dT_R}{dt} = k_0 + k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2 + k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S} + k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S} + k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M} + k_5 \cdot (T_S^4 - T_R^4)$$
(6.9)

Modell 2: 
$$\frac{dT_R}{dt} = \tilde{k}_0 + \tilde{k}_1 \cdot I +$$
  
+  $\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_S} + \tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_M} +$   
+  $\tilde{k}_4 \cdot (T_S^4 - T_R^4)$  (6.10)

Für eine TMP mit mechanischer Rotorlagerung kommt zusätzlich ein direkter Wärmeübertrag über das Lager hinzu. Mit dieser Erweiterung lässt sich trotz starker Korrelationen die Rotortemperatur sehr gut mit Modell 1 (Gleichung (4.31)) vorhersagen. Modell 2 stellt für diesen Pumpentyp nur eine grobe Näherung dar. Wie in den Messungen festgestellt wurde existieren noch unbekannte Effekte, die Einfluss auf den Motorstrom und damit auf Modell 2 nehmen. Die in Gleichung (6.3) eingeführte Näherung beschreibt diese Effekte nur ungenau. Die Näherung korrigiert den temperaturabhängigen Motorstrom durch eine Taylorentwicklung der Motortemperatur in erster Ordnung. Hier besteht noch Verbesserungsbedarf, evlt. durch Korrekturen höherer Ordnung. Die Gleichungen für eine mechanisch gelagerte TMP sind hier nochmals aufgezeigt:

$$\begin{aligned} \text{Modell 1} : & \frac{dT_R}{dt} = k_0 + k_1 \cdot \sqrt{1 + \alpha (T_R - T_0)} \cdot B^2 + k_2 \cdot \frac{\sqrt{T_S} \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_1 \cdot T_S} + \\ & + k_3 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_S} + k_4 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + a_2 \cdot T_M} + \\ & + k_5 \cdot \left(T_S^4 - T_R^4\right) + k_6 \cdot (T_M - T_R) \end{aligned}$$
 (6.11)

Modell 2: 
$$\frac{dT_R}{dt} = \tilde{k}_0 + \tilde{k}_1 \cdot (I + \tilde{k}'_1 \cdot T_M) +$$
  
+  $\tilde{k}_2 \cdot \frac{(T_S - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_S} + \tilde{k}_3 \cdot \frac{(T_M - T_R) \cdot p_{VV}}{p_{VV} + \tilde{a}_1 \cdot T_M} +$   
+  $\tilde{k}_4 \cdot (T_S^4 - T_R^4) + \tilde{k}_5 \cdot (T_M - T_R)$  (6.12)

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des KATRIN-Experimentes wurde das Verhalten von Turbomolekularpumpen, speziell die Erwärmung des Rotors, in verschiedenen Magnetfeldern bei unterschiedlichen Gasflüssen untersucht. Für die Untersuchungen standen die magnetisch gelagerte MAGW 2800 und die mechanisch gelagerte SL 300 zur Verfügung. Beide Pumptypen kommen beim KATRIN-Experiment zum Einsatz und wären dort ohne Abschirmung zum Teil starken Magnetfeldern, bis 18 mT, ausgesetzt.

Durch induzierte Wirbelströme kann der Rotor einer TMP so stark erhitzt werden, dass dieser durch Materialermüdung oder Wärmeausdehnung bricht bzw. in Kontakt mit den Statorblättern kommt. Dies bedeutet eine Zerstörung der Pumpe und in schlimmen Fällen eine Beschädigung der Versuchsanlage. Darum ist es wichtig die Rotortemperatur zu kennen. Durch das Funktionsprinzip und die hochpräzise Fertigung ist es nicht möglich die Rotortemperatur direkt über Temperatursensoren zu messen. Die Verwendung eines externen Pyrometers ist abhängig von der Konstruktion des Vakuumsystems und in der Regel ebenfalls nicht möglich. Für die Bestimmung der Rotortemperatur muss daher auf eine indirekte Messung über ein theoretisches Modell zurück gegriffen werden. Dabei handelt es sich um ein empirisch entwickeltes Modell, das äußere, leicht zu messende Parameter beinhaltet.

In dieser Arbeit wurden zwei Modelle entwickelt. Die Modelle beschreiben die Rotortemperatur in sehr guter Näherung über die induzierten Wirbelströme, die durch Gas erzeugte Reibung, Konvektion, Wärmestrahlung und den direkten Wärmeübertrag über das Lager bei mechanisch gelagerten Pumpen. Dabei greift das Modell 1 auf die Parameter "Magnetfeld", "Motortemperatur", "Statortemperatur" und "Vorvakuumdruck" zurück. Dieses Modell wurde für homogene, senkrecht zur Rotorachse verlaufenden Magnetfelder entwickelt und durch Testmessungen in dieser Arbeit bestätigt. Es ist für Vorhersagen der Rotortemperatur zur Planung von Experimenten gut geeignet. Modell 2 greift auf die Parameter "Motorstrom", "Motortemperatur", "Statortemperatur" und "Vorvakuumdruck" zurück wodurch es, für beliebige Magnetfelder, zur Überwachung einer TMP im Betrieb einsetzbar ist. Dieses Modell wurde durch die Testmessungen bei der magnetisch gelagerten Pumpe sehr gut und bei der mechanisch gelagerten Pumpe ausreichend gut bestätigt. Für beide Modelle muss jeweils ein Satz von Koeffizienten bestimmt werden, durch den die Rotortemperatur mit Hilfe der überwachten Parameter bestimmt werden kann (vgl. Kapitel 4).

Die Koeffizienten wurden experimentell über Testmessungen (vgl. Kapitel 6) bestimmt und sind nur für die jeweils getestete TMP und das in den Testmessungen verwendete

Gas gültig. Kapitel 5 zeigt einen Versuchsaufbau, der die Bestimmung der Koeffizienten ermöglicht. Es wurden Messungen mit homogenen, senkrecht zur Rotorachse zeigenden Magnetfeldern unterschiedlicher Stärke durchgeführt sowie Messungen mit inhomogenen Magnetfeldern. Ebenfalls wurde mit verschiedenen Gasflussrichtungen gearbeitet, dazu zählten der Gasfluss durch den HV-Flansch, Gasfluss in das Vorvakuum und Gasfluss über das Sperrgasventil. Wie sich durch die Messungen herausgestellt hat, stellt der Parameter "Vorvakuumdruck" eine grobe Näherung dar. Dieser Parameter schränkt die Verwendung der ermittelten Koeffizienten ein. Bei der Anwendung müssen die Gasflussrichtung und der Vorvakuumdruck ohne Gaslast identisch sein mit den Bedingungen der Testmessungen. (Beispiel: Lag bei den Testmessungen der Vorvakuumdruck ohne Gasfluss unter  $10^{-5}$  mbar und wurde das Gas über den HV-Flansch eingelassen, so sind die Modelle mit den ermittelten Koeffizieten nur unter diesen Bedingungen anwendbar.) Bei Änderungen des Vorvakuumdrucks über gleichzeitigen Gaseinlass in das Hoch- und Vorvakuum, wird die Rotortemperatur nur in grober Näherung von den Modellen beschrieben. Hier sind weitere Messungen und Analysen notwendig, die die genaue Kenntnis der schwer zugänglichen Druckverhältnisse in den Pumpen erfordern, um das Modell der Rotortemperatur zu erweitern.

Wird diese Einschränkung berücksichtigt, so gilt Modell 1 in allen Messungen sowohl für magnetisch gelagerte als auch für mechanisch gelagerte TMPs. Dies konnte bei der Anwendung des Modells bestätigt werden (vgl. Abschnitt 6.9). Eine Erweiterung des Modells auf verschiedene Gase ist in grober Näherung (wie in Abschnitt 6.9.1 gezeigt) möglich, muss aber durch weitere Messungen mit unterschiedlichen Gasen noch detailierter untersucht werden.

Modell 2 gilt, unter Beachtung der Einschänkungen, für magnetisch gelagerte TMPs in beliebigen Magnetfeldern. Bei mechanischer Lagerung wird der Motorstrom durch noch nicht genau verstandene Effekte beeinflusst. Mit einer temperaturabhängigen Korrektur des Motorstroms lässt sich Modell 2 in grober Näherung auch für mechanisch gelagerte TMPs verwenden (vgl. Abschnitt 6.3.2). Um genauere Aussagen über die Rotortemperatur tätigen zu können, muss der Ursprung der unbekannten Effekte genauer untersucht werden.

Allgemein darf der Rotor der untersuchten Pumpen im Langzeitbetrieb 90 °C nicht überschreiten. Bei vernachlässigbarem Vorvakuumdruck bedeutet dies für die MAG-W 2800 ein maximales, senkrecht zur Rotorachse zeigendes Magnetfeld von 3 mT und für die SL 300 von 4, 1 mT. Bei verkürzter Lebensdauer können die Pumpen auch mit Rotortemerapturen bis 120 °C betrieben werden. Bei der MAG-W 2800 wird diese Temperatur bei 4, 1 mTerreicht und bei der SL 300 bei 5, 6 mT. Bei höheren Feldstärken benötigen beide Pumpe eine Abschirmung, um den Rotor vor dem Überhitzen durch die induzierten Wirbelströme zu schützen. Werden die Pumpen bei höheren Vorvakuumdrücken, unabhängig der Gasflussrichtung, betrieben, so werden die TMPs durch das Gas gekühlt und können in stärkeren Magnetfeldern betrieben werden (vgl. Diskussionen in Kapitel 6).

Neben den Messungen zur Bestimmung der Koeffizienten von Modell 1 und 2 wurden Messungen durchgeführt um die Stabilität der Magnetlager der MAG-W 2800 zu untersuchen (vgl. Abschnitt 6.1). Dabei hat sich herausgestellt, dass nur parallel bzw. antiparallel zur Rotorachse gerichtete Magnetfelder die Lagerstabilität negativ beeinflussen. Parallele Felder über 12,5 mT und antiparallele Felder über 21,2 mT führen dabei zum Versagen des Lagers. Eine endgültige Erklärung konnte nicht gefunden werden, der Effekt war selbst dem Hersteller unbekannt.

Diese Arbeit liefert mit den entwickelten Modellen ein Werkzeug um die Betriebssicherheit einer Turbomolekularpumpe zu erhöhen. Die Modelle hängen von einfach zu messenden Parametern ab und bieten die Möglichkeit die Temperatur der Rotoren von TMPs in guter Näherung vorherzusagen und zu überwachen. Somit können Ausfälle von TMPs in Experimenten, wie dem KATRIN-Experiment, dem JET-Projekt oder einem Beschleuniger-Experiment, verhindert und die Sicherheit erhöht werden.

# Literaturverzeichnis

[BMuMB11]	KATRIN rear section working group B. Monreal und M. Beck: <i>KATRIN Rear</i> Section conceptual design report v1.1, 2011. 21 <sup>th</sup> KATRIN Collaboration Meeting.			
[bnl10]	Bookhaven National Laboratory (BNL) Homepage, 2010. http://www.bnl.gov/bnlweb/research_list.asp.			
[BP09]	C. Scholz F. Zetsche B. Povh, K. Rith: <i>Teilchen und Kerne</i> . Springer, 2009. 8. Auflage.			
[CC70]	S. Chapman und T.G. Cowling: <i>The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases</i> . Cambridge University Press, 1970. Third edition.			
[Col04]	KATRIN Collaboration: KATRIN Desing Report. 2004.			
[col09]	Joachim Wolf (KATRIN collaboration): Size Matters: The Vacuum System of the KATRIN Neutrino Experiment. Journal of the Vacuum Society of Japan Vol. 52, No. 5, 2009.			
[cuo12]	CUORE Homepage, 2012. http://crio.mib.infn.it/wigmi/pages/ cuore.php.			
[Dav94]	Raymond Davis: A review of the homestake solar neutrino experiment. Pro- gress in Particle and Nuclear Physics Volume 32, 1994.			
[ea80]	G. Beamson et al.: The collimating and magnifying properties of a super- conducting field photoelectron spectrometer. Journal of Physics E: Scientific Instruments, Volume 13, 1980.			
[ea94]	J.N. Abdurashitov et al.: Results from SAGE. 1994.			
[ea96a]	K. Assamagan et al. Phys. Rev. D 53, 6065, 1996.			
[ea96b]	Y. Fukuda et al.: Solar neutrino data covering solar cycle 22. 1996.			
[ea98]	R. Barate et al.: An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays. Eur. Phys. J. C. 2, 1998.			
[ea99]	W. Hampel et al.: <i>Physics Letters B</i> 447. 1999.			
[ea00]	Q. R. Ahmad et al.: <i>The Sudbury Neutrino Observatory</i> . Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A449, 2000.			
[ea03a]	C. Kraus et al.: Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118, 482. 2003.			
[ea03b]	K. Eguchi et al.: First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti- neutrino Disappearance. 2003.			
[ea07]	D. N. Spergel et al.: Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology. Astrophys.J.Suppl.170:377, 2007.			

[Eit04]	K. Eitel: Systematic influence of WGTS parameters on $m_{\nu}^2$ . 2004. Präsenta- tion BASI tast meeting, 65-SRP-4020-1.
[exo11]	EXO Homepage, 2011. http://www-project.slac.stanford.edu/exo/.
[Fer34]	E. Fermi: Versuch einer Theorie der $\beta$ -Strahlen. Zeitschrift für Physik A, 88:161-177, 1934.
[Fre00]	Johan K. Fremerey: Permanentmagnetische Lager. 2000.
[Geo 07]	Wolfgang Georgi: Einführung in LabView. Carl-Hanser-Verlag, 2007.
[ger 10]	GerDA Homepage, 2010. http://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/.
[GK07]	Carlo Giunti und Chung W. Kim: Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford University Press, 2007.
[Gmb11]	VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH: Die kleine Fibel der Vakuum-Druckmessung, 2011. http://www.vacom.de/files/sonstige/ die_kleine_fibel_der_vakuum_druckmessung.pdf.
[Gmb12]	VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH: Vakuummesstechnik, 2012. http://www.vacom.de/files/katalog/10_vakuummesstechnik.pdf#450.
[Gou10]	Johannes David Goullon: Installation and commissioning of the monitor spec- trometer of KATRIN. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2010.
[Grö10]	Robin Größle: Konzeptionierung und Systematik der Hochspannungsversor- gung für das KATRIN Experiment. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2010.
[Gro11]	Steffen Grohmann: Demonstrator test results, 2011. 20 <sup>th</sup> KATRIN Collaboration Meeting.
[Gro12]	Stefan Groh: Persönliche Mitteilung, 2012.
[Hae81]	R.A. Haefer: Kryo-Vakuumtechnik. Springer Verlag, 1981.
[Hun07]	Siegfried Hunklinger: Festkörperphysik. Oldenbourg Verlag, 2007.
[Ins98]	MKS Instruments: <i>HPS<sup>TM</sup> Series 937A Hight Vacuum Multi-Sensor System</i> . 1998.
[Jac02]	John David Jackson: Klassische Elektrodynamik. 2002.
[jet09]	Culham Centre For Fusion Energy - JET, 2009. http://www.ccfe.ac.uk/.
[Jou04]	Karl Jousten: Wutz Handbuch Vakuumtechnik. 2004. 8. Auflage.
[Jun11]	Benjamin Jung: Simulation des Myon-induzierten Untergrundes und dessen Speicherwahrscheinlichkeit am KATRIN Hauptspektrometer. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2011.
[JW11]	G. Drexlin R. Gehring R. Größle S. Horn N. Kernert S. Riegel R. Neeb A. Wagner J. Wolf, B. Bornschein: <i>Investigation of turbo-molecular pumps in strong magnetic fields</i> . Vacuum, Volumne 86, Issue 4, 2011.
[kat10]	KATRIN Homepage, 2010. http://www-ik.fzk.de/~katrin/.
[KG05]	JUMO GmbH & Co. KG: Platin-Folien-Temperatursensor nach DIN EN 60 751, 2005. Datenblatt.
[KIT11a]	Stefan Görhardt KIT/IEKP: Relocation of the KATRIN Prespectrometer, 2011. $21^{th}$ KATRIN Collaboration Meeting.

[KIT11b]	Lutz Bornschein KIT/IK: The DPS2-F: Results and Status, 2011. $21^{th}$ KA-TRIN Collaboration Meeting.		
[KKea01]	DONUT Collaboration K. Kodama et al.: <i>Observation of tau neutrino inter-</i> <i>actions.</i> Physics Letters B, Volumne 504, Issue 3, 2001.		
[KT11]	Woosik Gil KIT/ITEP-TLK: Cryogenic Pumping Section - Status, 2011. $21^{th}$ KATRIN Collaboration Meeting.		
[les 12]	Kurt J. Lesker Company Homepage, 2012. http://www.lesker.com.		
[ley12]	Oerlikon Leybold Vacuum Homepage, 2012. http://www.oerlikon.com/leyboldvacuum/.		
[Men02]	Michaeli Schmachtenberg Menges, Haberstroh: <i>Werkstoffkunde Kunststoffe</i> . Carl Hanser Verlag, 2002. 5., völlig überarbeitete Auflage.		
[MFS00]	Guo Chin Liu Masataka Fukugita und Naoshi Sugiyama: <i>Limits on Neutrino Mass from Cosmic Structure Formation</i> . Physical Review Letters, 84:1082, 2000.		
[Mis10]	MissMJ, 2010. http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/ Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.		
[Ogi09]	Norio Ogiwara: Influence of magnetic fields on turbo-molecular pumps. 2009.		
[olv08]	oerlikon leybold vacuum: MAG W 830 bis 3200 MAG.DRIVE^{digital} Gebrauchsanleitung, 2008. www.oerlikon.com/leyboldvacuum.		
[olv09]	oerlikon leybold vacuum: <i>TURBOVAC SL 300 Einbau- und Gebrauchsanlei-</i> <i>tung</i> , 2009. www.oerlikon.com/leyboldvacuum.		
[oW11]	L. I. Bodine University of Washington: Focal Plane Detector System: Performance at UW and Installation at KIT, 2011. $21^{th}$ KATRIN Collaboration Meeting.		
[Pau30]	W. Pauli: Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4. De- zember 1930, 1930. nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today 31 (1987), 23.		
[Rei09]	Stefan Reimer: Ein elektrostatisches Dipolsystem zur Eliminierung von Ionen in der DPS2-F des KATRIN Experiments. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2009.		
[Ren07]	Pascal Renschler: Inbetriebnahme und Charakterisierung von Detektorsystemen für elektromagnetische Tests von Spektrometern. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH)/IEKP, 2007.		
[Rie11]	Sebastion Riegel: Die Erwärmung von Turbomolekularpumpen in verschiede- nen Betriebszuständen. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2011.		
[Sch11]	Johannes Schwarz: Characterization of the KATRIN Focal Plane Detector, 2011. DPG Frühjahrestagung Karlsruhe.		
[Stu07]	Michael Sturm: Bestimmung der Tritiumflussreduktion einer Tritium-Argon- Frostpumpe für das Neutrinomassenexperiment KATRIN. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH)/IEKP, 2007.		
[Stu10]	Michael Sturm: Aufbau und Test des Inner-Loop-Systems der Tritiumquelle von KATRIN. Dissertation, KIT/IEKP, 2010.		
[Tec08]	Alcatel Vacuum Technology: ACP series dry primary pumps. 2008.		
[uFR56]	C. L. Cowan und F. Reines: The Neutrino. Nature 178, 446-449, 1956.		

[uIK06]	H.V. Klapdor Kleingrothaus und I.V. Krivosheina: The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay: The identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra. Mod. Phys. Lett. A21, 2006.		
[uPBP04]	Rabindra N. Mohapatra und Palash B. Pal: Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.		
[Vac03]	Pfeiffer Vacuum: Arbeiten mit Turbomolekularpupen, Einführung in die Hoch- und Ultrahochvakuum-Erzeugung. 2003.		
[Vac11]	Leybold Vacuum, 2011. mündliche Mitteilung.		
[Vak02]	Leybold Vakuum: Grundlagen Vakuumtechnik. 2002.		
[Vos05]	Gerhard Voss: Zur Kompression von Klassischen Turbo-Molekularpumpen. 2005.		
[Wei03a]	C. Weinheimer: <i>Neutrino Mass</i> , Kapitel Laboratory Limits on Neutrino Masses. Springer, 2003.		
[Wei03b]	C. Weinheimer: Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118, 279. 2003.		
[wei12]	Weidmüller Homepage, 2012. http://www.weidmuller.de/.		
[wik11]	Wikipedia. 2011. http://de.wikipedia.org/wiki/Mittlere_freie_Wegl% C3%A4nge.		
[Win11]	Alexander Windberger: Berechnung und Simulation zum Verhalten von Ionen in der differenziellen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2011.		
[Woo08]	Gil Woosik: Stray Fields around DPS2-Fs, 2008. $15^{th}$ KATRIN Collaboration Meeting.		
[Zep10]	Stefan Zepter: Optimierung eines 3D-Messtischs für Streufeldmessungen am KATRIN-Strahlelement DPS2-F. Diplomarbeit, KIT/IEKP, 2010.		

# Anhang

## A. MAG-W 2800 Rotor



Abbildung A.1.: Rotor der MAG-W 2800 von Leybold. Höhe <br/>  $\approx 22 cm,$ max. Durchmesser $\approx 30 cm,$  Gewicht<br/>  $\approx 11 kg$ 

## B. Helmholtzspulenpaar

# Spulen Berechnung anoxal - Aluminiumband

Datum / Name Kunde		`22.07.09	Aluminiumprofilkühlung a	ussen
		Forschungszentrum Karlsruhe		
Spulenbezeichnung		Helmholz Rundspule je	ca. 10 KW mit Wasse	erkühlun
		Band		Einheit
Abmessung		Bandbreit 105	Banddicke 0,8	mm
		5		μ
		105,01	0,81	mm
Füllfaktor		0,897418742		
Windungszahl		132		
Lagen		1		
Gesamtwindungen		132		
Querschnitt		83,65		mm²
Widerstand		0,165		Ohm
Gewicht		112,4013782		kg
Mittlereleitungslänge		3770		mm
Gesamtlänge		497,686333		m
Spulenstärke		107		mm
Spannung		40		V
Strom		242,7038498		Α
Leistung		9708,153991		W
Durchflutung		32036,90817		A Wdg
Stromdichte		2,901512912		A/mm²
Fenster	Länge C	1093		mm
	Breite A	1093		mm
	Radius R	546,5		mm
Spule	Länge D	1307		mm
	Breite B	1307		mm
	Höhe H	115	1	mm
Gesamt Spulenhöhe	Maximal	110	]	mm

Abbildung B.1.: Datenblatt des Helmholtzspulenpaares

## C. Datenblätter der Trubomolekularpumpen

### **Technische Daten**

Produkt:	TURBOVAC MAG W 2800
Katalog-Nr.:	400006V0071

Anschlussflansch Saugseite:	DN 250 CF	DN 250 CF		
Anschlussflansch Druckseite:	DN 40 ISO-KF			
Saugvermögen				
N <sub>2</sub> - Stickstoff:	2400 l/s			
Ar - Argon:	2450 l/s			
He - Helium:	2650 I/s			
H <sub>2</sub> - Wasserstoff:	2100 l/s			
Gasdurchsatz				
N <sub>2</sub> - Stickstoff:				
Ar - Argon:				
He - Helium:				
H <sub>2</sub> - Wasserstoff:				
Kompressionsverhältnis				
N <sub>2</sub> - Stickstoff:	1,0 x 10 <sup>9</sup>			
Ar - Argon:				
He - Helium:				
H <sub>2</sub> - Wasserstoff:				
Enddruck:	< 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar	< 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr		
Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :	3,0 mbar	2,3 Torr		
Nenndrehzahl:	28800 min <sup>-1</sup>	28800 rpm		
Hochlaufzeit:	≈ 10 min			
Max. Leistungsaufnahme:	1100 W			
Leistungsaufnahme bei Enddruck:	100 W			
Schutzart:	IP 20			
Zulässige Umgebungstemperatur:	5 - 40°C	41 - 104°F		
Kühlung standard:	Wasser			
Kühlung optional:				
Kühlwasseranschluss:	1/4" Rohr			
Kühlwasserverbrauch:	120 - 350 l/h			
Zulässiger Kühlwasserdruck:	2 - 7 bar			
Zulässige Kühlwassertemperatur:	10 - 30°C	10 - 30°C 50 - 86°F		
Abmessungen:	siehe Maßblatt			
Gewicht:	≈ 75,0 kg	≈ 165,6 lbs		

Technische Änderungen vorbehalten

Copyright © Oerlikon Leybold Vacuum GmbH

Abbildung C.1.: Datenblatt der MAG-W 2800 [ley12]

### **Technische Daten**

Produkt:	TURBOVAC SL 300
Katalog-Nr.:	800170V3006

Anschlussflansch Druckseite:DN 16 ISO-KFSaugvermögen270 l/s $N_2$ - Stickstoff:270 l/s $Ar - Argon:260 l/sHe - Helium:255 l/sH_2 - Wasserstoff:190 l/sGasdurchsatz2,9 mbar x l/sN_2 - Stickstoff:2,9 mbar x l/sAr - Argon:2,0 mbar x l/sAr - Argon:2,0 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sH_2 - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sKompressionsverhältnis>1,0 x 10^{11}Ar - Argon:>1,0 x 10^{11}Ar - Argon:>1,0 x 10^{11}Ar - Argon:>1,0 x 10^{7}H_2 - Wasserstoff:2,0 x 10^5Enddruck:<1,0 x 10^{-10} mbarAr - Argon:6,0 TorrMax. Vorvakuumdruck für N2:8,0 mbar60000 min-160000 rpmHochlaufzeit:~4,0 minMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45^{\circ}CSightung standard:Konvektion$	Anschlussflansch Saugseite:	DN 100 CF		
Saugvermögen $N_2$ - Stickstoff:270 l/s $Ar$ - Argon:260 l/s $He$ - Helium:255 l/s $H_2$ - Wasserstoff:190 l/sGasdurchsatz2,9 mbar x l/s $N_2$ - Stickstoff:2,9 mbar x l/s $Ar$ - Argon:2,0 mbar x l/s $He$ - Helium:1,9 mbar x l/s $He$ - Helium:1,9 mbar x l/s $H_2$ - Wasserstoff:0,9 mbar x l/s $He$ - Helium:1,0 x 10 <sup>11</sup> $H_2$ - Wasserstoff: $1,0 x 10^{11}$ $Ar$ - Argon: $1,0 x 10^{11}$ $H_2$ - Wasserstoff: $2,0 x 10^5$ Enddruck: $1,0 x 10^{7}$ $H_2$ - Wasserstoff: $2,0 x 10^5$ Enddruck: $4,0$ minMax. Vorvakuundruck für N2 : $8,0$ mbarMax. Vorvakuundruck für N2 : $8,0$ mbarMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck: $18$ WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur: $15 \cdot 45^{\circ}$ CKühlung optional:Luft / Wasser	Anschlussflansch Druckseite:	DN 16 ISO-KF		
$N_2$ - Stickstoff:270 l/sAr - Argon:260 l/sHe - Helium:255 l/s $H_2$ - Wasserstoff:190 l/sGasdurchsatz2,9 mbar x l/s $N_2$ - Stickstoff:2,9 mbar x l/sAr - Argon:2,0 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sH2 - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sN2 - Stickstoff: $>1,0 \times 10^{11}$ Ar - Argon: $>1,0 \times 10^{11}$ Ar - Argon: $>1,0 \times 10^{11}$ Ar - Argon: $>1,0 \times 10^{11}$ He - Helium: $1,0 \times 10^{7}$ H2 - Wasserstoff: $2,0 \times 10^{5}$ Enddruck: $2,0 \times 10^{5}$ Enddruck: $2,0 \times 10^{5}$ Enddruck: $4,0 \min^{-1}$ Max. Vorvakuumdruck für N2 : $8,0$ mbarMax. Leistungsaufnahme: $115$ Leistungsaufnahme bei Enddruck: $18$ Schutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur: $15 - 45^{\circ}$ CKühlung optional:Luf / Wasser	Saugvermögen			
Ar - Argon:260 l/sHe - Helium:255 l/s $H_2$ - Wasserstoff:190 l/sGasdurchsatz2,9 mbar x l/sAr - Argon:2,0 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sH2 - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sM2 - Stickstoff:0,9 mbar x l/sM2 - Stickstoff:0,9 mbar x l/sH2 - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sM2 - Stickstoff:> 1,0 x 10 <sup>11</sup> Ar - Argon:> 1,0 x 10 <sup>11</sup> Ar - Argon:> 1,0 x 10 <sup>11</sup> He - Helium:1,0 x 10 <sup>7</sup> H2 - Wasserstoff:2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:< 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbarYorvakuumdruck für N2 :8,0 mbarMax. Vorvakuumdruck für N2 :8,0 mbarMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°CKühlung optional:Luft / Wasser	N <sub>2</sub> - Stickstoff:	270 l/s		
He - Helium:       255 l/s $H_2$ - Wasserstoff:       190 l/s         Gasdurchsatz       2,9 mbar x l/s $N_2$ - Stickstoff:       2,0 mbar x l/s         Ar - Argon:       2,0 mbar x l/s         He - Helium:       1,9 mbar x l/s         He - Helium:       0,9 mbar x l/s         Kompressionsverhältnis       9,0 x 10 <sup>11</sup> Ar - Argon:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> He - Helium:       1,0 x 10 <sup>12</sup> He - Helium:       1,0 x 10 <sup>12</sup> He - Helium:       1,0 x 10 <sup>12</sup> Mar - Argon:       2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:       < 1,0 x 10 <sup>11</sup> Mar - Argon:       6,0 Torr         Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :       8,0 mbar       6,0 Torr         Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :       8,0 mbar       6,0 Torr         Max. Leistungsaufnahme:       115 W       115 W         Leistungsaufnahme bei Enddruck:       18 W       5chutzart:         Schutzart:       IP 20       59 - 113°F         Kühlung standard:       Konvektion       Konvektion	Ar - Argon:	260 l/s		
$H_2$ - Wasserstoff:190 l/sGasdurchsatz2,9 mbar x l/sAr - Argon:2,0 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sH_2 - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sKompressionsverhältnis $> 1,0 \times 10^{11}$ Ar - Argon: $> 1,0 \times 10^{11}$ Ar - Argon: $> 1,0 \times 10^{11}$ He - Helium: $1,0 \times 10^{7}$ He - Helium: $1,0 \times 10^{7}$ H_2 - Wasserstoff: $2,0 \times 10^{5}$ Enddruck: $< 1,0 \times 10^{-10}$ mbarFinderuck: $< 1,0 \times 10^{-10}$ mbarMax. Vorvakuumdruck für N_2: $8,0$ mbar60000 min <sup>-1</sup> $60000$ rpmHochlaufzeit: $= 4,0$ minMax. Leistungsaufnahme: $115$ WLeistungsaufnahme bei Enddruck: $18$ WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur: $15 - 45^{\circ}$ CKühlung optional:Luft / Wasser	He - Helium:	255 l/s		
Gasdurchsatz $N_2$ - Stickstoff:2,9 mbar x l/s $Ar$ - Argon:2,0 mbar x l/s $He$ - Helium:1,9 mbar x l/s $H_2$ - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sKompressionsverhältnis $> 1,0 \times 10^{11}$ $N_2$ - Stickstoff: $> 1,0 \times 10^{11}$ $Ar$ - Argon: $> 1,0 \times 10^{11}$ $He$ - Helium: $1,0 \times 10^{11}$ $He$ - Helium: $1,0 \times 10^{7}$ $H_2$ - Wasserstoff: $2,0 \times 10^{5}$ Enddruck: $< 1,0 \times 10^{-10}$ mbar $7,5 \times 10^{-11}$ TorrMax. Vorvakuumdruck für N2: $8,0$ mbar $6,0$ TorrNenndrehzahl: $60000 \min^{-1}$ $60000 \min^{-1}$ $60000 rpm$ Hochlaufzeit: $\approx 4,0$ minMax. Leistungsaufnahme: $115$ WLeistungsaufnahme bei Enddruck: $18$ WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur: $15 \cdot 45^{\circ}$ C $59 - 113^{\circ}$ FKühlung optional:Luft / Wasser	H <sub>2</sub> - Wasserstoff:	190 l/s		
N2 - Stickstoff:       2,9 mbar x l/s         Ar - Argon:       2,0 mbar x l/s         He - Helium:       1,9 mbar x l/s         H2 - Wasserstoff:       0,9 mbar x l/s         Kompressionsverhältnis       1,9 x 10 <sup>11</sup> N2 - Stickstoff:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> Ar - Argon:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> He - Helium:       1,0 x 10 <sup>7</sup> H2 - Wasserstoff:       2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:       < 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar       < 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr         Max. Vorvakuumdruck für N2:       8,0 mbar       6,0 Torr         Nenndrehzahl:       60000 min <sup>-1</sup> 60000 rpm         Hochlaufzeit:       ~ 4,0 min          Max. Leistungsaufnahme:       115 W          Leistungsaufnahme bei Enddruck:       18 W          Schutzart:       IP 20          Zulässige Umgebungstemperatur:       15 - 45°C       59 - 113°F         Kühlung standard:       Konvektion	Gasdurchsatz			
Ar - Argon:2,0 mbar x l/sHe - Helium:1,9 mbar x l/sH <sub>2</sub> - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sKompressionsverhältnis $> 1,0 \times 10^{11}$ Ar - Argon:> 1,0 x 10^{11}He - Helium:1,0 x 10 <sup>7</sup> H <sub>2</sub> - Wasserstoff:2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:< 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbarKorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :8,0 mbarMax. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :8,0 mbarHochlaufzeit: $\approx 4,0$ minMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°CKühlung optional:Luft / Wasser	N <sub>2</sub> - Stickstoff:	2,9 mbar x l/s		
He - Helium:1,9 mbar x l/s $H_2$ - Wasserstoff:0,9 mbar x l/sKompressionsverhältnis> 1,0 x 10 <sup>11</sup> $N_2$ - Stickstoff:> 1,0 x 10 <sup>11</sup> Ar - Argon:> 1,0 x 10 <sup>11</sup> He - Helium:1,0 x 10 <sup>7</sup> $H_2$ - Wasserstoff:2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:< 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbarArx - Argon:< 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbarHe - Helium:60000 min <sup>-1</sup> Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :8,0 mbar6,0 Torr60000 rpmMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°CKühlung standard:KonvektionKühlung optional:Luft / Wasser	Ar - Argon:	2,0 mbar x l/s		
$H_2$ - Wasserstoff:       0,9 mbar x l/s         Kompressionsverhältnis $> 1,0 \times 10^{11}$ $N_2$ - Stickstoff: $> 1,0 \times 10^{11}$ $Ar$ - Argon: $> 1,0 \times 10^{11}$ $He$ - Helium: $1,0 \times 10^7$ $H_2$ - Wasserstoff: $2,0 \times 10^5$ Enddruck: $< 1,0 \times 10^{-10}$ mbar $< 7,5 \times 10^{-11}$ Torr         Max. Vorvakuumdruck für N2: $8,0$ mbar $6,0$ Torr         Nenndrehzahl: $60000 \min^{-1}$ $60000$ rpm         Hochlaufzeit: $\approx 4,0$ min $4,0$ min         Max. Leistungsaufnahme: $115$ W $115$ W         Leistungsaufnahme bei Enddruck: $18$ W $5chutzart$ :         IP 20       Zulässige Umgebungstemperatur: $15 - 45^\circ$ C $59 - 113^\circ$ F         Kühlung standard:       Konvektion $Kinvektion$	He - Helium:	1,9 mbar x l/s		
Kompressionsverhältnis $N_2$ - Stickstoff:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> $Ar$ - Argon:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> $He$ - Helium:       1,0 x 10 <sup>7</sup> $H_2$ - Wasserstoff:       2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:       < 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar       < 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr         Max. Vorvakuumdruck für $N_2$ :       8,0 mbar       6,0 Torr         Nenndrehzahl:       60000 min <sup>-1</sup> 60000 rpm         Hochlaufzeit:       ≈ 4,0 min       115 W         Leistungsaufnahme:       115 W       Leistungsaufnahme:         Leistungsaufnahme bei Enddruck:       18 W       Schutzart:         Zulässige Umgebungstemperatur:       15 - 45°C       59 - 113°F         Kühlung standard:       Konvektion       Konvektion	H <sub>2</sub> - Wasserstoff:	0,9 mbar x l/s		
$N_2$ - Stickstoff:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> Ar - Argon:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> He - Helium:       1,0 x 10 <sup>7</sup> H <sub>2</sub> - Wasserstoff:       2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:       < 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar       < 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr         Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :       8,0 mbar       6,0 Torr         Nenndrehzahl:       60000 min <sup>-1</sup> 60000 rpm         Hochlaufzeit:       ≈ 4,0 min       60000 rpm         Max. Leistungsaufnahme:       115 W       Leistungsaufnahme:         Leistungsaufnahme bei Enddruck:       18 W       Schutzart:         Zulässige Umgebungstemperatur:       15 - 45°C       59 - 113°F         Kühlung standard:       Konvektion       Kunvektion	Kompressionsverhältnis			
Ar - Argon:       > 1,0 x 10 <sup>11</sup> He - Helium:       1,0 x 10 <sup>7</sup> H <sub>2</sub> - Wasserstoff:       2,0 x 10 <sup>5</sup> Enddruck:       < 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar       < 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr         Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :       8,0 mbar       6,0 Torr         Max. Vorvakuumdruck stir N <sub>2</sub> :       8,0 mbar       60000 rpm         Hochlaufzeit: $\approx$ 4,0 min       60000 rpm         Hochlaufzeit: $\approx$ 4,0 min       115 W         Leistungsaufnahme:       115 W       Eleistungsaufnahme:         Leistungsaufnahme bei Enddruck:       18 W       Schutzart:         Zulässige Umgebungstemperatur:       15 - 45°C       59 - 113°F         Kühlung standard:       Konvektion       Kunvektion	N <sub>2</sub> - Stickstoff:	> 1,0 x 10 <sup>11</sup>		
He - Helium: $1,0 \times 10^7$ $H_2$ - Wasserstoff: $2,0 \times 10^5$ Enddruck: $<1,0 \times 10^{-10} \text{ mbar}$ $<7,5 \times 10^{-11} \text{ Torr}$ Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> : $8,0 \text{ mbar}$ $6,0 \text{ Torr}$ Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> : $8,0 \text{ mbar}$ $6,0 \text{ Torr}$ Nenndrehzahl: $60000 \text{ min}^{-1}$ $60000 \text{ rpm}$ Hochlaufzeit: $\approx 4,0 \text{ min}$ Hochlaufzeit:         Max. Leistungsaufnahme: $115 \text{ W}$ Leistungsaufnahme bei Enddruck:         Leistungsaufnahme bei Enddruck: $18 \text{ W}$ Schutzart:         Zulässige Umgebungstemperatur: $15 - 45^{\circ}$ C $59 - 113^{\circ}$ F         Kühlung standard:       Konvektion       Kühlung optional:	Ar - Argon:	> 1,0 x 10 <sup>11</sup>		
$H_2$ - Wasserstoff: $2,0 \times 10^5$ Enddruck: $< 1,0 \times 10^{-10} \text{ mbar}$ $< 7,5 \times 10^{-11} \text{ Torr}$ Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> : $8,0 \text{ mbar}$ $6,0 \text{ Torr}$ Nenndrehzahl: $60000 \text{ min}^{-1}$ $60000 \text{ rpm}$ Hochlaufzeit: $\approx 4,0 \text{ min}$ $60000 \text{ rpm}$ Max. Leistungsaufnahme: $115 \text{ W}$ $115 \text{ W}$ Leistungsaufnahme bei Enddruck: $18 \text{ W}$ $5chutzart:$ IP 20       Zulässige Umgebungstemperatur: $15 - 45^{\circ}$ C $59 - 113^{\circ}$ F         Kühlung standard:       Konvektion       Kühlung optional: $Luft / Wasser$	He - Helium:	1,0 x 10 <sup>7</sup>		
Enddruck:       < 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar       < 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr         Max. Vorvakuumdruck für N2:       8,0 mbar       6,0 Torr         Nenndrehzahl:       60000 min <sup>-1</sup> 60000 rpm         Hochlaufzeit:       ≈ 4,0 min       60000 rpm         Max. Leistungsaufnahme:       115 W       115 W         Leistungsaufnahme bei Enddruck:       18 W       Schutzart:         Zulässige Umgebungstemperatur:       15 - 45°C       59 - 113°F         Kühlung standard:       Konvektion       Künvektion	H <sub>2</sub> - Wasserstoff:	2,0 x 10 <sup>5</sup>		
Max. Vorvakuumdruck für N₂:8,0 mbar6,0 TorrNenndrehzahl:60000 min⁻¹60000 rpmHochlaufzeit:≈ 4,0 minMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°C59 - 113°FKühlung standard:KonvektionKühlung optional:Luft / Wasser	Enddruck:	< 1,0 x 10 <sup>-10</sup> mbar	< 7,5 x 10 <sup>-11</sup> Torr	
Nenndrehzahl:60000 min <sup>-1</sup> 60000 rpmHochlaufzeit:≈ 4,0 minMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°CKühlung standard:KonvektionKühlung optional:Luft / Wasser	Max. Vorvakuumdruck für N <sub>2</sub> :	8,0 mbar	6,0 Torr	
Hochlaufzeit:≈ 4,0 minMax. Leistungsaufnahme:115 WLeistungsaufnahme bei Enddruck:18 WSchutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°C59 - 113°FKühlung standard:KonvektionKühlung optional:Luft / Wasser	Nenndrehzahl:	60000 min <sup>-1</sup>	60000 rpm	
Max. Leistungsaufnahme:     115 W       Leistungsaufnahme bei Enddruck:     18 W       Schutzart:     IP 20       Zulässige Umgebungstemperatur:     15 - 45°C     59 - 113°F       Kühlung standard:     Konvektion       Kühlung optional:     Luft / Wasser	Hochlaufzeit:	≈ 4,0 min		
Leistungsaufnahme bei Enddruck:     18 W       Schutzart:     IP 20       Zulässige Umgebungstemperatur:     15 - 45°C     59 - 113°F       Kühlung standard:     Konvektion       Kühlung optional:     Luft / Wasser	Max. Leistungsaufnahme:	115 W		
Schutzart:IP 20Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°C59 - 113°FKühlung standard:KonvektionKühlung optional:Luft / Wasser	Leistungsaufnahme bei Enddruck:	18 W		
Zulässige Umgebungstemperatur:15 - 45°C59 - 113°FKühlung standard:KonvektionKühlung optional:Luft / Wasser	Schutzart:	IP 20		
Kühlung standard:     Konvektion       Kühlung optional:     Luft / Wasser	Zulässige Umgebungstemperatur:	15 - 45°C	59 - 113°F	
Kühlung optional: Luft / Wasser	Kühlung standard:	Konvektion		
	Kühlung optional:	Luft / Wasser		
Kühlwasseranschluss:         G 1/8", Innengewinde / 8 mm Schlauchwelle	Kühlwasseranschluss:	G 1/8", Innengewinde / 8 r	mm Schlauchwelle	
Kühlwasserverbrauch: 30 - 60 l/h	Kühlwasserverbrauch:	30 - 60 l/h		
Zulässiger Kühlwasserdruck: 3 - 7 bar	Zulässiger Kühlwasserdruck:	3 - 7 bar		
Zulässige Kühlwassertemperatur:15 - 35°C59 - 95°F	Zulässige Kühlwassertemperatur:	15 - 35°C	59 - 95°F	
Abmessungen: siehe Maßblatt	Abmessungen:	siehe Maßblatt		
Gewicht:         ≈ 7,4 kg         ≈ 16,3 lbs	Gewicht:	≈ 7,4 kg	≈ 16,3 lbs	

Technische Änderungen vorbehalten

Copyright © Oerlikon Leybold Vacuum GmbH

Abbildung C.2.: Datenblatt der SL 300 [ley12]

### D. C++ Routine für den Fit

```
//## Titel:
                 TMP-Magnettest.cpp
                                                                          ##
                 Analyse der TMP- und Messstanddaten und Test der
//## Inhalt:
                                                                          ##
//##
                  {\tt Rotortemperaturmodelle}
                                                                          ##
//## Autor:
//## Datum:
                 Alexander Jansen 12.01.2012
                                                                          ##
                                                                          ##
#include <iomanip>
#include <iostream>
#include <cmath>
#include <fstream>
#include <string>
#include <ctime>
#include <TCanvas.h>
#include <TGraph.h>
#include <TF1.h>
#include <TProfile.h>
#include "kallibrationen.cpp";
using namespace std;
TProfile *hpCurr;
TProfile *hpMotorTemp;
TProfile *hpLagerTemp;
TProfile *hpRotorTemp;
TProfile *hpRaumTemp;
TProfile *hpStatorTemp;
TProfile *hpFeld;
TProfile *hpPT1001;
TProfile *hpPT1002;
TProfile *hpPT1003;
TProfile *hpPT1005;
TProfile *hpBaratron;
TProfile *hpFluss;
TProfile *hpPower;
TProfile *hpdTemp;
TProfile *hpdCurr;
TProfile *hpFreq;
TProfile *hpCC;
TProfile *hppVV;
TProfile *hpAtmion;
const int num_files = 7;
const int num_par_2 = 8;
const int num_par_1 = 8;
double Dt;
int t_start = 0;
int t_ende = 300;
int t_intervall = 300;
                                   //in Stunden
                                   //in Stunden
                                   //in Sekunden
double par2_alt[num_par_2];
double par1_alt[num_par_1];
double par1[num_par_1];
double TrFit[250000];
int nstart, nstop;
string files_LV[num_files] = {"run_056.txt"};
string files_TMP[num_files] = {"run_056.xls.txt"};
```

```
Double_t fTMPFit2(Double_t *x, Double_t *par) {
 double Tr, I, Ts, TM, pVV;
  int nbin;
 bool par neu;
 par_neu = false;
 Tr = hpRotorTemp->GetBinContent(2);
 for(int i = 0; i < num_par_2; i++) {
    if(par2_alt[i] != par[i]) par_neu = true;</pre>
  }
  if(par neu) {
    for(int i = 0; i < num par 2; i++) par2 alt[i] = par[i];</pre>
    for(int i = nstart; i < nstop; i++)</pre>
    {
      I = hpCurr->GetBinContent(i);
pVV = hppVV->GetBinContent(i)/100.;
      TM = hpMotorTemp->GetBinContent(i) + 273.15;
      Ts = hpStatorTemp->GetBinContent(i) + 273.15
      if(hpRotorTemp->GetBinContent(i) > 0 && hpCurr->GetBinContent(i) > 0)
      {
       1
      , else {Tr = hpRotorTemp->GetBinContent(i+1) + 273.15;}
TrFit[i] = Tr;
    }
  nbin = (x[0] - nstart)/Dt + 1;
 Tr = TrFit[nbin] - 273.15;
 return Tr;
}
//######################
//## Fit Modell 1 ##
//######################
Double_t fTMPFit1(Double_t *x, Double_t *par) {
 double Tr, B, TM, Ts, pVV;
double a = 4.76268E-4;
                                      //für normalen Gasfluss
                                     //für Gaseinlass auf der Vorvakuumseite
 //double a = 9.07822E-4;
 int nbin;
 bool par_neu;
 par neu = false;
 Tr = hpRotorTemp->GetBinContent(2);
 for(int i = 0; i < num_par_1; i++) {
    if(par1_alt[i] != par[i]) par_neu = true;</pre>
  }
 if(par neu) {
    for(int i = 0; i < num par 1; i++) par1 alt[i] = par[i];</pre>
    for(int i = nstart; i < nstop; i++) {</pre>
      B = hpFeld->GetBinContent(i)/10.;
pVV = hppVV->GetBinContent(i)/100.;
      TM = hpMotorTemp->GetBinContent(i) + 273.15;
```

```
Ts = hpStatorTemp->GetBinContent(i) + 273.15;
       if(hpRotorTemp->GetBinContent(i) > 0 && hpCurr->GetBinContent(i) > 0)
         par[4]*Ts) + par[5]*(TM-Tr)*pVV(pVV + par[4]*TM) +
par[6]*(pow(Ts,4)-pow(Tr,4)) + par[7]*(TM-Tr))*Dt;
      else {Tr = hpRotorTemp->GetBinContent(i+1) + 273.15;}
TrFit[i] = Tr;
    }
  }
  nbin = (x[0] - nstart)/Dt + 1;
Tr = TrFit[nbin] - 273.15;
  return Tr;
}
void SL300() {
  //Definition der Variablen zum Einlesen
  Spulenpos, U_Ceravac, U_Ceravac_Stdabw;
  char Zeit[30], Atmion[30], zeile[30], startzeit[30], startdatum[30];
double Field, T_Rotor, T_PT100_1, T_PT100_2, T_PT100_3, T_PT100_4,
  double Tletd, T_Ktot, T_FIT00_1, T_FIT00_2, T_FIT00_5, T_FT
T_PT100_5, T_Thermo, p_CC;
double T_Rotor_Stdabw, T_PT100_1_Stdabw, T_PT100_2_Stdabw,
        T_PT100_3_Stdabw, T_PT100_4_Stdabw, T_PT100_5_Stdabw,
        T_Thermo_Stdabw, p_CC_Stdabw;
  int ID;
  double acqTime, Freq, Current, Volt, elPower, T_Motor, T_Bearing;
  double sec_TMP_ende = 0.;
  double sec_LV_ende = 0.;
double dsec_ende = 0.;
double dsec_ende = 0.;
  double dsec_anfang = 0.;
  int sec, startsec_TMP, startsec_LV;
  double stunde;
  struct tm ts;
  char text_LV[600];
  char text_TMP[600];
  bool run LV = true;
  bool lesen LV = false;
  bool run_TMP = true;
  bool lesen_TMP = false;
  int bins = (t_ende - t_start)*3600/t_intervall;
 ifstream get_TMP;
ifstream get_LV;
  char datei_LV[50];
  char datei_TMP[50];
  int pos = 0;
  int run_num = 0;
```

```
150
```

```
hpStatorTemp = new TProfile("hpStatorTemp", "Statortemperatur [°C]",
bins, t_start, t_ende, 0, 200);
 hpRaumTemp = new TProfile("hpRaumTemp", "Raumtemperatur", bins, t start,
                                                      t ende, 0, 200);
 hpFeld = new TProfile("hpFeld", "Magnetfeld [mT]", bins, t_start,
                                                       t ende, 0, 200);
 hpPT1001 = new TProfile("hpPT1001", "PT100-1 [°C]", bins, t start,
                                                       t_ende, 0, 200);
 hpPT1002 = new TProfile("hpPT1002", "PT100-2 [°C]", bins, t_start,
                                                       t_ende, 0, 200);
 hpPT1003 = new TProfile("hpPT1003", "PT100-3 [°C]", bins, t_start,
                                                       t ende, 0, 200);
 hpPT1005 = new TProfile("hpPT1005", "PT100-5 [°C]", bins, t start,
                                                       t ende, 0, 200);
 hpBaratron = new TProfile("hpBaratron", "Druck [mbar]", bins, t_start,
                                                        _ende, 0, 200);
 hpFluss = new TProfile("hpFluss", "Gasfluss [sccm]", bins, t_start,
                                                       t_ende, 0, 200);
 hpCC = new TProfile("hpCC", "Druck Kaltkathode [mbar]", bins, t start,
                                                       t ende, 0, 100);
 hpAtmion = new TProfile("hpAtmion", "Druck Atmion [mbar]", bins, t start,
                                                       t ende, 0, 100);
 hppVV = new TProfile("hppVV", "Vovakuumdruck [mbar]", bins, t_start,
                                                       t_ende, 0, 100);
 hpCurr = new TProfile("hpCurr", "Motorstrom", bins , t_start, t_ende, 0,
                                                                   20);
 hpMotorTemp = new TProfile("hpMotorTemp", "Motortemperatur", bins ,
                                               t start, t ende, 0, 200);
 hpLagerTemp = new TProfile("hpLagerTemp", "Lagertemperatur", bins ,
                                               t_start, t_ende, 0, 200);
 hpPower = new TProfile("hpPower", "Leistung", bins, t_start, t_ende, 0,
                                                                 2000);
 hpFreq = new TProfile("hpFreq", "Rotorfrequenz", bins, t_start, t_ende,
                                                                0, -600);
 for(int i = 0; i < num_files; i++) {
    cout << i << " " << files_LV[i] << "</pre>
                                           " << files TMP[i] << endl;
   //Wandle File-strings in char um
   strcpy(datei_TMP, files_TMP[i].c_str());
   strcpy(datei_LV, files_LV[i].c_str());
   pos = files_LV[i].find("_") + 1;
   run_num = atoi(files_LV[i].substr(pos,3).data());
  if(get_TMP.good() && get_LV.good()) {
     do {
       get_TMP.getline(text_TMP, 600);
if(strncmp(text_TMP, "<start>", 6) == 0)
         {lesen_TMP = true; run_TMP = false;}
       else {
         sscanf(text_TMP, "%s %*s %s %s", zeile, startdatum, startzeit);
if(strcmp(zeile,"DATE") == 0) {
           ts.tm_sec = atoi(string(startzeit).substr(6,2).data());
```

```
ts.tm_min = atoi(string(startzeit).substr(3,2).data());
            ts.tm_hour = atoi(string(startzeit).substr(0,2).data());
            ts.tm_mday = atoi(string(startdatum).substr(0,2).data());
            ts.tm_mon = atoi(string(startdatum).substr(3,2).data())-1;
            ts.tm_mon dtoi(string(startadtam).substr(6,4).data())-1900;
startsec TMP = mktime(&ts);
          }
      } while (run_TMP);
      do
      {
        get_LV.getline(text_LV, 600);
if(strncmp(text_LV, "<start>", 6) == 0)
{lesen_LV = true; run_LV = false;}
        else {
          sscanf(text_LV, "%s %s", zeile, startzeit);
if(strcmp(zeile,"DATE:") == 0) {
            ts.tm_sec = atoi(string(startzeit).substr(17,2).data());
            ts.tm_min = atoi(string(startzeit).substr(14,2).data());
            ts.tm_hour = atoi(string(startzeit).substr(11,2).data());
            ts.tm mday = atoi(string(startzeit).substr(0,2).data());
            ts.tm_mon = atoi(string(startzeit).substr(3,2).data())-1;
ts.tm_year = atoi(string(startzeit).substr(6,4).data())-1900;
            startsec_LV = mktime(&ts);
          }
      } while (run_LV);
      dsec_anfang = startsec_LV - startsec_TMP;
dsec_ende = sec_LV_ende - sec_TMP_ende;
do {
       get_TMP.getline(text_TMP,600);
if(strncmp(text_TMP, "<ende>", 6) == 0) {lesen_TMP = false;}
        else {
          //Parameter Einlesen
          if(dsec_ende >= 0) { acqTime += dsec_ende; }
          stunde = (sec_TMP_ende + acqTime)/3600.0;
           //Fülle TProfiles
          if(Current != 0) {
    hpCurr->Fill(stunde,Current);
            hpGuir /fill(stunde, t_Motor);
hpLagerTemp->Fill(stunde, T_Bearing);
            hpPower->Fill(stunde,elPower);
            hpFreq->Fill(stunde,Freq);
          }
      } while(lesen_TMP);
      sec_TMP_ende = stunde*3600.0 + 2.*t_intervall; //speicher letzten
                                                             Zeitwert ab
      stunde = 0.0;
do {
        get_LV.getline(text_LV,600);
if(strncmp(text_LV, "<ende>", 6) == 0) {lesen_LV = false;}
        else {
```

//Temperatur //Temperatur Standardabweichung %\*Lf %\*Lf %\*Lf %\*Lf %\*Lf %\*Lf %\*Lf %Lf %Lf %Lf %Lf %Lf %Lf %Lf %Lf %Lf %\*Lf %\*Lf %\*Lf", &U\_Pyrometer\_Stdabw, &U\_PT100\_1\_Stdabw, &U\_PT100\_2\_Stdabw, &U\_PT100\_3\_Stdabw, &U\_PT100\_4\_Stdabw, &U\_PT100\_5\_Stdabw, &U\_Thermo\_Stdabw); //Messpunkt, Zeit, verstrichene Zeit, Spulenstrom, %\*Lf %\*Lf %\*Lf %Lf %\*Lf %\*Lf", &ID, Zeit, &dZeit, &I Spule, &U Spule, &Spulenpos); //Druck, Gasfluss sscanf(text\_LV, "%\*Ld %\*s %\*Lf %Lf %Lf %Lf %s %Lf %Lf %\*Lf %\*Lf &p\_Atmion, Atmion, &p\_Balzers, &p\_Baratron, &Flow, &U Ceravac, &U Ceravac Stdabw); //Ermittlung der richtigen Temperatur, Drücke, Feldstärke Field = abs(I\_Spule\*2.); T\_Rotor = kallib\_Pyrometer\_SL300(U\_Pyrometer); T\_PTI00\_1 = kallib\_PTI00\_1(U\_PTI00\_1); T\_PTI00\_2 = kallib\_PTI00\_2(U\_PTI00\_2); T\_PT100\_3 = kallib\_PT100\_3(U\_PT100\_3); T\_PT100\_4 = kallib\_PT100\_4(U\_PT100\_4); T\_PT100\_5 = kallib\_PT100\_5(U\_PT100\_5); T\_Thermo = kallib\_Thermo(U\_Thermo); p\_CC = kallib\_CC\_ohne(U\_CC); //Ermittlung der verstrichenen Zeit ts.tm\_sec = atoi(string(Zeit).substr(17,2).data()); ts.tm\_min = atoi(string(Zeit).substr(14,2).data()); ts.tm hour = atoi(string(Zeit).substr(11,2).data()); ts.tm mday = atoi(string(Zeit).substr(0,2).data()); ts.tm mon = atoi(string(Zeit).substr(3,2).data())-1; ts.tm\_year = atoi(string(Zeit).substr(6,4).data())-1900; sec = mktime(&ts) - startsec\_LV; //Subtrahiere Startzeit um verstrichene Sekunden zu erhalten if(dsec\_anfang >= 0 ) { sec += dsec\_anfang; } if(dsec\_ende <= 0) { sec += dsec\_ende; }
stunde = (sec\_LV\_ende + sec)/3600.0;</pre> //Fülle TProfiles hpRotorTemp->Fill(stunde,T\_Rotor); hpStatorTemp->Fill(stunde, T\_PT100\_2); hpFeld->Fill(stunde, Field); hpPT1001->Fill(stunde, T\_PT100\_1); hpPT1002->Fill(stunde, T\_PT100\_2); hpPT1003->Fill(stunde, T\_PT100\_3); hpPT1005->Fill(stunde, T\_PT100\_5); hpRaumTemp->Fill(stunde, T\_Thermo); hpFluss->Fill(stunde, Flow); hpCC->Fill(stunde, kallib\_CC\_ohne(U\_CC)); hpAtmion->Fill(stunde, p\_Atmion);

```
//Prüfe Spannung, Kalibration für kleinen Druck nicht gut genug
         if(kallib_Ceravac(U_Ceravac) > 0.01) {
    hppVV->Fill(stunde, kallib_Ceravac(U_Ceravac)); }
         else { hppVV->Fill(stunde, 0.0001); }
     } while(lesen LV);
     sec_LV_ende = stunde*3600.0 + 2.*t_intervall;
                                                     //speicher letzten
                                                        Zeitwert ab
   get_TMP.close();
   get_LV.close();
   //Setzte wieder Startwerte für nächstes File
lesen_TMP = false; run_TMP = true;
lesen_LV = false; run_LV = true;
   stunde = 0.0;
 cout << "Dateien eingelesen." << endl;</pre>
gROOT->SetStyle("Plain");
 Dt = hpRotorTemp->GetBinWidth(1);
 nstart = hpRotorTemp->GetXaxis()->GetXmin();
nstop = (hpRotorTemp->GetXaxis()->GetXmax()-nstart)/Dt-t_intervall/3600.;
 Fit2->SetParameters(-384.0,
                       125.0,
                       28.0,
                       1.4E-3,
                       -31.0,
                       6.6E-9,
                       -0.3.
                       0.007);
 Fit2->SetNpx(bins);
 Fit2->SetLineWidth(1);
 Fit2->SetLineColor(4);
 Fit1->SetParameters(10.3,
                       1.8,
                       9.2,
                       1.0,
                       3.2E-4,
                       1.3,
                       4.7E-9,
                       0.1);
 Fit1->SetNpx(bins);
 Fit1->SetLineWidth(1);
 Fit1->SetLineColor(4);
 TCanvas *c1 = new TCanvas("c1", "Leybold SL300", 100, 100, 1000, 750);
 gPad->SetGridx();
 gPad->SetGridy();
 //hpRotorTemp->Fit("Fit2", "EMR");
hpRotorTemp->Fit("Fit1", "EMR");
```

//x-Achse hpRotorTemp->GetXaxis()->SetTitle("Zeit [h]"); hpRotorTemp->GetXaxis()->SetTitleSize(0.03); hpRotorTemp->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.0); hpRotorTemp->GetXaxis()->SetTickLength(0.02); hpRotorTemp->GetXaxis()->SetTitleFont(42); hpRotorTemp->GetXaxis()->SetLabelFont(42); hpRotorTemp->GetXaxis()->SetLabelSize(0.03); //hpRotorTemp->GetXaxis()->SetRangeUser(0,110); //v-Achse hpRotorTemp->GetYaxis()->SetTitle("Vorvakuumdruck [10^{-2}mbar] und Temperatur [°C]"); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetTitleSize(0.03); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.3); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetTickLength(0.02); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetTitleFont(42); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetLabelFont(42); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetLabelSize(0.03); hpRotorTemp->GetYaxis()->SetRangeUser(0,100); hpRotorTemp->Draw(); hpStatorTemp->SetLineColor(7); hpStatorTemp->SetMarkerColor(7); hpStatorTemp->Draw("same"); hpFeld->SetLineColor(2); hpFeld->Draw("same"); hppVV->SetLineColor(15); hppVV->SetMarkerColor(15); hppVV->Draw("same"); hpMotorTemp->SetLineColor(3); hpMotorTemp->SetMarkerColor(3); hpMotorTemp->Draw("same"); TGaxis \*axis = new TGaxis(t\_ende,0,t\_ende,100,0,10,510,"+L"); axis->SetTitle("B-Feld [mT]"); axis->SetTitleColor(2); axis->SetLineColor(2); axis->SetLabelColor(2): axis->SetLabelFont(42); axis->SetTitleFont(42); axis->Draw(); leg = new TLegend(0.4, 0.6, 0.8, 0.8); leg->AddEntry(hpRotorTemp, "Rotortemperatur [°C]", "1"); leg->AddEntry(Fit2, "Fit [°C]", "1"); leg->AddEntry(hpStatorTemp, "Statortemperatur [°C]", "1"); leg->AddEntry(hpMotorTemp, "Motortemperatur [°C]", "1"); leg->AddEntry(hpPVV, "Vorvakuumdruck [10^{-2}mbar]", "1"); leg->AddEntry(hpFeld, "B-Feld [mT]", "1"); leg->SetTextFont(42); leg->SetFillColor(0); leg->Draw(); TCanvas \*c2 = new TCanvas("c2", "Motorstrom", 1100, 100, 600, 500); gPad->SetGridx(); gPad->SetGridy(); hpCurr->GetXaxis()->SetTitle("Zeit [h]"); hpCurr->GetYaxis()->SetTitle("Motorstrom [A]"); hpCurr->Draw(); 1

## E. LabView-Controll zur Steuerung des TMP-Magnetfeld-Teststandes



![](_page_167_Picture_1.jpeg)

- Zwischenvakuum1: über RS232 verbunden mit AtmiGraf, senden aller Befehle möglich, liest die Atmion-Messröhre aus.
- Spule: über RS232 verbunden mit "Sulzers TopCon TC-LV", Steuerung des Helmholtzspulenpaares. "Schreibe-" und "Lese-" Modus wählbar. Manuelle Steuerung und automatische Steuerung möglich. Ist eine Speicheradresse eingegeben kann nicht über das Feld "3. Spulensteuerung" gearbeitet werden. Für die automatische Steuerung ist eine Steuerdatei nötig (siehe Abschnitt 3). Der Wert des numerischen Eingabeelementes "Spulenposition" wird mit gespeichert.
- TMP: leer, Steuerung der Pumpen muss über "TurboDrive" vorgenommen werden.

3. Spulensteuerung: Ermöglicht die manuelle Steuerung des Spulenstroms. Einstellbar sind Spannung und Strom. über den Schalter "Notaus" werden Spannung und Strom auf Null gesetzt. Nur Nutzbar, wenn unter "2. Einstellungen/Spule" das Feld "Speicheradresse" leer ist.

4. Temperaturanzeige: Anzeige der Temperaturen: 5. PT100+1. Thermoelement+1. Pyrometer; Numerisches Anzeigeelement für das Magnetfeld in mT.

5. Druckanzeige: Anzeige der vier Drucksensoren: inv. Magnetronröhre (Vakuumdruck), Ceravac (Zw.-Vakuumdruck 2), Atmion-Messröhre (Zw.-Vakuumdruck 1), Pirani-Messröhre (Vorvakuumdruck)

 $\mathbf{3}$ 

### Teil II Funktionen

### 1 Allgemeiner Programmablauf

Gestartet wird das Programm über den Start-Button in LabView. Gestoppt werden kann es über den LabView Stopp-Button oder über den einprogrammierten, roten Stopp-Button. Bei dem einprogrammierten Button wird gewartet bis der aktuelle Datensatz aufgenommen wurde, danach wird erst beendet.

Das Programm läuft in einer Endlosschleife. Die Befehle außerhalb der Schleife (Inhalt von "1. Steuerfeld" und Steuerdatei des Spulenstroms) werden vor der Endlosschleife einmalig ausgeführt und können nur nach einem Programmstopp geändert werden. Die Schleife wartet bis jeder Befehl in ihr ausgeführt wurde und startet frühstens nach Ablauf des Intervalls ("Periode" in "1. Steuerfeld") den nächsten Durchlauf.

Während des Ablaufes können der Gasfluss und der Spulenstrom/-spannung geändert werden. Die Änderungen werden erst mit dem nächsten Schleifendurchlauf ausgeführt.

### 2 Datenaufnahme

Bei der Datenaufnahme werden immer alle Werte aufgenommen. Soll ein Wert nicht mit aufgenommen werden muss die Programmierung dementsprechend geändert werden. Die Datensätze werden in einer Datei spaltenweise mit TAB getrennt gespeichert. Wird mehr als ein Datensatz aufgenommen, wird er an das Ende der Datei angefügt. Die Messwerte sind:

1. Messpunkt	2. Datum-Zeit	3. verstrichene Sekunden
4. Spannung inv. Magnetron	5. Standardabw. zu 4	6. Druck Atmion
7. Atmion Messröhre	8. Druck Pirani	9. mks PR4000F CH1 (Baratron)
10. Spulenstrom	11. Spulenspannung	12. Spannung Pyrometer
13. Spannung PT100-1	14. Spannung PT100-2	15. Spannung PT100-3
16. Spannung PT100-4	17. Spannung PT100-5	18. Spannung Thermoelement
19. Standardabw. zu 12	20. Standardabw. zu 13	21. Standardabw. zu 14
22. Standardabw. zu 14	23. Standardabw. zu 15	24. Standardabw. zu 16
25. Standardabw. zu 17	26. Standardabw. zu 18	27. mks PR4000F CH2 (Gasfluss)
28. Spulenposition	29. Spannung Ceravac	30. Standardabw. zu 29

Mit dem Start des Programms wird in die Datei eine Zeile mit Überschriften der Messwerte geschrieben.

**Serielle Datenaufnahme:** Die Werte (6, 7, 8, 9, 10, 11, 27) werden seriell ausgelesen und gespeichert, die Messungenauigkeiten der einzelnen Geräte werden dabei nicht berücksichtigt.

Analoge Datenaufnahme: Die Werte (4, 5, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 29, 30) werden über den DAQ-Assistenten aufgenommen. Dabei werden immer 1000 Werte mit einer Rate von 1.5kHz aufgenommen und der Mittelwert, sowie die Standardabweichung gespeichert. Im DAQ-Assistenten ist darauf zu achten, dass der Modus "NRSE" eingestellt ist.

#### 3 Spulensteuerung

Das "Sulzers TopCon TC-LV" ist seriell mit dem Computer verbunden. Die Spulensteuerung erfolgt über das Feld "3. Spulensteuerung" und über die Registerkarte "Spule" in den Einstellungen.

158

#### 4

Um mit dem Gerät kommunizieren zu können muss es von Hand auf "ON" gestellt werden und anschließend von Hand der RS232-Eingang gewählt werden. Die Steuerung über den RS232-Eingang kann auch über den einmaligen Befehl "00E000" (Speicheradresse) + "0002" (Wert) eingestellt werden. Für die manuelle Steuerung am Gerät selbst muss diese wieder freigegeben werden über "00E000" (Speicheradresse) + "0001" (Wert).

Die Steuerung des Spulenstroms kann manuell oder automatisch erfolgen. Für die manuelle Steuerung muss in der Registerkarte "Spule" in den Einstellungen das Kontrollhäckchen auf "manuell" gesetzt sein. Außerdem muss das Eingabefeld "Speicheradresse" leer sein. Das Netzgerät kann auch über die "Speicheradresse" und das Feld "Wert" direkt angesprochen werden. Dabei wird zwischen Lese- und Schreibbefehlen unterschieden. Diese werden über den Button "Lesen/Schreiben" eingestellt.

Für die automatische Steuerung ist eine Steuer<br/>datei(.txt)nötig, diese muss wie folgt aufgebaut sein:

- Zeit in Minuten: ist die Anzahl an Minuten verstrichen wird die nächste Zeile eingestellt.
- Spannung in Volt
- Strom in Ampere

Alle Werte werden mit einem "TAB" getrennt. In der letzten Zeile **muss** eine negative Zahl stehen, sie bedeutet das Ende der Messfolge. Ein Beispiel zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1: Beispiel eines Zeitplans für eine automatische Messung

60	50	0
120	50	10
180	50	50
240	50	0
-13		

Um diese Steuerdatei zu verwenden muss das Kontrollhäckchen auf "aus Datei" gesetzt sein und die Datei muss in dem dafür vorgesehenen Feld eingegeben sein. Ist die Datei abgearbeitet werden weiterhin Daten aufgenommen. Die Datenaufnahme muss über den Stopp-Button beendet werden.

#### 4 Sicherheit

Um die Turbomolekularpumpe vor dem Überhitzen zu schützen ist eine Sicherheitsfunktion einprogrammiert. übersteigt die Pyrometertemperatur 95°C werden Spulenstrom und -spannung zu Null gesetzt. Erst durch einen Programmneustart (Stopp  $\rightarrow$  Start) kann ein neues Magnetfeld eingestellt werden. Gleiches gilt für ein überschreiten der Spulentemperatur (Sensor: PT100-4) von 60°C. Die Grenzwerte können im Programmcode (SubVI: Fehlerbehandlung.vi) geändert werden. Es ist darauf zu achten, dass die richtigen Sensoren mit dem VI verbunden sind.

 $\mathbf{5}$ 

### Teil III Programmierung - Backend

Kern des Programms ist eine zeitgesteuerte Endlosschleife in der alle Befehle, in Form von SubVIs, zum Aufnehmen der Messdaten untergebracht sind. Die SubVIs sind:

- Ueberschriften\_Array.vi: Beinhaltet ein Array in dem die Namen der Messdaten stehen, es wird beim Start der Messung einmal in die Datei als Überschrift geschrieben.
- Array\_speichern.vi: Speichert den Inhalt eines vorhandenen Arrays mit TAB getrennt in eine Datei.
- Atmigraf\_sub.vi: Sendet vordefinierte oder eigene Befehle an das Atmigraf-Steuergerät und gibt die Antwort zurück.
- BalzersTPG300\_sub.vi: Sendet vordefinierte oder eigene Befehle an das Balzers TPG300-Steuergerät und gibt die Antwort zurück.
- TC\_LV.vi: Sendet gewünschte Befehle an das Sulzers TopCon TC-LV Steuergerät und gibt die Antwort zurück. Ermöglicht zudem die Steuerung des Spulenstroms + Spulenspannung über graphische Elemente.
  - TC-LV\_Befehl.vi: Stellt die richtige Befehlsreihenfolge (Speicheradresse, Checksumme, Wert) in HEX-Schreibweise zusammen und gibt diese aus.
  - TC-LV\_Strom\_Input.vi: Stellt mit Hilfe des VIs "TC-LV\_Befehl.vi" den korrekten Befehl f
    ür einen einstellbaren Stromwert zusammen und gibt diesen aus.
  - TC-LV\_Spannung\_Input.vi: Stellt mit Hilfe des VIs "TC-LV\_Befehl.vi" den korrekten Befehl für einen einstellbaren Spannungswert zusammen und gibt diesen aus.
  - TC-LV\_Strom\_Output.vi: Gibt mit Hilfe des VIs "TC-LV\_Befehl.vi" den Befehl für das Auslesen des Stroms aus.
  - TC-LV\_Spannung\_Output.vi: Gibt mit Hilfe des VIs "TC-LV\_Befehl.vi" den Befehl für das Auslesen der Spannung aus.
- mksPR4000F.vi: Liest beide Kanäle des "mks PR4000F"-Steuergerätes aus und gibt die Antwort zurück. Ermöglicht zudem die Steuerung des Gasflusses über ein graphisches Element. Ebenfalls können eigene Befehle an das Gerät gesendet werden. Ist dies der Fall wird das Auslesen der beiden Kanäle ausgesetzt. Erst beim löschen der Befehlszeile werden wieder beide Kanäle ausgelesen und der Gasfluss kann über das Graphikelement variiert werden.
- Datum\_Zeit.vi: Gibt einen String mit dem aktuellen Datum und der Uhrzeit zurück, beide sind mit einem Unterstrich voneinander getrennt.
- Fehlerbehandlung.vi: Prüft ob die Eingänge (Pyrometertemperatur und Spulentemperatur) über einem bestimmten Grenzwert liegen (Default:  $95^{\circ}C$  und  $60^{\circ}C$ ). Falls dies zutrifft gibt es ein "true" aus.
- Analog\_Mittelwert.vi: Wählt aus einer Matrix bestimmte Elemente aus, bildet davon den Mittelwert und gibt sie in einem Array aus. In diesem Fall entspricht die Matrix dem Datenset das vom DAQ kommt mit den 1000 Messwerten pro analog ausgelesenen Anschluss.
- Analog\_Standardabweichungen.vi: Wählt aus einer Matrix bestimmte Elemente aus, bildet davon die Standardabweichung und gibt sie in einem Array aus. In diesem Fall entspricht die Matrix dem Datenset das vom DAQ kommt mit den 1000 Messwerten pro analog ausgelesenen Anschluss.

- Analog\_Varianz.vi: Wählt aus einer Matrix bestimmte Elemente aus, bildet davon die Varianz und gibt sie in einem Array aus. In diesem Fall entspricht die Matrix dem Datenset das vom DAQ kommt mit den 1000 Messwerten pro analog ausgelesenen Anschluss.
- TMP\_Anzeige.vi: Wählt aus der Datenset-Matrix des DAQs bestimmte Elemente aus und bildet den Mittelwert. Die Elemente entsprechen den Spannungen der Temperatursensoren. Die Mittelwerte werden mit den Kalibrationswerten umgerechnet und in einem Array ausgegeben.
- MKS\_Umrechnung.vi: Rechnet die Spannung des "mks 937A"-Steuergerätes (invertierte Magnetronröhre) in einen Druck um und korrigiert dabei die Spannung um 0.01V.
- Ceravac\_Umrechnung.vi: Rechnet die Spannung des "Center-One"-Steuergerätes (Ceravac) in einen Druck um und korrigiert dabei die Spannung um 0.01V.

Anbinden einer seriellen Schnittstelle Das Grundprinzip der Kommunikation über die serielle Schnittstelle ist in Abbildung 2 gezeigt. über das Steuerelement "VISA Configure" wird der

![](_page_172_Figure_6.jpeg)

Abbildung 2: Kommunikation über die serielle Schnittstelle mit Hilfe des VISA-Elementes.

eingestellte Port mit den Verbindungseinstellungen (Bitrate, Flusssteuerung, Datenbits, usw.) initialisiert, über das Element "VISA clear" zurückgesetzt. Daraufhin wird der gewünschte Befehl über "VISA write" geschrieben und anschließend eine einstellbare Zeit gewartet. Die Zeit richtet sich nach der Verarbeitungsgeschwindigkeit des angesprochenen Gerätes. Nach der Verweilzeit wird die Anzahl der am Ausgang anliegenden Bits aufgenommen ("Property Node") und mit dem "VISA read" ausgelesen. Die Verbindung wird über "VISA close" geschlossen. Für die Lesbarkeit der Befehle bzw. der Antworten ("write buffer", "read buffer") müssen für jedes angesprochene Gerät eigene String-Verarbeitungsroutinen programmiert werden.

Alle VIs, die eine serielle Schnittstelle ansprechen, besitzen einen Eingang "Verbindung schließen?". Der Defaultwert ist "true". Er bedeutet, dass die Verbindung mit dem "VISA close"-Element geschlossen wird. Während der periodischen Messung wird die Verbindung offen gelassen und erst beim Beenden mit dem Stopp-Button geschlossen.

Hilfreiche Literatur für die Programmierung mit VISA-Elementen: "Wolfgang Georgi: Einführung in LabView. Carl-Hanser-Verlag, 2007."

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei meiner Arbeit unterstützt und zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank geht an:

- Prof. Dr. Guido Drexlin für diese Arbeit, mit einer stark experimentell orientierten Aufgabenstellung und für die Betreuung während der gesamten Zeit.
- Prof. Dr. Wim de Boer für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- Dr. Joachim Wolf für die sehr gute Betreuung und Unterstützung während der gesamten Zeit und für das Korrekturlesen der Arbeit.
- Nancy Wandkowsky für das Korrekturlesen der Arbeit.
- Thomas Csabo für die schnelle Hilfe bei Computerproblemen.
- Norbert Kernert für die technische Unterstützung und Hilfe beim Aufbau des Experimentes und bei der Durchführung der Messungen.
- Siegfried Horn und Roland Neeb für die schnelle Fertigung der benötigten mechanischen Komponenten.
- Jürgen Grimm und Georg Prokott für die Hilfe bei allen elektronischen Problemen.
- Luisa La Cascio und Monika Kaiser für die unkomplizierte Beschaffung der Vakuumkomponenten.

Ein großer Dank geht an die Kollegen und Kolleginnen, die immer ein Anlaufpunkt bei Fragen waren und in deren Umfeld immer ein angenehmes Arbeiten möglich war.

Das letzte Danke geht an meine Familie, die mich während meines Studium immer unterstützt hat.