



Marcel Appel

**Konstruktion, Aufbau und Charakterisierung eines kontaktlosen
Kühlsystems für kryogene Materialuntersuchungen**

IPP 2024-16
Juli 2024

Konstruktion, Aufbau und Charakterisierung eines kontaktlosen Kühlsystems für kryogene Materialuntersuchungen

Design, Construction and Characterization of a Contactless Cooling System for Cryogenic Material Testing

Wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung des Grades
Bachelor of Science (B.Sc.)
an der School of Engineering and Design der
Technischen Universität München.

Betreut von Prof. Dr. Rudolf Neu
Professur für Plasma-Material-Wechselwirkung
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Eingereicht von Marcel Appel
Alleestraße 11
85716 Unterschleißheim

Eingereicht am 30.04.2024

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
1.1	Motivation	11
1.2	Fusion mittels magnetischen Einschlusses	12
1.3	Materialanforderungen an die Reaktorwand	12
1.4	GIRAFFE	13
1.5	Ziel der Arbeit	13
2	Theorie	15
2.1	Gaszustand	15
2.1.1	Ideales Gas	15
2.1.2	Knudsenzahl	15
2.1.3	Strömungsbereiche	16
2.2	Wärmeübertragung	17
2.2.1	Strahlung	17
2.2.2	Wärmeleitung	18
2.2.3	Wärmetransport im verdünnten Gas	19
2.3	Relevante Materialien	21
2.3.1	Wolfram	21
2.3.2	Kupfer	21
2.3.3	Edelstahl	22
2.3.4	Helium	22
2.3.5	Sauerstoff	22
2.4	Temperatur mit Thermoelementen messen	23
2.5	Heatpipe Funktionsweise	24
2.6	Fehlerrechnung	25
2.6.1	Arithmetischer Mittelwert	25
2.6.2	Standardabweichung	25
2.6.3	Standardfehler des Mittelwerts	25
3	Konstruktion	27

3.1	Überblick	27
3.2	Bauteile	29
3.2.1	Heatpipe	29
3.2.2	Gehäuse	30
3.2.3	Wärmesenke	31
3.2.4	Heliumzufuhr	32
3.2.5	Probe	33
3.3	Weitere die Konstruktion betreffende Angaben	34
4	Berechnung	37
4.1	Wärmeströme	37
4.1.1	Wärmetransport durch Strahlung	38
4.1.2	Materieller Wärmetransport nach Lees und Liu	38
4.2	Modellierung der Wärmeleitung im Draht	39
5	Experimenteller Aufbau	43
5.1	Allgemeiner Aufbau	43
5.2	Versuch 1 Abkühlverhalten der Wärmesenke	44
5.3	Versuch 2 Abkühl/- und Aufwärmverhalten der Probe	44
5.4	Versuch 3 Gleichgewichtstemperaturen	45
5.5	Versuch 4 Variation des Kammerdrucks	46
6	Ergebnisse und Diskussion	47
6.1	Versuch 1 Abkühlverhalten der Wärmesenke	47
6.2	Versuch 2 Abkühl/- und Aufwärmverhalten der Probe	49
6.3	Versuch 3 Gleichgewichtstemperaturen	50
6.4	Versuch 4 Variation des Kammerdrucks	54
6.5	Übertragbarkeit auf GIRAFFE	55
7	Zusammenfassung	57
8	Ausblick	59
8.1	Regelung der Probertemperatur	59
8.2	Modifiziertes Heatpipedesign	60
8.3	Variation des Kühlgas	60
8.4	Kammerdruck reduzieren	60
A		61
A.1	Eidesstattliche Versicherung	61
A.2	ergänzende Stoffwerte	63
A.3	Fotos des Experiments	64
A.4	Kurvenanpassung	65

INHALTSVERZEICHNIS

5

A.5 Technische Zeichnungen	77
A.6 Matlabcodes	93

Abbildungsverzeichnis

1.1	Bevölkerungsprognose [1]	11
1.2	Schematische Darstellung von GIRAFFE [9]	13
1.3	Konzept Colson [10]	14
2.1	Wärmetransport zwischen konzentrischen Zylindern	20
2.2	Thermoelementschtung [25]	23
2.3	Schematische Darstellung einer Heatpipe [27]	24
3.1	Konzept	27
3.2	Schnittdarstellung des Kühlsystems	28
3.3	Konstruktion der Heatpipeverlängerung	29
3.4	Konstruktion des Gehäuses	30
3.5	Konstruktion der Wärmesenke	31
3.6	Konstruktion der Heliumzufuhr	32
3.7	Konstruktion des Probenhalters	33
3.8	Druckmessung Kennkurve [34]	35
4.1	Wärmeleitung im Stab	39
4.2	Bilanzierung der Wärmeströme	40
4.3	Temperaturverteilung	42
5.1	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus	43
5.2	Fitting Plateaukurven 2 sccm Experiment 1	46
6.1	Vergleich der Abkühlzeiten der Wärmesenke	47
6.2	Oszillation der Temperatur der Wärmesenke	48
6.3	Abkühl und Aufwärmverhalten Temperatur und Druck	49
6.4	Vergleich der Abkühlzeiten	49
6.5	Vergleich der Aufwärmzeiten	50
6.6	Plateaukurven Temperatur	50
6.7	Plateaukurven Druck	51
6.8	Abkühlraten	51

6.9	Fitten der Gleichgewichtstemperatur auf den Volumenstrom	52
6.10	Fitten des Kammerdrucks auf die Gleichgewichtstemperaturen	52
6.11	Vergleich des Abkühlvorgangs Variation des Druckes	54
8.1	Regelung	59
A.1	Fotos des Experiments	64
A.2	Fitting Gleichgewichtstemperaturen	76

Tabellenverzeichnis

2.1	Strömungsbereiche [12]	16
2.2	Wärmeleitfähigkeit Wolfram	21
2.3	Stoffeigenschaften Kupfer	21
2.4	Stoffeigenschaften Edelstahl	22
2.5	Wärmeleitfähigkeit Helium bei 1 bar	22
2.6	Stoffeigenschaften Sauerstoff	23
6.1	Statistische Auswertung Gleichgewichtstemperaturen T_G, p_m	53
6.2	Statistische Auswertung Variation des Drucks T_G, p_m	54
A.1	Ergänzende Stoffwerte	63
A.2	Statistische Auswertung der Kurvenanpassung	77

Abkürzungsverzeichnis

D Deuterium

DBTT Duktil-Spöd-Übergangstemperatur

GIRAFFE General-purpose Irradiated Fibre and Foil Experiment

PEEK Polyetheretherketon

PTFE Polytetrafluorethylen

sccm Standardkubikzentimeter pro Minute

T Tritium

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Im Angesicht steigender Weltbevölkerung [1], siehe Abbildung 1.1 und des wachsenden globalen Energiebedarfs [2], sowie aufgrund der mit fossilen Brennstoffen verbundenen Klimaschäden [3] [4] herrscht großer Bedarf für neue zuverlässige CO₂-arme Energiequellen.

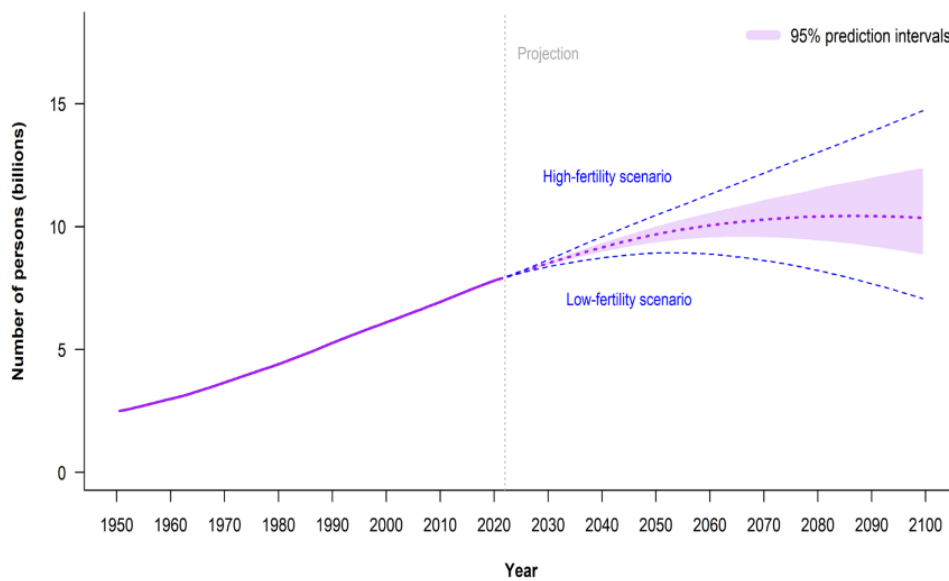
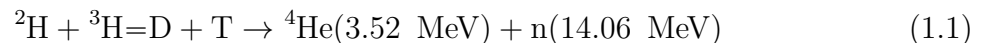


Abbildung 1.1: Bevölkerungsprognose [1]

Eine dieser Energiequellen könnte die Kernfusion sein. Dies ist der Prozess mit dem die Sonne Energie freisetzt. Hierzu müssen zwei Atomkerne mit ausreichend großer Energie

kollidieren, dass sie den Coulombwall überwinden. Für zwei Protonen beträgt die dazu benötigte Energie 600 keV. Die Temperatur im Sonneninneren beträgt jedoch nur 1 keV. Trotzdem findet diese Reaktion in der Sonne statt. Dies hat zwei Gründe: Zum einen gibt die Temperatur nur eine durchschnittliche Energie an, die nach der Maxwellverteilung verteilt ist. Es gibt also eine gewisse Anzahl an hochenergetischen Teilchen. Der andere Grund ist, dass auch Teilchen geringerer Energie durch den Coulombwall tunneln können. Die Anzahl der Fusionsreaktionen ist von der Temperatur und Dichte abhängig. Der Temperaturbereich, in dem Fusionsreaktoren arbeiten sollen, liegt bei ca. 20 keV. Unter den Bedingungen, die auf der Erde erreichbar sind hat folgende Reaktion den höchsten Wirkungsquerschnitt [5]:



Hierbei wird ein Deuterium Kern D mit einem Tritium Kern T fusioniert. Es entsteht ein Helium Kern He mit 3.52 MeV zusätzlicher Energie und ein Neutron n mit 14.06 MeV zusätzlicher Energie. Das heißt insgesamt werden 17.58 MeV Energie pro Reaktion frei. 1 Gramm Brennstoff setzt dabei so viel Energie frei wie 11 Tonnen Kohle beim Verbrennen. Deuterium ist auf der Erde nahezu unerschöpflich im Meerwasser vorhanden und Tritium kann aus Lithium innerhalb des Reaktors gebildet werden [6].

1.2 Fusion mittels magnetischen Einschlusses

Bei den genannten Temperaturen liegt die Materie im Plasmazustand vor. Das Plasma, das in einem Fusionsreaktor erzeugt wird, verfügt über eine so hohe Leistungsdichte, dass es jedes Material, das mit ihm in Kontakt kommt, zum Schmelzen bringen würde. Außerdem kann ein Kontakt des Plasmas mit der Reaktorwand das Plasma so stark abkühlen, dass keine Fusionsreaktionen mehr stattfinden. Da ein Plasma aus geladenen Teilchen besteht, kann dieses Problem durch den Einschluss in einem Magnetfeld gelöst werden [5].

1.3 Materialanforderungen an die Reaktorwand

Es gibt eine Reihe von Belastungen welchen die Reaktorwand standhalten muss: Geladene und neutrale Teilchen führen zu physikalischer und chemischer Zerstäubung sowie thermischer Belastung. Fusionsneutronen durchdringen die Wand und bringen so Energie in diese ein, dabei kommt es zu Versetzungen im Atomgitter und Kernumwandlungen was zu Kriechen und Verspröden des Materials führt. Ein geeigneter Werkstoff für die Reaktorwand muss diesen Belastungen standhalten und darf durch die Neutronen möglichst wenig aktiviert werden [7]. In der Vergangenheit wurde meist Graphit als Wandmaterial benutzt. Jedoch ist dies aufgrund von Tritiumeinlagerungen und hohen Erosionsraten keine Option für einen kommerziellen Fusionsreaktor. Materialien mit einer niedrigen Ordnungszahl

haben aufgrund von Erosion eine relativ kurze Lebensdauer. Wolfram ist das einzige geeignete Element mit einer hohen Ordnungszahl, das eine relativ kurze Abklingzeit hat. Während für Graphit umfangreiche Erfahrungen vorliegen, bedarf es bei Wolfram noch einiger Forschung [8].

1.4 GIRAFFE

Das Ziel des General-Purpose Irradiated Fiber and Foil Experiment (GIRAFFE) ist es, den Einfluss, der durch die Fusionsumgebung aufgebrachten Belastungen auf das Material Wolfram zu untersuchen. Insbesondere geht es darum die Wechselwirkung verschiedener Belastungen zu betrachten. Hierbei werden dünne Drähte als Modellsystem verwendet [9].

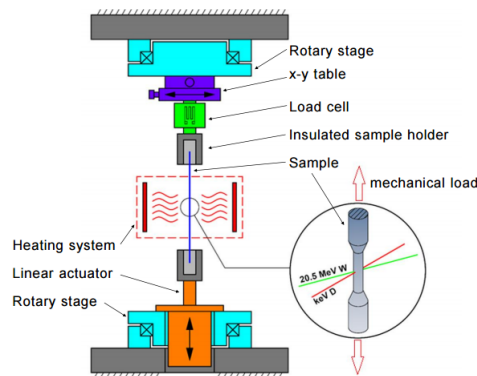


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung von GIRAFFE [9]

In dem Experiment wird ein Zugversuch durchgeführt während andere Einflüsse, welche auch in einer Fusionsumgebung relevant sind, auf die Probe einwirken. Der für diese Arbeit wichtige Einfluss ist die Bestrahlung durch Neutronen. Diese wird mit hochenergetischen Wolframionen simuliert.

1.5 Ziel der Arbeit

Ein Aspekt von GIRAFFE ist es den Einfluss, der durch Neutronenbestrahlung verursachten Versetzungsschäden, auf die Duktil-Spröd-Übergangstemperatur (DBTT) zu untersuchen. Diese ist aufgrund der starken Verformung der Probe abgesenkt, wird jedoch bei über 120 K vermutet. Hierfür wird eine Kühlung benötigt, welche die Probe auf eine Temperatur kleiner 120 K abkühlt. Um die Messung des Zugversuches nicht zu stören muss die Kühlung kontaktlos erfolgen und die Einspannung der Probe darf nicht zu stark gekühlt werden. Des Weiteren soll das Vakuum erhalten bleiben, damit es möglich bleibt die Probe auch während der Kühlung zu bestrahlen. Um dies zu erreichen wird ein Kammerdruck kleiner 5×10^{-5} mbar benötigt, da der Beschleuniger sich bei einem größeren

Druck abschaltet. Hierzu wurde in der Vergangenheit im Rahmen einer Masterarbeit [10] ein Konzept entwickelt, welches die Probe bis auf ca. 200 K gekühlt hat. Die Kühlleistung war schlechter als erwartet. Als Grund hierfür wurde die Wärmeleitfähigkeit des Restgases in der Vakuumkammer und der damit verbundene Wärmetransport von der Vakuumkammer zur Probe identifiziert. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde am Ende der Masterarbeit ein alternatives Konzept vorgestellt, welches den eben beschriebenen Effekt ausnutzen soll. Die Probe wird von einer Wärmesenke umgeben, während dessen wird Helium eingblasen, was die lokale Dichte um die Probe und damit den Wärmetransport erhöhen soll. Es folgt eine schematische Darstellung des Konzepts.

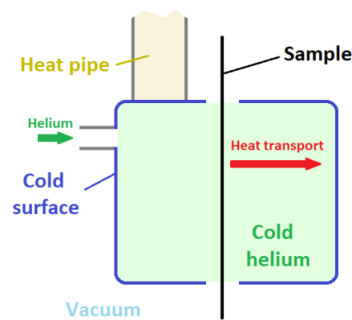


Abbildung 1.3: Konzept Colson [10]

Ziel der vorliegenden Bachelorarbeit ist es, dieses Konzept auszuarbeiten, konstruktiv umzusetzen und durch Messungen zu überprüfen, ob die folgenden Anforderungen erreicht werden. Es gilt zu zeigen, dass sich die Temperatur über den Heliumvolumenstrom steuern lässt und dass es möglich ist, mit diesem Konzept, eine Probertemperatur $T_1 < 120$ K zu erreichen, ohne dabei den Kammerdruck von 5×10^{-5} mbar zu überschreiten. Des Weiteren soll die Abkühlrate hoch genug sein, dass mehrere Versuche an einem Tag durchführbar sind.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Gaszustand

Es folgen für diese Arbeit relevante theoretische Grundlagen, um den Gaszustand zu charakterisieren. Dies ist wichtig, da dies die Strömungseigenschaften und die Wärmeübertragung beeinflusst.

2.1.1 Ideales Gas

Die meisten Gase verhalten sich bei niedrigem Druck und niedriger Dichte wie ideale Gase und können mit dem Idealen Gasgesetz beschrieben werden. Dieses stellt einen Zusammenhang zwischen dem Druck p , der Temperatur T_g und der Dichte ρ bzw. dem spezifischen Volumen v , sowie der spezifischen Gaskonstante R des Gases auf [11]. Es gilt:

$$\frac{pv}{T_g} = R \quad (2.1)$$

$$\frac{p}{T_g \rho} = R = \frac{k_b}{m_m} \quad (2.2)$$

Wobei $k_b = 1.38 \times 10^{-23}$ Nm/K die Boltzmannkonstante und m_m die molekulare Masse des Gases ist. Die in dieser Arbeit auftretenden Drücke sind so klein ($p < 10^{-2}$) mbar, dass von einem idealen Gas ausgegangen wird.

2.1.2 Knudsenzahl

Die Knudsenzahl Kn ist ein Maß dafür wie oft die Teilchen über eine makroskopische Länge L miteinander kollidieren und deshalb wichtig zur Beschreibung des makroskopischen Zustandes eines Gases. Sie ist als das Verhältnis der mittleren freien Weglänge l_f

zu der Länge L , über welche sich die Strömungszustände ändern, definiert [12]. Es gilt:

$$Kn = \frac{l_f}{L} \quad (2.3)$$

$$l_f = \frac{m_m}{\sqrt{2}\pi d_m^2 \rho} \quad (2.4)$$

Wobei m_m die molekulare Masse, d_m der Moleküldurchmesser und ρ die Dichte ist. Für ein ideales Gas folgt aus Gleichung 2.2 und 2.4:

$$l_f = \frac{m_m T_g R}{\sqrt{2}\pi d_m^2 p} \quad (2.5)$$

$$= \frac{k_b T_g}{\sqrt{2}\pi d_m^2 p} \quad (2.6)$$

2.1.3 Strömungsbereiche

Anhand der Knudsenzahl kann die Strömung charakterisiert werden. Dies ist wichtig, da die Wärmeleitfähigkeit je nach Strömungsbereich dichteabhängig ist, was eine Voraussetzung dafür ist, dass das Konzept aus Abschnitt 1.5 funktioniert. Man unterscheidet folgende Strömungsbereiche [12]:

Kontinuumsströmung	$0 < Kn < 10^{-2}$
Gleitströmung	$10^{-2} < Kn < 10^{-1}$
Transitionsgebiet	$10^{-1} < Kn < 10$
freie Molekülbewegung	$10 < Kn < \infty$

Tabelle 2.1: Strömungsbereiche [12]

Kontinuumsströmung

Makroskopische Größen des Gases können als kontinuierlich verteilt betrachtet werden. Die zur Beschreibung der Strömung verwendete Boltzmann-Gleichung vereinfacht sich zu den Navier-Stokes-Gleichungen [12].

Freie Molekülströmung

Die Kontinuumsannahme ist ungültig. Die Moleküle stoßen nicht mehr miteinander und ändern ihren Zustand nur, wenn sie auf eine feste Berandung treffen. An dieser Berandung kann es zu Sprüngen in der Temperatur und der Tangentialgeschwindigkeit kommen. Die beschreibende Gleichung ist die Boltzmann-Gleichung. Diese ist nur in speziellen Sonderfällen analytisch lösbar. Die Wärmeleitfähigkeit des Fluids ist im Gegensatz zum Kontinuum dichteabhängig [12].

Übergangsgebiete

Für die Übergangsgebiete existieren keine beschreibenden Gleichungen [12].

2.2 Wärmeübertragung

Dieser Abschnitt fasst die für diese Arbeit relevanten Wärmetransportmechanismen zusammen.

2.2.1 Strahlung

Im folgenden werden der Wärmetransport durch Strahlung zwischen zwei Körpern, sowie die dafür erforderlichen Parameter näher erläutert. Dies wird benötigt um in Kapitel 4 den Strahlungsaustausch der Probe mit ihrer Umgebung näher zu betrachten. Alle Körper über 0 K emittieren elektromagnetische Wellen, wenn diese auf einen anderen Körper treffen, können sie absorbiert, transmittiert und reflektiert werden [13].

Absorptionsgrad, Reflexionsgrad und Transmissionsgrad

Um zu beschreiben wie viel von einfallender Strahlung absorbiert, reflektiert und transmittiert wird dienen der globale Absorptionsgrad α , der globale Reflexionsgrad ρ und der globale Transmissionsgrad τ . Es gilt [13]:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}_{SA}}{\dot{Q}_S} \quad (2.7)$$

$$\rho = \frac{\dot{Q}_{SR}}{\dot{Q}_S} \quad (2.8)$$

$$\tau = \frac{\dot{Q}_{ST}}{\dot{Q}_S} \quad (2.9)$$

Wobei \dot{Q}_{SA} die absorbierte, \dot{Q}_{SR} die reflektierte, \dot{Q}_{ST} die transmittierte und \dot{Q}_S die einfallende Strahlungsleistung ist. Die Summe der reflektierten, absorbierten und transmittierten Strahlung entspricht der einfallenden. Es gilt $\tau + \alpha + \rho = 1$ [13].

Emissionsgrad

Der spektrale Emissionsgrad $\epsilon_{\tilde{\lambda}}(T, \tilde{\lambda})$ beschreibt das Verhältnis von der emittierten Leistung eines Strahlers bei bestimmter Wellenlänge $\tilde{\lambda}$ und Temperatur T zu der Leistung die ein schwarzer Strahler, bei gleicher Wellenlänge und Temperatur emittiert. Der globale Emissionsgrad ergibt sich als das Verhältnis von der insgesamt emittierten Leistung eines

Strahlers zu der Leistung, die ein schwarzer Strahler bei gleicher Temperatur emittiert [13].

Schwarzer Strahler

Schwarze Strahler sind Modellstrahler mit $\alpha = 1$, welche maximal emittieren. Das Emissionsvermögen $e_s(T)$ (emittierte Leistung/Oberfläche) eines schwarzen Strahlers lässt sich nach dem Gesetz von Stefan Boltzmann folgendermaßen berechnen [13]:

$$e_s(T) = \sigma T^4 \quad (2.10)$$

Wobei $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante ist.

Netto Wärmestrom diffus grauer Oberflächenstrahler

Ein diffus grauer Oberflächenstrahler ist ein Modellstrahler bei dem die von einem Punkt an der Oberfläche ausgesandte Strahlung isotrop ist, $\tau = 0$ gilt und der Emissionsgrad Wellenlängen unabhängig ist. Der globale Emissionsgrad ist der spektrale und ist gleich dem globalen Absorptionsgrad $\epsilon(T) = \alpha(T)$. Das Emissionsvermögen lässt sich folgendermaßen berechnen [13]:

$$e(T) = \sigma \epsilon(T) T^4 \quad (2.11)$$

Für den Nettowärmestrom zweier grauer Oberflächenstrahler konstanter Temperatur gilt [13]:

$$\dot{Q}_s = A_1 \sum_{12} (T_1^4 - T_2^4) \quad (2.12)$$

Wobei \sum_{12} für einen konvexen Körper in einem geschlossenen Raum folgendermaßen berechnet wird [13]:

$$\sum_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right) \frac{A_1}{A_2}} \quad (2.13)$$

2.2.2 Wärmeleitung

Im folgenden wird der Begriff der Wärmeleitung erläutert, sowie die zu ihrer Beschreibung benötigten Gleichungen vorgestellt. Diese werden in Kapitel 4 benötigt, um den Wärmetransport in der Probe näher zu betrachten. Wärmeleitung beschreibt den diffusen Transport von Wärme aufgrund eines Temperaturgradienten [13].

Fourier'sches Gesetz

Das Fourier'sche Gesetz stellt einen Zusammenhang zwischen der Wärmestromdichte \dot{q} , der Wärmeleitfähigkeit λ und der Temperatur T auf. Im Eindimensionalen in z -Richtung lautet es folgendermaßen [13]:

$$\dot{q}_z = -\lambda \frac{dT}{dz} \quad (2.14)$$

Fourier'sche Differentialgleichung

Die Lösung der Fourier'sche Differentialgleichung liefert eine Temperaturverteilung. Im allgemeinen Fall lautet die Differentialgleichung folgendermaßen [13]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{\omega} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.15)$$

Wobei $\dot{\omega}$ die Wärmequellendichte ist. Für den stationären 1-D Fall in z -Richtung mit konstanter Wärmeleitfähigkeit vereinfacht sie sich zu [13]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\dot{\omega}}{\lambda} = 0 \quad (2.16)$$

2.2.3 Wärmetransport im verdünnten Gas

Im folgenden wird auf die Besonderheiten des Wärmetransports in verdünnten Gasen eingegangen. Dies wird benötigt, um in Kapitel 4 den Materie gebundenen Wärmetransport der Probe mit ihrer Umgebung näher zu betrachten. In stark verdünnten Gasen ist wie bereits in Abschnitt 2.1.3 beschrieben die Kontinuumsannahme ungültig, was unter anderem einen Einfluss auf die Wärmeübertragungsmechanismen hat. So ist z.B. die Wärmeleitfähigkeit dichteabhängig und es kann zu dem Phänomen der unvollständigen Akkommodation kommen, was im folgenden Abschnitt erklärt wird [12].

Akkommodation

Akkommodation beschreibt, inwieweit sich der Zustand eines Moleküls nach einem Stoß mit einer Wand an den Wandzustand anpasst. Im Bezug auf die Temperatur spricht man auch von Temperaturakkommodation. Sie resultiert in einem Unterschied zwischen Gas- und Wandtemperatur an einer Wandoberfläche. Vollständige Temperaturakkommodation liegt vor, wenn die Temperatur des Moleküls nach dem Stoß T_r die Wandtemperatur T_W ist. Dies ist der Fall wenn der Temperaturakkommodationskoeffizient $\gamma = 1$ ist. Für zwei parallele Platten gilt [12]:

$$\gamma = \frac{T_e - T_r}{T_e - T_W} \quad (2.17)$$

Wobei T_e die Temperatur des einfallenden Moleküls ist.

Näherung nach Lees und Liu

Die Näherungslösung nach Lees und Liu beschreibt das Verhältnis des tatsächlichen Wärmestroms \dot{Q}_m zu dem Wärmestrom im Kontinuum $\dot{Q}_{m_{kont}}$. Sie ist eine Näherungslösung für den Wärmetransport zwischen 2 konzentrischen Zylindern durch ein einatomiges Gas bei beliebiger Knudsenzahl [14]. Für die Anwendbarkeit wird vollständige Temperaturakkommodation am Außenzylinder vorausgesetzt [15]. Die folgende Abbildung soll dem besseren Verständnis dienen:

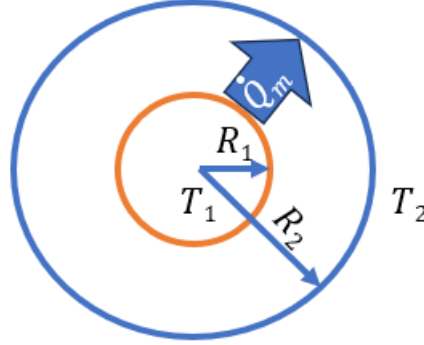


Abbildung 2.1: Wärmetransport zwischen konzentrischen Zylindern

Es gilt [14]:

$$\frac{\dot{Q}_m}{\dot{Q}_{m_{kont}}} = \frac{\dot{q}_m}{\dot{q}_{m_{kont}}} = \left(1 + \frac{15}{4} \frac{1}{\gamma_1} \frac{Kn_1}{\ln(R_2/R_1)}\right)^{-1} \quad (2.18)$$

$$\dot{q}_{m_{kont}} = \frac{\lambda_{kont}}{R_1} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1)} \quad (2.19)$$

$$\dot{q}_m = \frac{\lambda_{kont}}{R_1} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1)} \times \left(1 + \frac{15}{4} \frac{1}{\gamma_1} \frac{Kn_1}{\ln(R_2/R_1)}\right)^{-1} \quad (2.20)$$

$$= \frac{\lambda_{kont}}{R_1} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{l_f}{R_1 \gamma_1}} \quad (2.21)$$

Wobei T_1 die Temperatur am Radius R_1 , T_2 die Temperatur am Radius R_2 , λ_{kont} die Wärmeleitfähigkeit des Fluides zwischen den Zylinderschalen im Kontinuum, γ_1 der Akkommodationskoeffizient am Innenzylinder, Kn_1 die Knudsenzahl bezogen auf R_1 und l_f die mittlere freie Weglänge ist. Durch das Einsetzen von Gleichung 2.6 in Gleichung 2.21 ergibt sich für ein ideales Gas:

$$\dot{q}_m = \frac{\lambda_{kont}}{R_1} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi d_m^2 p}}} \quad (2.22)$$

2.3 Relevante Materialien

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Materialien vorgestellt. Wobei T die Werkstofftemperatur, λ die Wärmeleitfähigkeit, ρ die Dichte, c die spezifische Wärmekapazität eines Festkörpers und p den Druck bezeichnet.

2.3.1 Wolfram

Wolfram ist ein grau weißes Metall. Es verfügt über eine hohe Dichte, eine geringe Neigung zur physikalischen Zerstäubung und eine niedrige Wärmeausdehnung. Außerdem ist Wolfram das Metall mit dem höchsten Schmelzpunkt, weshalb es oft in Hochtemperaturanwendungen verwendet wird [16][17]. Die Wärmeleitfähigkeit von Wolfram bei niedrigen Temperaturen ist stark von Verunreinigungen abhängig [18] [17]. Da der Grad der Verunreinigung des in dieser Arbeit verwendeten Materials jedoch unbekannt ist, werden Stoffwerte verwendet, die dies nicht berücksichtigen. Es folgen Werte der Wärmeleitfähigkeit von Wolfram in Abhängigkeit der Temperatur [17]:

T [K]	λ [W/(mK)]
50	428
90	252
100	208
300	174

Tabelle 2.2: Wärmeleitfähigkeit Wolfram

Der Wert bei 90 K wurde mittels linearer Interpolation ergänzt.

2.3.2 Kupfer

Kupfer ist ein rot braunes Metall. Es ist weich und verfügt über eine hohe elektrische Leitfähigkeit. Außerdem verfügt Kupfer über die zweit höchste Wärmeleitfähigkeit unter den Metallen und wird deshalb häufig in der Kryotechnik verwendet. Des Weiteren ist Kupfer für die Anwendung im Vakuum geeignet [19]. Es folgen ausgewählte Materialparameter [14]:

T [K]	ρ [kg/dm ³]	λ [W/(mK)]	c [J/(kg K)]	ρc [J/(dm ³ K)]
273.15	8,96	401	381	3413.76

Tabelle 2.3: Stoffeigenschaften Kupfer

2.3.3 Edelstahl

Edelstahl ist eine Eisen Kohlenstoff Legierung mit besonderem Reinheitsgrad. Edelstahl wird in der Vakuumtechnik häufig verwendet [19] und hat verglichen mit vielen anderen Metallwerkstoffen eine niedrige Wärmeleitfähigkeit [14]. Für die beiden verwendeten Stahlsorten 1.4301 [20] und 1.4311 [21] gelten folgende Materialparameter:

T [K]	ρ [kg/dm ³]	λ [W/(mK)]	c [J/(kg K)]	ρc [J/(dm ³ K)]
293.15	7.9	15	500	3950

Tabelle 2.4: Stoffeigenschaften Edelstahl

2.3.4 Helium

Helium ist ein einatomiges, geruch- und farbloses Edelgas, welches etwa 0.05% der Atmosphäre ausmacht. Im folgenden wird das Isotop ⁴He betrachtet. Helium hat verglichen mit vielen anderen Gasen eine hohe Wärmeleitfähigkeit [14]. Es folgen für diese Arbeit relevante Materialparameter [22]:

T [K]	λ [W/(mK)]
90	0.0685
150	0.0969
250	0.1370
300	0.1550

Tabelle 2.5: Wärmeleitfähigkeit Helium bei 1 bar

Helium hat einen Van-der-Waals-Radius von $\frac{d_m}{2} = 1.4 \times 10^{-10}$ m [23]. Der kritische Punkt von Helium liegt bei $T_{H_{krit}} = 5.2$ K [22].

2.3.5 Sauerstoff

Sauerstoff ist ein geruchsneutrales farbloses Gas, was ca. 21% der Luft ausmacht. Es ist ein Element der sechsten Hauptgruppe und tritt in Form eines zweiatomiges Moleküls O₂ auf. Bei dem Umgang mit Sauerstoff muss berücksichtigt werden, dass er brandfördernd und korrosiv wirkt.

Es folgen ausgewählte Stoffeigenschaften von Sauerstoff, entlang der Siedelinie vom Tripelpunkt bis zum kritischen Punkt [24]:

T [K]	p [bar]	ρ [mol/dm ³]
54.361	0.00146	40.816 – 0.0003237
80.000	0.30120	37.055 – 0.0458910
90.000	0.99350	35.692 – 0.1371000
154.581	50.04300	13.630000

Tabelle 2.6: Stoffeigenschaften Sauerstoff

Bei Atmosphärendruck beträgt die Siedetemperatur 90.2 K [24].

2.4 Temperatur mit Thermoelementen messen

Thermoelemente bieten eine Möglichkeit kontaktbehaftete Temperaturmessungen durchzuführen. Hierbei wird der Seebeck-Effekt genutzt. Wenn zwei Metalle miteinander kontaktiert werden, stellt sich eine messbare elektrische Spannung, die Thermospannung U_{th} , ein. Diese verhält sich in großen Bereichen proportional zur absoluten Temperatur T der Verbindungsstelle [25].

$$U_{th} = k_{th}T \quad (2.23)$$

Wobei k_{th} der materialabhängige Thermokoeffizient ist, welcher sich der thermoelektrischen Spannungsreihe entnehmen lässt. Bei dem Anschluss einer Messeinrichtung entstehen jedoch zwei neue Thermoelemente. Die Anschlussstellen der Messeinrichtung haben im Allgemeinen eine andere Temperatur als die Messstelle. Für den geschlossenen Kreis gilt folgende Gleichung [25]:

$$U_{thg} = k_{thM}(T_M - T_2) \quad (2.24)$$

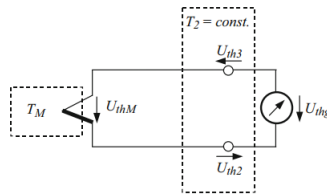


Abbildung 2.2: Thermoelementschaltung [25]

Wobei U_{thg} die gemessene Spannung, k_{thM} der Thermokoeffizient der Messstelle, T_M die Temperatur an der Messstelle und T_2 die Temperatur an den Anschlussstellen ist. Es muss darauf geachtet werden, dass die Temperatur an beiden Anschlussstellen gleich ist. Für den relevanten Temperaturbereich 90 – 300K sind Thermoelemente vom Typ J, K und

T geeignet [25]. In dieser Arbeit wird ein Thermoelement vom Typ K verwendet. Die Handelsnamen der gepaarten Materialien sind Chromel und Alumel. Bei 300 K beträgt die Wärmeleitfähigkeit von Chromel $\lambda_{Ch} = 17.3 \text{ W/(mK)}$ und die von Alumel $\lambda_{Al} = 29.2 \text{ W/(mK)}$ [26].

2.5 Heatpipe Funktionsweise

Heatpipes übertragen Wärme über einen Verdampfungs- und Kondensationskreislauf. Das eine Ende ist mit einer Wärmesenke, das andere mit einer Wärmequelle verbunden. An der Wärmequelle verdampft das Arbeitsfluid unter Aufnahme latenter Wärme, dann wird das Fluid durch ein Temperatur- bzw. Druckgradienten zu der Wärmesenke transportiert und kondensiert, wobei die latente Wärme wieder abgegeben wird. Damit der Kreislauf aufrecht erhalten wird muss das kondensierte Fluid wieder zur Wärmequelle zurück transportiert werden [27]. Die folgende Abbildung zeigt die schematische Darstellung einer Heatpipe:

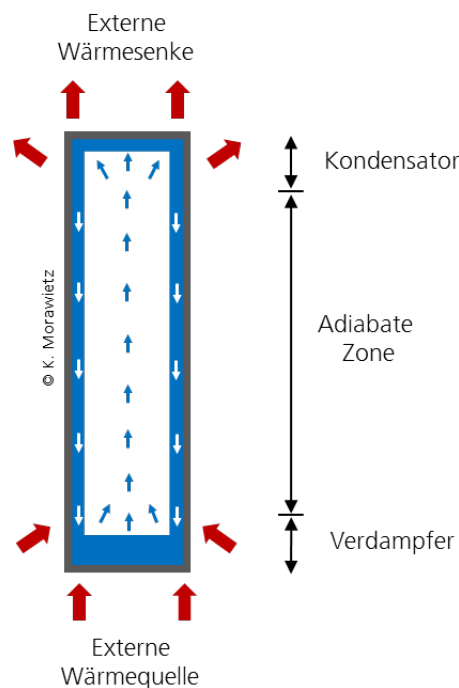


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Heatpipe [27]

Heatpipes haben im Vergleich zu Vollmetallkörpern einen deutlich geringeren thermischen Widerstand. Der maximale Arbeitsbereich einer Heatpipe liegt zwischen dem Schmelzpunkt und dem kritischen Punkt des Arbeitsfluids [27].

2.6 Fehlerrechnung

In diesem Abschnitt wird sich mit der Beurteilung von Messdaten beschäftigt. Diese sind in der Regel fehlerbehaftet [28].

2.6.1 Arithmetischer Mittelwert

Das arithmetische Mittel \bar{x} dient der Mittlung von n Datenpunkten x_i [28].

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (2.25)$$

2.6.2 Standardabweichung

Die Standardabweichung s beschreibt die Streuung der Daten um den Mittelwert [28].

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2} \quad (2.26)$$

2.6.3 Standardfehler des Mittelwerts

Der Standardfehler des Mittelwerts $s_{\bar{x}}$ ist ein Maß, das beschreibt in wie weit der berechnete Mittelwert aus den Daten mit dem realen Mittelwert übereinstimmt. Es gilt [28]:

$$s_{\bar{x}} = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (2.27)$$

Kapitel 3

Konstruktion

In diesem Abschnitt wird das bereits in der Einleitung vorgestellte Konzept ausgearbeitet. Die konstruktive Umsetzung wird erläutert und es werden Parameter für die in Kapitel 4 folgende Berechnung festgelegt. Bei der Materialauswahl wird darauf geachtet, dass das benötigte Material als passendes Halbzeug im Lager des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik vorhanden ist. Dies spart Zeit und Kosten.

3.1 Überblick

Konzept

Bei sehr geringer Dichte ist die Wärmeleitfähigkeit eines Gases dichteabhängig, siehe Abschnitt 2.1.3. Dies soll sich zunutze gemacht werden, indem durch das Einblasen eines Gases in die direkte Umgebung der Probe die lokale Dichte um die Probe erhöht wird $\rho_a < \rho_i$, während sie von einer Wärmesenke umgeben ist. Über den Volumenstrom soll die Dichte und somit die Probertemperatur gesteuert werden.

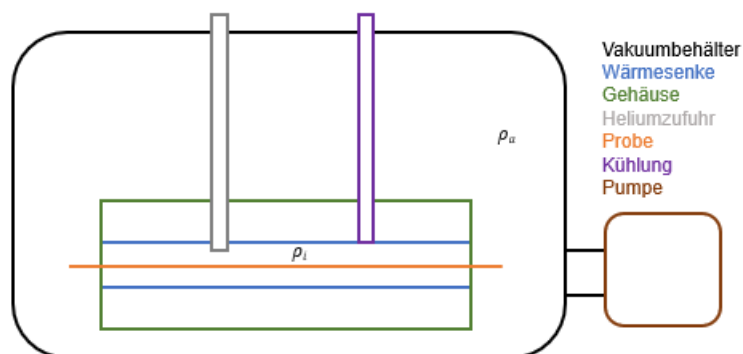


Abbildung 3.1: Konzept

Konstruktive Umsetzung

Abbildung 3.2 dient dazu die Umsetzung des Konzepts besser zu verstehen. Sie zeigt eine Schnittdarstellung des Kühlsystems mit allen für diese Arbeit konstruierten Bauteilen sowie den Anschlüssen, welche für die Messgeräte und die Pumpe benötigt werden.

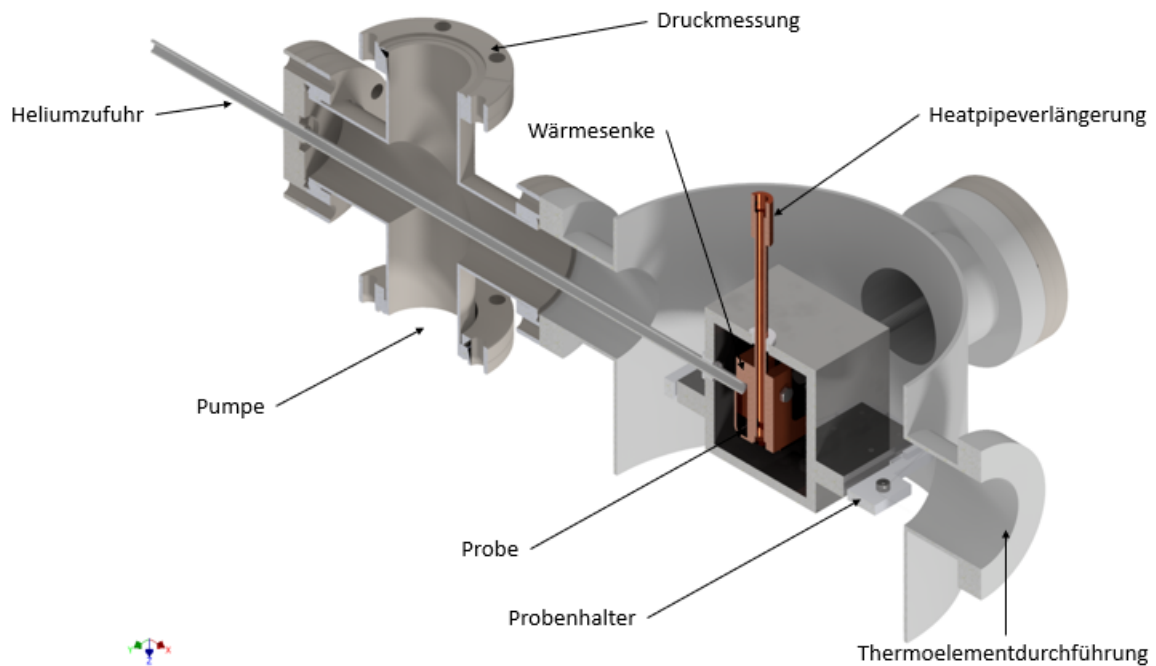


Abbildung 3.2: Schnittdarstellung des Kühlsystems

3.2 Bauteile

3.2.1 Heatpipe

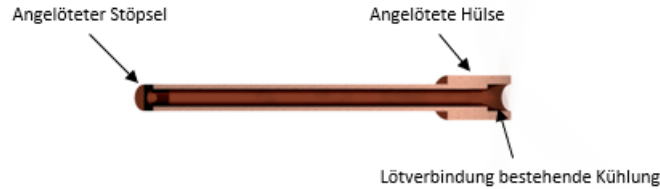


Abbildung 3.3: Konstruktion der Heatpipeverlängerung

Konzept

Es wird eine bestehende Kühlung mit flüssigem Stickstoff verwendet und um eine Sauerstoffheatpipe für den Wärmetransport zur Wärmesenke erweitert. Es wird sich im Bereich der Kühlung an der Außenseite der Heatpipe die Temperatur entsprechend der Siedetemperatur von Stickstoff bei Atmosphärendruck einstellen. Diese liegt bei $T_K = 77.3 \text{ K}$ [29]. Für die Temperatur in der Heatpipe T_H gilt, dass sie sich entsprechend des Drucks in der Heatpipe entlang der Siedelinie von Sauerstoff einstellen wird, siehe Tabelle 2.6. Der Druck und damit die genaue Temperatur ist davon abhängig, wie viel Sauerstoff kondensiert ist. Es wird jedoch davon ausgegangen, dass sich die Temperatur im Inneren der Heatpipe in folgenden Grenzen bewegt:

$$T_K = 77.3\text{K} \leq T_H \leq 90 \text{ K} \approx T_S \quad (3.1)$$

Wobei T_S die Siedetemperatur von Sauerstoff bei Atmosphärendruck ist, siehe Abschnitt 2.3.5. Die Wahl des Arbeitsfluids begründet sich folgendermaßen: Die Auswahl der Fluide ist begrenzt, da das Fluid nur in einem Temperaturbereich zwischen dem Schmelzpunkt und dem kritischen Punkt arbeitsfähig ist, siehe Abschnitt 2.5. Somit muss der Schmelzpunkt des Fluids unter 77.3 K liegen, da das Fluid sonst gefriert. Bei niedrigen Temperaturen von bis zu 77.3 K kommen von den gängigen Arbeitsfluiden nur Sauerstoff, Fluor und Stickstoff infrage [30]. Wobei Fluor wegen der schweren Handhabung ausscheidet. Des Weiteren ist in dem Bereich zwischen $70 \text{ K} - 95 \text{ K}$ Sauerstoff das optimale Fluid zum Betreiben einer Heatpipe [31].

Konstruktive Umsetzung

Das Kupferrohr der Heliumzufuhr des Vorgängerprojektes wird mittels einer Lötverbindung verlängert und durch einen angelöteten Stöpsel verschlossen. Anschließend wird das Rohr von dem anderen Ende evakuiert und mit Sauerstoff geflutet. Als zurücktreibende Kraft, welche das Fluid nach der Kondensation wieder zum warmen Teil der Heatpipe zu befördert,

dient die Schwerkraft. Am oberen Ende wird ein Überströmventil angebracht und auf 2 bar über Atmosphärendruck eingestellt. Dies verhindert, dass der Druck in der Heatpipe beim Erwärmen diesen Wert überschreitet. So wird gewährleistet, dass der experimentelle Aufbau nicht durch einen zu hohen Druck beschädigt wird.

3.2.2 Gehäuse

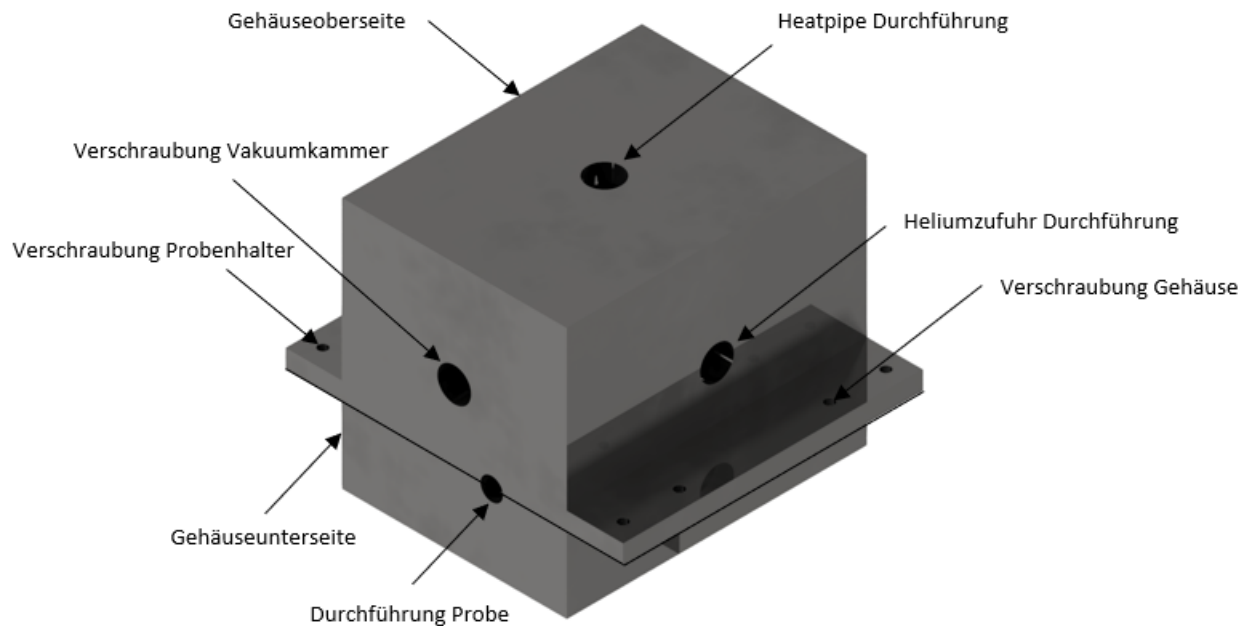


Abbildung 3.4: Konstruktion des Gehäuses

Konzept

Das Gehäuse hat die Funktion durch seine thermische Trägheit, die Wände der Vakuunkammer vor zu großer Abkühlung zu schützen und wird gleichzeitig zur Lagerung der einzelnen Bauteile verwendet. Daraus lassen sich folgende Anforderungen an das Material ableiten. Es sollte eine niedrige Wärmeleitfähigkeit haben, dies sorgt dafür, dass auch bei hohen Temperaturgradienten die Wärmeströme nicht zu groß werden, siehe Gleichung 2.14. Außerdem sollte das Produkt aus spezifischer Wärmekapazität und Dichte groß sein. Dieses gibt die Energie an, die pro Volumen eingebracht werden muss, um das Gehäuse um 1K zu erwärmen und ist somit ein Volumen bezogenes Maß für die thermische Trägheit. Es ist sinnvoller ein Volumen bezogenes Maß zu verwenden, da der Bauraum begrenzt ist, während die Masse des Gehäuses eine untergeordnete Rolle spielt. Als Material wird Edelstahl gewählt. Dieser ist für den Gebrauch im Vakuum geeignet. Die verwendete Stahlsorte hat verglichen mit den meisten reinen Metallen eine niedrige Wärmeleitfähigkeit [14]. Au-

ßerdem ist auch das Produkt aus Dichte und Wärmekapazität groß gegenüber gängigen Alternativen, siehe Tabelle A.1. Kühlt das Gehäuse zu schnell ab, ist denkbar das Konzept um eine aktive Heizung zu erweitern.

Konstruktive Umsetzung

Da die Probe sich innerhalb des Gehäuses befindet, muss dieses zweiteilig gestaltet werden. Beide Hälften werden als Frästeil ausgelegt. Die Wandstärke ist mit 5 mm recht dick gewählt, um den Effekt der thermischen Isolation durch Trägheit zu verstärken. Die Befestigung des Gehäuses erfolgt über zwei Gewindestangen. Es müssen 381.1 J Wärme entzogen werden, um das Gehäuse von Raumtemperatur um ein Grad abzukühlen. Bei einem Wolframdraht mit $16 \mu\text{m}$ Durchmesser und 80 mm Länge sind es hingegen $4.1 \times 10^{-5} \text{ J}$. Somit muss dem Gehäuse ca. neun Millionen mal mehr Wärme entzogen werden als dem Draht, um von Raumtemperatur aus die gleiche Temperaturänderung zu erzielen.

3.2.3 Wärmesenke

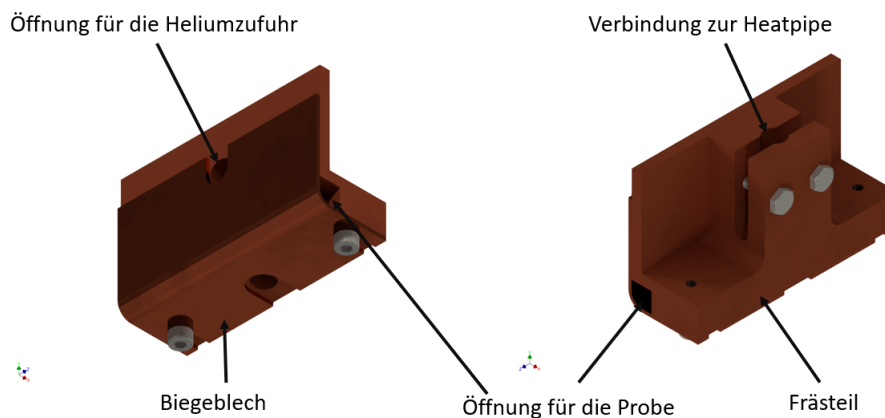


Abbildung 3.5: Konstruktion der Wärmesenke

Konzept

Die Funktion der Wärmesenke ist es durch das Helium die Probe zu kühlen. Die Wärmeleitfähigkeit des Materials sollte möglichst groß sein, da eine Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit den Wärmestrom zwischen dem Bereich der Probe und dem der Heatpipe bei konstantem Temperaturgradienten erhöht, siehe Gleichung 2.14. Als Werkstoff für die Wärmesenke wird Kupfer verwendet. Kupfer hat die zweit höchste Wärmeleitfähigkeit unter den Metallen, siehe Abschnitt 2.3.2. Außerdem wird in der Fachliteratur empfohlen Kupfer in der Vakuumtechnik für Kühlkörper zu verwenden [19].

Konstruktive Umsetzung

Die Wärmesenke wird an der Heatpipe über eine Klemmverbindungen befestigt. Dies ermöglicht eine einfache Montage und Demontage. Unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten (Wärmesenke/Heatpipe) würden die Verbindung schwächen oder zusätzliche Kräfte induzieren. Da jedoch beide Bauteile aus Kupfer sind, spielt dies keine Rolle. Der Bauraum ist stark begrenzt, deshalb wird die Wärmesenke asymmetrisch aufgebaut. Die Wärmesenke soll die Probe umschließen, weshalb sie zweiteilig ausgeführt wird. Der Teil, welcher mit der Heatpipe verbunden ist, wird als Frästeil ausgelegt, der andere als ein gebogenes Blech.

3.2.4 Heliumzufuhr

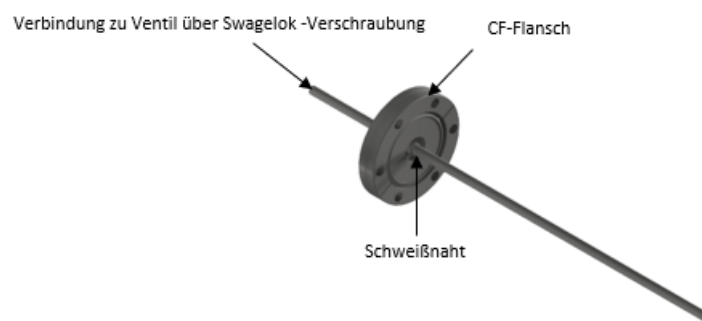


Abbildung 3.6: Konstruktion der Heliumzufuhr

Konzept

Durch den Heliumzufluss lässt sich die lokale Dichte steuern. Das Helium dient als Wärmeübertragungsmedium zwischen der Probe und der Wärmesenke. Helium wird verwendet, weil es eine hohe Wärmeleitfähigkeit hat und unter den Anwendungsbedingungen noch gasförmig ist. Dies wird damit begründet, dass die Gastemperatur T_g im Experiment größer sein wird als die Temperatur von Helium am kritischen Punkt $T_{H_{krit}}$, siehe Abschnitt 2.3.4:

$$T_g > T_K = 77.3 \text{ K} > T_{H_{krit}} = 5.2 \text{ K} \quad (3.2)$$

Außerdem ist die Vergleichbarkeit zum Vorgängerexperiment gewährleistet, da hier bereits Helium verwendet wurde.

Konstruktive Umsetzung

Die Heliumzufuhr wird durch ein gerades Rohr, welches durch einen CF-Flansch aus der Vakuumkammer herausgeführt wird, realisiert. Die Verbindung CF-Flansch-Rohr wird als

Schweißverbindung umgesetzt. Die genaue Positionierung der Schweißnaht erfolgt im zusammengebauten Zustand. Zur Steuerung des Volumenstroms wird der Massendurchflussregler *1179C12CR1BV* der Firma *MKS* mit dazugehörigem Steuergerät *Multi Channel Flow Ratio/Pressure Controller Type 647C* verwendet. Der Durchfluss kann für Helium in einem Bereich von 1.45 bis 145 sccm¹ geregelt werden.

3.2.5 Probe

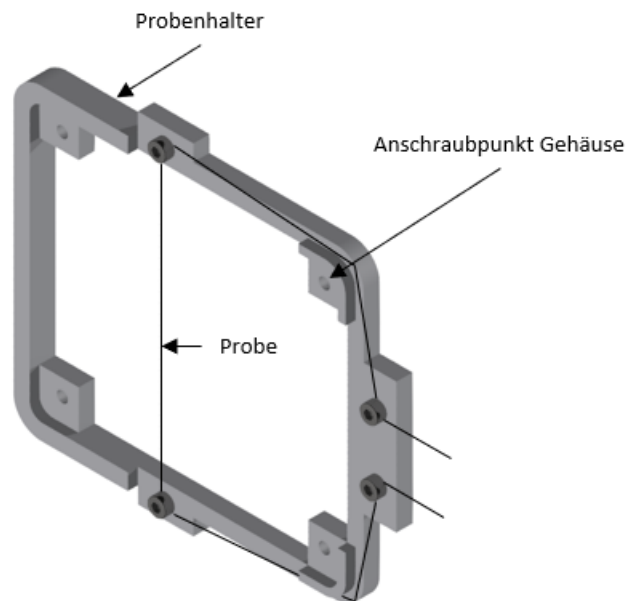


Abbildung 3.7: Konstruktion des Probenhalters

Konzept

Die Probe wird in diesem Experiment durch ein Thermoelement vom Typ K abgebildet. Dieses fungiert als Modell des Wolframdrahts, welcher in GIRAFFE gekühlt werden soll. Mit dem Thermoelement ist es möglich den nötigen Temperaturbereich zu messen, siehe Abschnitt 2.4. Außerdem ist die Vergleichbarkeit zum Vorgängerexperiment gewährleistet, da hier genauso vorgegangen wurde. Des Weiteren kann so die bereits vorliegende Thermoelementdurchführung genutzt werden.

¹sccm bezeichnet die Angabe eines Massendurchflusses durch einen Volumendurchfluss in cm³/min unter Standardbedingungen (1013.25 hPa und 273.15 K).

Konstruktive Umsetzung

Die Probe wird in einem Probenhalter eingespannt. Dieser wird als Rahmen gestaltet, der mit der Gehäuseoberseite verschraubt wird. Dies erlaubt eine vorab Positionierung der Probe, verbraucht keinen der begrenzten Zugänge zur Vakuumkammer und erleichtert die Montage. Damit die Temperatur der Probe durch den Probenhalter möglichst wenig beeinflusst wird, sollte dieser eine niedrige Wärmeleitfähigkeit haben. Für den Fall, dass ein blanker Teil des Thermodrahtes den Probenhalter berührt, muss er elektrisch isolieren, da sonst die Messung gestört wird. Als Material wird PEEK verwendet. PEEK ist gut für die elektrische Isolation geeignet. Außerdem neigt PEEK zu einer geringen Gasabgabe, weshalb es für Vakuumanwendungen geeignet ist [32]. Die Wärmeleitfähigkeit ist mit 0.25 W/mK deutlich niedriger als die aller Metalle, jedoch verglichen mit vielen anderen Kunststoffen weder besonders hoch noch besonders niedrig [32]. Die minimale Anwendungstemperatur beträgt 208.15 K [33]. Es zeigt sich im Experiment, dass sich die Probe nach Abschalten des Volumenstromes in allen Experimenten wieder auf Temperaturen größer 260 K erwärmt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Temperatur von 208.15 K im Probenhalter nie unterschritten wird.

3.3 Weitere die Konstruktion betreffende Angaben

Thermische Isolation

Soweit möglich, werden Festkörperkontakte vermieden. Hierzu dient ein Mindestabstand von 10 mm . Alle Teile, welche im Gehäuse abgestützt werden, werden durch Kunststoffhülsen isoliert, um so den Wärmetransport zu verringern. Eine dieser Hülsen hat direkten Kontakt mit der Heatpipe, wo Temperaturen bis zu 77.3 K erwartet werden, dementsprechend hoch sind die Anforderungen an die Anwendbarkeit bei kryogenen Temperaturen. Als Material wird PTFE verwendet. PTFE versprödet auch bei niedrigen Temperaturen bis 4.15 K nicht, die minimale Anwendungstemperatur beträgt 73.15 K [32]. Außerdem wird PTFE wegen seiner geringen Gasabgabe in der Vakuumtechnik häufig verwendet [19]. Die Wärmeleitfähigkeit ist mit 0.25 W/mK deutlich niedriger als die aller Metalle, jedoch verglichen mit vielen Kunststoffen weder besonders hoch noch besonders niedrig [32].

Verbindungselemente

Alle nicht vorher beschriebenen Verbindungen werden als Schraubverbindungen ausgeführt, da diese eine erneute Montage und Demontage des Experiments erlauben. Diese werden soweit möglich so ausgeführt, dass sie von der Unterseite eingebaut werden können, da dies die Montage erheblich erleichtert. Aus dem gleichen Grund werden nach Möglichkeit Innengewinde verwendet.

Gasanschluss

Als Verbindungselemente für Rohre und Schläuche werden Klemmringverschraubungen der Firma *Swagelok* verwendet.

Pumpe

Es werden zwei Pumpen der Firma *leybold* verwendet. Eine Drehschieberpumpe vom Typ *TRIVAC D 16 B* wird als Vorpumpe verwendet und sobald der Druck klein genug ist, wird eine Turbomolekularpumpe vom Typ *Turbovac 50* zum Erreichen des Hochvakuums verwendet.

Druckmessung

Die Druckmessung erfolgt mittels der Druckmessdose *Compact FullRange Gauge PKR 251* der Firma *Pfeiffer VACUUM*. Diese ist auf Messungen mit Luft kalibriert, weshalb der angezeigte Druck nicht der reale Druck ist. Im relevanten Bereich $10^{-2} - 10^{-7}$ mbar ist die Zuordnung gemessener Druck p zu realem Druck p_{eff} nicht linear [34]. Außerdem ist die Druckmessdose, welche den Druck in GIRAFFE misst auch nicht auf Helium kalibriert. Deshalb werden die Messergebnisse alle auf den gemessenen Druck bezogen. Einzelne reale Druckwerte können bei Interesse aus folgender Kurve abgelesen werden:

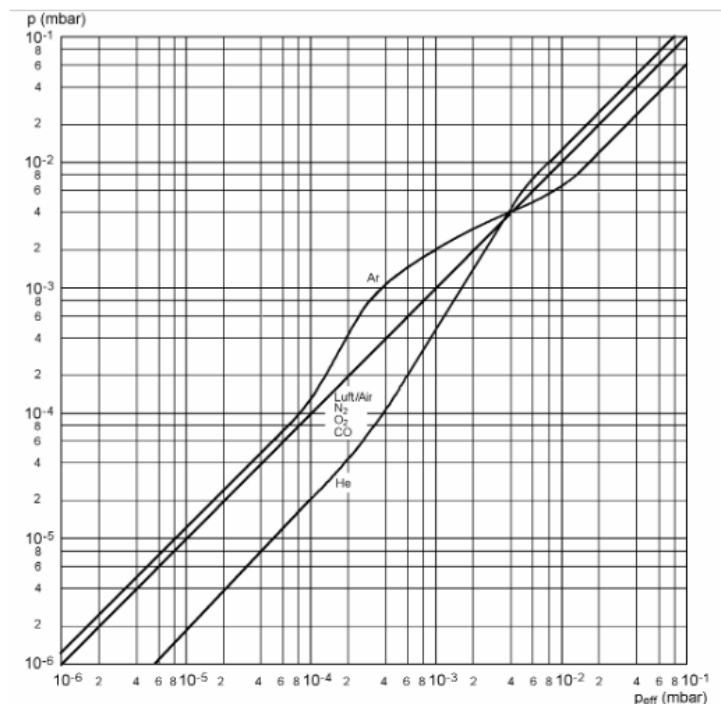


Abbildung 3.8: Druckmessung Kennkurve [34]

Kapitel 4

Berechnung

Ziel dieses Kapitels ist es, auf Basis des Konzeptes die verschiedenen Verlustmechanismen zu beschreiben und Parameter für die Konstruktion abzuleiten, um den Wärmestrom zu maximieren. Es soll unter anderem untersucht werden, ob eine Dichteveränderung den Wärmetransport beeinflusst. Außerdem wird eine Näherungslösung für die Probertemperatur T_1 hergeleitet.

4.1 Wärmeströme

Um die Verluste abschätzen zu können, werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

- Die Wärmesenke und die Probe werden als 2 ineinander steckende Zylinder angenähert. Für dieses Kapitel gilt $R_1 = 0.0625$ mm ist der Außenradius der Probe und R_2 ist der Innenradius der Wärmesenke. Um die kontaktfreie Montierbarkeit der Probe zu gewährleisten wird $R_2 \geq 3$ mm angenommen.
- Die mittlere freie Weglänge ist groß gegen die makroskopischen Abmessungen des Aufbaus $K_n > 10$, weshalb eine Molekularströmung vorliegt, siehe Abschnitt 2.1.3. Daraus ergibt sich, dass sich keine makroskopische Strömung ausbildet und somit Konvektion keine Rolle spielt.
- Die materielle Wärmeübertragung außerhalb der Probe erfolgt nach der Näherungslösung von Lees und Liu für 2 konzentrische Zylinder, siehe Abschnitt 2.2.3.
- Sowohl die Wärmesenke als auch die Probe sind diffus graue Oberflächenstrahler, so dass die Austauschbeziehungen gemäß Abschnitt 2.2.1 anwendbar sind.
- Die Temperatur der Wärmesenke T_2 ist konstant und entspricht der Siedetemperatur

von Sauerstoff bei Atmosphärendruck $T_2 = 90$ K, siehe Abschnitt 2.3.5.

- Die Heliumtemperatur entspricht der Temperatur der Wärmesenke $T_g = T_2$. Dies wird damit begründet, dass selbst mit $R_{2min} = 3$ mm wegen $\frac{R_2}{R_1} = 48$, $R_1 \ll R_2$ gilt und somit das Helium deutlich öfter mit der Wärmesenke stößt als mit der Probe. Für die Wärmeleitfähigkeit von Helium im Kontinuum wird die Wärmeleitfähigkeit bei normal Druck und 90 K verwendet $\lambda_{kont} = \lambda_{He} = 0.0685$ W/(mK) siehe Abschnitt 2.3.4.
- Helium verhält sich unter den vorliegenden Bedingungen wie ein ideales Gas.
- Da Messdaten in dem relevanten Temperatur- und Druckbereich fehlen, wird der Akkommodationskoeffizient von Helium auf Wolfram bei 304.62 K verwendet: $\gamma_1 = 0.0167$ [15]
- Es wird angenommen, dass ein Wolframdraht gekühlt wird und nicht das Thermoelement, welches diesen simuliert.
- Die Wärmeleitfähigkeit von Wolfram ist konstant. Die Wärmeleitfähigkeit von Wolfram bewegt sich in dem relevanten Temperaturbereich 90–300 K zwischen 252–174 W/mK, siehe Abschnitt 2.3.1. Im folgenden wird der Worst Case angenommen, also eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_W = 252$ W/mK.

4.1.1 Wärmetransport durch Strahlung

Für zwei ineinander steckende Zylinder konstanter Temperatur mit $R \ll L$ gilt näherungsweise gemäß Gleichungen 2.11-2.13:

$$\dot{Q}_s = 2\pi R_1 (T_1^4 - T_2^4) \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right) \frac{R_1}{R_2}} \quad (4.1)$$

Es zeigt sich, dass die abgegebene Strahlung maximiert wird, wenn der Radius des Außenzylinders maximiert wird. Jedoch spielt der Wärmetransport durch Strahlung wegen der T^4 -Abhängigkeit und der niedrigen Temperaturen eher eine untergeordnete Rolle und wird deshalb im folgenden vernachlässigt.

4.1.2 Materieller Wärmetransport nach Lees und Liu

Es folgt die Betrachtung des Wärmestroms nach der Näherungslösung von Lees und Liu für den Wärmetransport zwischen zwei konzentrischen Zylindern, siehe Abschnitt 2.2.3. Im folgenden wird die Anwendbarkeit der Gleichung diskutiert. Die Bedingung der vollständigen Akkommodation am Außenzylinder ist nach [14] gut erfüllt, wenn $R_1 \ll R_2$. Dies ist wie bereits in der Einleitung des Abschnitts erwähnt, selbst mit $R_{2min} = 3$

mm gut erfüllt. Bei Helium handelt es sich um ein einatomiges Gas, dies ist ebenfalls wichtig für die Anwendbarkeit der Gleichung. Es folgt aus Gleichung 2.22:

$$\dot{Q}_m = \int \dot{q}_m dA \quad (4.2)$$

$$= \int \frac{\lambda_{He}}{R_1} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} dA \quad (4.3)$$

$$= \int 2\pi \lambda_{He} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} dz \quad (4.4)$$

Es liegt nun nahe, den Wärmestrom zu maximieren. Die einzigen Parameter auf die sich direkt Einfluss nehmen lässt, sind der Innenradius der Wärmesenke und der Druck. Der Akkommodationskoeffizient, der Außenradius der Probe und der Wärmeleitkoeffizient sind durch die Probe und das Kühlgas festgelegt. Der Wärmestrom wird maximal wenn $\frac{R_2}{R_1}$ möglichst klein und p möglichst groß ist. Daraus lassen sich folgende Dinge für die Konstruktion ableiten. R_2 sollte möglichst klein gewählt werden und somit die Wand der Wärmesenke möglichst nahe an der Probe sein. Da der Druck in der Wärmesenke über den Volumenstrom gesteuert werden kann, sollte es möglich sein die Proben temperatur über den Volumenstrom zu steuern. Für $R_2 = R_{2_{min}} = 3$ mm ergibt sich folgendes:

$$\dot{Q}_m = \int \frac{T_1 - 90 \text{ K}}{8.9945 \text{ mK/W} + \frac{0.2976 \text{ mK/W bar}}{p}} dz \quad (4.5)$$

4.2 Modellierung der Wärmeleitung im Draht

In diesem Abschnitt wird mittels der vorherigen Ergebnisse eine Näherungslösung zur Beschreibung der Proben temperatur im stationären Fall hergeleitet.

Herleitung der Gleichung

Es wird die Fourier'sche DGL für den stationären 1-D Fall mit konstanter Wärmeleitfähigkeit verwendet, siehe Gleichung 2.16. Die Verluste werden über eine temperaturabhängige Wärmequell dichte modelliert.

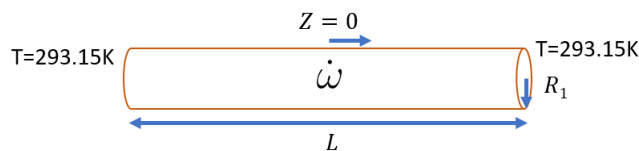


Abbildung 4.1: Wärmeleitung im Stab

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} + \frac{\dot{\omega}(T_1)}{\lambda_W} = 0 \quad (4.6)$$

Folgende Annahmen werden ergänzend getroffen:

- Der Einfluss der Strahlung wird aus folgenden Gründen vernachlässigt. Wegen der Abhängigkeit von T^4 ist der Einfluss bei den niedrigen Temperaturen sehr klein. Es sei gesagt, dass Strahlung die Kühlung zum Positiven beeinflussen wird, sodass die tatsächlichen Ergebnisse vermutlich minimal besser ausfallen, als die Rechnung annehmen lässt $\dot{Q} = \dot{Q}_m + \dot{Q}_s$.
- Die Temperatur über den Querschnitt der Probe ist aufgrund des kleinen Radius und der hohen Wärmeleitfähigkeit der Probe konstant. $\frac{\partial T_1}{\partial r} = 0$
- Wegen Symmetrie gilt $\frac{\partial T_1}{\partial z}|_{z=0} = 0$
- Die Temperatur am Probenhalter entspricht Raumtemperatur $T_1|_{z=l_2/2=40\text{mm}} = 293.15 \text{ K}$
- Da die Probe nur auf einen Abschnitt $< l_2$ gekühlt werden kann, wird ab $z = l_1/2 = 30 \text{ mm}$ die Differentialgleichung für $\dot{\omega} = 0$ gelöst.
- Bei $z = l_1/2$ gilt, dass sowohl die Temperatur als auch die erste Ableitung stetig sind. Eine Unstetigkeit in der ersten Ableitung würde die Energieerhaltung verletzen, da dies nach dem Fourier'schen Gesetz, siehe Gleichung 2.14, zu einem Sprung in dem Wärmestrom führen würde. Der Draht kann als Kontinuum betrachtet werden, weshalb auch der Temperaturverlauf stetig sein muss.

Wärmequellichte

Im folgenden wird die temperaturabhängige Quelldichte so berechnet, dass sie die Verluste, die nach Lees und Liu durch den materiellen Transport entstehen, abbildet. Hierbei zeigen der materielle Wärmestrom und der durch die Quelldichte in die gleiche Richtung, weshalb $\dot{Q}_{\text{Quell}} = -\dot{Q}_m$ gilt.



Abbildung 4.2: Bilanzierung der Wärmeströme

$$\dot{Q}_{\text{Quell}} = \int \dot{\omega}(T_1) dV = \int \pi R_1^2 \dot{\omega}(T_1) dz = \int 2\pi \lambda_{He} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} dz = -\dot{Q}_m \quad (4.7)$$

$$\dot{Q}_{\text{Quell}} + \dot{Q}_m = 0 \quad (4.8)$$

$$\int \pi R_1^2 \dot{\omega} - 2\pi \lambda_{He} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} dz = 0 \quad \forall z \quad (4.9)$$

$$\rightarrow \pi R_1^2 \dot{\omega} - 2\pi \lambda_{He} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} = 0 \quad (4.10)$$

$$\frac{2\lambda_{He}}{R_1^2} \frac{T_1 - T_2}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} = \dot{\omega} \quad (4.11)$$

Differentialgleichung

Durch das Einsetzen von Gleichung 4.11 in 4.6 ergibt sich folgende lineare inhomogene Differentialgleichung 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten:

$$a' = \frac{2\lambda_{He}}{R_1^2 \lambda_W} \frac{1}{\ln(R_2/R_1) + \frac{15}{4} \frac{k_b T_g}{R_1 \gamma_1 \sqrt{2\pi} d_m^2 p}} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} - a' T(z) = -a' T_2 \quad (4.13)$$

Diese lässt sich nach einem Verfahren welches von Karpfinger in [35] beschrieben wird analytisch lösen und führt zu folgendem Ergebnis:

$$T_1 = C_1 e^{\sqrt{a'} z} + C_2 e^{-\sqrt{a'} z} + T_2 \quad (4.14)$$

Für $z > 30 \text{ mm}$ mit $\dot{\omega} = 0$ ergibt sich

$$T_1 = C_3 + C_4(z - 30 \text{ mm}) \quad (4.15)$$

Randbedingungen

Durch die oben genannten Randbedingungen ergibt sich:

$$C_1 = C_2 = \frac{293.15 \text{ K} - T_2}{e^{\sqrt{a'} l_1/2} (1 + (l_2/2 - l_1/2) \sqrt{a'}) + e^{-\sqrt{a'} l_1/2} (1 - (l_2/2 - l_1/2) \sqrt{a'})} \quad (4.16)$$

$$C_3 = C_1 (e^{\sqrt{a'} l_1/2} + e^{-\sqrt{a'} l_1/2}) + T_2 \quad (4.17)$$

$$C_4 = C_1 \sqrt{a'} (e^{\sqrt{a'} l_1/2} - e^{-\sqrt{a'} l_1/2}) \quad (4.18)$$

Ergebnis

Die folgende Abbildung zeigt die Lösung der DGL entlang z bei Variation des Druckes:

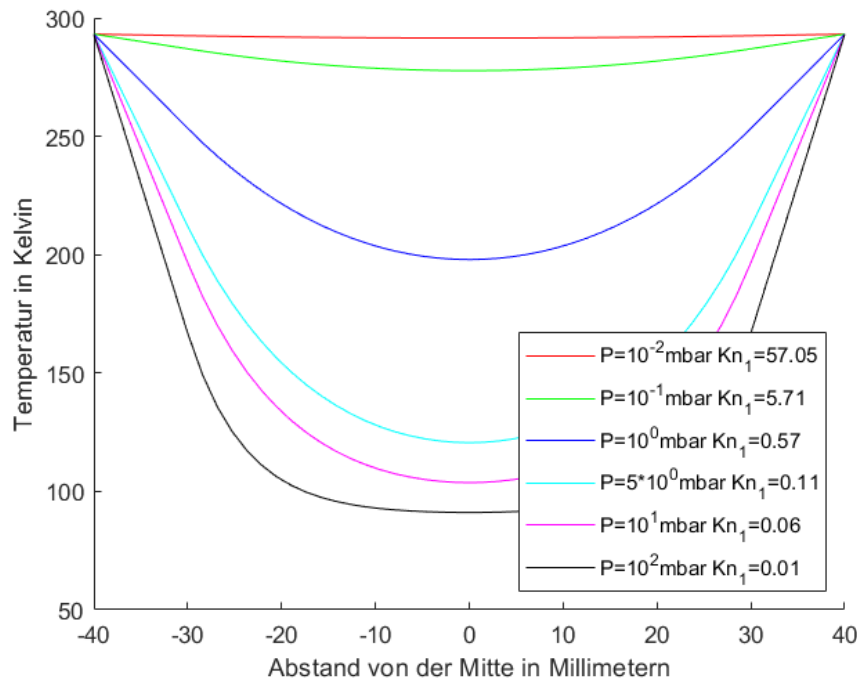


Abbildung 4.3: Temperaturverteilung

Das Modell bestätigt die Realisierbarkeit des Konzepts. Die Zieltemperatur wird nach der Rechnung bei 5 mbar erreicht. Allerdings trifft das Modell einige Vereinfachungen, deren Einfluss im folgenden diskutiert wird. Die zur Zieltemperatur gehörige Knudsenzahl ist mit $Kn_1 = 0.11$ so klein, dass die Strömung dem Transitionsgebiet und nicht dem Gebiet der freien Molekülbewegung zugeordnet wird, weshalb die Annahme, dass sich keine makroskopische Strömung ausbildet und Konvektion deshalb keine Rolle spielt, nach diesem Modell falsch ist. Es wird jedoch vermutet, dass sich dies positiv auf die tatsächliche Kühlwirkung auswirken. Als konstant angenommene Materialparameter sind in der Realität temperaturabhängig, allerdings wurde darauf geachtet, dass sie eine obere Abschätzung für die benötigte Kühlleistung abbilden. Insbesondere der Akkommodationskoeffizient bringt eine große Ungenauigkeit mit sich. So würde bei vollständiger Akkommodation bereits bei 10^{-1} mbar mit einer Knudsenzahl $Kn_1 = 6.52$ die Zieltemperatur erreicht werden. Da die Annahmen wie eben diskutiert insgesamt eher konservativer Art sind, lässt sich vermuten, dass die reale Kühlung bessere Ergebnisse liefert, als das Modell vorhersagt. Die Messungen bestätigen, dass das Konzept funktioniert. Es kann jedoch nicht überprüft werden, wie genau die Messungen mit dem Modell übereinstimmen, da es nicht möglich ist den Druck in der Wärmesenke zu messen.

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau

5.1 Allgemeiner Aufbau

Die folgende Grafik stellt den schematischen Aufbau des Experiments dar und dient der Veranschaulichung der Versuche. Für die Erläuterung irrelevante Bauteile werden wegen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.

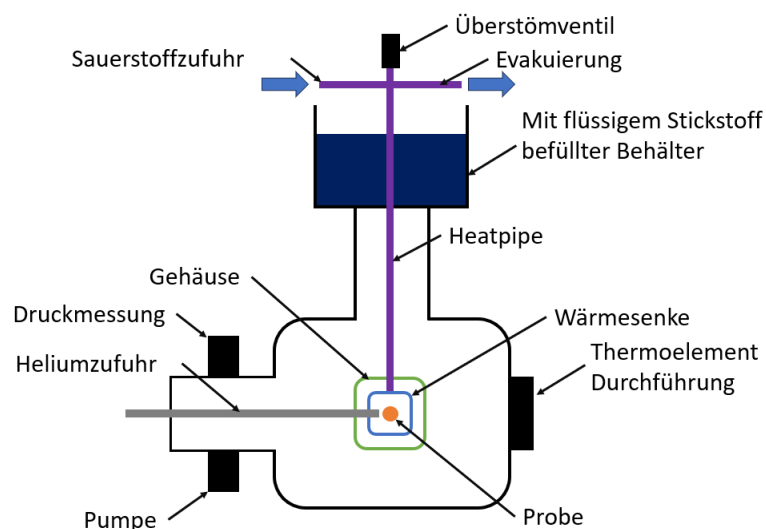


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

Es werden der Kammerdruck, die Temperatur der Probe, die Temperatur der Wärmesenke und die Außentemperatur der Vakuummotte messtechnisch erfasst.

5.2 Versuch 1 Abkühlverhalten der Wärmesenke

In diesem Versuch wird das Abkühlverhalten der Wärmesenke betrachtet. Ziel ist es zu untersuchen, ob die Sauerstoff-Heatpipe funktioniert und die Zielabkühlzeit von einer halben Stunde unterschritten wird.

Ablauf

Die Vakuumkammer liegt im evakuierten Zustand vor. Daraufhin wird die Heatpipe evakuiert, dies soll die in ihr enthaltene Luft entfernen und dafür sorgen, dass sich kein Gaskissen bildet, welches den flüssigen Sauerstoff in dem oberen Bereich der Heatpipe am Herunterlaufen hindert. Anschließend wird der Stickstoffbehälter befüllt, so dass sich die Heatpipe im oberen Bereich abkühlt. Es muss darauf geachtet werden nicht zu viel Stickstoff einzufüllen, da eine zu große Abkühlung des Aufbaus, durch Verformungen an den Flanschen, den Kammerdruck ansteigen lässt. Danach wird die Heatpipe mit Sauerstoff befüllt. Der Füllstand lässt sich aufgrund der Kondensation des Sauerstoffes nicht genau bestimmen. Der Druck in der Heatpipe lässt sich dem Druckminderer der Sauerstoffflasche entnehmen. Um die Abkühlrate nicht abflachen zu lassen, muss immer wieder Sauerstoff nachgefüllt werden. Gleichzeitig muss darauf geachtet werden die Sauerstoffmenge in der Heatpipe nicht zu groß werden zu lassen, da dies zu einem oszillierenden Verhalten der Heatpipe führen kann, was später weiter diskutiert wird. Dieser Ablauf wird dreimal durchgeführt.

Auswertungsmethoden

Die Temperatur der Wärmesenke weist asymptotisches Verhalten auf, weshalb es sehr lange dauert, bis die Temperaturänderung zum Erliegen kommt. Deshalb wird die Zeit von dem Punkt, an dem Stickstoff eingefüllt wird, bis dahin, wo die Temperatur der Wärmesenke 90 K erstmals unterschreitet, betrachtet. Dies entspricht der Siedetemperatur von Sauerstoff bei Atmosphärendruck.

5.3 Versuch 2 Abkühl/- und Aufwärmverhalten der Probe

In diesem Versuch wird das Abkühl/- und Aufwärmverhalten der Probe betrachtet. Ziel ist es zu untersuchen, ob die Abkühl/- und Aufwärmzeit der Probe zusammen eine Zeit von einer halben Stunde unterschreiten. So soll gewährleistet werden, dass mehrere Experimente an einem Tag durchgeführt werden können.

Ablauf

Bei 0 sccm und kalter Wärmesenke wird der Volumenstrom auf die in Versuch 3 ermittelten 7 sccm erhöht und nach Erreichen der Zieltemperatur von 120 K wieder abgeschaltet. Dies wird dreimal wiederholt.

Auswertungsmethoden

Aufgrund des asymptotischen Verhaltens der Proben­temperatur wird als Abkühlzeit die Zeit vom Einschalten des Volumenstromes bis zu dem Zeitpunkt, wo die Proben­temperatur 120 K erstmals unterschreitet, betrachtet und als Aufwärmzeit die Zeit vom Abschalten des Volumenstromes bis zu dem Zeitpunkt, wo die Proben­temperatur 1 Grad unter der Starttemperatur ist.

5.4 Versuch 3 Gleichgewichtstemperaturen

In diesem Versuch wird das Abkühlverhalten der Probe betrachtet. Ziel dieses Versuches ist es zu ermitteln, wie hoch der benötigte Volumenstrom ist, um die Zieltemperatur zu erreichen und zu untersuchen, ob sich die Proben­temperatur über den Volumenstrom steuern lässt, sowie herauszufinden, ob der Kammerdruck bei der Zieltemperatur von 120 K zu groß für den Beschleunigerbetrieb ist. Außerdem sollen die Abkühlraten bei unterschiedlichen Volumenströmen qualitativ verglichen werden. Hierzu werden zwei verschiedene experimentelle Abläufe durchgeführt.

Erster Ablauf Plateaukurven

Beginnend von der Gleichgewichtstemperatur bei 0 sccm und kalter Wärmesenke wird die Durchflussmenge erhöht, bis die Zieltemperatur erreicht wird. Hierbei wird nach jeder Erhöhung gewartet, bis die Temperatur in Sättigung geht. Dieses Experiment wird dreimal wiederholt.

Zweiter Ablauf Abkühlraten

Beginnend von der Gleichgewichtstemperatur bei 0 sccm und kalter Wärmesenke wird bei gleichbleibendem Volumenstrom die Temperatur in die Sättigung überführt. Dies wird für verschiedene Volumenströme durchgeführt. Dieser Aufbau ist deutlich zeitintensiver, da vor jeder sccm Erhöhung der Volumenstrom erst abgeschaltet werden muss, bis sich die Probe wieder aufgewärmt hat. Deshalb wird dies für jeden Volumenstrom auch nur einmal durchgeführt und dient vor allem dem qualitativen Vergleich der Abkühlraten.

Auswertungsmethoden

Die Gleichgewichtstemperaturen können aufgrund des asymptotischen Verhaltens und endlicher Laufzeit aus den Daten nicht genau ausgelesen werden. Es ist nicht gewährleistet, dass die Temperaturen zweier Messungen, welche aus den Daten ausgelesen werden können vergleichbar sind, weshalb die Ermittlung dieser durch Kurvenanpassung erfolgt. Hierzu wird mittels der fit-Funktion in Matlab eine Funktion des Typs $T_p = ae^{-bt} + c$ durch die Daten gelegt, wobei T_p die Temperatur der Probe, t die Zeit und a, b, c Parameter des Fittings sind. Von den so ermittelten Kurven wird der Grenzwert $t \rightarrow \infty$ bestimmt. Im folgenden wird eine der so erzeugten Kurven exemplarisch gezeigt.

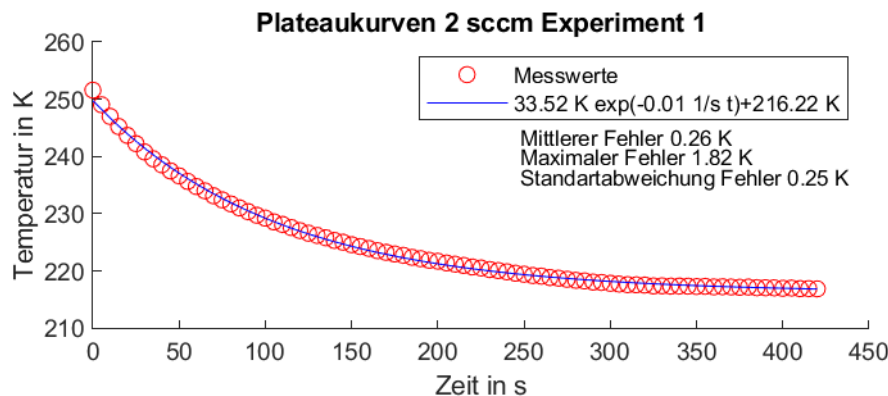


Abbildung 5.2: Fitting Plateaukurven 2 sccm Experiment 1

5.5 Versuch 4 Variation des Kammerdrucks

In diesem Versuch soll der Einfluss des Kammerdrucks auf die Proben temperatur untersucht werden. Ziel ist es herauszufinden ob bei einem niedrigeren Kammerdruck und gleichem Volumenstrom die Gleichgewichtstemperatur mit der in Versuch 3 vergleichbar ist.

Ablauf

Die in den vorangegangenen Experimenten verwendete Pumpe wird durch eine leistungsstärkere ersetzt. Bei 0 sccm und kalter Wärmesenke wird der Volumenstrom auf die in Versuch 3 ermittelten 7 sccm erhöht. Dies wird dreimal wiederholt.

Auswertungsmethoden

Die Auswertungsmethode erfolgt wie bei Versuch 3.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

In dem folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Versuche ausgewertet. Die Benennung statistischer Variablen erfolgt wie in Abschnitt 2.6 eingeführt.

6.1 Versuch 1 Abkühlverhalten der Wärmesenke

Abkühlung

Die folgende Abbildung zeigt die Messkurven des ersten Versuches.

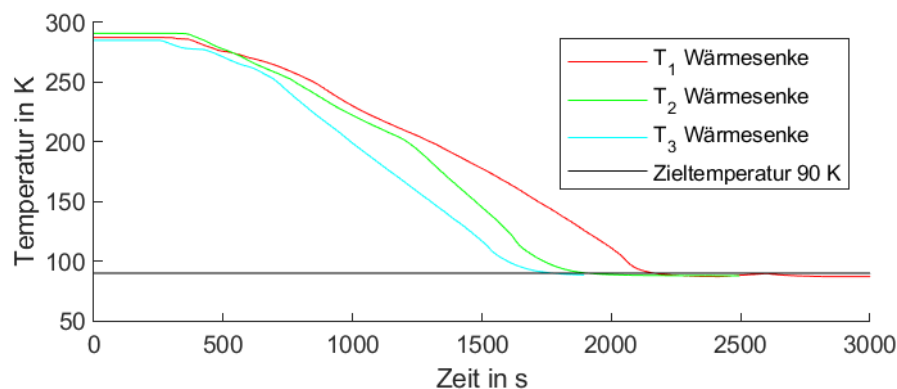


Abbildung 6.1: Vergleich der Abkühlzeiten der Wärmesenke

Die kürzeste Abkühlzeit liegt mit 1780 s knapp unter der Zielzeit von 1800 s, und die längste Abkühlzeit liegt mit 2170 s darüber. Die mittlere Abkühlzeit beträgt 1955 s mit einer Standardabweichung von 198 s.

Oszillation

Es zeigt sich, dass die Temperatur der Wärmesenke unter bestimmten Bedingungen anfängt zu oszillieren. Die folgende Abbildung zeigt exemplarisch das oszillierende Verhalten. Die Periodendauer der gezeigten Schwingung bewegt sich zwischen 545 s und 645 s.

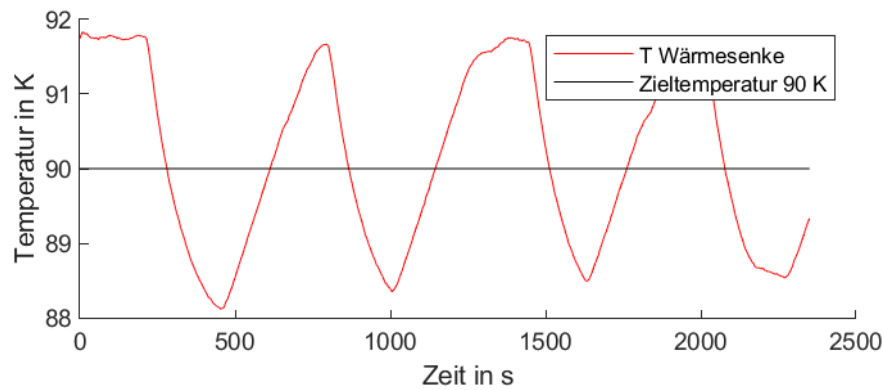


Abbildung 6.2: Oszillation der Temperatur der Wärmesenke

Diskussion

Die Abkühlzeiten variieren stark, sie weisen eine hohe Standardabweichung von 198 s auf, was ca. 10% des Mittelwerts entspricht. Somit ist dieser Versuch nicht gut reproduzierbar, hierfür ist vermutlich die bei jeder Durchführung unterschiedliche Sauerstoffmenge in der Heatpipe verantwortlich. Diese resultiert aus dem manuellen Nachfüllen von Sauerstoff, was erforderlich ist um die Abkühlrate nicht abflachen zu lassen. Die Heatpipe funktioniert, erreicht jedoch nicht ganz die gewünschte Abkühlzeit. Diese Zeit sollte sich aber durch ein leicht geändertes Heatpipedesign noch verbessern lassen, was im Ausblick diskutiert wird. Die Oszillation der Temperatur geht mit sprunghaften Schwankungen des Druckes in dem oberen Bereich der Heatpipe einher. Dies kann dem Druckminderer der Sauerstoffflasche entnommen werden. Bei einem Durchlauf führt das Ablassen von Sauerstoff, während der Druckminderer knapp 2 bar über Atmosphärendruck anzeigt, zum Abklingen des oszillierenden Verhaltens. Deshalb wird vermutet, dass sich in der Heatpipe Gasblasen bilden, welche den flüssigen Sauerstoff im oberen Bereich der Heatpipe am Herunterlaufen hindern. Dies sollte bei dem Design für ein zukünftiges Experiment berücksichtigt werden.

6.2 Versuch 2 Abkühl/- und Aufwärmverhalten der Probe

Die folgende Abbildung zeigt exemplarisch eine Messung des zweiten Versuches.

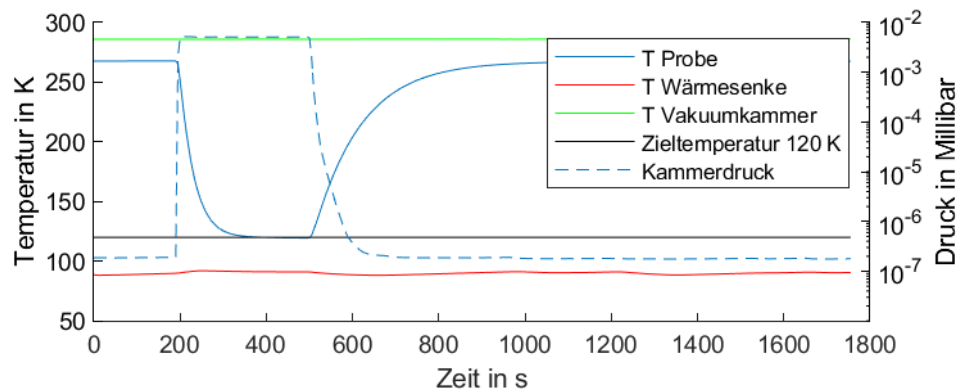


Abbildung 6.3: Abkühl und Aufwärmverhalten Temperatur und Druck

Die folgenden Abbildungen zeigen die für die Auswertung verwendeten Kurven:

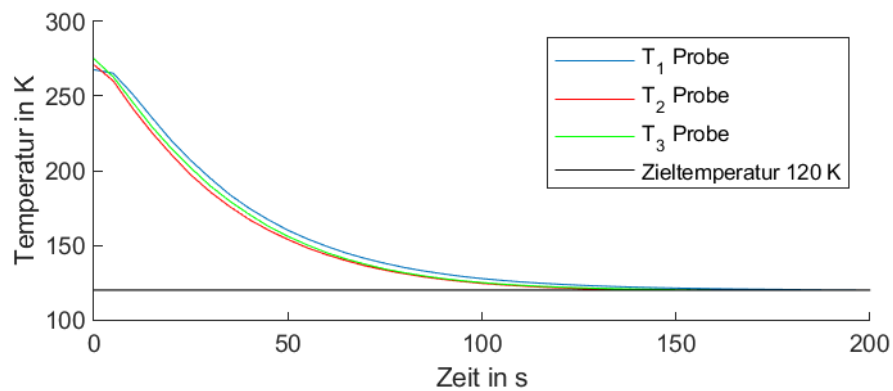


Abbildung 6.4: Vergleich der Abkühlzeiten

Die mittlere Abkühlzeit beträgt 173 s mit einer Standardabweichung von 30 s und einer maximalen Abkühlzeit von 205 s.

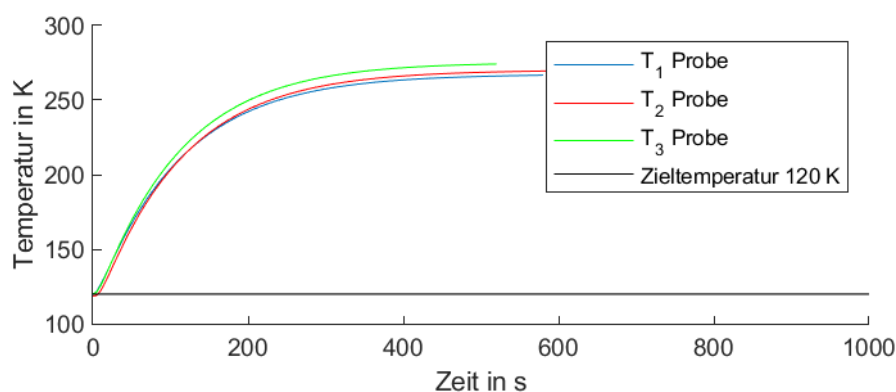


Abbildung 6.5: Vergleich der Aufwärmzeiten

Die mittlere Aufwärmzeit beträgt 605 s mit einer Standardabweichung von 99 s und einer maximalen Aufwärmzeit von 715 s.

Diskussion

Selbst bei maximaler Abkühl- und Aufwärmzeit der Probe wird mit 920 s die Zielzeit von 1800 s deutlich unterschritten. Es ist deshalb kein Problem mehrere Messungen an einem Tag durchzuführen.

6.3 Versuch 3 Gleichgewichtstemperaturen

Plateaukurven

Die folgenden Grafiken zeigen exemplarische Messkurven eines Durchlaufs dieses Versuches.

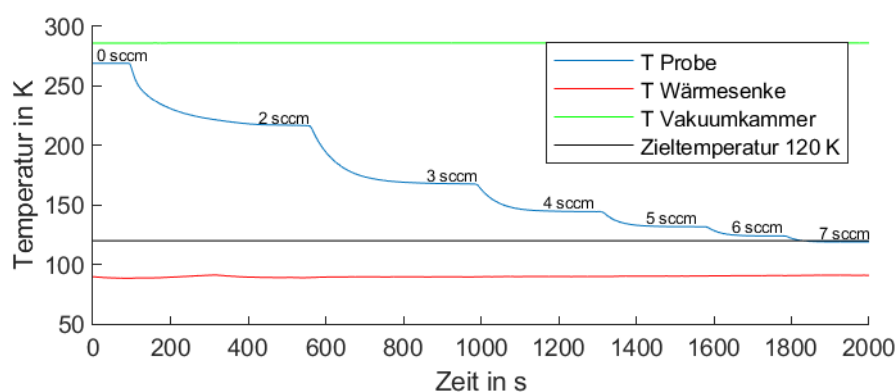


Abbildung 6.6: Plateaukurven Temperatur

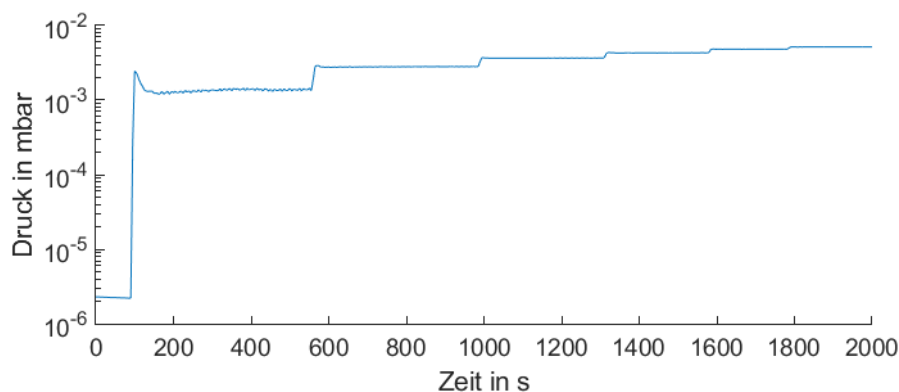


Abbildung 6.7: Plateaukurven Druck

Abbildung 6.6 kann entnommen werden, dass die Proben­temperatur in Sättigung geht. In Abbildung 6.7 zeigt sich ein Überschwingen des Kammerdruckes nach Einschalten des Volumenstromes.

Abkühlraten

Die folgenden Grafiken zeigen exemplarische Messkurven eines Durchlaufs dieses Versuches.

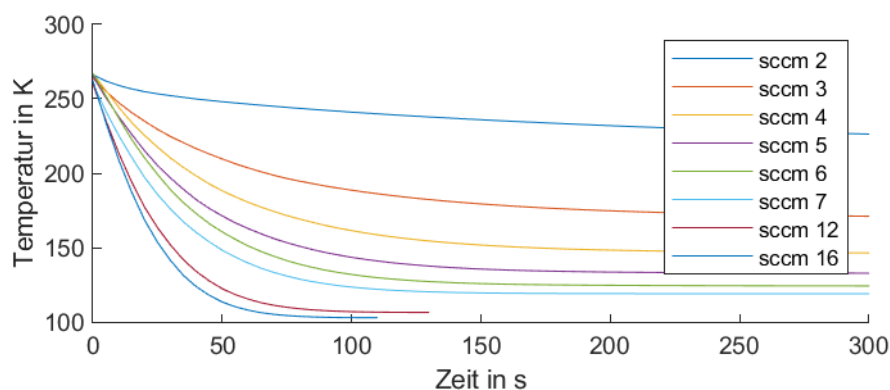


Abbildung 6.8: Abkühlraten

Der Abbildung kann entnommen werden, dass mit höheren Durchflussmengen deutlich höhere Abkühlraten erreicht werden können.

Auswertung durch Kurvenanpassung

Die zur Auswertung durch Kurvenanpassung erzeugten Kurven sowie Tabelle A.2 mit der statistischen Auswertung der Kurven können dem Appendix entnommen werden. Bei allen, außer zwei auf diese Art ermittelten Kurven, beträgt der maximale Fehler weniger als

1 % der so ermittelten Gleichgewichtstemperatur. Im folgenden wird eine Kurve des Types $T_G = ae^{-b\dot{V}} + c$ durch die so ermittelten Gleichgewichtstemperaturen in Abhängigkeit der Durchflussmenge \dot{V} gelegt. Dies dient der Beschreibung der Zwischenwerte und soll den Trend veranschaulichen.

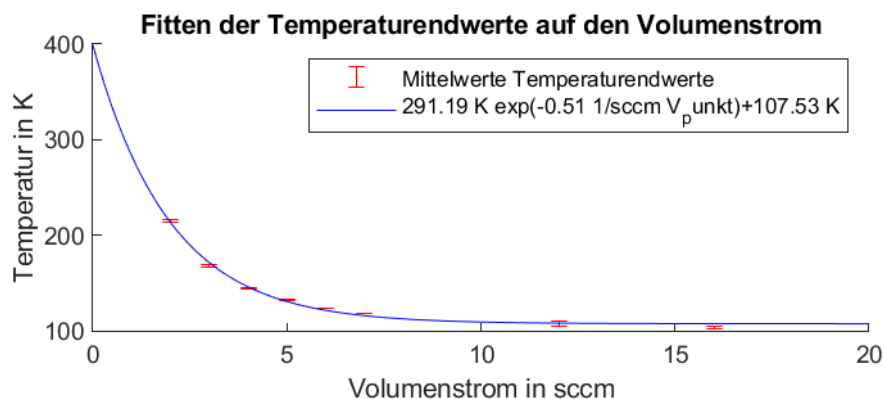


Abbildung 6.9: Fitten der Gleichgewichtstemperatur auf den Volumenstrom

Der Mittelwert des Fehlers der Kurve zu den vorher ermittelten Gleichgewichtstemperaturen liegt bei 2.37 K mit einer Standardabweichung von 1.24 K. Der maximale Fehler liegt bei 4.94 K. Wenn man den gemittelten Kammerdruck p_m , welcher sich während der Messungen einstellt, auf die dazugehörigen Gleichgewichtstemperaturen fittet, kann man aus dem Plot gut den zur Zieltemperatur gehörenden Kammerdruck ablesen.

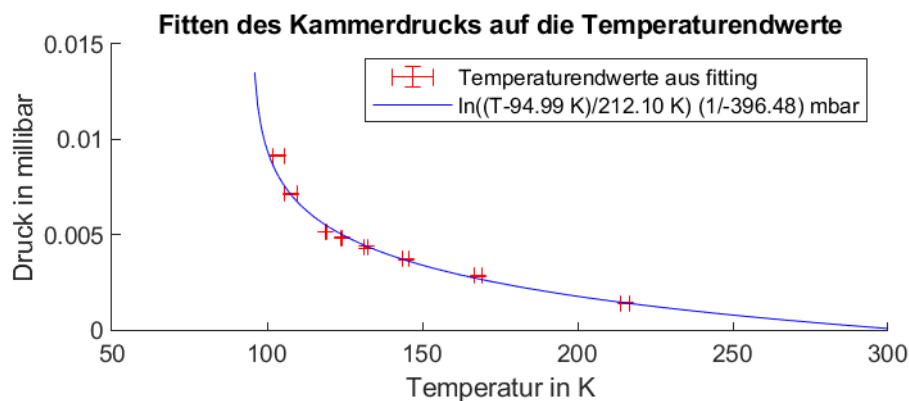


Abbildung 6.10: Fitten des Kammerdrucks auf die Gleichgewichtstemperaturen

Der Kammerdruck bei der Zieltemperatur beträgt $p(120k) = 5.3 \times 10^{-3}$ mbar.

Die folgende Tabelle stellt statistische Werte im Bezug auf die Gleichgewichtstemperaturen und den gemittelten Druck dar:

sccm	2	3	4	5
Messungen	4	4	4	4
$\overline{T_G}$ [K]	215.34	167.94	144.69	131.95
s_{T_G} [K]	1.46	1.33	0.92	0.58
$s_{\overline{T_G}}$ [K]	0.73	0.67	0.46	0.29
$\overline{p_m}$ [mbar]	1.4×10^{-3}	2.9×10^{-3}	3.7×10^{-3}	4.4×10^{-3}
s_{p_m} [mbar]	3.7×10^{-5}	4.2×10^{-5}	4.6×10^{-5}	4.7×10^{-5}
$s_{\overline{p_m}}$ [mbar]	1.9×10^{-5}	2.1×10^{-5}	2.3×10^{-5}	2.4×10^{-5}
sccm	6	7	12	16
Messungen	4	4	3	3
$\overline{T_G}$ [K]	123.98	118.95	107.59	103.67
s_{T_G} [K]	0.27	0.09	2.21	1.71
$s_{\overline{T_G}}$ [K]	0.13	0.04	1.28	0.99
$\overline{p_m}$ [mbar]	4.8×10^{-3}	5.1×10^{-3}	7.1×10^{-3}	9.1×10^{-3}
s_{p_m} [mbar]	3.0×10^{-5}	0.7×10^{-5}	2.8×10^{-5}	4.1×10^{-5}
$s_{\overline{p_m}}$ [mbar]	1.5×10^{-5}	0.4×10^{-5}	1.6×10^{-5}	2.4×10^{-5}

Tabelle 6.1: Statistische Auswertung Gleichgewichtstemperaturen T_G , p_m

Diskussion

Das Überschwingen des Kammerdrucks, das beim Einschalten des Volumenstromes in Abbildung 6.7 zu sehen ist, liegt vermutlich an einem Überschwingen in der Regelung des Massendurchflussreglers. Dieser überschreitet beim Einschalten kurz den eingestellten Wert, bevor er ihn wieder runter regelt. Das zeigt sich auch in den anderen Durchläufen. Wie bereits in Abschnitt 6.3 erwähnt, ist der maximale relative Fehler der Kurvenanpassung zu den Daten in fast allen Fällen kleiner 1%. Hieraus wird abgeleitet, dass das gewählte Verfahren geeignet ist, um die Gleichgewichtstemperaturen zu bestimmen. Abbildung 6.9 kann entnommen werden, dass das Ziel, die Probertemperatur über den Volumenstrom zu steuern und unter einen Wert von 120 K abzukühlen, erreicht wird. Der Kammer Druck bei 120 K ist zu groß, um den Beschleuniger zu betreiben. Es gilt noch zu klären ob dies auch für die Vakuumkammer von GIRAFFE gilt. Aus den niedrigen Standardabweichungen des Kammerdruckes und der Gleichgewichtstemperatur, siehe Tabelle 6.1 wird geschlossen, dass die Ergebnisse gut reproduzierbar sind.

6.4 Versuch 4 Variation des Kammerdrucks

Die folgende Grafik zeigt einen exemplarischen Vergleich einer Messung dieses Versuches mit großer Pumpe und einer Messung aus Versuch 3 mit kleiner Pumpe.

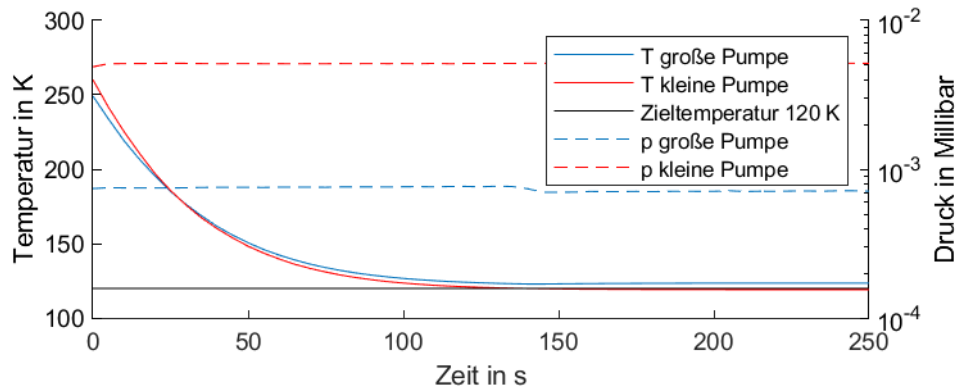


Abbildung 6.11: Vergleich des Abkühlvorgangs Variation des Druckes

Die Gleichgewichtstemperaturen dieses Versuches werden analog zu dem bereits in Versuch 3 verwendeten Verfahren ermittelt. Die mittels Kurvenanpassung ermittelten Kurven sowie deren statistische Auswertung können dem Appendix entnommen werden. Der folgenden Tabelle ist eine Gegenüberstellung der Gleichgewichtstemperaturen sowie des dazugehörigen mittleren Kammerdrucks für den Versuch mit kleiner und großer Pumpe bei 7 sccm zu entnehmen:

	Große Pumpe	Kleine Pumpe
sccm	7	7
Messungen	3	4
$\overline{T_G}$ [K]	122.06	118.95
s_{T_G} [K]	1.52	0.09
$s_{\overline{T_G}}$ [K]	0.87	0,04
$\overline{p_m}$ [mbar]	7.28×10^{-4}	5.1×10^{-3}
s_{p_m} [mbar]	2.61×10^{-5}	0.7×10^{-5}
$s_{\overline{p_m}}$ [mbar]	1.51×10^{-5}	0.4×10^{-5}

Tabelle 6.2: Statistische Auswertung Variation des Drucks T_G , p_m

Es zeigt sich, dass die mittlere Gleichgewichtstemperatur mit der kleinen Pumpe 0.97 mal der Gleichgewichtstemperatur mit der großen Pumpe entspricht, während der mittlere Kammerdruck mit der kleinen Pumpe 7 mal so groß ist wie der mittlere Kammerdruck mit der großen Pumpe.

Diskussion

Aus der Auswertung geht hervor, dass eine Verringerung des Kammerdrucks sich in dem untersuchten Druckbereich nur sehr begrenzt auf die erreichbare Gleichgewichtstemperatur auswirkt. Die Strömung in der Kammer ist selbst mit der kleinen Pumpe sehr nahe an einer Molekularströmung. Unter der Annahme, dass das durch Stöße mit der Vakuunkammer und dem Gehäuse erwärmte Helium bei Raumtemperatur (293.15 K) vorliegt, beträgt die auf den Kammerradius bezogene Knudsenzahl $Kn = 0.48$. Deshalb wird vermutet, dass der Teilchenfluss aus der Wärmesenke kaum durch Stoßvorgänge behindert wird und das Ausströmen aus der Wärmesenke dem Ausströmen ins Vakuum nahekommt, weshalb die Teilchendichte in der Wärmesenke nur begrenzt von dem Kammerdruck beeinflusst wird. Dass der Kammerdruck trotzdem einen kleinen Einfluss auf die Gleichgewichtstemperatur hat, lässt sich damit erklären, dass die Strömung mit $10^{-1} < Kn < 10$ dem Transitionsgebiet zugeordnet wird und somit noch keine freie Molekülbewegung vorliegt. Mit der großen Pumpe liegt unter der gleichen Annahme eine Knudsenzahl von $Kn = 6.277$ vor. Eine weitere Verringerung des Kammerdrucks sollte nach der vorherigen Argumentation jetzt einen noch kleineren Einfluss auf die Gleichgewichtstemperatur haben. Deshalb wird vermutet, dass auch bei einem Kammerdruck, der klein genug ist, dass der Beschleuniger betrieben werden kann, der zum Erreichen der Zieltemperatur benötigte Volumenstrom nur knapp über 7 sccm liegt.

6.5 Übertragbarkeit auf GIRAFFE

Es wurde gezeigt, dass das Konzept eine Verbesserung des Vorgängerexperiments ist. Bei dem Aufbau wurde darauf geachtet, dass diese beiden Experimente vergleichbar sind. Die Kammer, das Kühlgas, die Stickstoffkühlung und das Probenmodell sind identisch. Außerdem wurde darauf geachtet, dass die Strecke, auf der direkt gekühlt wird, in diesem Aufbau nicht größer ist. Es gilt jedoch noch zu klären, ob die Ergebnisse auf GIRAFFE übertragbar sind. Diesbezüglich sind zwei Themen von Bedeutung. Es muss geklärt werden, ob die Verwendung einer anderen Vakuunkammer die Ergebnisse beeinflusst und wie gut das Thermoelement den Wolframdraht aus GIRAFFE simuliert. Wie Versuch 4 gezeigt hat, ist der Einfluss eines geringeren Kammerdruckes auf die Gleichgewichtstemperatur klein. Ein höherer Kammerdruck sollte die Kühlleistung bei gleichem Volumenstrom verbessern. Deshalb wird davon ausgegangen, dass die andere Kammer die Ergebnisse nicht negativ beeinflusst. Um zu beurteilen, ob das Thermoelement oder der Wolframdraht aus GIRAFFE leichter zu kühlen ist, wird der Einfluss des Radius, der Länge und der Wärmeleitfähigkeit auf die Kühlung eines Drahtes qualitativ analysiert. Hierzu wird von einer stationären 1-D Wärmeleitung mit konstanter Wärmeleitfähigkeit ohne Quellterm ausgehend die eindimensionale Fourierrechnung 2.14 analysiert. Diese sieht für das eben beschriebene Problem folgendermaßen aus $\dot{q}_z = -\lambda \frac{dT}{dz} = const$. Des Weiteren wird ange-

nommen, dass die Temperaturdifferenz zwischen den Drahtenden gleich groß ist. An der Fouriergleichung lässt sich erkennen, dass eine höhere Wärmeleitfähigkeit zu einer höheren Wärmestromdichte führt, wodurch der Draht schwerer zu kühlen ist. Es lässt sich ebenfalls ablesen, dass der zum Aufrechterhalten der Temperaturdifferenz benötigte Gradient in einem langen Draht kleiner ist. Hieraus ergibt sich, dass auch die Wärmequellendichte kleiner ist und ein langer Draht somit leichter zu kühlen ist als ein kurzer. Für das Problem gilt $\dot{Q}_z = \int \dot{q}_z dA = \dot{q}_z A$. Daraus ist ersichtlich, dass ein dicker Draht schwerer zu kühlen ist als ein dünner. Ein Vergleich der Wärmeleitfähigkeit von Wolfram $\lambda_{W300K} = 174 \text{ W/(mK)}$ mit der von Alumel $\lambda_{Al300K} = 29.2 \text{ W/(mK)}$ und Chromel $\lambda_{Ch300K} = 17.3 \text{ W/(mK)}$, aus denen die Schenkel des Thermoelements bestehen, bei 300 K zeigt, dass nach der vorherigen Rechnung die Wärmestromdichte in einem Wolframdraht unter den getroffenen Annahmen 6 bzw. 10 mal so hoch ist wie in einem Draht aus Alumel bzw. Chromel. Der Einfluss der Länge ist vermutlich vernachlässigbar. Das Thermoelement ist zwar deutlich länger, es wird jedoch vermutet, dass die Temperatur des Thermoelements aufgrund seiner geringen Wärmekapazität bereits an der Einspannung im Probenhalter durch die Wärmeübertragung über den Festkörperkontakt ungefähr Raumtemperatur beträgt. Der Durchmesser des Thermoelements beträgt $125 \mu\text{m}$. Der Durchmesser des Wolframdrahts von GIRAFFE beträgt $5 - 16 \mu\text{m}$. Ein Vergleich der Querschnittsfläche zeigt, dass das Thermoelement eine ca. 60-625 mal größere Querschnittsfläche hat was sich nach der vorherigen Berechnung in einem um diesen Faktor höheren Wärmestrom äußert. Für den Worst Case wird der Wärmestrom in Alumel mit einer nur 60 mal größeren Querschnittsfläche betrachtet. Damit ergibt sich nach der Rechnung, dass dieser im Thermoelement ca. 10 mal größer ist. Hieraus wird geschlossen, dass der Wolframdraht leichter zu kühlen ist. Somit lässt sich vermuten, dass das Kühlsystem so auch in GIRAFFE die gewünschte Kühlleistung erzielt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wird basierend auf der dichteabhängigen Wärmeleitfähigkeit eines Gases bei niedriger Dichte eine kontaktlose Kühlung zur Untersuchung des Einflusses von Strahlenschäden auf die Duktil-Spröd-Übergangstemperatur von Wolfram entwickelt. Die Arbeit beschäftigt sich mit der Konstruktion und der experimentellen Erprobung des Kühlsystems. Die Messung erfolgt in einer Vakuumkammer. Die erreichte Temperatur soll hierbei kleiner 120 K sein und der Kammerdruck soll kleiner 5×10^{-5} mbar bleiben.

Konzept und Design

In einer Vakuumkammer wird durch einen Heliumvolumenstrom die lokale Dichte um die zu kühlende Probe erhöht, während diese von einer Wärmesenke umgeben ist. Hierüber lässt sich der Wärmetransport zwischen der Wärmesenke und der Probe einstellen. Von der Wärmesenke wird die Wärme über eine Sauerstoff-Heatpipe abtransportiert, welche mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird.

Ergebnisse

Es wird gezeigt, dass sich die Probentemperatur über den Volumenstrom steuern lässt und eine Zieltemperatur von 120 K erreicht wird, während der Kammerdruck kleiner 6×10^{-3} mbar bleibt.

Fazit

Die Zieltemperatur wird erreicht, der Druck jedoch nicht. Aus den Ergebnissen lässt sich ableiten, dass das Konzept auch bei niedrigerem Druck funktioniert, sodass durch eine weitere Ausarbeitung auch die 5×10^{-5} mbar erreichbar sind.

Kapitel 8

Ausblick

8.1 Regelung der Probertemperatur

In einem nächsten Schritt zu einer funktionierenden Kühlung ist es wichtig die Temperatur über den Volumenstrom regeln zu können. Hierzu kann ein weiteres Thermoelement innerhalb der Wärmesenke positioniert werden. Die dort gemessene Temperatur dient dann als Messwert für eine Temperaturregelung.

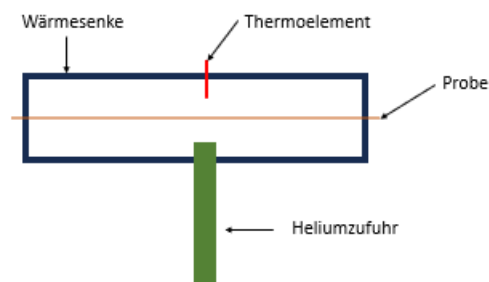


Abbildung 8.1: Regelung

Da die zeitlichen Anforderungen an die Regelung nicht besonders hoch sind, ist im ersten Ansatz ein PI-Regler sinnvoll. Der I-Anteil gewährleistet stationäre Genauigkeit, während der P-Anteil dafür sorgt, dass die Dynamik schneller abklingt als bei einem reinen I-Regler. Wenn die Dynamik nicht schnell genug ist, kann im nächsten Ansatz ein PID-Regler verwendet werden. Dieser kann allerdings Messstörungen verstärken [36].

8.2 Modifiziertes Heatpipedesign

Das Design der Heatpipe weist einige Schwachstellen auf. So wäre es wünschenswert, dass die Abkühlzeiten verschiedener Experimente vergleichbar sind, also der Füllstand nicht mehr manuell eingestellt wird. Um dies zu erreichen wäre eine stabilere Konstruktion denkbar, welche bei Raumtemperatur befüllt wird. Ein weiterer Punkt ist, dass das oszillierende Verhalten unvorteilhaft ist. Um dies zu verhindern sind verschiedene Ansätze denkbar. Zum einen könnte ein Rohr mit größerem Querschnitt verwendet werden, zum anderen sollte auf die Kühlspirale im oberen Bereich der Heatpipe, welche noch Bestandteil der Kühlung des Vorgängerexperiments ist, verzichtet werden. Außerdem könnte eine Heatpipe mit Netzstruktur in der die Kapillarkraft den Rückfluss des Fluids gewährleistet ebenfalls zu einer Verbesserung beitragen.

8.3 Variation des Kühlgas

In diesem Experiment wurde aufgrund der Vergleichbarkeit, des Aggregatzustands bei Experimentbedingungen und der hohen Wärmeleitfähigkeit Helium verwendet. Da der Wärmetransport bei geringen Dichten jedoch auch von dem Akkommodationskoeffizient abhängt ist nicht gesagt, dass Helium die beste Wahl ist. So hat Neon auf Wolfram z.B. bei 304.62 K einen deutlich höheren Akkommodationskoeffizient als Helium [15]. Hier wäre es interessant eine Versuchsreihe mit Variation des Kühlgases starten.

8.4 Kammerdruck reduzieren

Der Kammerdruck, welcher sich bei der Kühlung einstellt ist zu groß, um den Beschleuniger zu betreiben. Um die Zieltemperatur bei niedrigerem Druck zu erreichen sind verschiedene konstruktive Maßnahmen denkbar. Eine Möglichkeit ist es die Temperatur der Wärmesenke zu verringern. Dies könnte z.B. durch eine direkte Stickstoffkühlung realisiert werden. Eine weitere Option ist es den Abstand der Wärmesenke zu der Probe zu verringern, dies sollte bei niedrigerem Volumenstrom zu einer gleich hohen Dichte im Bereich der Probe führen.

Anhang A

A.1 Eidesstattliche Versicherung

Anhang I

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die von mir eingereichte Abschlussarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

München, 30.04.2024, M. Appel

Ort, Datum, Unterschrift

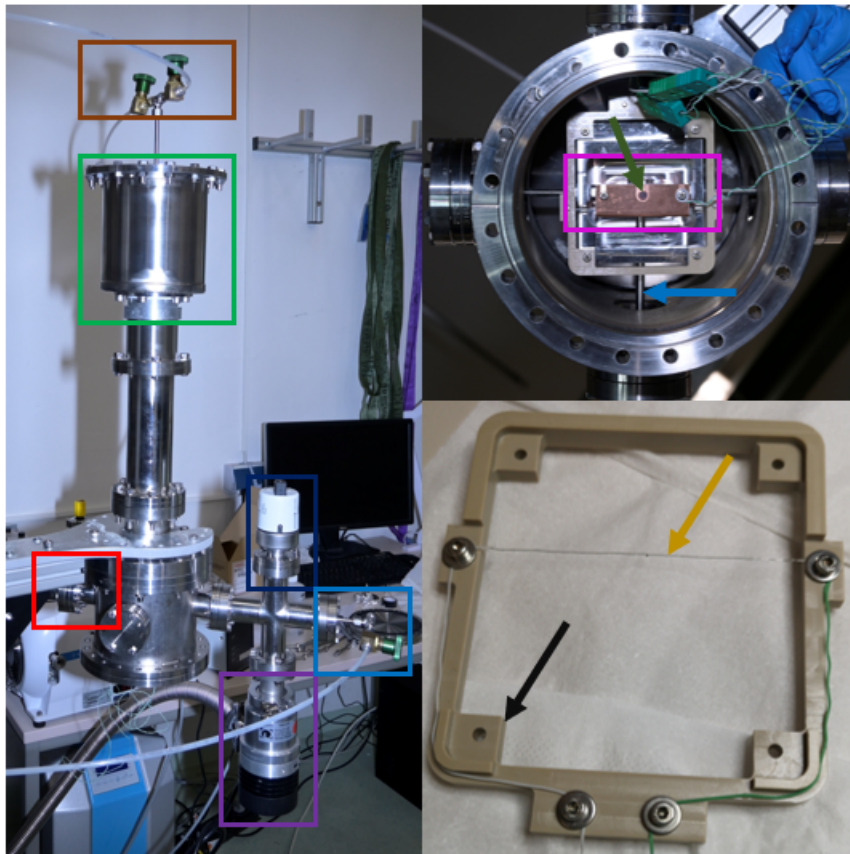
A.2 ergänzende Stoffwerte

Es folgen ergänzende Stoffwerte bei 273.15 K [14]:

Metall	$\rho \times c$
Aluminium	2259.9J/(dm ³ K)
Kupfer	3413.8J/(dm ³ K)
Titan	2308.5J/(dm ³ K)
Wolfram	2566.9J/(dm ³ K)

Tabelle A.1: Ergänzende Stoffwerte

A.3 Fotos des Experiments

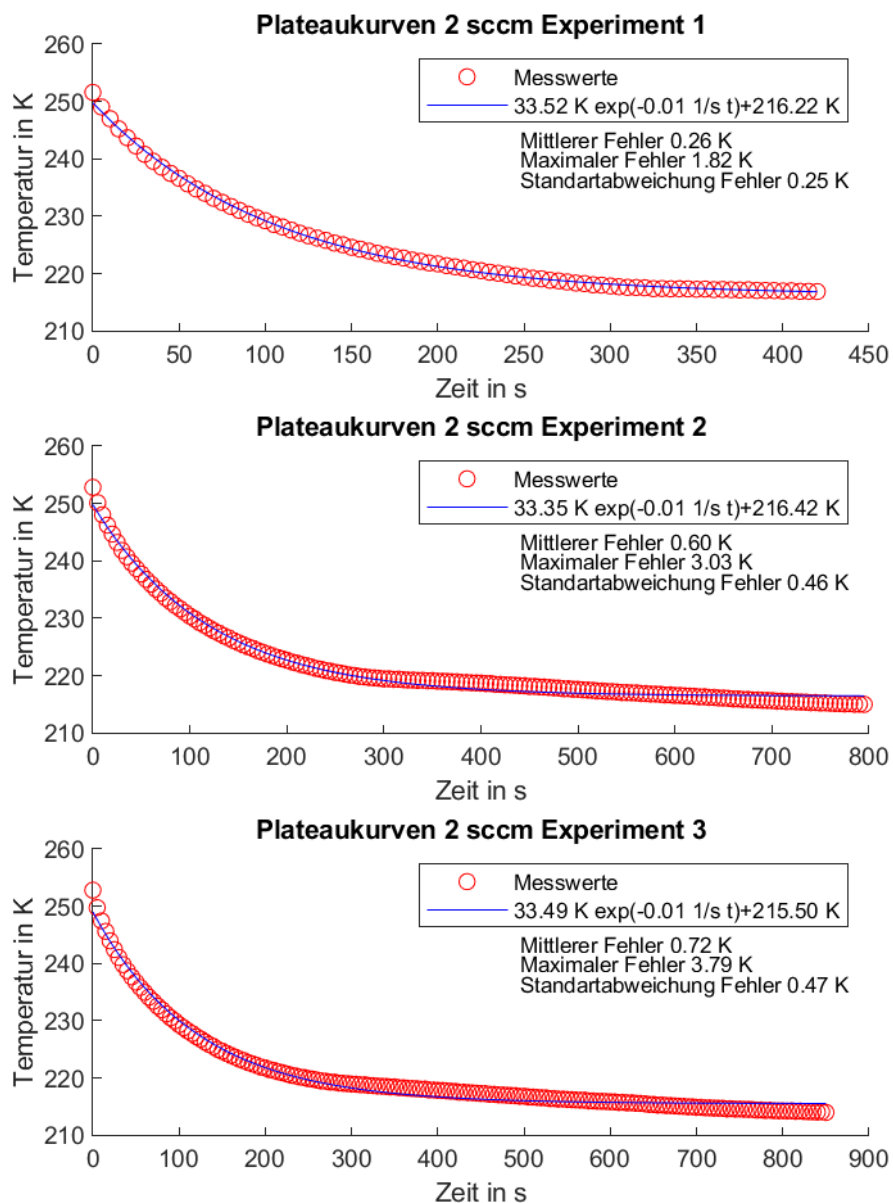


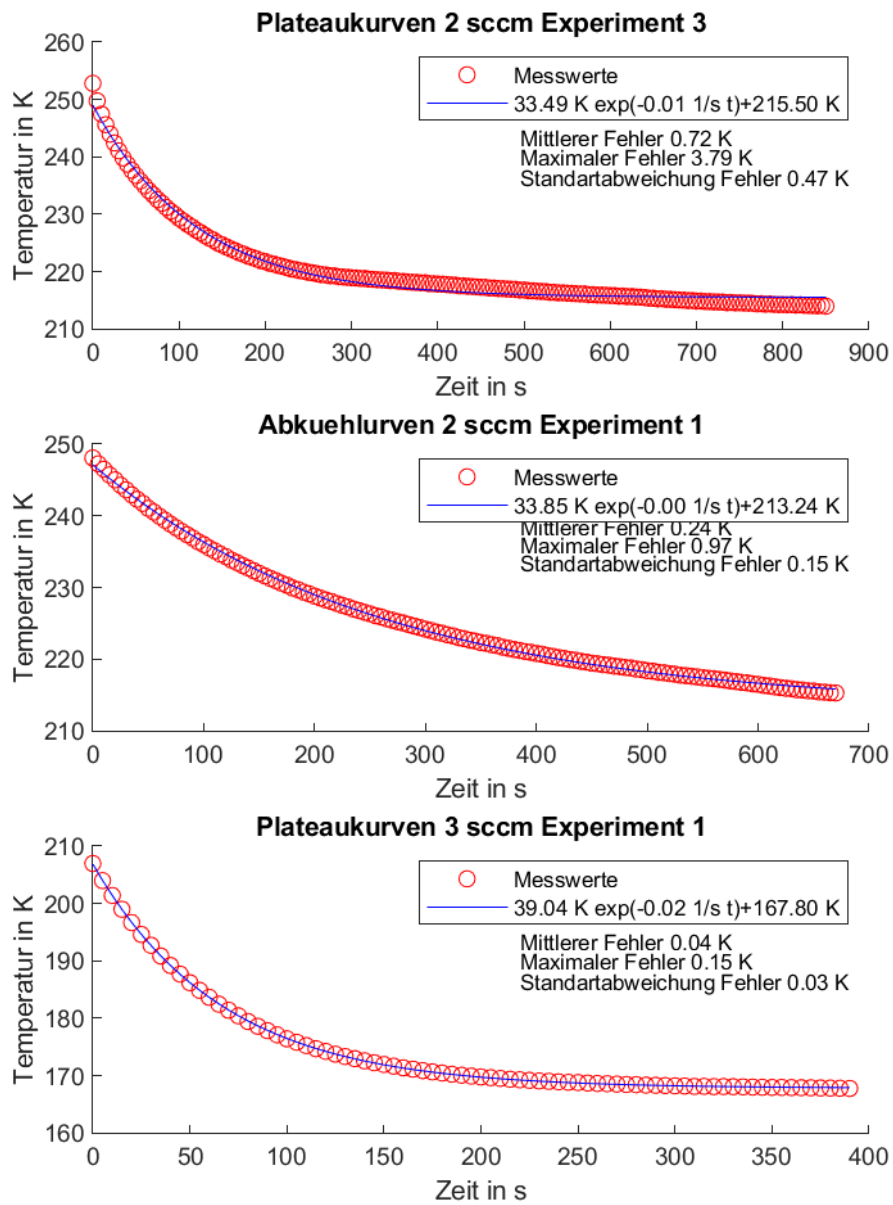
Sauerstoffzufuhr
 Stickstoffbehälter
 Thermoelementdurchführung
 Druckmessung
 Heliumzufuhr
 Pumpe
 Wärmesenke
 Probenhalter
 Probe
 Heat Pipe

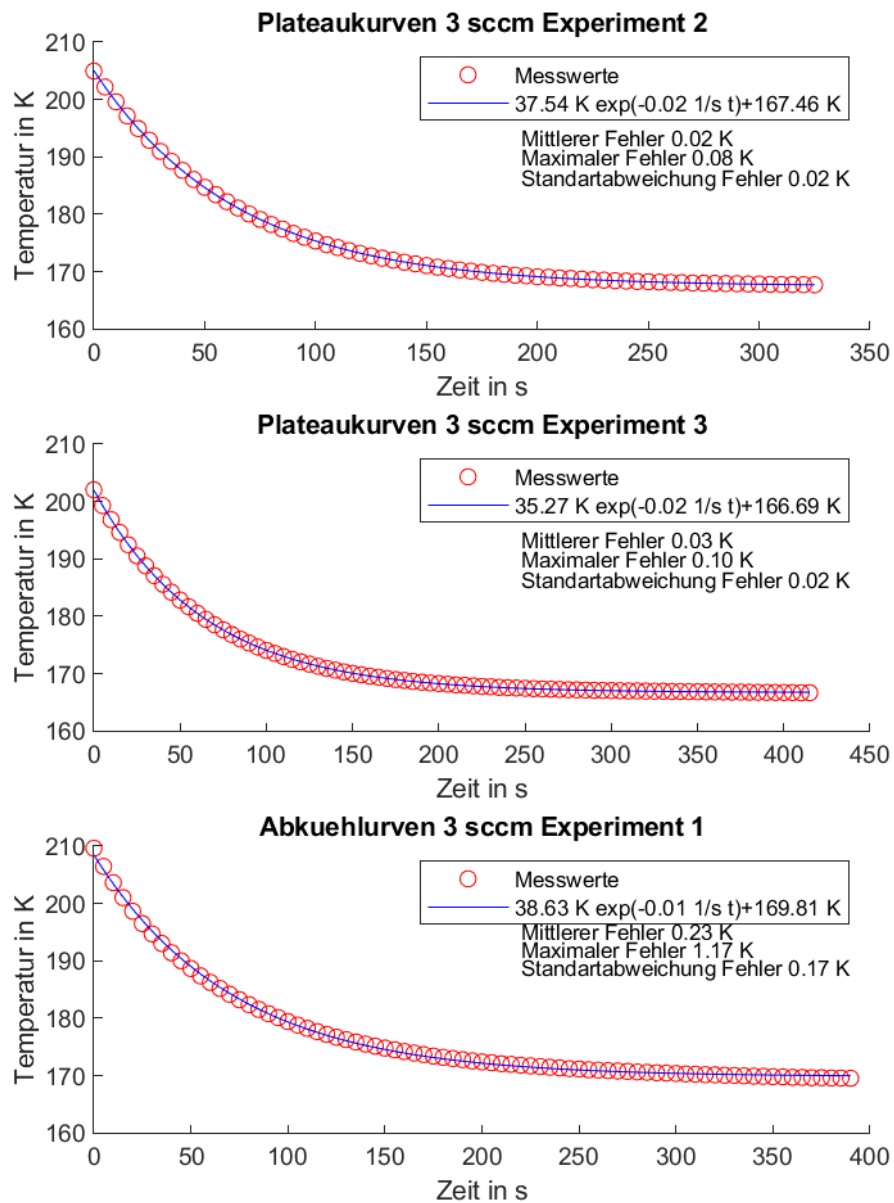
Abbildung A.1: Fotos des Experiments

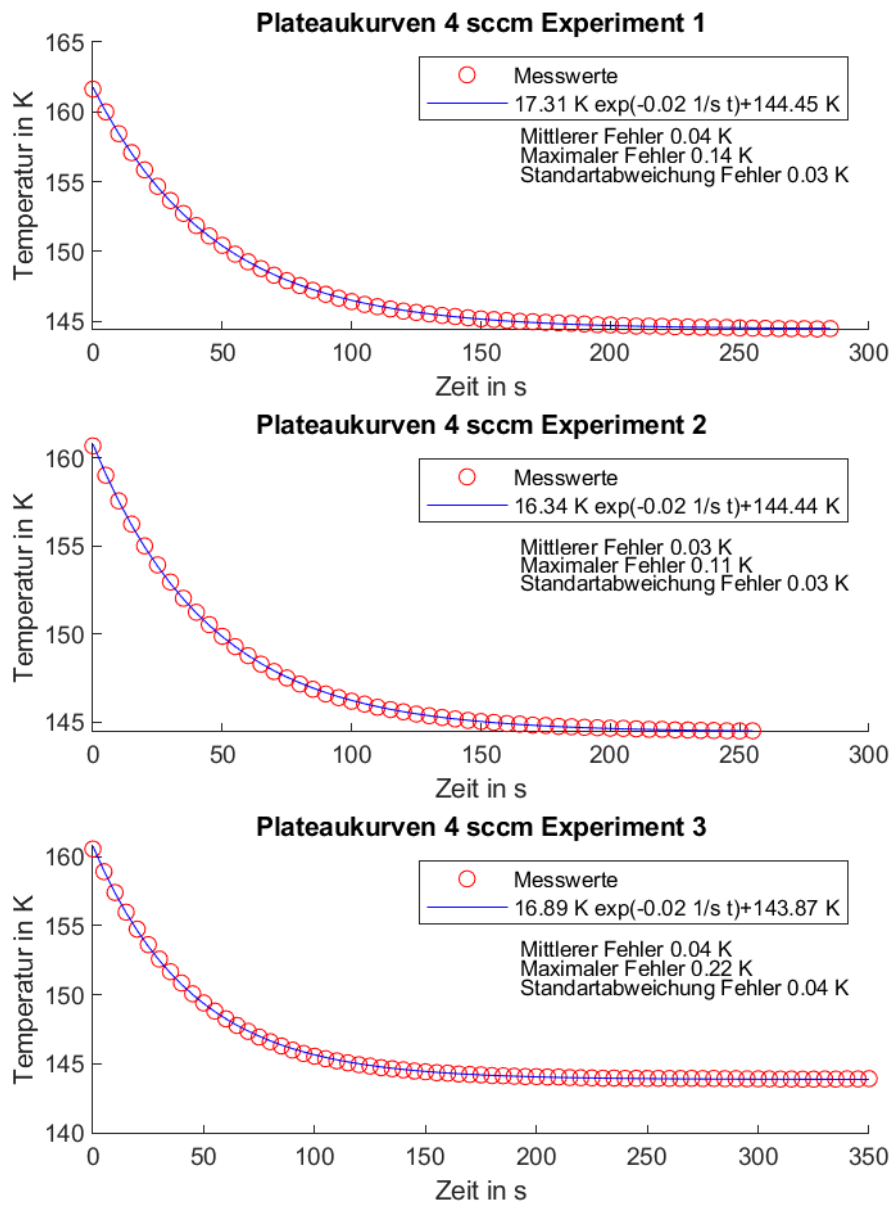
A.4 Kurvenanpassung

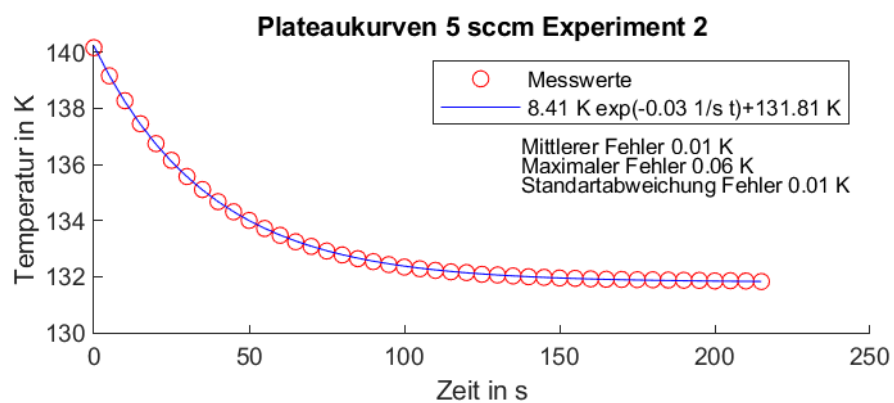
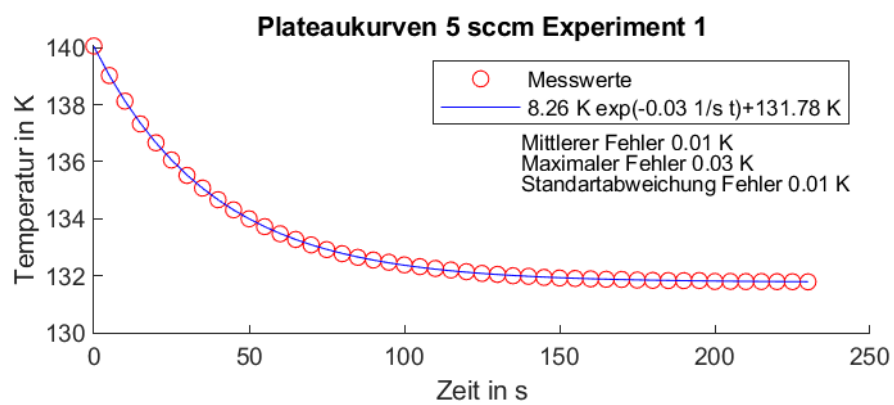
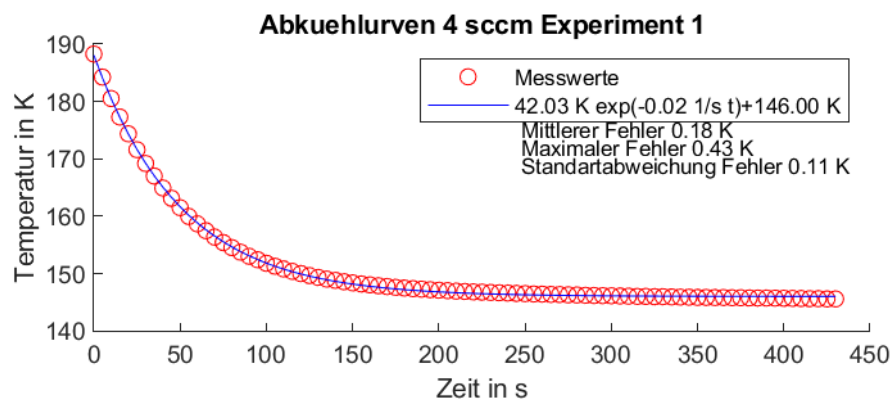
Die folgenden Abbildungen zeigen die Kurvenanpassung zu den restlichen nicht gezeigten Messergebnissen:

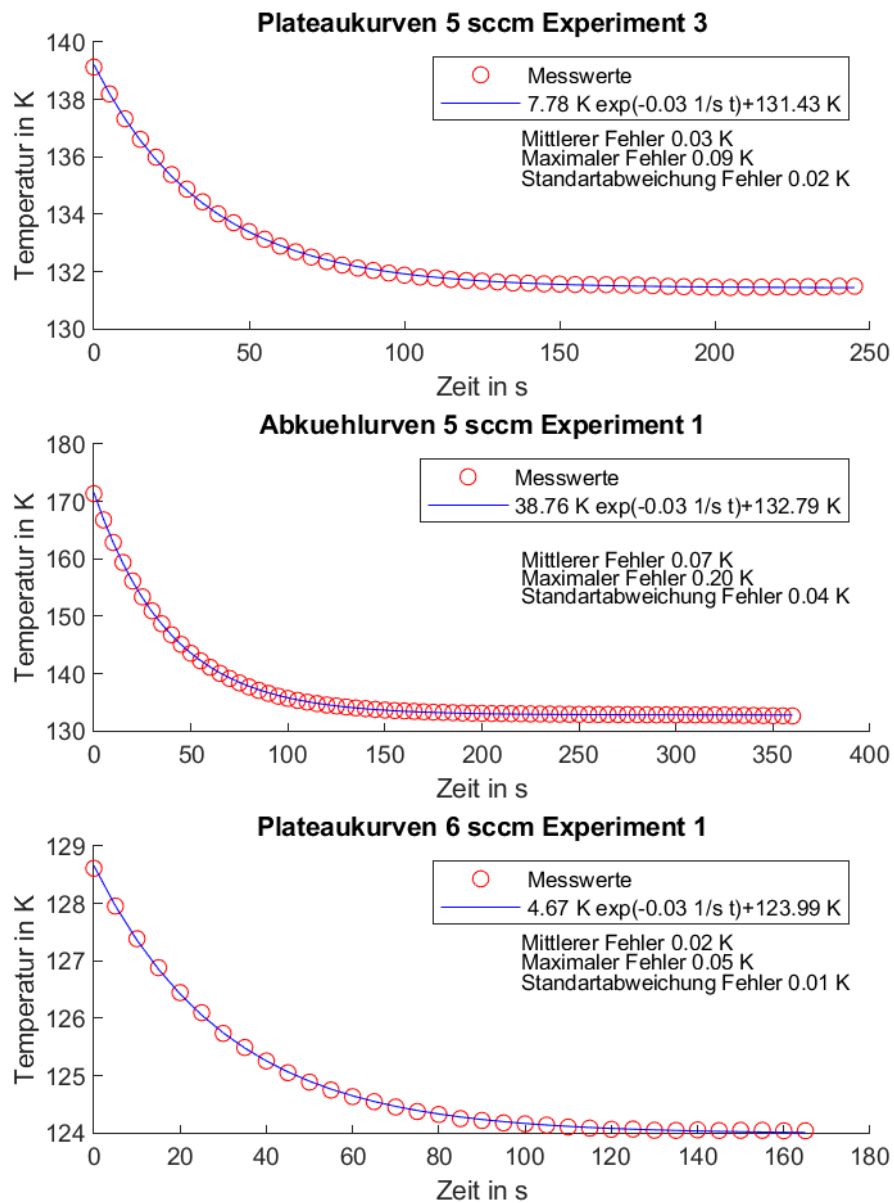


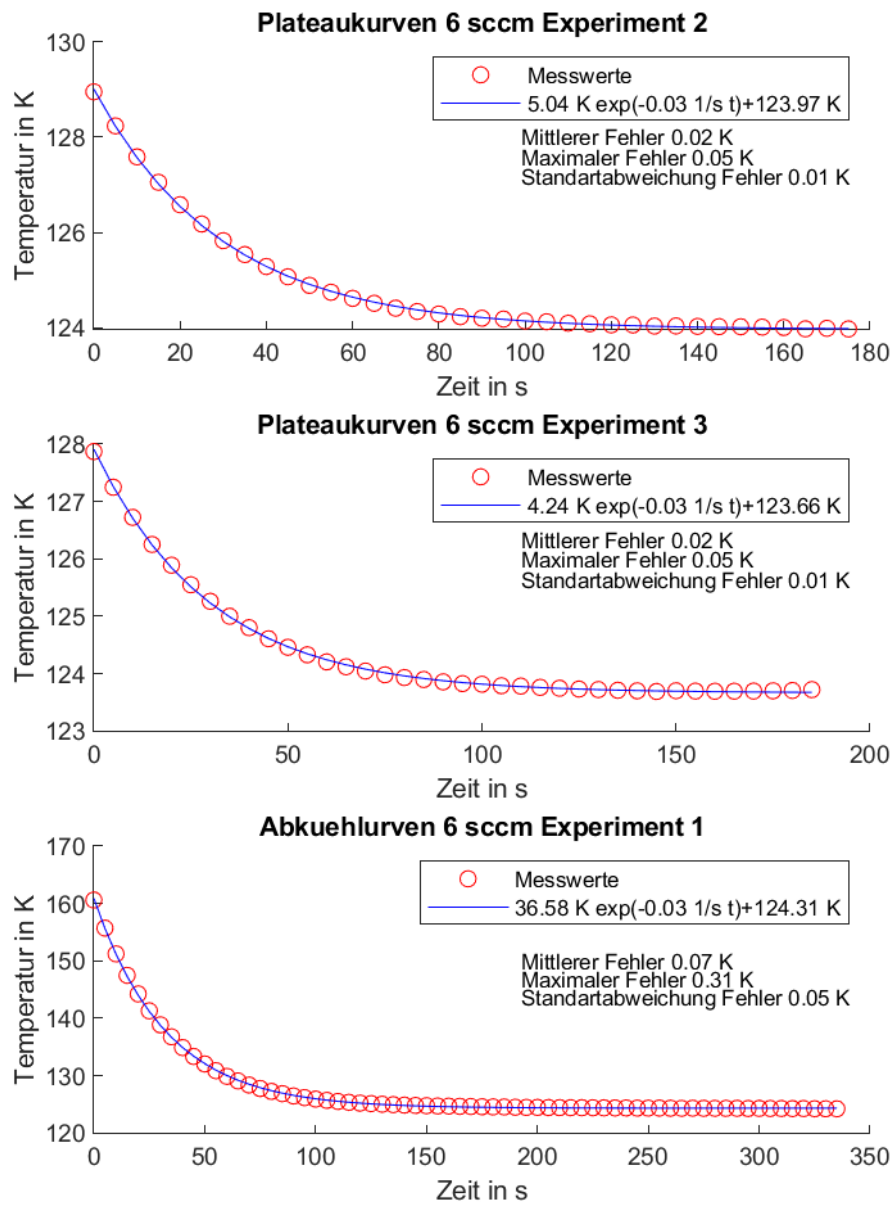


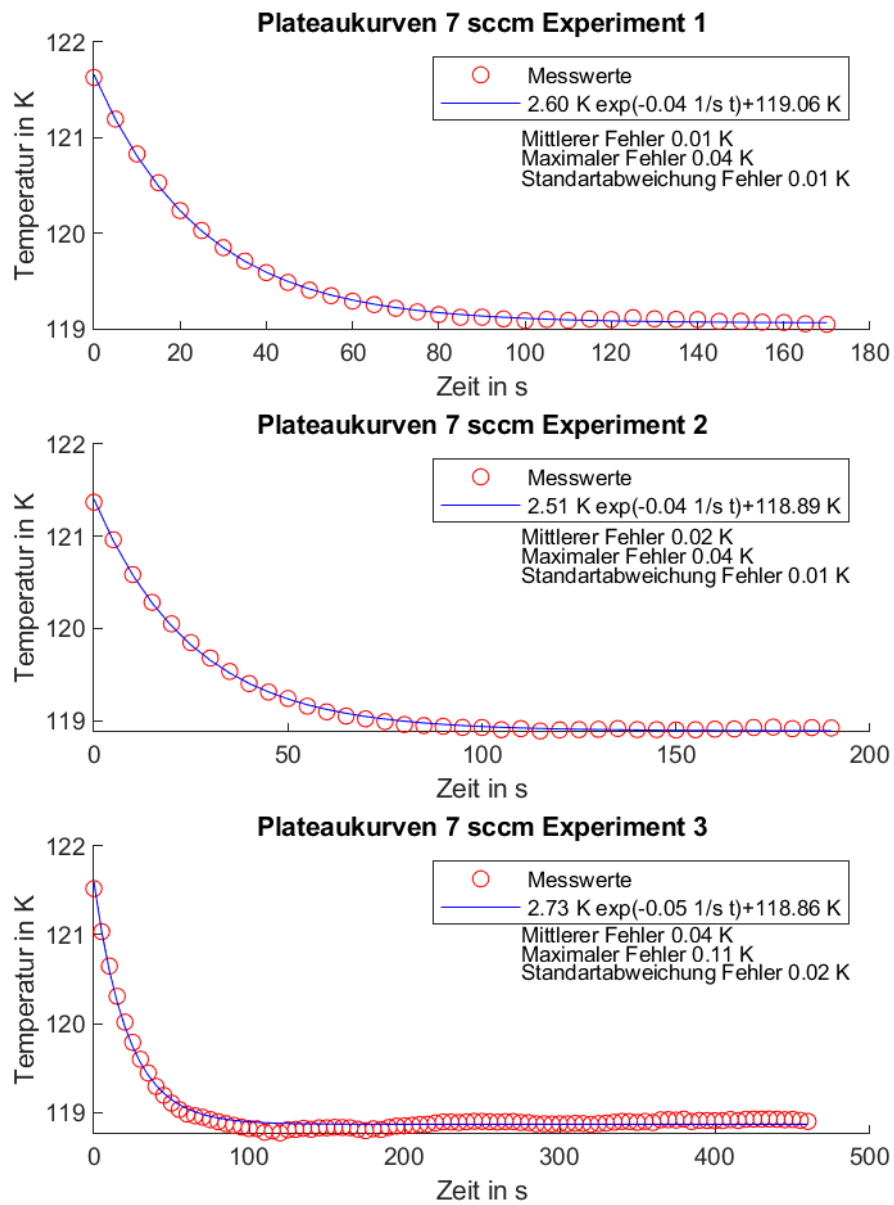


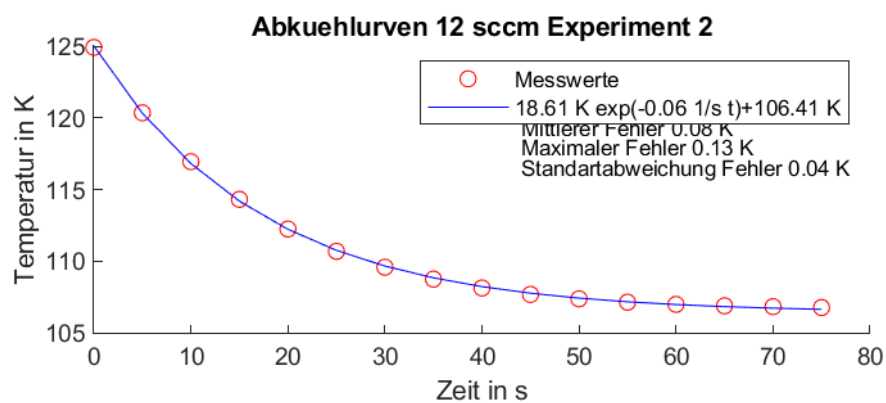
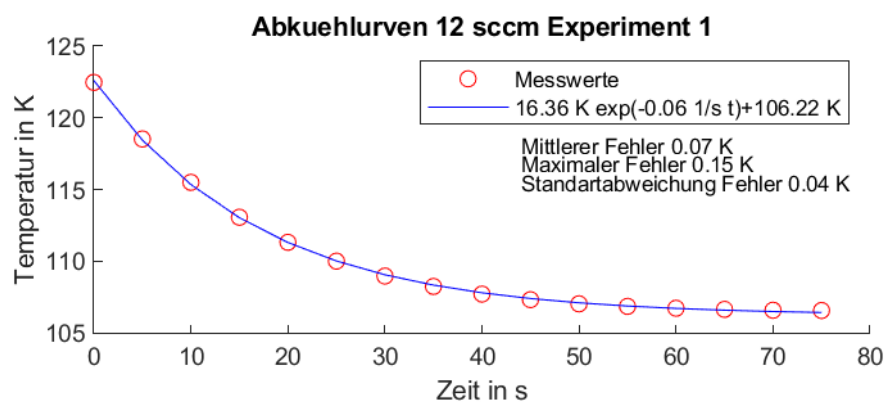
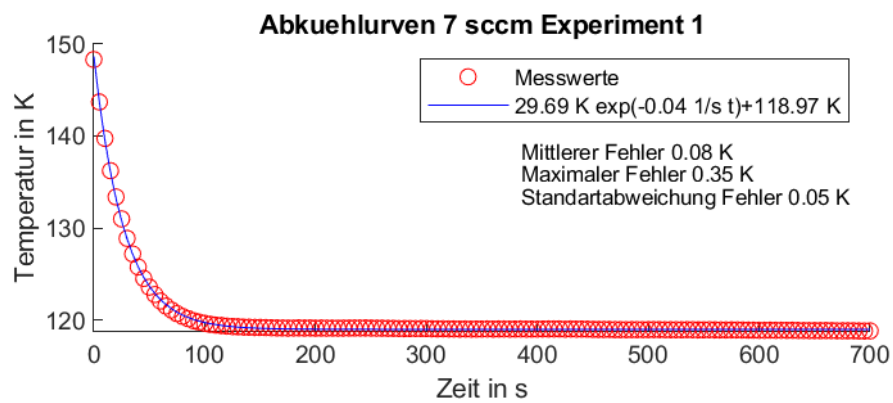


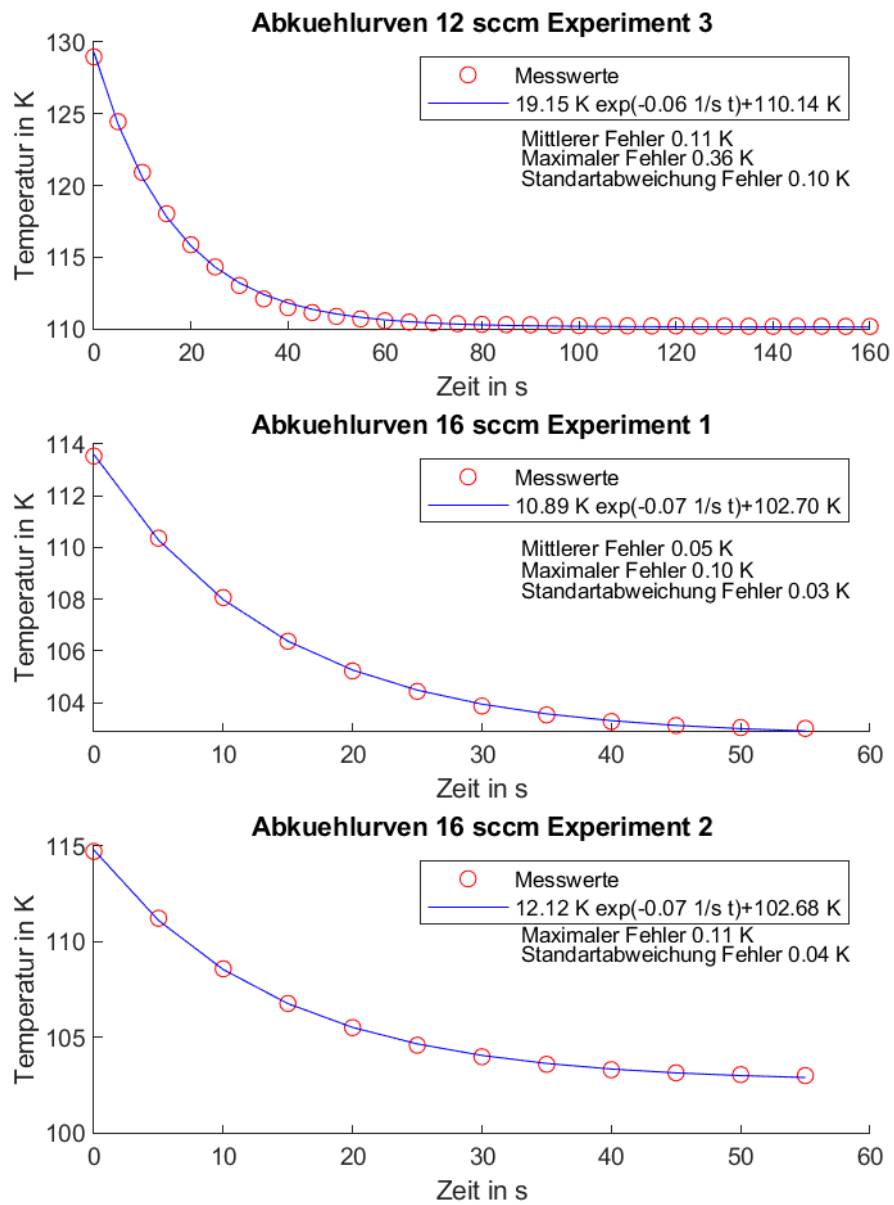


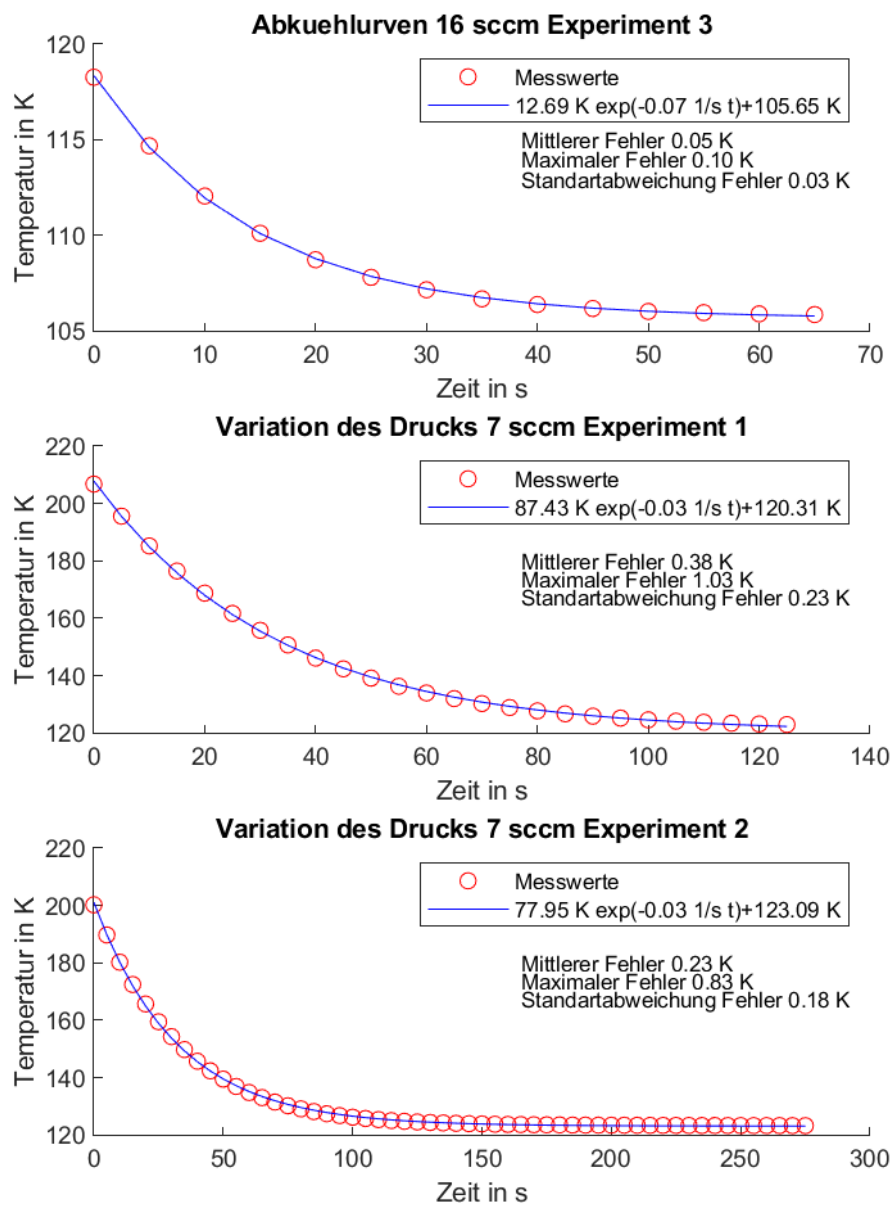












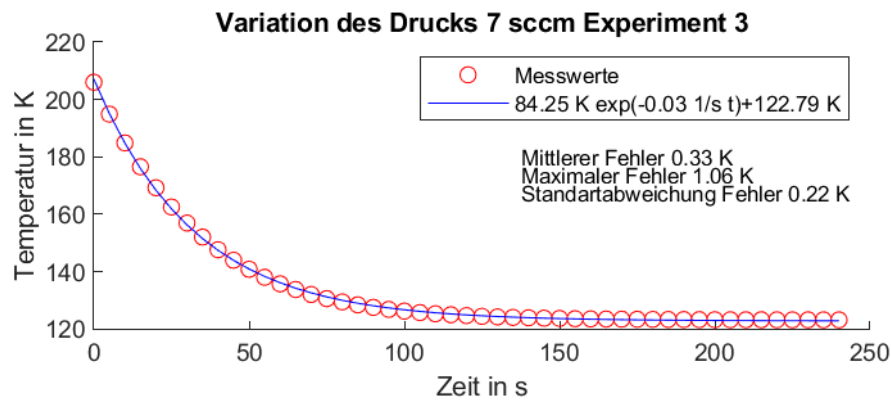


Abbildung A.2: Fitting Gleichgewichtstemperaturen

Die folgenden Tabellen zeigen die statistische Auswertung der Kurvenanpassung:

Ablauf 1

sccm	2	2	2	3	3	3
\bar{F} [K]	0.26	0.60	0.72	0.04	0.02	0.03
s_F [K]	0.25	0.46	0.47	0.03	0.02	0.02
F_{max} [K]	1.82	3.03	3.79	0.15	0.08	0.10
T_G	216.22K	216.42K	215.50K	167.80K	167.46K	166.69K
sccm	4	4	4	5	5	5
\bar{F} [K]	0.04	0.03	0.04	0.01	0.01	0.03
s_F [K]	0.08	0.03	0.04	0.01	0.01	0.02
F_{max} [K]	0.14	0.11	0.22	0.03	0.06	0.09
T_G [K]	144.45	144.44	143.87	131.78	131.81	131.43
sccm	6	6	6	7	7	7
\bar{F} [K]	0.02	0.02	0.02	0.01	0.02	0.04
s_F [K]	0.01	0.01	0.01	0.01	0.04	0.02
F_{max} [K]	0.05	0.05	0.05	0.04	0.04	0.11
T_G [K]	123.99	123.97	123.66	119.06	118.89	118.86

Ablauf 2

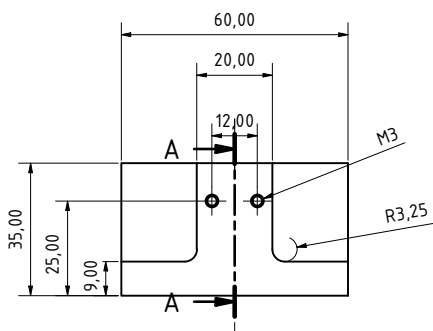
sccm	2	3	4	5	6	7
\bar{F} [K]	0.24	0.23	0.18	0.07	0.07	0.08
s_F [K]	0.15	0.17	0.11	0.04	0.05	0.05
F_{max} [K]	0.97	1.17	0.43	0.20	0.31	0.35
T_G [K]	213.24	169.81	146.00	132.79	124.31	118.97
sccm	12	12	12*	16	16	16*
\bar{F} [K]	0.07	0.08	0.11	0.05	0.05	0.05
s_F [K]	0.04	0.04	0.36	0.03	0.04	0.03
F_{max} [K]	0.15	0.13	0.1	0.10	0.11	0.1
T_G [K]	107.59	106.41	110.14	102.70	102.68	105.65

Variation des Drucks

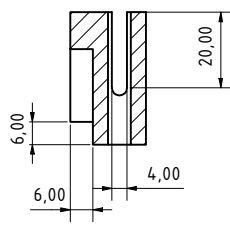
sccm	7	7	7
\bar{F} [K]	0.38	0.23	0.33
s_F [K]	0.23	0.18	0.22
F_{max} [K]	1.03	0.83	1.06
T_G [K]	120.31	123.09	122.79

Tabelle A.2: Statistische Auswertung der Kurvenanpassung

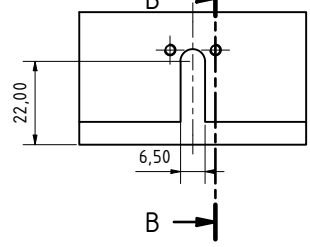
A.5 Technische Zeichnungen



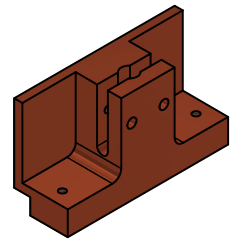
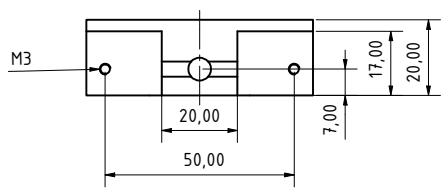
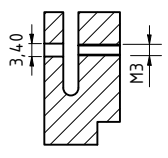
A-A (1 : 1)



B

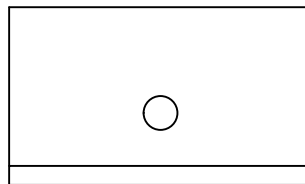
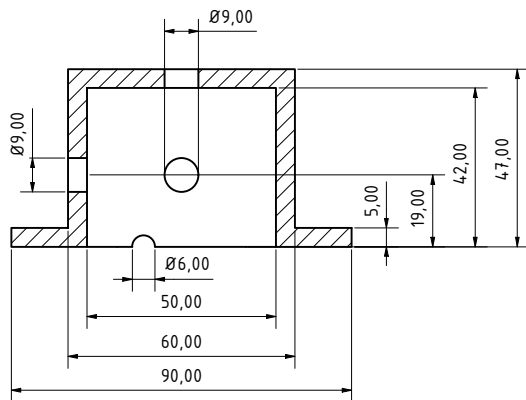
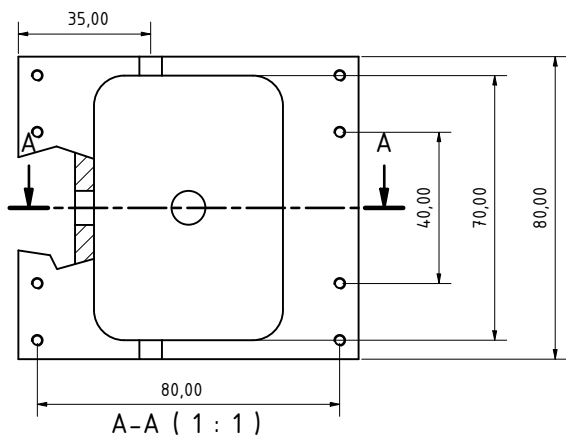


B-B (1 : 1)



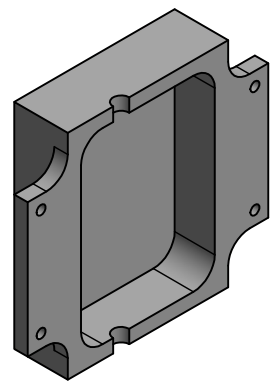
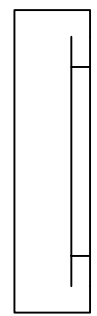
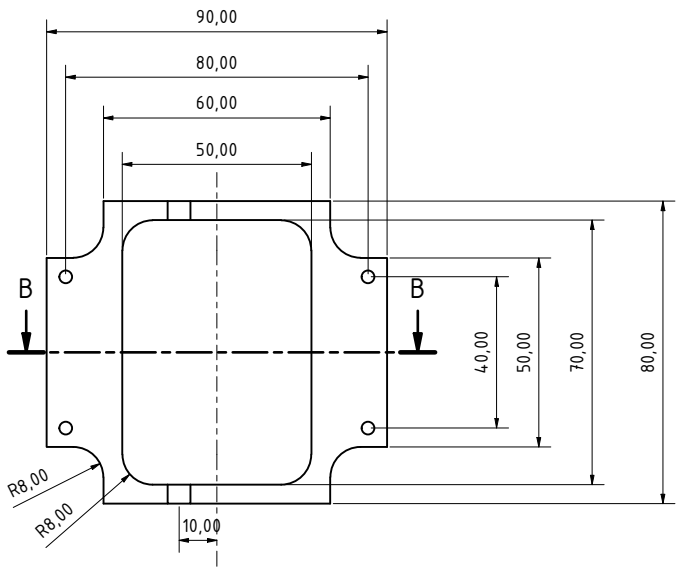
1 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug Flachstangen aus E-Cu / Blatt 5310 Lagernr. 1531111

		Date	Name		
		Drawn	10.01.2024	maap	
		Checked			
		Standard			
				Blechhalter	
				1	
				A3	
State	Changes	Date	Name		

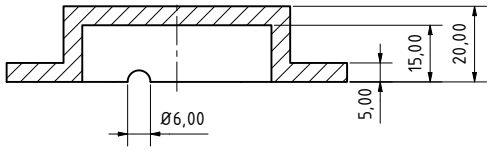


1 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug Rundstange aus Stahl X2CrNiN-18-10 nach DIN EN 10222-5 D=145 mm
 Lagernummer 1205116

		Date	Name		
		Drawn	10.01.2024	maap	
		Checked			
		Standard			
				Gehaeuse Oberseite	
				1	
				A3	
State	Changes	Date	Name		

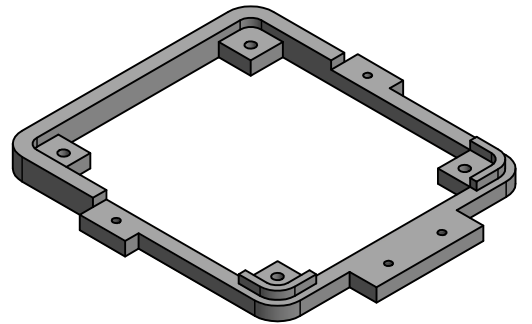
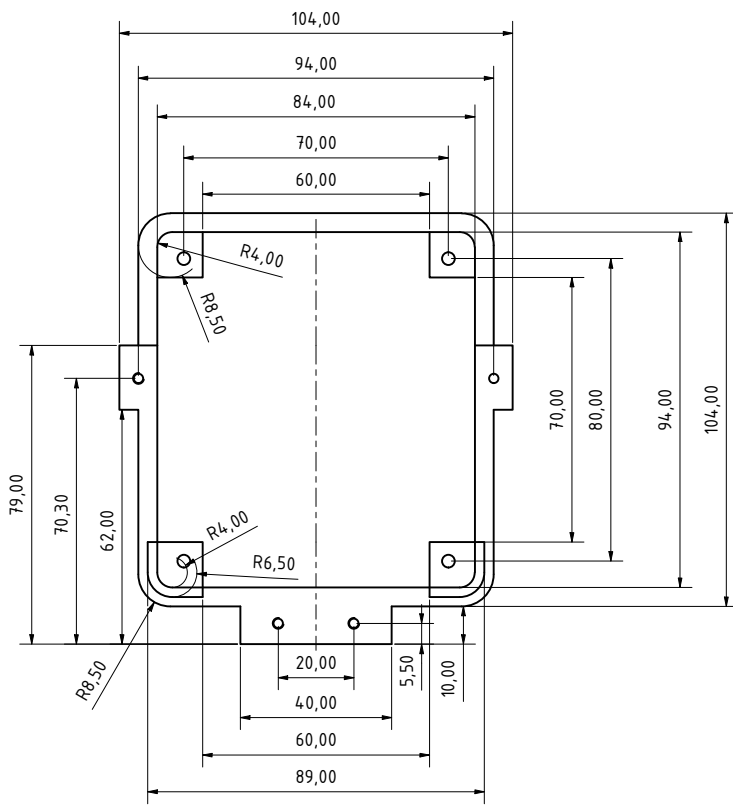


B-B (1 : 1)



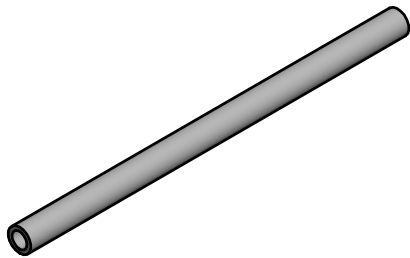
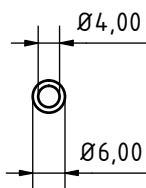
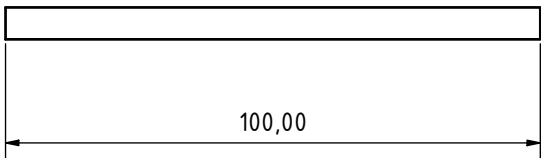
1 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug Rundstange aus Stahl X2CrNiN-18-10 nach DIN EN 10222-5
 D=120 mm Lagernummer 1205111

		Date	Name		
		Drawn	11.01.2024	Maap	
		Checked			
		Standard			
				Gehäuseunterseite	
State	Changes	Date	Name	1	
				A3	



1 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug Platte aus PEEK S=8 mm Lagernr. 1602308

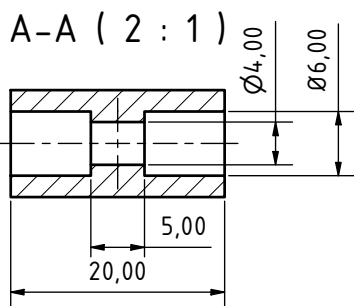
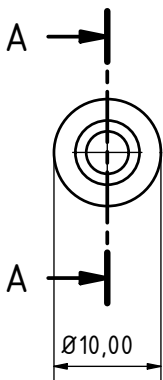
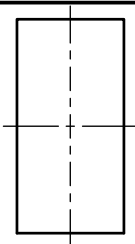
Date		Name	
Drawn	11.01.2024	Maap	
Checked			
Standard			
Rahmen			1
			A3
State	Changes	Date	Name



1 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug Rundrohr aus Kupfer SF Cu Lagernr. 1532006

				Date	Name		
				Drawn	10.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
						Heatpipe Verlängerung	1
							A4
State	Changes	Date	Name				

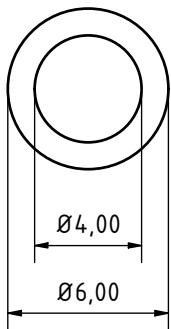
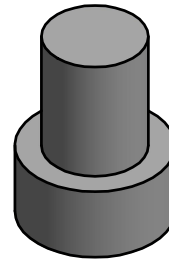
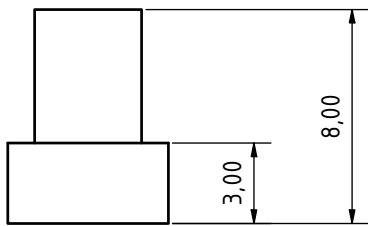




1 Stück
 Maßstab 2:1
 Halbzeug Rundstange aus Kupfer E-Cu 57 Lagernr. 1530123

				Date	Name		
				Drawn	10.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
State	Changes	Date	Name	Heatpipe Hülse			1
							A4





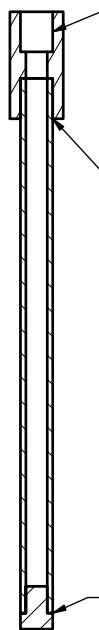
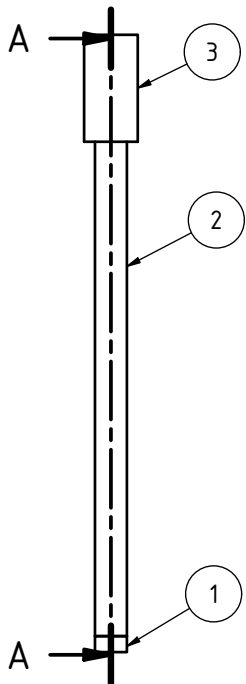
1 Stück
 Maßstab 5:1
 Halbzeug Rundstange aus Kupfer E-Cu 57 Lagernr. 1530118

				Date	Name		
				Drawn	10.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
						Heatpipe Stöpsel	1
							A4
State	Changes	Date	Name				



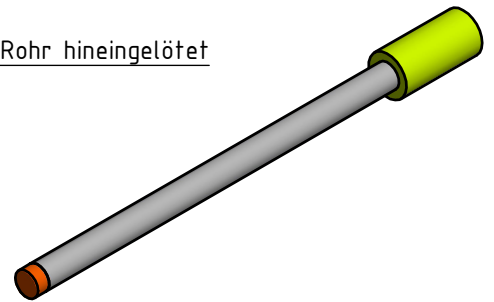
A-A (1 : 1)

Hier wird bei der Montage ebenfalls ein Rohr hineingelötet



Umlaufend dicht verlötet

Umlaufend dicht verlötet



PARTS LIST

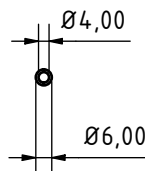
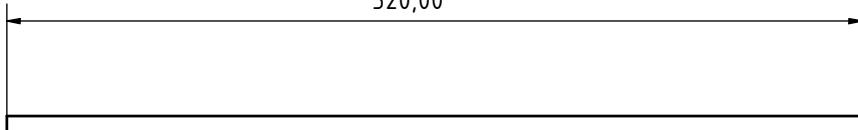
ITEM	QTY	PART NUMBER	DESCRIPTION
1	1	Heatpipe_Stoepsel	
2	1	Heatpipe_Verlaengerung	
3	1	Heatpipe_Verbindungshülse	

				Date	Name		
				Drawn	12.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
						Lötverbindung Heatpipe	1
							A4
State	Changes	Date	Name				





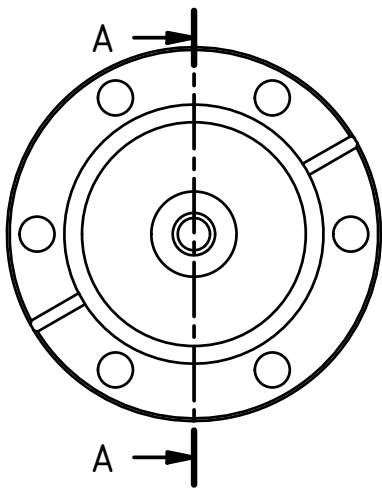
320,00



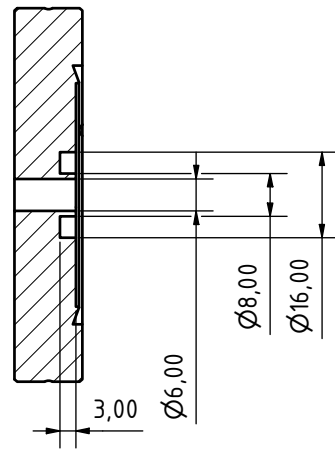
1 Stück
Maßstab 1:2
Halbzeug Rundrohr aus nichtrostendem Stahl X5CrNi18-10 Lagernr. 1430120

				Date	Name		
				Drawn	03.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
						Rohr	1
						A4	
State	Changes	Date	Name				



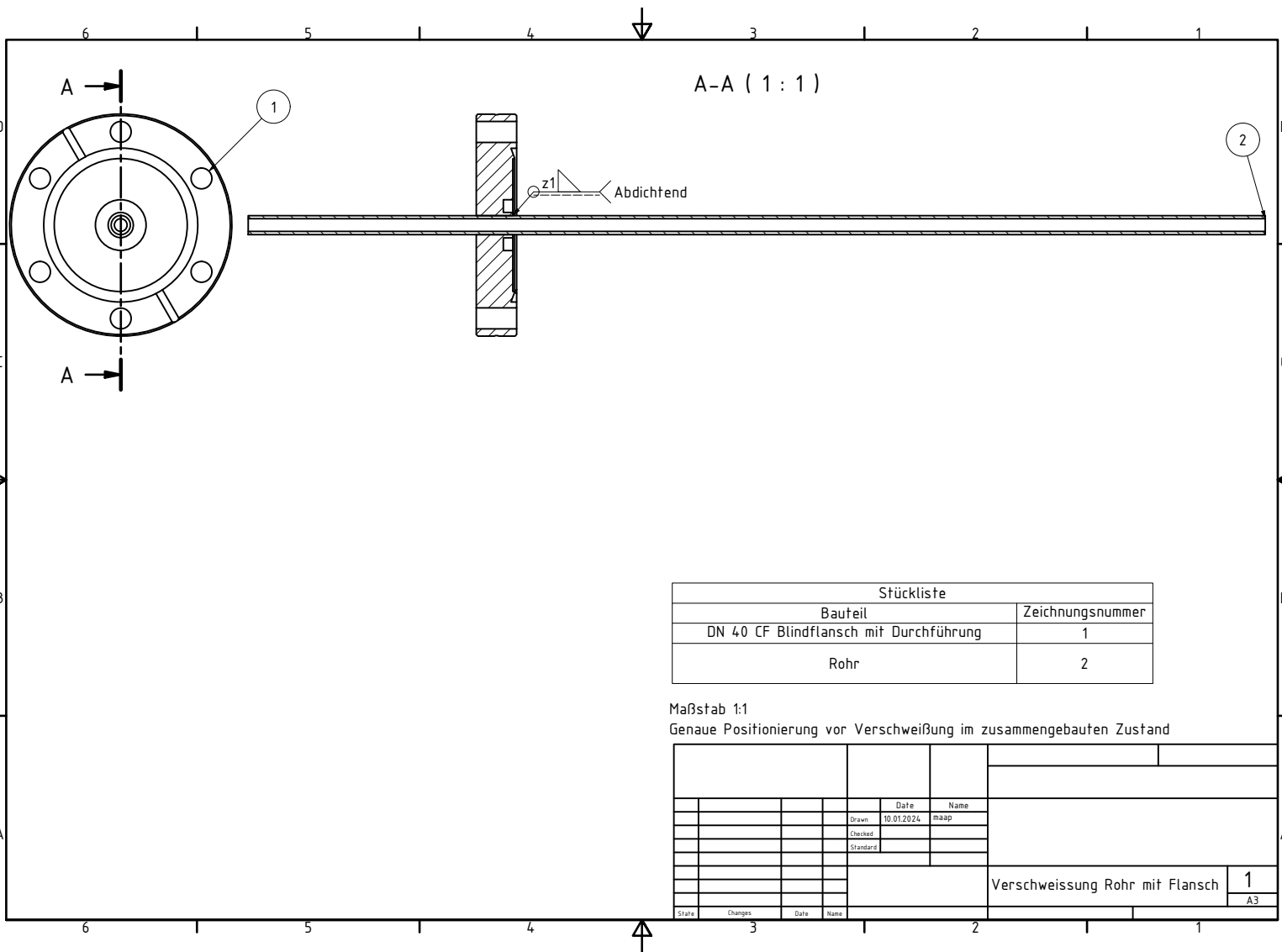


A-A (1 : 1)



1 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug DN40CF Blindflansch

				Date	Name
				Drawn	03.01.2024 maap
				Checked	
				Standard	
				DN40CF Blindflansch mit Loch	
				1	
				A4	
State	Changes	Date	Name		



A-A (1 : 1)

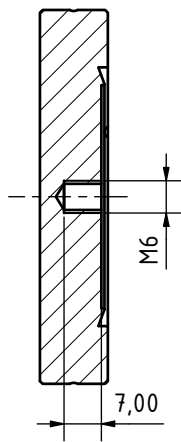
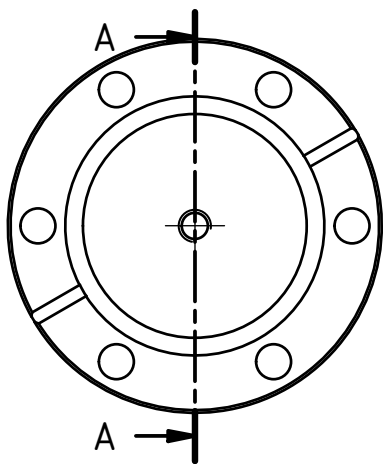
Stückliste	
Bauteil	Zeichnungsnummer
DN 40 CF Blindflansch mit Durchführung	1
Rohr	2

Maßstab 1:1
 Genaue Positionierung vor Verschweißung im zusammengebauten Zustand

		Date	Name		
		Drawn 10.01.2024	mhaap		
		Checked			
		Standard			
				Verschweißung Rohr mit Flansch	
				1	
				A3	
State	Changes	Date	Name		



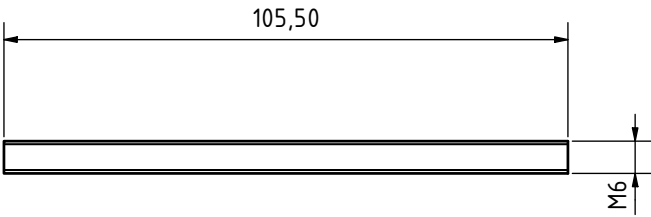
A-A (1 : 1)



2 Stück
Maßstab 1:1
Halbzeug DN40CF Blindflansch

				Date	Name		
				Drawn	04.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
						DN40CF Blindflansch mit Bohrung	1
							A4
State	Changes	Date	Name				





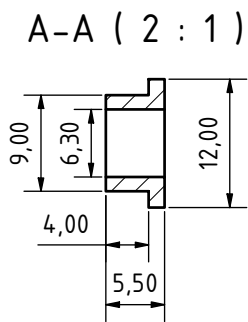
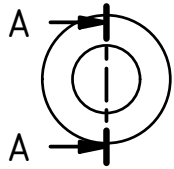
2 Stück
 Maßstab 1:1
 Halbzeug Rundstange aus Stahl X5CrNi18-10 Lagernr. 1203007

				Date	Name		
				Drawn	10.01.2024	maap	
				Checked			
				Standard			
State	Changes	Date	Name				

Gewindestab M6

1
A4





4 Stück
 Maßstab 2:1
 Halbzeug Rundstäbe aus Teflon / Blatt 6015. Lagernr. 1601517

				Date	Name		
				Drawn	04.01.2024	Appel	Isolationshülse
				Checked			
				Standard			
				Isolationshülse			1
							A4
State	Changes	Date	Name				

A.6 Matlabcodes

Temperaturverteilung

```

clear all;
close all;
clc;
%%Parameter festlegen
% Ende des Bereichs auf dem gekühlt wird z-Koordinate in m
l1=30*10(-3);
% Probenende z-Koordinate in m
l2=40*10(-3);
%Temperatur am Probenende in Kelvin
Te=293.15;
%Wandtemperatur in Kelvin
T2=90;
%Wärmeleitfähigkeit helium bei 90 K im Kontinuum in W/(m*k)
lamhe=0.0685;
%Wärmeleitfähigkeit Wolfram bei 90 K in W/(m*k)
lamw=252;
%Akkomodationskoeffizient bei 300k für helium wolfram im
%Bereich der freien Molekülbewegung
gam1=0.0167;
%Draht radius in Metern
R1=125*10(-6)/2;
%Innenradius der Wärmesenke in Metern
R2=3*10(-3);
%Druck in Pascal
p=[1 10(1) 10(2) 5*10(2) 10(3) 10(4)];
%Makroskopische Länge
L=R1;
%Molekül Radius von Helium in Metern
d=(2*1.4)*10(-10);
%Boltzmannkonstante in Nm/K
kb=1.38*10(-23);
%Mittlere freie Weglänge in Metern
lf=kb*T2./(sqrt(2)*pi*d2*p);
%%Berechnung der Integrationskonstanten zum lösen der DGL
a=(2*lamhe)/(R12*lamw)./(log(R2/R1)+...
15/4*kb*T2./(R1*gam1*sqrt(2)*d2*p*pi));
C1=(Te-T2)./(exp(sqrt(a)*l1).*(1+(l2-l1)*sqrt(a)))...

```

```

+exp(-sqrt(a)*l1).*(1-(l2-l1)*sqrt(a)));
C3=C1.*(exp(sqrt(a)*l1)+exp(-sqrt(a)*l1))+T2;
C4=C1.*sqrt(a).*(exp(sqrt(a)*l1)-exp(-sqrt(a)*l1));

%%Laufvariable definieren
%Drahtkoordinate in Metern bis l1
z1=linspace(0,l1,20);
%Drahtkoordinate von l1 in Metern bis l2
z2=linspace(l1,l2,4);
%Drahtkoordinate in Metern
z=[z1 z2]

%%Temperaturverteilungen Plotten
hold on
color=[1 0 0; 0 1 0; 0 0 1; 0 1 1; 1 0 1; 0 0 0; 0.1 0.2 1];
for i=1:6
%Temperaturverteilung mit Kühlung z<=l1
Tk=C1(1,i)*(exp(sqrt(a(1,i))*z1)+exp(-sqrt(a(1,i))*z1))+T2;
%Temperaturverteilung ohne Kühlung z>l1
Tok=C3(1,i)+C4(1,i)*(z2-l1);
T=[Tk Tok];
%Symmetrisches Ploten um z=0
P(i)=plot([fliplr(-z) z],[fliplr(T) T], 'Color',color(i,:));
end
Kn=lf./L;
%Plot Einstellungen
legend(sprintf('P=10^{-2}mbar Kn_1=%.2f',Kn(1,1)),...
sprintf('P=10^{-1}mbar Kn_1=%.2f',Kn(1,2)),...
sprintf('P=10^{0}mbar Kn_1=%.2f',Kn(1,3)),...
sprintf('P=5*10^{0}mbar Kn_1=%.2f',Kn(1,4)),...
sprintf('P=10^{1}mbar Kn_1=%.2f',Kn(1,5)),...
sprintf('P=10^{2}mbar Kn_1=%.2f',Kn(1,6)),...
'Location','southeast')

xlabel('Abstand von der Mitte in Metern')
ylabel('Temperatur in Kelvin')

```

Exemplarische Auswertung am Beispiel der Variation des Druckes

```
clear all;
close all;
clc;
%%Vorbereitung zum Einlesen der Daten
folder = 'E:\Bachelorarbeit\05_Messwerte\';
file_name=[{'20240403
            _12_36_Conversionfaktor_1_45_Grosse_Pumpe_7sccm.txt'};...
{'20240403_13_11_Conversionfaktor_1_45_Grosse_Pumpe_7sccm.txt
            '};...
{'20240403_13_30_Conversionfaktor_1_45_Grosse_Pumpe_7sccm.txt
            '}];
l_03=length(file_name);
%Leeren Messvektor definieren
Messwerte=zeros(l_03,5);
f1=figure;
%leeren Start und Ende Vektor definieren
%(Anfang und Ende einer Messung)
start=zeros(1,l_03);
ende=zeros(1,l_03);
%Vektor mit indizes zum Adressieren der Daten als Eintrag
l2=ones(1,l_03+1);

%%Ploten der Messkurven und einlesen der Daten
hold on
for i=1:l_03

data=load([folder char(file_name(i,:))]);
%Indizes identifizieren, die zu den Daten gehören,
%welche am nächsten bei 0 Grad C sind
[m01 l01] =min(abs(data(1:end,2)));
%Indizes identifizieren, die zu den Daten gehören,
%welche die niedrigste Temperatur haben
[m02 l02] =min(data(:,2));
%start festlegen
start(1,i)=l01;
%ende festlegen
ende(1,i)=l02;
%länge der ausgelesenen Daten
differenz=ende-start;
```



```

%Indize um die Temperaturen aller Daten
%in einen Vektor zu schreiben
l2(1,i+1)=l2(1,i)+differenz(i);
%befüllen des messwert Arrays
%Temperatur der Probe in kelvin
Messwerte(l2(1,i):l2(1,i+1),1)...
=data(start(i):ende(i),2)+273.15;
%Temperatur der Waermesenke in Kelvin
Messwerte(l2(1,i):l2(1,i+1),2)...
=data(start(i):ende(i),3)+273.15;
%Temperatur der Vakuunkammer in Kelvin
Messwerte(l2(1,i):l2(1,i+1),3)...
=data(start(i):ende(i),4)+273.15;
%Druck in millibar
Messwerte(l2(1,i):l2(1,i+1),4)...
=data(start(i):ende(i),5);
%Zeit in Sekunden
Messwerte(l2(1,i):l2(1,i+1),5)...
=5*[0:1:differenz(i)];
%Ploten der Messkurve
plot(Messwerte(l2(1,i):l2(1,i+1),5),Messwerte(l2(1,i):l2(1,i
+1),1))
end
%Plot einstellungen
set(gcf,'position',[100,300,500,200])
xlabel('Zeit in s')
ylabel('Temperatur in K')
axis([0 300 100 300])
xticks(0:50:300);
hold off
%Plot Beschriftung
Endwertscm=zeros(102,1);
titleex=[{'Variation des Drucks 7 sccm Experiment 1'}; ...
{'Variation des Drucks 7 sccm Experiment 2'}; ...
{'Variation des Drucks 7 sccm Experiment 3'}];

%%Kurvenanpassung
%Limits und Startparameter für die Kurvenanpassung definieren
lowerlimits=[50 -1 50];
upperlimits=[100 0 150];

```

```

startpara=[80 -0.05 150];
k=1;
for j=1:l_03
fig=figure
hold on
%Messwerte für ein fitting
kurve=Messwerte(((l2(1,j)+5):1:(l2(1,j+1))-1),1);
%Dazugehörige Zeit in Sec
timefit=5*[0:1:(length(kurve)-1)'];
%Ploten der Messwerte
plot(timefit,kurve,'o','Color','red')
%Art der gefitten Kurve definieren
ft='a*exp(b*x)+c';
%Limits in das fitting einbinden
options = fitoptions(ft)
options.lower=lowerlimits;
options.upper=upperlimits;
%Fitting durchführen
f = fit(timefit,kurve,ft,'StartPoint',startpara);
funktionen(j)={f};
%Plotten der gefitten Kurve
plot(timefit,f(timefit),'Color','blue')
%Fehlerbetrag statistisch auswerten
mittlererfehler=mean(abs(f(timefit)-kurve));
maxfehler=max(abs(f(timefit)-kurve));
fehlerstandartabweichung=sqrt(var(abs(f(timefit)-kurve)));
%Beschriftung des Plots und andere Ploteinstellungen
title(char([titleex(k,1)]))
xlabel('Zeit in s')
ylabel('Temperatur in K')
legend('Messwerte', ...
char([sprintf('%.2f',f.a) ' K exp(' sprintf('%.2f',f.b)...
' 1/s t)' '+' sprintf('%.2f',f.c) ' K']));
text(0.55*max(xticks),0.67*(max(yticks)-min(yticks))...
+min(yticks),['Mittlerer Fehler ' sprintf('%.2f'...
,mittlererfehler) ' K'],'FontSize',8)
text(0.55*max(xticks),0.6*(max(yticks)-min(yticks))...
+min(yticks),['Maximaler Fehler ' sprintf('%.2f'...
,maxfehler) ' K'],'FontSize',8)
text(0.55*max(xticks),0.53*(max(yticks)-min(yticks))...

```

```

+min(yticks), ['Standartabweichung Fehler ' sprintf('%.2f'...
, fehlerstandartabweichung) ' K'], 'FontSize', 8)
set(gcf, 'position', [100, 300, 500, 200])
%Plot speichern
namesave=[...
'E:\Bachelorarbeit\02_Notizen\01_tex\01_Thesis\
  Abkuehlkurven_Fitting'...
char(titleex(j,1)) '.png'];
saveas(fig, char(namesave(1,:)) )
hold off
%Temperaturendwerte anhand der Gefittenfunktion bestimmen
Endwertscmfit(k,1)=f(inf);
%Druck einer Messung mitteln
pmittel(k,1)=mean(Messwerte(((l2(1,j)+5):1:(l2(1,j+1))-1),4))
;
pvar(k,1)=var(Messwerte(((l2(1,j)+5):1:(l2(1,j+1))-1),4));
k=k+1;
end
%Mittelwert des Druckes über mehrere Messungen
pmittelvommittel=mean(pmittel)
%Standardabweichung des Druckes über mehrere Messungen
pmittelvommittelstandartabweichung=sqrt(var(pmittel))
%Mittelwert der Gleichgewichtstemperatur
%über mehrere Messungen
Tmittel=mean(Endwertscmfit)
%Standartabweichung der Gleichgewichtstemperatur
%über mehrere Messungen
Tstandardabweichung=sqrt(var(Endwertscmfit))

```

Berechnung der Knudsenzahl bei Variation des Druckes

```
clear all;
close all;
clc;
%Gastemperatur in Kelvin
Tg=293.15;
%Radius der Kammer und Makroskopische Länge in Metern
L=77.5*10(-3);
%Boltzmannkonstante in Nm/K
kb=1.38*10(-23);
%Moleküldurchmesser von Helium in Metern
dm=2*1.4*10(-10);
%Mittlerer Kammerdruck bei 7 sccm mit kleiner Pumpe in Pascal
pm1=5.1*10(-1);
%Mittlerer Kammerdruck bei 7 sccm mit grosser Pumpe in Pascal
pm2=7.5*10(-2);

%%Knudsenzahl der Kammer mit der Kleinen Pumpe
%Mittlere freie Weglänge in Metern mit der kleinen Pumpe
lf1=kb*Tg/(sqrt(2)*dm2*pm1)
%Knudsenzahl mit der kleinen Pumpe
Kn1=lf1/L

%%Knudsenzahl der Kammer mit der großen Pumpe
%Mittlere freie Weglänge in Metern mit der großen Pumpe
lf2=kb*Tg/(sqrt(2)*dm2*pm2)
%Knudsenzahl mit der grossen Pumpe
Kn2=lf2/L
```


Literatur

- [1] UNITED NATIONS DEPARTMENT FOR ECONOMIC AFFAIRS und SOCIAL. *WORLD POPULATION PROSPECTS 2022: Summary of results*. [S.l.]: UNITED NATIONS, 2023. ISBN: 978-92-1-148373-4.
- [2] Qasem Abu Al-Haija, Omar Mohamed und Wejdan Abu Elhaija. “Predicting global energy demand for the next decade: A time-series model using nonlinear autoregressive neural networks”. In: *Energy Exploration & Exploitation* 41.6 (2023), S. 1884–1898. ISSN: 0144-5987. DOI: 10.1177/01445987231181919.
- [3] *Verbleibendes CO₂-Budget*. URL: <https://www.mcc-berlin.net/forschung/co2-budget.html>.
- [4] Intergouvernemental panel on climate change. *Climate change 2021: The physical science basis : summary for policymakers : working group I contribution to the sixth Assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Geneva, Switzerland: IPCC, opyright 2021. ISBN: 978-92-9169-158-6.
- [5] Ulrich Stroth. *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen und Anwendungen*. 2. Aufl. 2018. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017. ISBN: 978-3-662-55235-3. URL: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-epflicht-1515454>.
- [6] *Was ist Kernfusion?* URL: <https://www.ipp.mpg.de/ippcms/de/pr/fusion21/kernfusion/index>.
- [7] *Wall load*. URL: <https://www.ipp.mpg.de/1766258/wand>.
- [8] M. Kaufmann und R. Neu. “Tungsten as first wall material in fusion devices”. In: *Fusion Engineering and Design* 82.5-14 (2007), S. 521–527. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2007.03.045.
- [9] Feichtmayer, A., Curzadd, B., Benthaus, M., Estermann, S., Höschen, T., Riesch, J., et al. *The GIRAFFE Experiment – Current Status and Future Developments for Material Testing under Fusion-Relevant Loads*. Poster presented at 32nd Symposium on Fusion Technology (SOFT 2022), Dubrovnik, Virtual. URL: <https://hdl.handle.net/21.11116/0000-000B-2FAB-1>.
- [10] Raphaël Colson. “Design, Construction and Characterization of a Contactless Cooling System for Material Samples under Vacuum”. Masterarbeit unveröffentlicht, Technische Universität München, Max Planck Institut, Garching, 2023.

- [11] Wolfgang Geller. *Thermodynamik für Maschinenbauer*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. ISBN: 978-3-662-44960-8. DOI: 10.1007/978-3-662-44961-5.
- [12] Dieter Hänel. *Molekulare Gasdynamik: Einführung in die kinetische Theorie der Gase und Lattice-Boltzmann-Methoden*. Berlin [etc.]: Springer, 2004. ISBN: 3-540-44247-2.
- [13] Wolfgang Polifke und Jan Kopitz. *Wärmeübertragung*. 2., aktualisierte Aufl. München und Boston [u.a.]: Pearson Studium, 2009. ISBN: 978-3-8273-7349-6.
- [14] *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: 978-3-642-19980-6. DOI: 10.1007/978-3-642-19981-3.
- [15] D. Vincent Roach und Lloyd B. Thomas. “Comparative study of accommodation coefficients of helium and neon on clean tungsten under transition, temperature jump, and free molecule conditions”. In: *The Journal of Chemical Physics* 59.6 (1973), S. 3395–3402. ISSN: 0021-9606. DOI: 10.1063/1.1680482.
- [16] *Datenblatt Wolfram*. URL: <https://www.whs-sondermetalle.de/images/pdf/W-Wolfram.pdf>.
- [17] Erik Lassner und Wolf-Dieter Schubert. *Tungsten: Properties, Chemistry, Technology of the Element, Alloys, and Chemical Compounds*. Boston, MA und s.l.: Springer US, 1999. ISBN: 978-1-4613-7225-7. DOI: 10.1007/978-1-4615-4907-9.
- [18] J. G. Hust und A. B. Lankford. *THERMAL CONDUCTIVITY OF ALUMINUM, COPPER, IRON, AND TUNGSTEN FOR TEMPERATURES FROM 1 K TO THE MELTING POINT*. 1984.
- [19] K. Jousten, Hrsg. *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. 12., neu bearbeitete Auflage. Wiesbaden, Germany: Springer Vieweg, 2018. ISBN: 978-3-658-13386-3.
- [20] *1.4301 Datenblatt*. URL: <https://www.hsm-stahl.de/werkstoff/14301/>.
- [21] *1.4311 Datenblatt*. URL: <https://www.hsm-stahl.de/werkstoff/14311/>.
- [22] J. G. Hust und R. D. McCarty. *Thermophysical Properties of Helium-4 from 2 to 1500k with Pressures to 1000 Atmospheres*. 1972.
- [23] Manjeera Mantina u. a. “Consistent van der Waals radii for the whole main group”. In: *The journal of physical chemistry. A* 113.19 (2009), S. 5806–5812. DOI: 10.1021/jp81111556.
- [24] Richard B. Stewart, Richard T. Jacobsen und W. Wagner. “Thermodynamic Properties of Oxygen from the Triple Point to 300 K with Pressures to 80 MPa”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* Vol 20 (1991).
- [25] Rainer Parthier, Hrsg. *Messtechnik*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2016. ISBN: 978-3-658-13597-3. DOI: 10.1007/978-3-658-13598-0.
- [26] Bertil Sundqvist. “Thermal diffusivity and thermal conductivity of Chromel, Alumel, and Constantan in the range 100–450 K”. In: *Journal of Applied Physics* 72.2 (1992), S. 539–545. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.351885.

- [27] *Heatpipes*. URL: <https://www.heatpipes.fraunhofer.de/de/funktionsweise.html>.
- [28] Jürgen Hedderich und Lothar Sachs. *Angewandte Statistik: Methodensammlung mit R*. 15. Aufl. 2016. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 978-3-662-45690-3. URL: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-epflicht-1574102>.
- [29] Richard T. Jacobsen und Richard B. Stewart. “Thermodynamic Properties of Nitrogen Including Liquid and Vapor Pases from 63 K to 2000 K with Pressures to 10,000 Bar”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data Vol 2* ().
- [30] Hongbin Ma. *Oscillating Heat Pipes*. New York, NY: Springer New York, 2015. ISBN: 978-1-4939-2503-2. DOI: 10.1007/978-1-4939-2504-9.
- [31] G. L. Fleischman, T. C. Chiang und R. D. Ruff. “Oxygen Heat Pipe 0-G Performance Evaluation Based 1-G Test”. In: *AIAA, 26th Thermophysics Conference* ().
- [32] Peter Elsner. *DOMININGHAUS - Kunststoffe: Eigenschaften und Anwendungen*. 8th ed. VDI-Buch. Dordrecht: Springer, 2011. ISBN: 978-3-642-16172-8. URL: <http://gbv.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=968733>.
- [33] *Datenblatt Polyetheretherketon (PEEK)*. URL: https://www.kern.de/de/technisches-datenblatt/polyetheretherketon-peek?n=1701_1.
- [34] *OPERATING INSTRUCTIONS PKR 251 Pirani/Cold cathode gauge*.
- [35] Karpfinger. *Höhere Mathematik in Rezepten*. Springer Berlin Heidelberg, 2017. ISBN: 978-3-662-54808-0.
- [36] Werner Skolaut, Hrsg. *Maschinenbau: Ein Lehrbuch für das ganze Bachelor-Studium*. 2., aktualisierte und überarbeitete. SpringerLink Bücher. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg, 2018. ISBN: 978-3-662-55881-2. DOI: 10.1007/978-3-662-55882-9.