

Physik

Arbeiten zum Aufbau eines  
Clustertargets für  $4\pi$ -Experimente an  
Speicherringen und Untersuchungen  
zur Clusterproduktion

Diplomarbeit

von

Tobias Rausmann

Institut für Kernphysik

der

Westfälischen Wilhelms-Universität

zu Münster

August 2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Clustertargets und ihre Anwendungen</b>	<b>5</b>
2.1	Das interne Target . . . . .	5
2.2	Anwendungen von Clustertargets . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Theorie der Clusterbildung</b>	<b>11</b>
3.1	Beschreibung der Düsenströmung . . . . .	11
3.2	Die Clusterbildung . . . . .	14
3.3	Clusterdichten . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Aufbau des Clustertargets</b>	<b>19</b>
4.1	Die Clusterquelle . . . . .	19
4.1.1	Das Gassystem . . . . .	21
4.1.2	Präparation des Clusterstrahls . . . . .	27
4.1.3	Das Vakuumsystem der Quelle . . . . .	28
4.2	Die Streukammer . . . . .	30
4.3	Der Auffänger . . . . .	32
4.4	Die Druckverhältnisse im Aufbau . . . . .	33
4.4.1	Berechnung der Druckverhältnisse . . . . .	33
4.4.2	Die gemessenen Kammerdrücke . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Das Messsystem</b>	<b>39</b>
5.1	Das Monitorsystem . . . . .	39

5.2	Die Justage des Clustertargets . . . . .	45
5.3	Die Aufweitung des Clusterstrahls . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Das Saugvermögen in der Streukammer</b>	<b>51</b>
<b>7</b>	<b>Untersuchung der Clusterdichten verschiedener Düsen</b>	<b>55</b>
7.1	Messung der Clusterdichte . . . . .	55
7.2	Dichteverteilungen bei verschiedenen Düsendurchmessern . . .	58
7.3	Vergleich der Ergebnisse mit früheren Daten . . . . .	64
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>67</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Zeichnung des PANDA-Detektors [PAN03] . . .	2
3.1	Schema der Kondensationsprozesse in einer Lavaldüse . . . . .	15
4.1	Schematischer Aufbau des Clustertargets . . . . .	20
4.2	Foto des Testaufbaus . . . . .	21
4.3	Mechanischer Aufbau des Clustertargets . . . . .	22
4.4	Mechanischer Aufbau der Clusterquelle inklusive Kryopumpe und kardanischer Aufhängung . . . . .	23
4.5	Foto des Kaltkopfs mit den modifizierten Gasleitungen aus Edelstahl und Kupfer. . . . .	24
4.6	Typische Kühlkurve der Clusterquelle bei einem Durchfluß von 4 ml <sub>n</sub> /s. Das Erreichen der Endtemperatur nach ungefähr 3 Stunden ist hier gut zu erkennen. . . . .	25
4.7	Bild eines Skimmers von Beam Dynamics Inc. und die Maße des in der Clusterquelle verwendeten Skimmers. . . . .	28
4.8	Mechanischer Aufbau von Streukammer und Auffänger mit den Abständen der Monitorsysteme . . . . .	31
4.9	Schema der Druckverhältnisse im Vakuumsystem. Aufgeführt sind die berechneten Drücke, Saugleistungen, Leitwerte und die Abstände der Blenden und Strahlrohre zur Düse . . . . .	34
5.1	Prinzip des mechanischen Monitorsystems . . . . .	40
5.2	Die Stabkonfigurationen der drei Monitorsysteme. . . . .	41

---

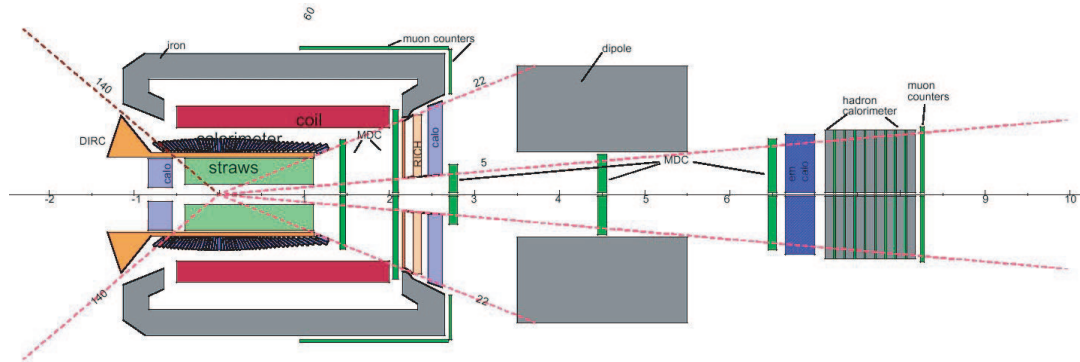
5.3	Beispiel für Clusterstrahlprofile an der Kryopumpe . . . . .	42
5.4	Beispiel für Clusterstrahlprofile an der Streukammer . . . . .	43
5.5	Beispiel für Clusterstrahlprofile am Auffänger . . . . .	43
5.6	Veränderung des Profils bei einer Asymmetrie und verschiedenen Gasdurchflüssen. Die Strahlprofile wurden in der Streukammer gemessen. . . . .	45
5.7	Schema der Justage von Kollimator und Skimmer mit Hilfe eines Plexiglasstabes. . . . .	46
5.8	Beispiel für ein nahezu symmetrische Clusterstrahlprofile. Die Profile wurden in der Streukammer gemessen. . . . .	47
5.9	Schema der Lagerung der Clusterquelle auf dem Quellengestell	48
6.1	Messung des Saugvermögens in der Streukammer in Abhängigkeit vom Druck in der Vakuumkammer . . . . .	52
6.2	Veränderung des Saugvermögens einer Turbomolekularpumpe mit Nenn-Saugvermögen von 145 l/s in Abhängigkeit vom Druck in der Vakuumkammer [WAW88]. . . . .	53
7.1	Beispielhafte Signalmessung an der 24 $\mu\text{m}$ -Düse bei einem Durchfluss von 9 $\text{ml}_\text{n}/\text{s}$ . . . . .	57
7.2	Clusterdichteverteilung bei der 40 $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Einlassdruck . . . . .	59
7.3	Clusterdichteverteilung bei der 24 $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Einlassdruck . . . . .	60
7.4	Clusterdichteverteilung bei der 40 $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Volumendurchfluß . . . . .	61
7.5	Clusterdichteverteilung bei der 24 $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Volumendurchfluß . . . . .	62
7.6	Quotient aus den Clusterdichteverteilung der 24 $\mu\text{m}$ -Düse und der 40 $\mu\text{m}$ -Düse . . . . .	64

# Kapitel 1

## Einleitung

Beschleunigerexperimente sind seit Jahrzehnten eine Standardmethode der Kernphysik für die Erforschung des Aufbaus und der Struktur der Materie. Dabei sind im Laufe der Zeit die Anforderungen an die Energieauflösung gestiegen, um immer feinere Details registrieren zu können. Auch die Energien bei denen die Experimente durchgeführt werden sind dabei größer geworden, um neue Teilchen finden und auch immer kleinere Strukturen im Aufbau der Materie untersuchen zu können. Dies führt zu einem steigenden Aufwand beim Bau neuer Beschleunigeranlagen. Zum Beispiel werden größere Magnete und längere Beschleuniger benötigt, damit höhere Energien erreicht werden können. Auch die verwendeten Detektoren sind größer und aufwändiger geworden, um die durchgeführten Reaktionen vollständiger und exakter untersuchen zu können.

Ein neuer großer Detektor wird der PANDA-Detektor sein, der im Rahmen des neuen Beschleunigerkomplexes FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) an der GSI in Darmstadt gebaut wird [PAN03]. Der Detektor hat einen Durchmesser (siehe Abb. 1.1) von ungefähr 4 m und soll möglichst den gesamten Raumwinkel von  $4\pi$  abdecken, um bei Experimenten alle Reaktionsprodukte zu registrieren. Durch die Größe des neuen Detektors ergeben sich jetzt neue Herausforderungen an ein für die zukünftigen Experimente benötigtes Target: Aufgrund der Konstruktionsweise steht für das Target



**Abbildung 1.1:** Schematische Zeichnung des PANDA-Detektors [PAN03]

nur ein dünnes Strahlrohr innerhalb des Detektors zur Verfügung. Die Quelle und der Auffänger des Targets müssen sich daher außerhalb des Detektors befinden. Am Detektor werden Reaktionen zwischen Protonen und Antiprotonen untersucht, daher wird als Targetmaterial Wasserstoff verwendet werden. Die erforderliche Dichte des Targets soll über der Dichte der bisher entwickelten Clustertargets liegen. Dabei muss jedoch gleichzeitig ein sehr gutes Vakuum gewährleistet sein, um möglichst keine Antiprotonen durch in den Speicherring gelangendes Restgas zu vernichten. Es darf daher möglichst kein gasförmiger Wasserstoff am Target freigesetzt werden. Deshalb kann es sich bei dem zukünftigen Target nur um ein Pellet- oder ein Clustertarget handeln. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist der Aufbau eines Testtargets um die Möglichkeiten des Einsatzes eines Clustertargets am PANDA-Detektor zu untersuchen. Außerdem wurden erste Testmessungen am neuen Target durchgeführt.

Das Prinzip eines solchen Clustertargets beruht auf der Expansion eines durch eine Lavalldüse strömenden Gases, das dabei teilweise zu Mikrotropfen, den sogenannten Clustern, kondensiert. Das Restgas wird dann von dem Clusterstrahl abgeschält. Der entstandene reine Clusterstrahl steht dann als Target zur Verfügung. Solche Clustertargets wurden mehrfach am Institut für Kernphysik in Münster geplant und aufgebaut. Zwei der Targets werden von unserer Arbeitsgruppe am COSY-Beschleunigerring in Jülich seit

längerem mit Erfolg betrieben [COS98].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Eigenschaften und Unterschieden zwischen dem Clustertarget und anderen Targets. Auch werden die Anwendungen von Clustertargets vorgestellt. In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen der Düsenströmungen und der Clusterbildung behandelt. Kapitel 4 beschreibt den Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Clustertargets. Es werden dabei sowohl der Gesamtaufbau als auch die einzelnen Bestandteile näher erläutert. Kapitel 5 stellt die für die Messungen verwendeten Monitorsysteme vor und beschäftigt sich mit einzelnen Schritten der Targetjustage. Des Weiteren wird auf die Aufweitung des Clusterstrahls eingegangen. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Bestimmung des Saugvermögens in der Streukammer, das für die Clusterdichtebestimmung benötigt wird. In Kapitel 7 werden dann die ersten Messungen zur Clusterdichte beschrieben. Es wird die Clusterdichteverteilung bei verschiedenen Düsen untersucht und mit den Ergebnissen früherer Clustertargets verglichen. Die Arbeit schließt mit dem Kapitel 8, das eine Zusammenfassung und einen Ausblick auf zukünftige Arbeiten am Clustertarget enthält.



# Kapitel 2

## Clustertargets und ihre Anwendungen

Bei vielen Experimenten in der Kernphysik handelt es sich um Streuexperimente bei denen ein beschleunigter Teilchenstrahl auf ein feststehendes Target geschossen wird. Es lassen sich hierfür verschiedene Arten von Targets verwenden, die einige Unterschiede aufweisen. Die Unterschiede zum Clustertarget sind dabei im Rahmen dieser Arbeit von besonderer Bedeutung.

### 2.1 Das interne Target

Für viele Streuexperimente wird der Strahl aus dem Beschleuniger extrahiert und auf ein außerhalb des Beschleuniger stehendes Target gelenkt. Bei diesen externen Targets handelt es sich meist um Festkörper-Targets. Der Beschleunigerstrahl geht beim Experiment vollständig verloren und es muss daher für jeden Durchgang ein neuer Strahl erzeugt werden. Dadurch fallen bei den Experimenten periodisch größere Datenmengen an zwischen denen Totzeiten liegen, wo keine Daten aufgezeichnet werden.

Bei anderen Streuexperimenten wird hingegen ein internes Target verwendet. Hierbei befindet sich das Target z.B. in einem Speicherring. Wenn der Teilchenstrahl bei dieser Anordnung auf das Target trifft, verbleiben die

Teilchen, die nicht aus der Akzeptanz des Beschleunigers heraus gestreut werden, im Speicherring und treffen nach einem weiteren Umlauf erneut auf das Target. So gehen im Idealfall nur Teilchen verloren, die entweder eine Reaktion oder einen elastischen Stoß mit einem Targetatom durchgeführt haben. Im Normalfall erfahren die einzelnen Strahlteilchen beim Durchqueren des Targets eine gewisse Änderung der transversalen Impulskomponente, die nach mehrmaligen Umlauf zu einer Defokussierung des Teilchenstrahls führt. Um das auszugleichen benötigt der Speicherring eine Phasenraumkühlung. Bei einer Phasenraumkühlung wird der Strahl durch eine äußere Wechselwirkung so beeinflusst, dass sich die Impulse der Strahlteilchen angleichen. Eine Methode um dies zu erreichen ist die Elektronenstrahl-Kühlung. Bei dieser Methode wird der Beschleunigerstrahl über eine kurze Wegstrecke parallel zu einem Elektronenstrahl mit einer niedrigen thermischen Energie geführt. Dabei gleichen sich die thermischen Geschwindigkeitsverteilungen der Strahlen durch Coulombstöße zwischen den Elektronen und den Ionen an. Die transversale Impulsverteilung des Ionenstrahls wird auf die niedrigere des Elektronenstrahls abgekühlt. Eine andere Methode der Strahlkühlung ist die stochastische Kühlung. Dabei wird ausgenutzt, dass der Strahl im Speicherring aus einzelnen Teilchenpaketen besteht. Auf der einen Seite des Rings wird von einer Elektrode der Ladungsschwerpunkt eines Teilchenpakets gemessen. Es wird dann ein Signal an eine zweite Elektrode auf der gegenüberliegenden Seite des Rings geschickt, die den Ladungsschwerpunkt der Teilchen wieder in Richtung der Strahlachse verschiebt.

Eine wichtige Größe bei einem Experiment ist die Reaktionsrate  $R$ . Sie ist das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der untersuchten Reaktion und der Luminosität  $L$ . Die Luminosität ist eine wichtige Kenngröße der apparativen Aufbauten von Streuexperimenten. Je höher die Luminosität um so kleiner kann der Wirkungsquerschnitt bei gleicher Reaktionsrate sein. Bei einem externen Target ist die Luminosität das Produkt aus der Flächendichte  $\rho$  des Targets und der Zahl  $N$  der Ionen im Beschleunigerstrahl, die pro Sekunde auf das Target treffen.

$$R = \sigma \cdot L = \sigma \cdot N/t \cdot \rho \quad (2.1)$$

Für ein internes Target enthält die Luminosität als Faktor zusätzlich die Umlauffrequenz  $f$  des Speicherrings. Um auf die gleiche Luminosität wie bei einem externen Target zu kommen, benötigt man bei einer Umlauffrequenz von  $n$  deshalb nur ein  $n$ -tel der Dichte des externen Targets.

$$L = N \cdot \rho_{intern} \cdot f = N \cdot \rho/n \cdot n \quad (2.2)$$

Das interne Target erlaubt dadurch eine hohe Luminosität bei einer relativ geringen Targetdichte. Durch die geringe Dichte wird auch weniger Untergrund erzeugt und ein dünnes Target ergibt eine bessere Energieauflösung. Bei der Datenaufnahme sind die anfallenden Datenmengen auch über eine größere Zeitspanne verteilt und es müssen nicht periodisch sehr große Datenmengen verarbeitet werden.

Es gibt mehrere Möglichkeiten ein internes Target zu realisieren. Eine Möglichkeit sind dünne Festkörpertargets in Form von Folien, Streifen oder Drähten. Die Dichte eines solchen Targets ist meistens so groß, dass die daraus resultierenden größeren Impulsänderungen der Strahlteilchen nicht mehr von einer Phasenraumkühlung kompensiert werden können. Durch die große Dichte sind auch die Reaktionsraten sehr hoch und dementsprechend auch die Datenmengen, die gespeichert und verarbeitet werden müssen. Außerdem lassen sich Elemente, die bei Raumtemperatur gasförmig sind, meistens nur als ein Anteil in einem Festkörpertarget realisieren. Dies führt zu einem höheren Untergrund durch Reaktionen der Strahlteilchen mit den anderen Bestandteilen des Targets.

Für gasförmige Elemente gibt es noch die Möglichkeit eines Gasjet-Targets. Hier wird das Gas durch eine Düse geschickt und dadurch ein Überschallgasstrahl erzeugt, der als Target dient. Durch die hohe thermische Energie der Gasteilchen löst sich der Strahl schon nach wenigen Zentimetern auf. Um das Vakuum des Speicherrings durch das freigewordene Gas nicht zu beeinträchtigen, kann solch ein Target entweder nur mit einer extrem hohen

Pumpkapazität betrieben werden oder es muss durch Fenster vom Rest des Speicherrings getrennt werden. Der Strahl wird dann beim Durchqueren der Fenster zusätzlich gestreut, verliert dadurch stärker an Intensität und liefert einen zusätzlichen Untergrund.

Eine fensterlose Realisierung eines internen Targets stellt das Clustertarget dar. Es können hierbei prinzipiell alle gasförmigen Stoffe insbesondere Wasserstoff verwendet werden. Das Prinzip des Clustertargets wird in Kapitel 3.2 erklärt. Es besitzt einige Vorteile:

- Eine hohe Reinheit des Targets, da sich Gase sehr rein präparieren lassen.
- Die Dichte lässt sich stufenlos über mehrere Größenordnungen einstellen.
- zeitlich konstante Luminosität durch eine gleichmäßige Targetdichte
- keine großen Schwankungen bei den anfallenden Datenmengen
- keine Probleme durch Strahlenschäden am Target, da sich der Clusterstrahl ständig regeneriert.

Ein Nachteil von Clustertargets ist die Pumpkapazität, die benötigt wird um das Vakuum im Speicherring nicht zu beeinträchtigen. Das Clustertarget muss daher bei der Konstruktion an das beim Experiment vorhandene Raumangebot angepasst werden.

## 2.2 Anwendungen von Clustertargets

Interne Wasserstofftargets werden schon seit mehr als zwei Jahrzehnten für kernphysikalische Experimente verwendet. Clustertargets wurden dabei zum Beispiel am Fermilab [Col98], am CERN [H<sup>+</sup>91], am CELSIUS-Ring in Uppsala [Joh97] und in Frascati [A<sup>+</sup>91] eingesetzt. Bei den Experimenten handelte es sich unter anderem um Untersuchungen zur Mesonenproduktion und

Streuversuche mit Protonen und Antiprotonen. Da die Erzeugung und Speicherung von Antiprotonen aufwändig ist, sollten bei diesen Experimenten die Verluste im Beschleunigerstrahl möglichst gering sein. Daher ist für Experimente mit Antiprotonen ein internes Wasserstofftarget besonders geeignet, weil bei einem Target dieser Art die Verluste des Beschleunigerstrahls relativ gering sind. Am Institut für Kernphysik in Münster wurden bereits mehrere Clustertargets entworfen und gebaut. Zwei dieser Targets sind zur Zeit im Rahmen des COSY11- und des ANKE-Experiments am COSY-Ring in Jülich im Einsatz [COS98]. Beide Experimente beschäftigen sich mit Untersuchungen im Bereich der schwelennahen Mesonenproduktion.

Am PANDA-Detektor des geplanten Speicherrings HESR könnte in Zukunft ein weiteres Clustertarget eingesetzt werden. Hier sollen in Zukunft Hochenergieexperimente unter Verwendung von Antiprotonen durchgeführt werden. Für diese zukünftige Anwendung wird in Münster ein Teststand gebaut um die Möglichkeiten zur Weiterentwicklung der bisherigen Targetkonstruktionen zu untersuchen. In der neuen Konzeption des Targets muss dabei das durch die Konstruktionsweise des Detektors nur geringe Platzangebot berücksichtigt werden. Deshalb wird am neuen Testtarget die Realisierung von großen Distanzen zwischen Interaktionspunkt und Düse untersucht. Der Targetaufbau darf innerhalb des Detektors allerdings nur sehr schmal sein, damit dieser einen möglichst großen Anteil des gesamten Raumwinkels von  $4\pi$  abdecken kann. Weitere Punkte die am neuen Teststand untersucht werden sollen sind die verschiedenen Möglichkeiten zur Verbesserung der Targetdichte. Zum einen wird eine Verbesserung der Clusterdichte durch Veränderungen bei der Präparation des Clusterstrahls durch Düse, Skimmer und Kollimator getestet. Zum anderen soll in Zukunft versucht werden durch einen deutlich größeren Einlassdruck als bisher eine Erhöhung der Clusterdichte zu erreichen. Ein solches verbessertes Clustertarget könnte dann auch an anderen zukünftig geplanten Experimenten mit  $4\pi$ -Detektoren eingesetzt werden.



# Kapitel 3

## Theorie der Clusterbildung

Das Prinzip des Clustertargets beruht auf dem Verhalten von Gasen beim Durchströmen einer Lavalldüse. Eine Lavalldüse hat eine erst konvergente und dann divergente Form. Bei der Expansion eines kalten Gases in der Düse kann es dabei durch weitere Temperaturabnahme zur teilweisen Kondensation des Gases kommen. Die entstehenden Mikrotröpfchen bilden dann den Clusterstrahl.

### 3.1 Beschreibung der Düsenströmung

Um bei der theoretischen Beschreibung von Düsenströmungen grundlegende thermodynamische Gleichungen verwenden zu können, werden zuerst einige vereinfachende Annahmen gemacht. Die Drücke und Temperaturen in der Düse sollen in einem Bereich liegen, in dem das Gas sich annähernd wie ein ideales Gas verhält. Des Weiteren wird die Gravitation nicht berücksichtigt und es gibt nur einen vernachlässigbar geringen Energieaustausch mit der Düsenwandung, so dass alle Vorgänge in der Düse adiabatisch sind. Bei kleinem Öffnungswinkel der Düse können die Vorgänge außerdem näherungsweise eindimensional betrachtet werden.

Durch diese Vereinfachungen gilt beim Übergang des Gases vom Anfangszustand 0 (Flußgeschwindigkeit  $v_0$ , Druck  $p_0$ , Dichte  $\rho_0$ ) zum

Zustand 1 ( $v_1, p_1, \rho_1$ ) die Bernoullische Gleichung [WAW88]

$$\frac{1}{2}(v_1^2 - v_0^2) = - \int_{p_0}^{p_1} \frac{dp}{\rho} \quad (3.1)$$

Bei adiabatischen Zustandsänderungen idealer Gase gilt außerdem die Poissongleichung [WAW88]

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right) = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^\kappa = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\kappa/(\kappa-1)} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^\kappa \quad (3.2)$$

die den Zusammenhang von Druck  $p$ , Volumen  $V$ , Temperatur  $T$  und Dichte  $\rho$  im Anfangszustand 0 und Endzustand 1 wiedergibt.  $\kappa$  ist dabei das Verhältnis der Wärmekapazitäten  $c_p$  und  $c_V$ , dass sich auch durch die Zahl der Freiheitsgrade  $f$  berechnen lässt [WAW88].

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{f+2}{f} \quad (3.3)$$

Wasserstoff besitzt bei Raumtemperatur 5 Freiheitsgrade (3 Translations- und 2 Rotationsfreiheitsgrade). Beim Clustertarget wird der Wasserstoff aber auf Temperaturen unterhalb von 50 K abgekühlt. In diesem Bereich hat der Wasserstoff nur noch 3 Translationsfreiheitsgrade, da die Rotationsfreiheitsgrade bei diesen Temperaturen noch „eingefroren“ sind [Hän93].

Löst man die Poissongleichung (3.2) für den Druck  $p$  und die Dichte  $\rho$  nach der Dichte auf, so erhält man:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{p_0^{1/\rho}}{\rho_0} \frac{1}{p^{1/\kappa}} \quad (3.4)$$

Dies setzt man in die Bernoulligleichung (3.1) ein und integriert die Gleichung. Nimmt man jetzt für den Anfangszustand  $v_0 = 0$  an so ergibt sich:

$$v_1 = \left( \frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right] \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

Mit der Zustandsgleichung für ideale Gase kann man das Verhältnis  $p_0/\rho_0$  wie folgt ausdrücken [WAW88]

$$\frac{p_0}{\rho_0} = \frac{RT_0}{M_{molar}} \quad (3.6)$$

Hierbei ist  $R$  die allgemeine Gaskonstante und  $M_{molar}$  die molare Masse des Gases. Ersetzt man jetzt  $p_0/\rho_0$  in (3.5) durch diesen Ausdruck und lässt den Index 1 weg, so bekommt man für die Berechnung der Flußgeschwindigkeit  $v$  folgende Formel.

$$v = \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{RT_0}{M_{molar}} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

Bei maximaler Expansion ( $p = 0$ ) des Gases wird die theoretisch maximale Geschwindigkeit  $v_{max}$  erreicht.

$$v_{max} = \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{RT_0}{M_{molar}} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

Die Massenstromdichte  $j_m$  ist nun das Produkt von Dichte und Flußgeschwindigkeit.

$$j_m = \rho \cdot v = -\frac{dp}{dv} \stackrel{(1.7)}{=} p_0 \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{M_{molar}}{RT_0} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{2/\kappa} - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{(1+\kappa)}{\kappa}} \right] \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

Die Stromdichte besitzt ein Maximum bei der kritischen Dichte  $\rho^*$  und der kritischen Geschwindigkeit  $v^*$ , das kritische Stromdichte  $j_m^*$  genannt wird.

$$j_m^* = \rho^* v^* = p_0 \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \left( \frac{\kappa M_{molar}}{RT_0} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

Bei dieser kritischen Stromdichte ist die kritische Flußgeschwindigkeit  $v^*$  gleich der Schallgeschwindigkeit.

Für die Düse gilt die Kontinuitätsgleichung [WAW88]:

$$f \cdot j_m = f \rho v = f^* \rho^* v^* = f^* \cdot j_m^* = \text{const.} \quad (3.11)$$

Das heißt, wenn in der Düse der kritische Zustand mit maximaler Stromdichte erreicht wird, dann geschieht dies im kleinsten Querschnitt  $f^*$  der Düse. Der Massenfluß lässt sich also aus den kritischen Zustandsgrößen bestimmen.

$$q_m = f^* j_m^* = f^* p_0 \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \left( \frac{\kappa M_{\text{molar}}}{RT_0} \right)^{1/2} \quad (3.12)$$

An der Clusterquelle wird aber nicht der Massenfluß sondern der Volumenfluß  $q_V$  gemessen. Die Formel (3.12) muss daher noch auf den Volumenfluß umgerechnet werden und lautet dann:

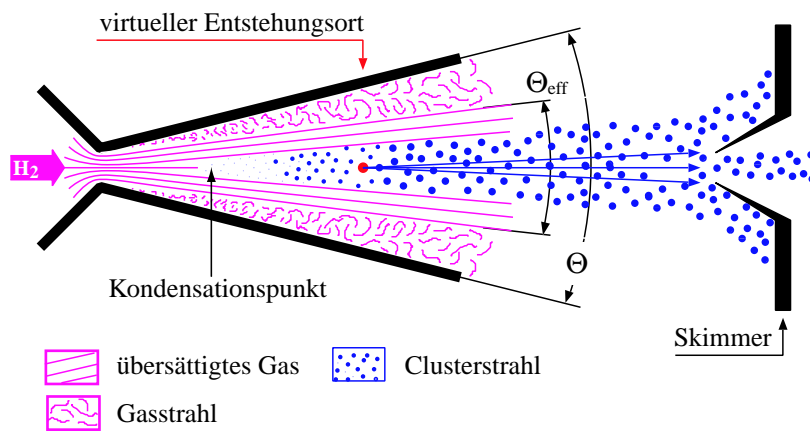
$$q_V = 24,58 \frac{f^* p_0}{\sqrt{\kappa T_0 M_{\text{molar}}}} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \quad (3.13)$$

Da die in dieser Formel auftauchenden Werte von Temperatur, Druck und Volumenfluss am Aufbau gemessen werden, kann man die Düsenquerschnittsfläche überprüfen ohne die Vakuumkammer des Clustertargets öffnen zu müssen.

## 3.2 Die Clusterbildung

Die Clusterbildung ist ein Übergang von einzelnen mikroskopischen Teilchen zu makroskopischen Clustern. Die physikalischen Theorien der Mechanik und Thermodynamik beruhen aber entweder auf mikroskopischen oder makroskopischen Modellen. Eine geschlossene theoretische Beschreibung der Clusterbildung ist daher bisher noch nicht möglich.

Beim Durchströmen der Düse kommt es hinter der engsten Stelle zu einer adiabatischen Expansion des Gases. Die bei der Expansion geleistete Arbeit führt dabei zu einem Absinken der inneren Energie wodurch auch die Temperatur sinkt. Bei den im Experiment benötigten tiefen Temperaturen verhält



**Abbildung 3.1:** Schema der Kondensationsprozesse in einer Lavaldüse

sich das Gas nicht mehr wie ein ideales sondern wie ein reales Gas. Wenn man es mit einem realen Gas zu tun hat, muss zusätzlich der „Joule-Thomson-Effekt“ beachtet werden. Beim „Joule-Thomson-Effekt“ kommt es durch die Anziehungskräfte der Teilchen selbst bei einer adiabatischen und gedrosselten Expansion zu einer Temperaturänderung. Diese Temperaturänderung ist oberhalb einer sogenannten „Inversionstemperatur“ positiv und unterhalb negativ. Beim Wasserstoff liegt diese „Inversionstemperatur“ bei ungefähr 193 K. Da das Wasserstoffgas weit unter diese Temperatur abgekühlt wird, kommt es zu einer zusätzlichen Abkühlung bei der Expansion in der Düse.

Sinkt bei der Expansion die Temperatur unter die Dampfdruckkurve kommt das Gas in einen übersättigten Zustand. In diesem Zustand kann ein Teil des Wasserstoffgases durch Kondensationskeime zu Cluster genannten Mikro-Tröpfchen kondensieren. Der Entstehungsort der Cluster befindet sich dabei innerhalb der Düse, da hier relativ hohe Dichten vorhanden sind und es zu vielen Stößen kommt. Durch die weitere Expansion nimmt die Dichte und damit die Zahl der Stöße schließlich so stark ab, dass die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung von Wasserstoffatomen gegen null geht. Das Wachstum der

Cluster ist dann abgeschlossen. Die Cluster haben meist eine Größe von einigen Tausend Wasserstoffatomen. Abbildung 3.1 enthält eine schematische Darstellung der Vorgänge in der Düse.

### 3.3 Clusterdichten

Um das neu gebaute Clustertarget mit anderen Targets vergleichen zu können, muss die Dichte des Targets, also die Clusterdichte, in der Streukammer bekannt sein. Die Dichte  $\rho_C$  wird dabei in Atomen N pro Volumen V angegeben.

$$\rho_C = \frac{N}{V} \quad (3.14)$$

Bei der Messung wird der Stab des Monitorsystems (siehe Kapitel 5) in der Streukammer in die Mitte des Clusterstrahls positioniert. Dadurch wird ein bestimmtes Volumen V des Clusterstrahls aufgestaut. Das aufgestaute Volumen ist dabei das Produkt aus der durch den Stab abgedeckten Fläche A des Clusterstrahls, der maximalen Flußgeschwindigkeit  $v_{max}$  des Clusterstrahls und der Zeit  $\Delta t$ .

$$V = A \cdot v_{max} \cdot \Delta t \quad (3.15)$$

Durch das Aufstauen eines Teils des Clusterstrahls erhöht sich der Druck p in der Streukammer. Der Differenzdruck  $p_H$  zwischen dem Druck des Untergrundes  $p_{Untergrund}$  und dem gemessenen Druck p entspricht dem Partialdruck des aufgestauten Wasserstoffs. Das Produkt von  $p_H$  mit dem Saugvermögen S (siehe Kapitel 6) in der Streukammer ergibt dann den entsprechenden Volumenstrom bei Luftdruck.

$$p_H \cdot S = p_0 \cdot V / \Delta t \quad (3.16)$$

Setzt man dies in die allgemeine Gasgleichung ein, so erhält man:

$$p_H \cdot S \cdot \Delta t = nRT \quad (3.17)$$

Die Zahl der Mole  $n$  in dieser Gleichung kann durch die Zahl der Atome  $N$  ausgedrückt werden:

$$p_H \cdot S \cdot \Delta t = \frac{N}{2N_A} RT \quad (3.18)$$

Der Faktor 2 vor der Avogadro-Konstanten kommt von der zweiatomigen Struktur des Wasserstoffgases. Durch auflösen der Gleichung nach  $N$  erhält man die Zahl der aufgestauten Atome in einem Zeitintervall  $\Delta t$ .

$$N = \frac{p_H \cdot S \cdot 2N_A}{RT} \cdot \Delta t \quad (3.19)$$

Die Temperatur  $T$  in der Streukammer entspricht dabei der Raumtemperatur im Labor. Setzt man die Gleichungen (3.15) und (3.19) in (3.14) ein, so erhält man für die Clusterdichte:

$$\rho_C = \frac{N}{V} = \frac{p_H \cdot S \cdot 2N_A}{A \cdot v_{max} \cdot RT} \quad (3.20)$$



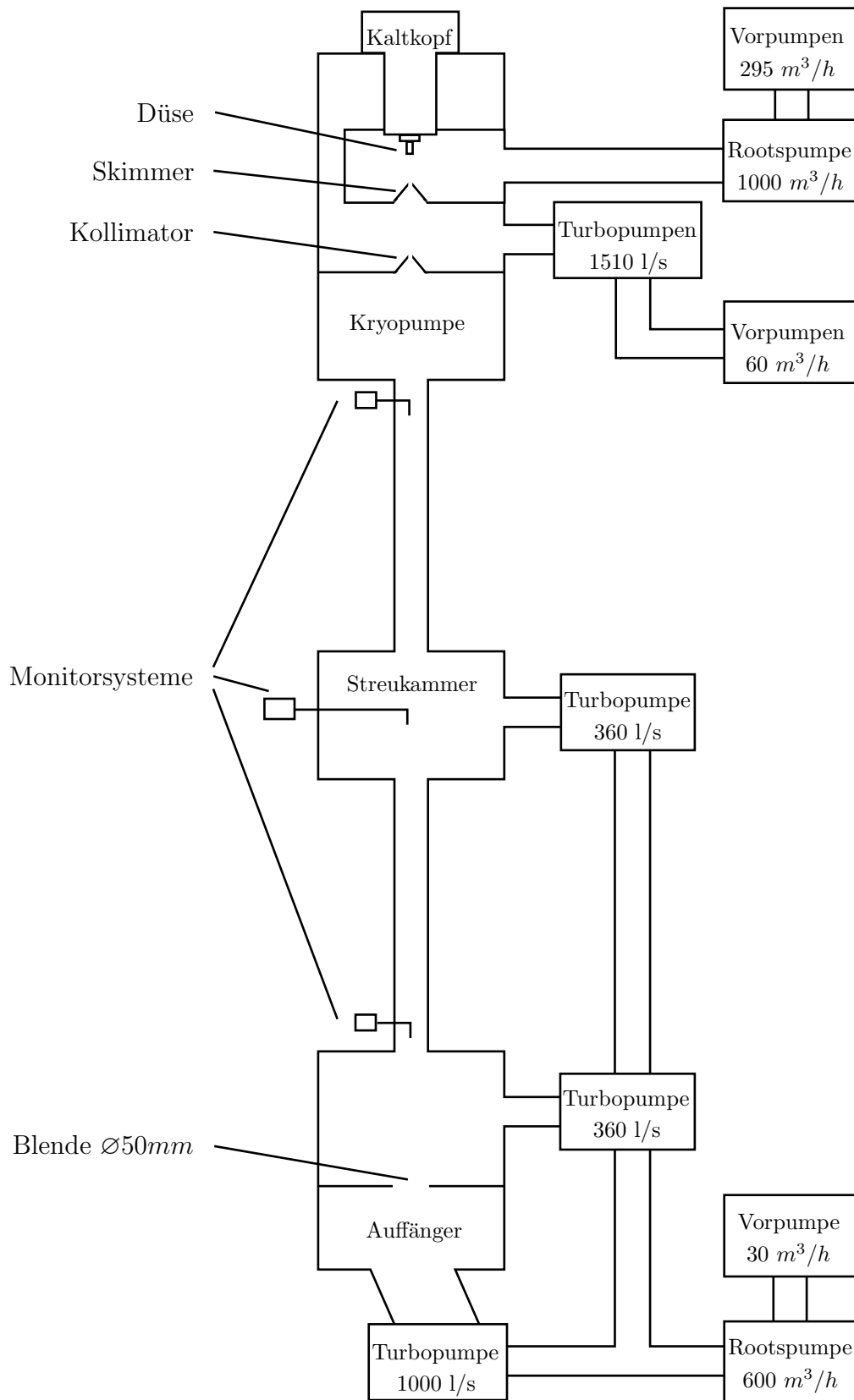
# Kapitel 4

## Aufbau des Clustertargets

Das in dieser Diplomarbeit behandelte Clustertarget basiert zu großen Teilen auf den bisher entwickelten Clustertargets ([Que97],[Dom89]). Die größten Unterschiede sind der waagerechte und deutlich längere Aufbau und die Möglichkeit an drei Stellen Clusterprofile zu messen. Dieser Aufbau kann grob in drei Teile unterteilt werden. An einem Ende befindet sich die sogenannte Clusterquelle, in der Mitte sind zwei lange Rohrverbindungen und die Streukammer mit dem Messsystem und am anderen Ende folgt der Auffänger. In Abbildung 4.1 ist ein Schema des Aufbaus dargestellt. Ein Foto der Anlage und der mechanische Aufbau des Clustertargets sind in den Abbildungen 4.2 und 4.3 zu sehen.

### 4.1 Die Clusterquelle

Die Clusterquelle ist der wichtigste Teil des Clustertargets. Hier wird der Clusterstrahl erzeugt und präpariert. Dazu wird der verwendete Wasserstoff zuerst im Gassystem gereinigt und auf die erforderlichen tiefen Temperaturen abgekühlt. Dann erfolgt die Erzeugung und Präparation des Clusterstrahls durch Düse, Skimmer und Kollimator. Damit dies funktioniert benötigt die Clusterquelle außerdem ein mehrstufiges Vakuumsystem. In Abbildung 4.4 ist der mechanische Aufbau der Quelle dargestellt.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau des Clustertargets

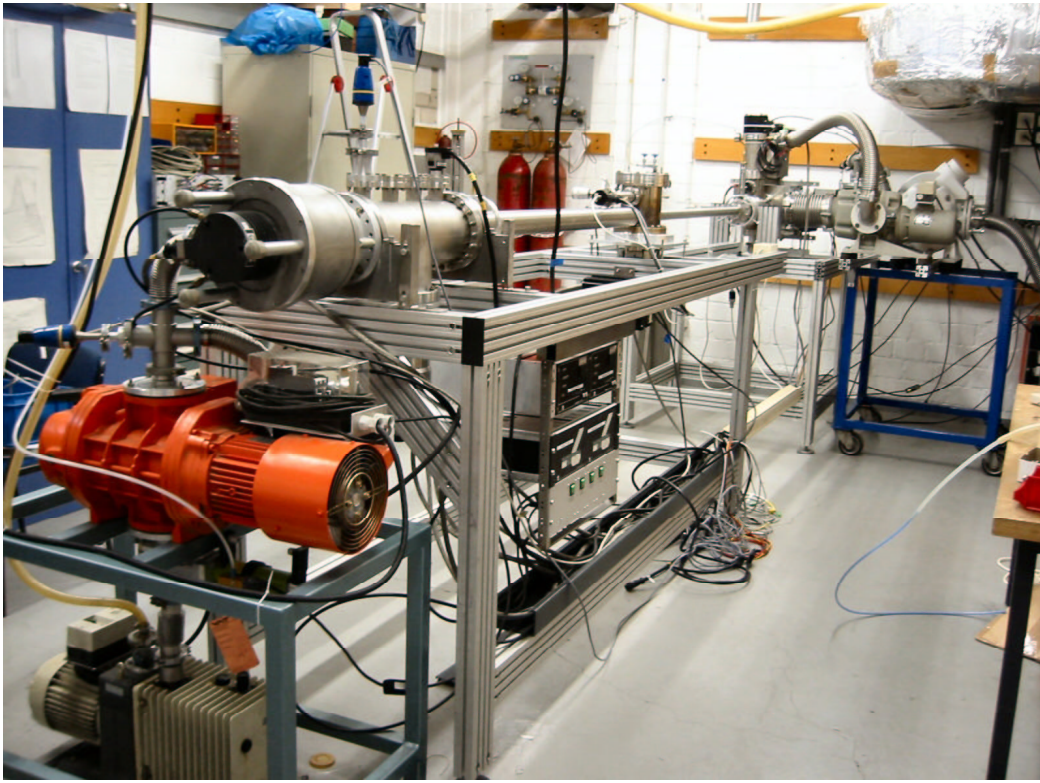
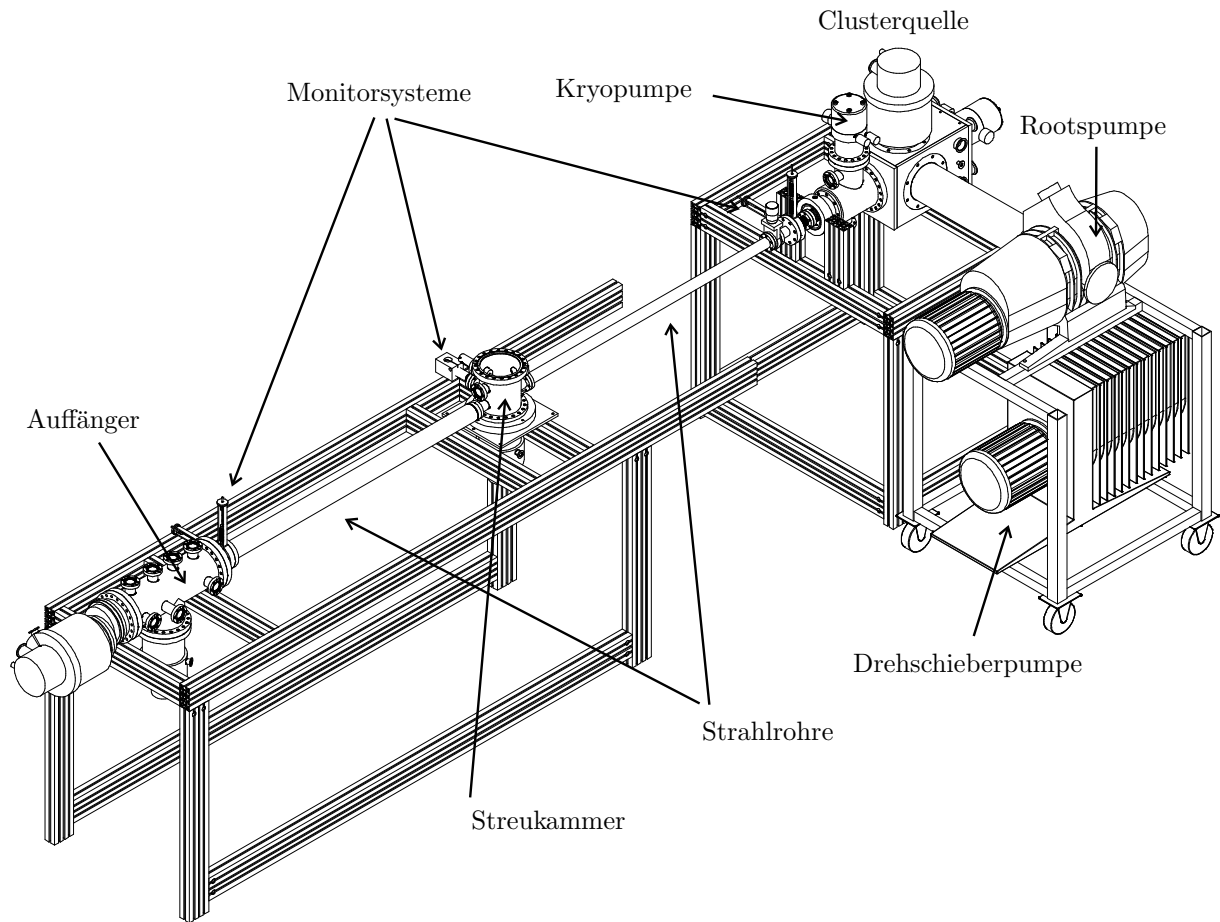


Abbildung 4.2: Foto des Testaufbaus

#### 4.1.1 Das Gassystem

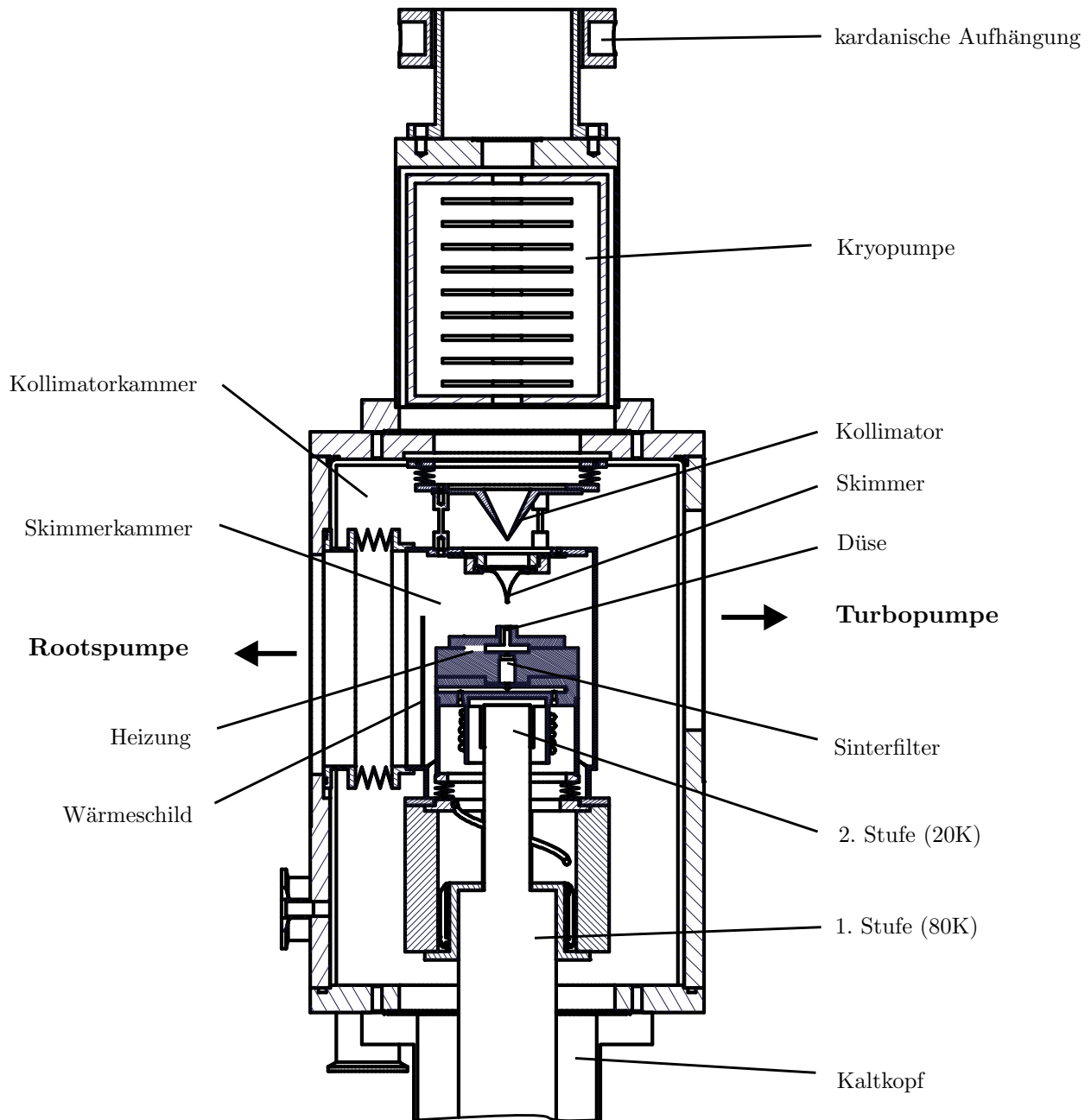
Der für die Erzeugung des Clusterstrahls verwendete Wasserstoff hat eine Reinheit von 99,999%  $H_2$ . Diese Reinheit reicht jedoch für den Betrieb des Clustertargets noch nicht aus. Bei den zur Clustererzeugung nötigen Temperaturen frieren Wasser und die meisten anderen Gase, wie zum Beispiel Stickstoff oder Sauerstoff, aus. Auch kleinste Verunreinigungen können bei einem Düsendurchmesser im Mikrometerbereich zu einer Verstopfung der Düse führen. Aus diesem Grund wird der Wasserstoff zuerst durch einen Wasserstoffreiniger der Firma Praxair geleitet. Der Reiniger arbeitet mit einer auf 300 °C erhitzten Palladiummembran, die für Wasserstoff durchlässig ist, aber alle anderen Gase aufhält. Für die Leitungen bis zum Kaltkopf werden außerdem nur speziell gereinigte Edelstahlrohre verwendet. Zur Festlegung und



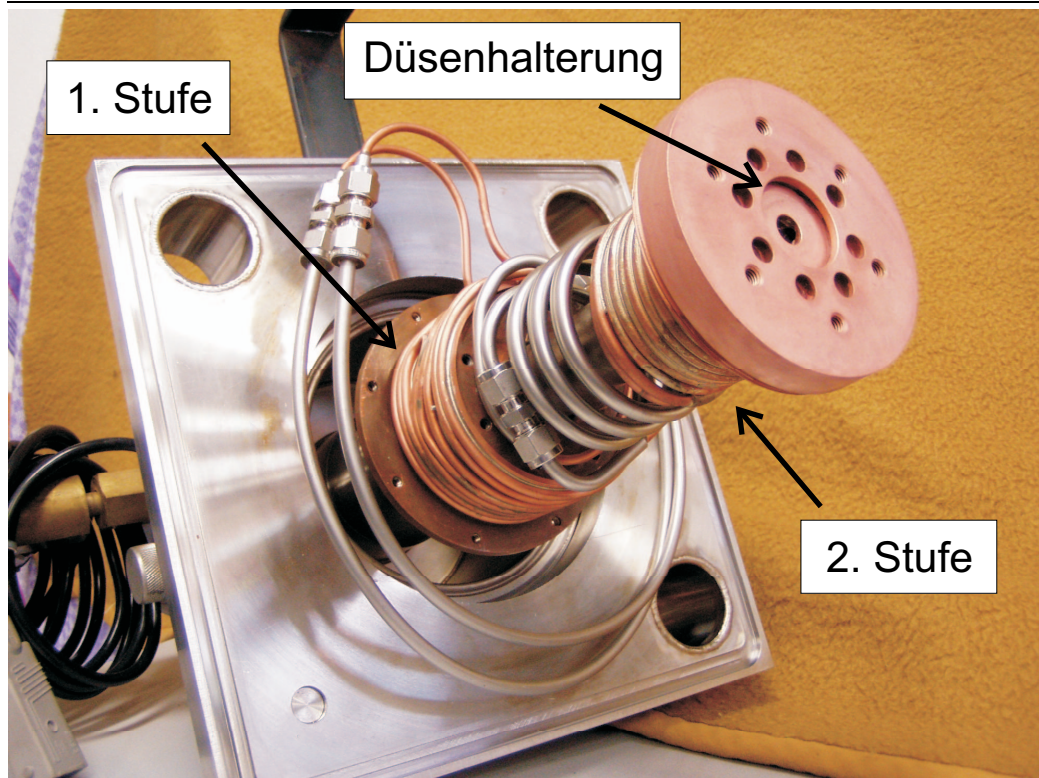
**Abbildung 4.3:** Mechanischer Aufbau des Clustertargets

Messung des Durchflusses wird der Wasserstoff nach dem Reiniger durch einen Durchflussregler und -messer (max. 5 l/min) von Brooks Instruments geleitet.

Am Kaltkopf (LH RGD 1245) wird das Wasserstoffgas dann auf die für die Clustererzeugung nötigen tiefen Temperaturen abgekühlt (siehe Abb. 4.4 und Abb. 4.5). Der Kaltkopf hat zwei Stufen. Die 1. Stufe erreicht im Betrieb ohne Last eine Temperatur von ca. 80 K und die 2. Stufe Temperaturen von unter 10 K. Wird der Kaltkopf in Betrieb genommen dauert es ca. 3 Stunden bis die Endtemperatur erreicht ist. Die Aufnahme einer Kühlkurve zeigt

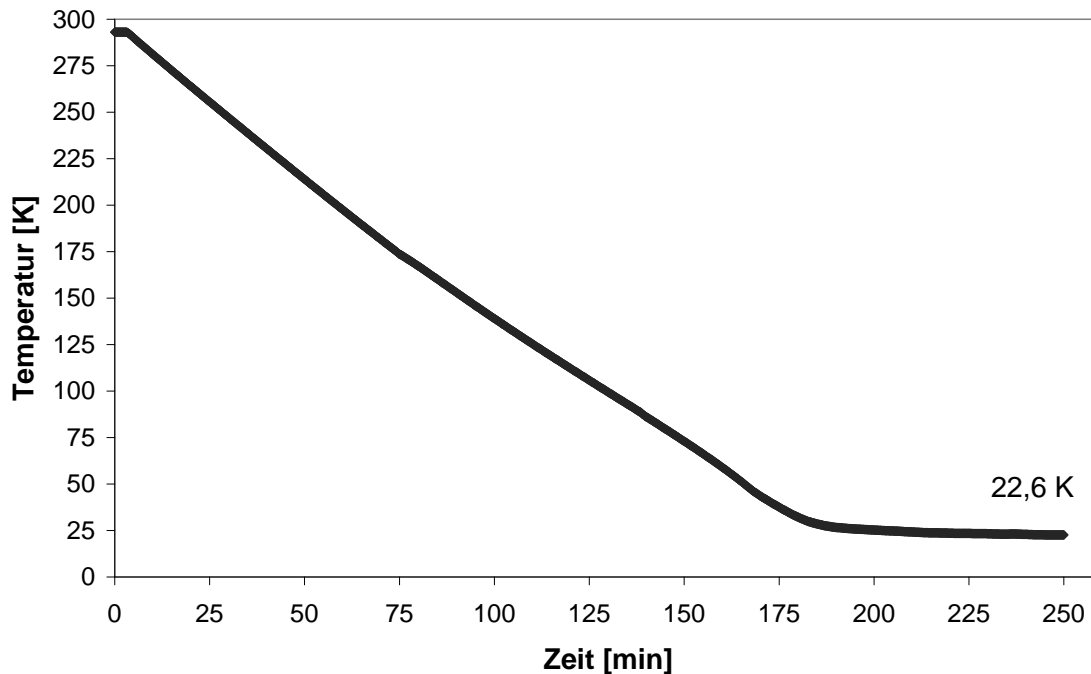


**Abbildung 4.4:** Mechanischer Aufbau der Clusterquelle inklusive Kryopumpe und kardanischer Aufhängung



**Abbildung 4.5:** Foto des Kaltkopfs mit den modifizierten Gasleitungen aus Edelstahl und Kupfer.

den Verlauf der Gastemperatur an der Düse bei dieser Abkühlung. In Abbildung 4.6 ist eine solche Kühlkurve aufgetragen. Das Gas strömt zur Kühlung zuerst durch eine ca. 175 cm lange Kupferleitung, die um die 1. Stufe gewickelt ist. Dann strömt es zum Erreichen der Endtemperatur durch eine ca. 115 cm lange Kupferleitung, die um die 2. Stufe gewickelt ist. Durch die auf der 2. Stufe befestigte Düsenhalterung aus Kupfer gelangt das kalte Wasserstoffgas zur Düse. Zur Temperaturmessung des Wasserstoffs befindet sich im Gasstrom vor der Düse eine Temperaturdiode von Lake Shore Cryotronics, die auch noch Temperaturen unter 20 K bestimmen kann. Direkt vor der Düse strömt das Gas durch einen Sinterfilter um eventuell in der Leitung befindliche Staubpartikel aufzuhalten. Diese könnten sonst die Düse verstopfen. Da der Kaltkopf, wenn er eingeschaltet ist, ständig kühlt, ist zur



**Abbildung 4.6:** Typische Kühlkurve der Clusterquelle bei einem Durchfluß von  $4 \text{ ml}_n/\text{s}$ . Das Erreichen der Endtemperatur nach ungefähr 3 Stunden ist hier gut zu erkennen.

Temperaturregelung eine Heizung mit einer maximalen Leistung von  $50 \text{ W}$  in die Düsenhalterung eingebaut. Die Heizung besteht im Prinzip aus einem Wolframdraht durch den ein einstellbarer Strom fließt und den Draht dadurch aufheizt. Eine zweite Leitung führt von der Düsenhalterung über die zwei Stufen des Kaltkopfs wieder aus der Quelle heraus. An dieser Leitung befindet sich ein Baratron der Firma MKS zur Messung des Gasdrucks. Auch kann diese Leitung durch eine Verbindung zur Kollimatorkammer zum Spülen und zum Evakuieren des Gassystems verwendet werden.

Am Anfang der Messungen wurden im Bereich des Kaltkopfs nur Kupferleitungen verwendet. Diese führten bis außerhalb des Vakuumsystems. Beim Betrieb des Targets bildete sich Eis auf den an der Luft befindlichen Teilen der Kupferleitungen. Dies zeigte einen Verlust an Kühlleistung des Kaltkopfs

Position der Leitung	nach außen führend		zwischen den Stufen	
Material	Kupfer	Edelstahl	Kupfer	Edelstahl
Wärmeleitfähigkeit $\lambda$	$384 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	$15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	$384 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	$15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$
Temperaturdifferenz $\Delta T$	220 K	220 K	60 K	60 K
Außendurchmesser	0,4 cm	0,6 cm	0,4 cm	0,6 cm
Innendurchmesser	0,3 cm	0,4 cm	0,3 cm	0,4 cm
Querschnitt $q$	$0,05 \text{ cm}^2$	$0,16 \text{ cm}^2$	$0,05 \text{ cm}^2$	$0,16 \text{ cm}^2$
Länge $L$	30 cm	75 cm	20 cm	75 cm
Wärmemenge $Q$	1,55 W	0,07 W	0,63 W	0,02 W

**Tabelle 4.1:** Vergleich der Wärmeleitung zwischen den alten Kupfer- und den neuen Edelstahlleitungen

über die Kupferleitungen. Um diese Verluste zu verringern wurden die Leitungen am Kaltkopf modifiziert. Die von der 1. Stufe nach außen führenden Kupferleitungen wurden durch Edelstahlleitungen ersetzt. Auch wurden die Kupferleitungen zwischen der 1. und 2. Stufe des Kaltkopfes durch Edelstahlleitungen ausgetauscht, um mögliche Wärmeverluste zwischen der kälteren und der wärmeren Stufe zu vermeiden (siehe Abbildung 4.5).

Zur Berechnung der zu erwartenden Wärmeverluste benötigt man die Wärmeleitfähigkeiten von Kupfer und Edelstahl. Kupfer hat eine Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  von  $384 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  und Edelstahl dagegen nur eine von  $15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  [Kuc94]. Des Weiteren sind die Verluste proportional zum Temperaturunterschied  $\Delta T$  zwischen den beiden Enden der jeweiligen Leitung. Für die Berechnungen werden die Raumtemperatur auf 300 K, die Temperatur der 1. Stufe auf 80 K und die Temperatur der 2. Stufe auf 20 K festgelegt. Daraus ergibt sich eine Temperaturdifferenz von 220 K für die von der 1. Stufe nach außen führende Leitung und eine Differenz von 60 K für die Leitung zwischen den beiden Stufen am Kaltkopf. Mit der Länge  $L$  und dem Querschnitt  $q$  der Leitungen lässt sich daraus die Wärmemenge  $Q$  berechnen, die durch die Leitungen fließt [Hän93].

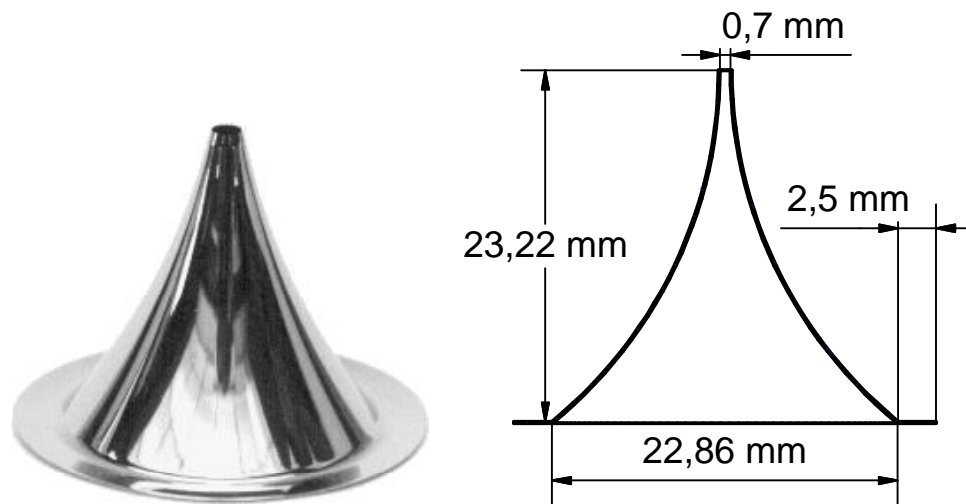
$$Q = \lambda \cdot q \cdot \frac{\Delta T}{L} \quad (4.1)$$

Ein Vergleich der Größe der Wärmeverluste zeigt die Tabelle 4.1. Da es zwei Gasleitungen gibt, muss man die Verluste noch mit zwei multiplizieren. Für die 1. Stufe des Kaltkopfs ergibt sich daraus bei den Kupferleitungen ein Verlust an Leistung von ca. 3,1 W. Das sind ungefähr 7 % der 45 W Leistung, die die 1. Stufe des Kaltkopfs bei einer Temperatur von 80 K hat. Bei den Edelstahlleitungen sind etwa ein Zwanzigstel der Verluste zu erwarten. Um zum Vergleich das Wasserstoffgas bei einem Durchfluss von 30 ml<sub>n</sub>/s und einer spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  von 14,32  $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$  [Kuc94] auf 80 K abzukühlen, werden ca. 9,5 W benötigt. An der 2. Stufe betragen die Verluste etwa 10 % der Kälteleistung der kalten Stufe von 12 W bei 20 K. Für die Edelstahlleitungen erwartet man in diesem Fall ein Dreißigstel der Verluste. Um die benötigte Energie für die Abkühlung des Wasserstoffgases auf ca. 20 K zu berechnen muss berücksichtigt werden, dass die Wärmekapazität von Wasserstoff temperaturabhängig ist. Bei Temperaturen unter 100 K sind die beiden Rotationsfreiheitsgrade des Wasserstoff „eingefroren“ und die spezifische Wärmekapazität sinkt auf ca. 10,3  $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$ . Zur Abkühlung des Wasserstoffs werden dann an der 2. Stufe ungefähr 1,9 W verbraucht. Insgesamt verliert der Kaltkopf nach dem Umbau an beiden Stellen weniger als 0,2 % seiner Leistung über die Gasleitungen.

### 4.1.2 Präparation des Clusterstrahls

Die Erzeugung des Clusterstrahls geschieht in der auswechselbaren Düse, die auf dem Kaltkopf befestigt ist (siehe Abbildung 4.4). Der Clusterstrahl trifft dann auf den Skimmer, der eine Öffnung mit 0,7 mm Durchmesser hat. Der Abstand der Öffnung des Skimmers zur Oberkante der Düse beträgt 15 mm. Der Skimmer dient zum Abschälen des nicht geclusterten Restgases vom Clusterstrahl.

Der verwendete Skimmer von Beam Dynamics Inc. ist nicht mehr wie bei früheren Targets kegelförmig, sondern hat eine Form wie in Abbildung 4.7 an



**Abbildung 4.7:** Bild eines Skimmers von Beam Dynamics Inc. und die Maße des in der Clusterquelle verwendeten Skimmers.

einem beispielhaften Skimmer zu sehen ist. Er fängt oben mit einem flacheren Winkel als ein kegelförmiger Skimmer an und verbreitert sich nach unten stärker. Die Wandstärke des aus Nickel bestehenden Skimmers liegt an der Spitze unter  $10\ \mu\text{m}$ . Durch den flachen Winkel an der Spitze des Skimmers trifft der Teil der abgeschält wird in einem flacheren Winkel auf den Skimmer und wird schwächer zurückgestreut. Dadurch wird der Clusterstrahl vor dem Skimmer weniger gestört. Die Verbreiterung im unteren Teil verhindert eine mögliche lokale Druckerhöhung im Skimmer durch sich aufstauendes Gas.

Der Clusterstrahl trifft danach auf den Kollimator, der einen Abstand zur Oberkante der Düse von 60 mm hat. Es sind für die Messungen zwei verschiedene Kollimatoren mit einem Durchmesser der Öffnung von 0,715 mm und 0,53 mm verwendet worden. Durch den Kollimator wird die Form und Größe des Clusterstrahl im weiteren Verlauf des Aufbaus festgelegt.

### 4.1.3 Das Vakuumsystem der Quelle

Das Vakuumsystem der Clusterquelle besteht aus drei Kammern (siehe Abb. 4.4). Die Skimmerkammer, die den Bereich zwischen Düse und Skim-

mer bildet, die Kollimatorkammer zwischen Skimmer und Kollimator und die Kryopumpe, die den Übergang zum Rest des Aufbaus herstellt.

Die Skimmerkammer ist auf der 1. Stufe des Kaltkopfs befestigt. Die Wandung der Kammer hat durch diese Verbindung ungefähr die gleiche Temperatur wie die 1. Stufe. Dadurch wirkt sie als Wärmeschild zwischen der in die Skimmerkammer ragenden 2. Stufe und der auf Raumtemperatur liegenden Außenwand der Quelle. Als zusätzlicher Wärmeschild ist bei diesem Aufbau in der Skimmerkammer ein Blech zwischen 2. Stufe und Rootspumpe befestigt.

Für die Dichtungen direkt am Kaltkopf wurden bisher nur Vakuumdichtungen aus Indium verwendet, da Gummidichtungen bei den im Betrieb herrschenden Temperaturen spröde werden und nicht mehr verwendet werden können. Vakuumdichtungen aus Indium sind temperaturbeständig und haben eine gute Wärmeleitung. Sie können jedoch nicht mehrfach verwendet werden. Neue Vakuumdichtungen aus Teflon sind ebenfalls temperaturbeständig und können mehrfach verwendet werden. Die Wärmeleitung dieser Dichtungen ist jedoch schlechter. An der Befestigung zwischen Skimmerkammer und 1. Stufe ist die Auflagefläche ungefähr doppelt so breit wie die Vakuumdichtung und gewährt eine ausreichende Wärmeleitung auch ohne wärmeleitende Dichtung. Die bisherige Vakuumdichtung aus Indium wurde daher durch eine aus Teflon ersetzt. Für die Dichtung zwischen Düse und Kaltkopf wird weiterhin Indium verwendet, da hier die Dichtung für eine gute Wärmeleitung zwischen Kaltkopf und Düse sorgt.

In der Skimmerkammer fällt der größte Gasballast an, da durch den Skimmer (Durchmesser 0,7 mm) das nicht geclusterte Restgas und ein Teil des Clusterstrahls abgeschält werden und in der Kammer verbleiben. Da nur ein kleiner Teil des Wasserstoffs Cluster bildet, ist das abgeschälte Restgas der Hauptanteil des durch die Düse strömenden Gases. Die Skimmerkammer wird wegen des hohen Gasballasts durch eine Rootspumpe (Saugleistung 1000 m<sup>3</sup>/h) und zwei parallel geschaltete Drehschieberpumpen (295 m<sup>3</sup>/h) gepumpt (siehe Abb. 4.1). Zur Druckmessung wird ein Thermotron verwen-

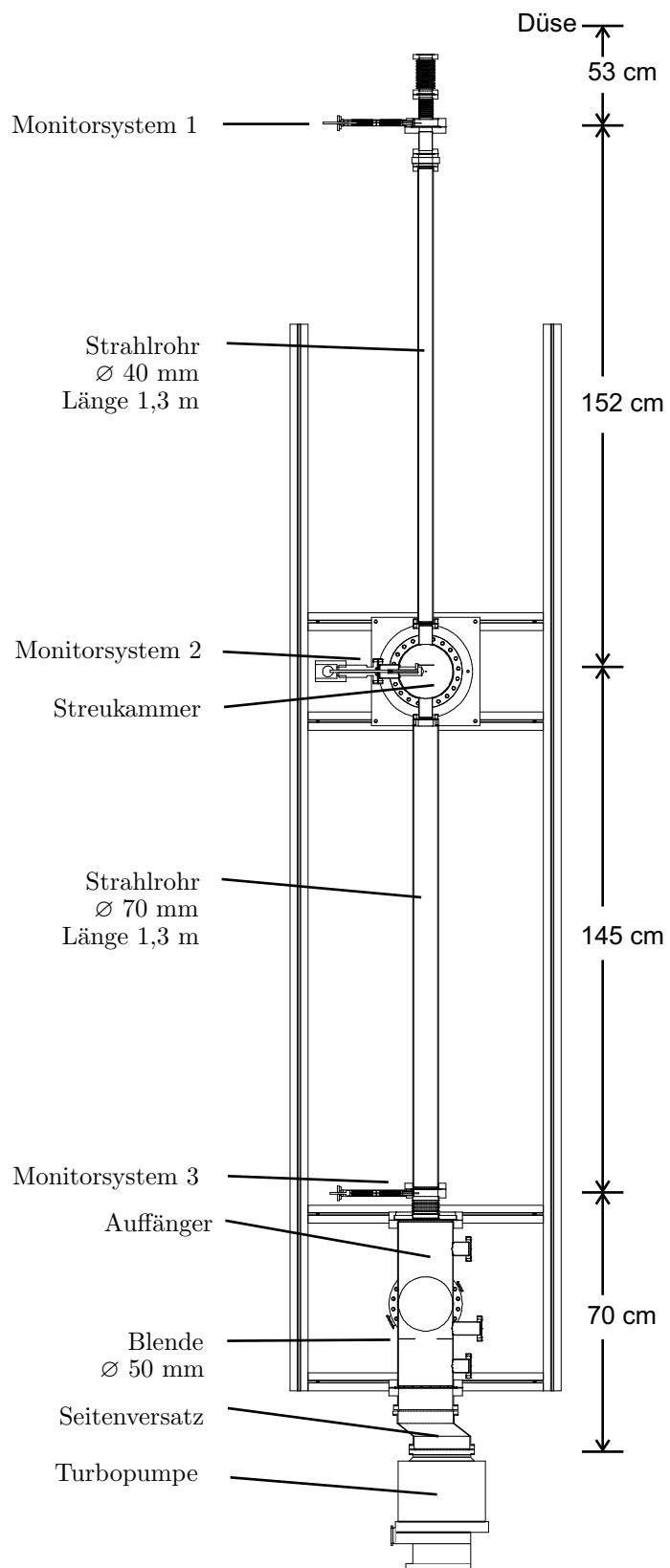
det.

Die Kollimatorkammer umgibt die Skimmerkammer und die 1. Stufe des Kaltkopfs. Der Gasballast ist deutlich geringer als in der Skimmerkammer, da hier nur ein kleiner vom Kollimator abgeschälter Teil des Clusterstrahls anfällt. Die Kollimatorkammer wird über drei parallel laufende Turbomolekularpumpen (1510 l/s) gepumpt, die an die Kammer angeflanscht sind. Zuerst wurden die Pumpen für das benötigte Vorvakuum an die Skimmerkammer angeschlossen. Um ihre volle Leistung zu bringen benötigen Turbopumpen ein Vorvakuum, das unter  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar liegt (siehe Abb. 6.2). Beim Betrieb des Targets liegt der Druck in der Skimmerkammer jedoch mit ca.  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar in einem Bereich in dem die Saugleistung der Turbopumpen stark nachlässt. Dadurch liegt der Druck in der Kollimatorkammer im Bereich von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar und vergrößert damit auch die Wärmeverluste am Kaltkopf. Bei gleichen Werten für den Gasdurchfluß lag die Gastemperatur an der Düse bei einem Kollimatorkammerdruck von  $7,7 \cdot 10^{-3}$  mbar bei 30 K und bei einem Kollimatorkammerdruck von  $2,7 \cdot 10^{-3}$  mbar bei 25,1 K. Um das Vorvakuum und damit die Saugleistung der Turbopumpen zu verbessern wurden zwei parallel laufende Drehschieberpumpen ( $60 \text{ m}^3/\text{h}$ ) an die Turbopumpen angeschlossen. Außerdem wurde ein Ventil in die Verbindung zur Skimmerkammer eingebaut, das im geschlossenen Zustand die Vakuumsysteme entkoppelt.

Die Kryopumpe dient nach der Kollimatorkammer als weitere differentielle Druckstufe. Diese Druckstufen verhindern eine Beeinträchtigung der UHV-Bedingungen in der Streukammer durch einen möglichen Gasballast aus dem Bereich der Skimmer- und Kollimatorkammer. Die Druckmessung geschieht in der Kollimatorkammer und der Kryopumpe über Ionivacs.

## 4.2 Die Streukammer

Die Streukammer ist die Stelle im Aufbau an der später der Beschleunigerstrahl auf den Clusterstrahl trifft. Bei früheren Aufbauten lagen die



**Abbildung 4.8:** Mechanischer Aufbau von Streukammer und Auffänger mit den Abständen der Monitorsysteme

Abstände zwischen Streukammer, Clusterquelle und Auffänger unter einem halben Meter. An den bisherigen Einsatzorten des Clustertargets (siehe Kapitel 2.2) befinden sich die Detektoren in einem Abstand zur Streukammer bei dem genügend Platz für den Aufbau des Clustertargets bleibt. Quelle und Auffänger werden sich bei einem möglichen Einsatz an der GSI aber außerhalb des PANDA-Detektors befinden, da nur ein schmales Strahlrohr durch den Detektor führen darf. Daher ist in diesem Aufbau die Streukammer durch zwei 1,3 m lange Strahlrohre mit 40 mm und 70 mm Innendurchmesser von der Clusterquelle und dem Auffänger getrennt. An der Streukammer befindet sich eine Turbopumpe (360 l/s) von Leybold. Die genaue Saugleistung an dieser Stelle im zukünftigen Beschleuniger ist noch nicht bekannt. Sie wird jedoch recht niedrig sein. Um den möglichen Gasuntergrund im späteren Einsatz abschätzen zu können wurde hier keine größere Turbopumpe als für den Testbetrieb nötig eingebaut. In der Streukammer und an den Enden der Strahlrohre zur Quelle und zum Auffänger befinden sich Monitorsysteme (siehe Kapitel 5). Diese dienen zur Aufzeichnung von Profilen und Dichten des Clusterstrahls und zur Justage des Strahls. Die dafür nötige Druckmessung geschieht über ein Ionivac. Zusätzlich befindet sich ein Massenspektrometer (Quadrupac PGA 100) an der Streukammer. Es dient zum Wasserstoffnachweis und zur Lecksuche über den Nachweis von Helium.

### 4.3 Der Auffänger

Der Auffänger dient zur möglichst vollständigen Entfernung des Clusterstrahls aus dem Aufbau, nachdem dieser die Streukammer durchquert hat. Dies gewährleistet einen relativ niedrigen Streukammeruntergrund durch freiwerdendes Gas aus sich auflösenden Clustern. Zu diesem Zweck wird der Clusterstrahl am Ende des Auffängers in die Schaufeln einer etwas seitenversetzten Turbopumpe (1000 l/s) geleitet (siehe Abb. 4.8). Durch den Aufprall auf die Schaufeln der Turbopumpe zerplatzen die Cluster und ein großer Teil des freiwerdenden Gases wird direkt abgepumpt. Um eine Rückströmung des

Gases Richtung Streukammer weiter zu verringern befindet sich eine Blende von 5 cm Durchmesser im Auffänger, die den Auffänger grob in zwei Stufen unterteilt. Der vordere Teil verfügt dabei auch über eine Turbopumpe (360 l/s). Beide Turbopumpen des Auffängers werden zusammen mit der Turbopumpe in der Streukammer über eine Rootspumpe (1000 m<sup>3</sup>/h) und eine zweistufige Drehschieberpumpe (30 m<sup>3</sup>/h) von Alcatel vorgepumpt. In beiden Stufen des Auffängers befinden sich Ionivacs zur Druckmessung.

## 4.4 Die Druckverhältnisse im Aufbau

### 4.4.1 Berechnung der Druckverhältnisse

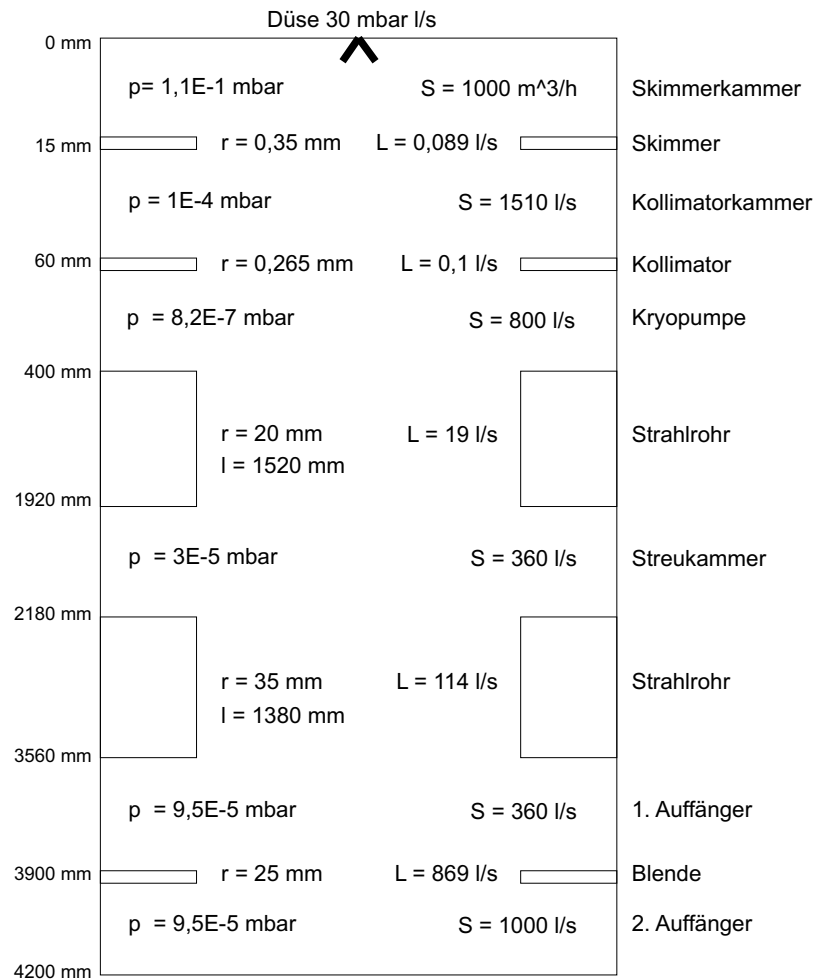
Für das Vakuumsystem kann man die zu erwartenden Drücke berechnen. Dazu müssen die Leitwerte der Blenden und Strahlrohre zwischen den einzelnen Kammern bestimmt werden. Der Leitwert  $L$  einer Blende oder eines Rohres der Länge  $l$ , der Fläche  $A$  und des Radius  $r$  beträgt für molekulare Strömung [WAW88]:

$$L = \frac{\bar{c}}{4} \cdot A \left( 1 + \frac{3l}{4r} \right)^{-1} \quad (4.2)$$

$\bar{c}$  ist die mittlere Teilchengeschwindigkeit und liegt für 300 K bei ungefähr 1800 m/s. Der Leitwert multipliziert mit dem Druck  $p_1$  in der Kammer 1 ergibt den Volumenstrom  $G_V$  in die benachbarten Kammer 2. Die Division des Volumenstroms durch das Saugvermögen  $S$  (siehe Kapitel 6) der Kammer 2 ergibt dann den entsprechenden Druck  $p_2$ .

$$\frac{G_V}{S} = \frac{p_1 \cdot L}{S} = p_2 \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.9 sind die berechneten Drücke zusammen mit den Leitwerten und den Saugleistungen der einzelnen Kammern dargestellt. Bei der Saugleistung der Kryopumpe wurde der gemessene Wert von 800 l/s aus der Diplomarbeit von C. Quentmeier zugrunde gelegt. Für den Gasdurchfluß durch die Düse wird ein Wert von 30 mbarl/s bei einer Targetdichte



**Abbildung 4.9:** Schema der Druckverhältnisse im Vakuumsystem. Aufgeführt sind die berechneten Drücke, Saugleistungen, Leitwerte und die Abstände der Blenden und Strahlrohre zur Düse

von ca.  $1,25 \cdot 10^{13}$  Atome/cm<sup>3</sup> angenommen. Die Drücke in den einzelnen Kammern ergaben sich dabei wie folgt:

Der Druck in der Skimmerkammer wird vom Gasstrom aus der Düse bestimmt. Bei einem Volumenstrom von 30 mbarl/s und einer Saugleistung der Rootspumpe von 1000 m<sup>3</sup>/h erhält man einen Skimmerkammerdruck von  $1,1 \cdot 10^{-1}$  mbar. Der Druck liegt damit im Übergangsbereich zur laminaren Strömung. Da die mittlere freie Weglänge vom Wasserstoff bei diesem Druck

noch groß gegen den Durchmesser des Skimmers ist, kann die Formel für den Leitwert dennoch verwendet werden.

Für die Kollimatorkammer würde man bei einem Leitwert von 0,089 l/s einen Druck von  $6 \cdot 10^{-6}$  mbar erwarten. Die Turbopumpen wurden jedoch bei den Messungen für das benötigte Vorvakuum über die Skimmerkammer gepumpt. Bei einem Kompressionsvermögen der Turbopumpen von höchstens  $10^{-3}$  [WAW88] kann der Druck in Kollimatorkammer daher nicht unter  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar liegen.

Um die Drücke der restlichen Kammern zu bestimmen wird zuerst der Druck im 2. Auffänger berechnet. Der Gasstrom in den Auffänger wird durch den Clusterstrahl, der hier auf Turbopumpe trifft, bestimmt. Um den zu erwartenden Druck zu berechnen rechnet man den Teilchenstrom in einen Volumenstrom  $G_V$  unter Normalbedingungen um.

$$G_V = \rho_C \cdot A \cdot v_{max} \cdot \frac{p_0 \cdot V_0}{N_A} \quad (4.4)$$

$\rho_C$  ist die Clusterdichte und A die Fläche des Strahls an der Stelle wo die Dichte gemessen wurde. Die Geschwindigkeit  $v_{max}$  des Strahls ergibt sich aus der Gleichung (3.8). Bei  $p_0$  und  $V_0$  handelt es sich um den Normdruck und das Normvolumen eines Mols. Für den Druck im 2. Auffänger erhält man dann  $9,5 \cdot 10^{-5}$  mbar. Im 1. Auffänger ist der gleiche Wert beim Druck zu erwarten, da das Saugvermögen mit 360 l/s deutlich unter dem Leitwert der Blende von 869 l/s liegt. Daher stellt die Blende zwischen den Auffängern kein Hindernis für einen Druckausgleich der beiden Kammern dar.

Der Leitwert des Strahlrohrs vom Auffänger zur Streukammer beträgt 114 l/s und der Streukammerdruck liegt daher bei ca.  $3 \cdot 10^{-5}$  mbar. Der Druck in der Kryopumpe setzt sich im Gegensatz zu den anderen Kammern aus zwei Komponenten zusammen. Der Gasstrom durch den Kollimator sorgt bei einem Leitwert von 0,1 l/s für einen Druckanteil von  $1,3 \cdot 10^{-8}$  mbar. Ein zweiter Anteil am Druck kommt von der Streukammer und liegt bei  $7,1 \cdot 10^{-7}$  mbar. Insgesamt kommt bei der Berechnung des Drucks der Hauptanteil von der Streukammer.

	gemessene Drücke	berechnete Drücke
Skimmerkammer	$2 \cdot 10^{-1}$ mbar	$1,1 \cdot 10^{-1}$ mbar
Kollimator-kammer	$3 \cdot 10^{-3}$ mbar	$1 \cdot 10^{-4}$ mbar
Kryopumpe	$7 \cdot 10^{-7}$ mbar	$8,2 \cdot 10^{-7}$ mbar
Streukammer	$6,6 \cdot 10^{-6}$ mbar	$3 \cdot 10^{-5}$ mbar
1. Auffänger	$2,06 \cdot 10^{-5}$ mbar	$9,5 \cdot 10^{-5}$ mbar
2. Auffänger	$2,64 \cdot 10^{-5}$ mbar	$9,5 \cdot 10^{-5}$ mbar

**Tabelle 4.2:** Vergleich der gemessenen und der berechneten Kammerdrücke.

#### 4.4.2 Die gemessenen Kammerdrücke

Für die Berechnung der Druckverhältnisse wurde ein Gasdurchfluß von 30 mbarl/s angenommen. Bei dem gleichen Durchfluss wurden die Drücke auch am Aufbau gemessen. Die dabei erhaltenen Druckwerte sind der Tabelle 4.2 zusammen mit den berechneten Drücken aufgeführt.

In der Skimmerkammer gibt es eine recht gute Übereinstimmung mit dem berechneten Druckwert. Für die restlichen Kammern erkennt man zum Teil deutliche Unterschiede zu den theoretischen Kammerdrücken. Der Druck in der Kollimator-kammer beträgt ungefähr das zehnfache vom erwarteten Wert. Ein Grund für diese Differenz lag in einem Kälteleck in der Gaszuleitung des Wasserstoffs. Eine genaue Lokalisation des Lecks war durch einen Lecktest nicht möglich, da es wie der Name sagt erst bei tiefen Temperaturen auftritt. Beim Einbau der Edelstahlleitungen am Kaltkopf wurden daher alle Leitungen am Kaltkopf erneuert um das Kälteleck zu beheben. Ein zweiter Grund war die nachlassende Saugleistung der Turbopumpen bei hohen Skimmerkammerdrücken (siehe Kapitel 4.1.3).

Im 2. Auffänger liegt der gemessene Druck bei ungefähr einem Viertel des berechneten Wertes. Der Clusterstrahl trifft hier direkt auf die Schaufeln einer Turbomolekularpumpe und die Wasserstoffcluster zerplatzen. Dabei kann ein großer Teil des freiwerdenden Wasserstoffs sofort von der Turbopumpe abgepumpt werden. Daher ist die Menge an auftretenden Restgas im hinteren

Auffänger deutlich geringer als erwartet und der Druck ist dann ebenfalls niedriger als berechnet. Durch den kleineren Druck im 2. Auffänger liegen auch die Kammerdrücke vom 1. Auffänger und der Streukammer um etwa den gleichen Faktor unter den erwarteten Werten. Daraus folgt, dass der bei den Messungen zur Clusterdichte in der Streukammer vorhandene Gasuntergrund hauptsächlich durch die Rückströmung aus dem Auffänger verursacht wird. Da an diesem Aufbau zunächst detaillierte Studien zur optimalen Anpassung des Targets an die PANDA-Geometrie durchgeführt werden, ist der Auffänger noch recht einfach gehalten. Es werden zum Beispiel keine Kryopumpen mit hoher Saugleistung wie bei den in Jülich betriebenen Targets eingesetzt. Daher ist bei einem optimierten und komplexeren Auffänger mit einem um mehrere Größenordnungen kleineren Streukammerdruck zu rechnen.

An der Kryopumpe wird der berechnete Druck gemessen. Der Gasstrom durch den Kollimator ist jedoch durch den höheren Kollimatorkammerdruck deutlich größer. Der Anteil am Gesamtdruck liegt dadurch im Bereich von  $4 \cdot 10^{-7}$  mbar. Durch den Rückstrom von Gas aus der Streukammer wird noch ein Anteil von ungefähr  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar beigetragen. Beim Betrieb des Aufbaus wurde der Druck in der Kryopumpe daher durch den relativ hohen Kollimatorkammerdruck bestimmt.



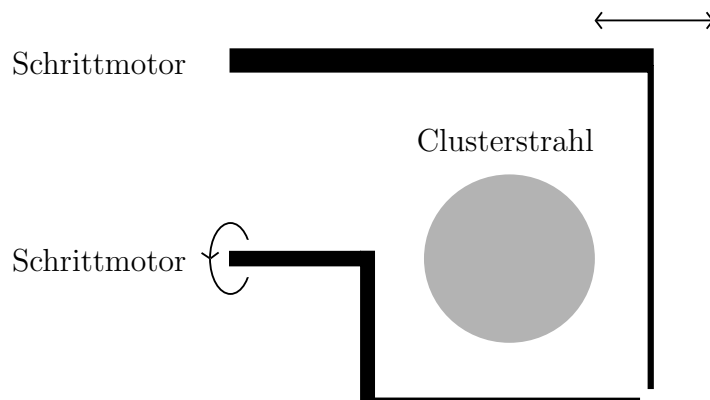
# Kapitel 5

## Das Messsystem

Um den Clusterstrahl zu untersuchen wird ein mechanisches Verfahren verwendet. Im Aufbau befinden sich an drei Stellen mechanische Monitorsysteme zum Nachweis des Clusterstrahls. Durch die Länge des Aufbaus sind Monitorsysteme an mehreren Stellen nötig um eine genaue Justage des Targets zu ermöglichen. Eine genaue Justage ist wichtig, damit der Clusterstrahl nicht die Wandung des Aufbaus trifft und möglichst symmetrisch ist. Außerdem kann durch die Kenntnis über die Aufweitung des Strahls der minimal benötigte Durchmesser der Strahlrohre und möglicher Blenden bestimmt werden.

### 5.1 Das Monitorsystem

Das Monitorsystem basiert auf einer einfachen mechanischen Methode um einen Clusterstrahl nachzuweisen. In Abbildung 5.1 ist das Prinzip des Monitorsystems dargestellt. Die Messung erfolgt durch das Hineinfahren eines dünnen Stabs in den Clusterstrahl. Am Stab wird dann ein Teil des Clusterstrahls aufgestaut. Die auf den Stab auftreffenden Wasserstoffcluster zerplatzen. Dies bewirkt eine Druckerhöhung in diesem Bereich, die mit den Druckmessgeräten am Aufbau gemessen werden kann. Der Stab kann nun schrittweise durch den Clusterstrahl gefahren und der Druck jeweils aufge-

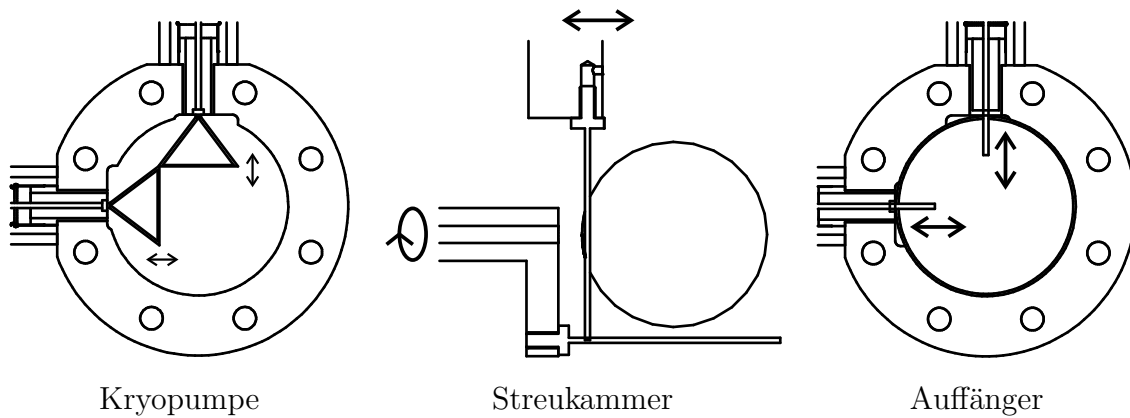


**Abbildung 5.1:** Prinzip des mechanischen Monitorsystems

nommen werden. Trägt man die Werte von Position und Druck in einem Diagramm gegeneinander auf, erhält man ein Profil des Clusterstrahls, das nur von der Strahl- und Stabgeometrie abhängig ist. Bei bekanntem Saugvermögen der Streukammer können aus diesen Werten dann die Flächen- und Volumendichten des Clusterstrahls berechnet werden (siehe Kapitel 3.3 und 7).

Am Clustertarget befinden sich drei dieser Monitorsysteme (siehe Abb. 4.1). Das erste befindet sich direkt hinter der Kryopumpe in einem Abstand von 53 cm zur Düse. Das zweite ist in der Streukammer und hat eine Entfernung zur Düse von ca. 205 cm. Das dritte Monitorsystem befindet sich am Ende des Strahlrohrs vor dem Auffänger und ist 350 cm von der Düse entfernt. Bei allen drei Monitorsystemen gibt es jeweils zwei senkrecht zueinander stehende Stäbe um das Profil des Clusterstrahls sowohl in waagerechter als auch in senkrechter Richtung aufnehmen zu können. Die Breite der Stäbe liegt an der Kryopumpe bei 0,5 mm, in der Streukammer bei 1 mm und vor dem Auffänger bei 2 mm. Die Stabkonfiguration der drei Monitorsysteme ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

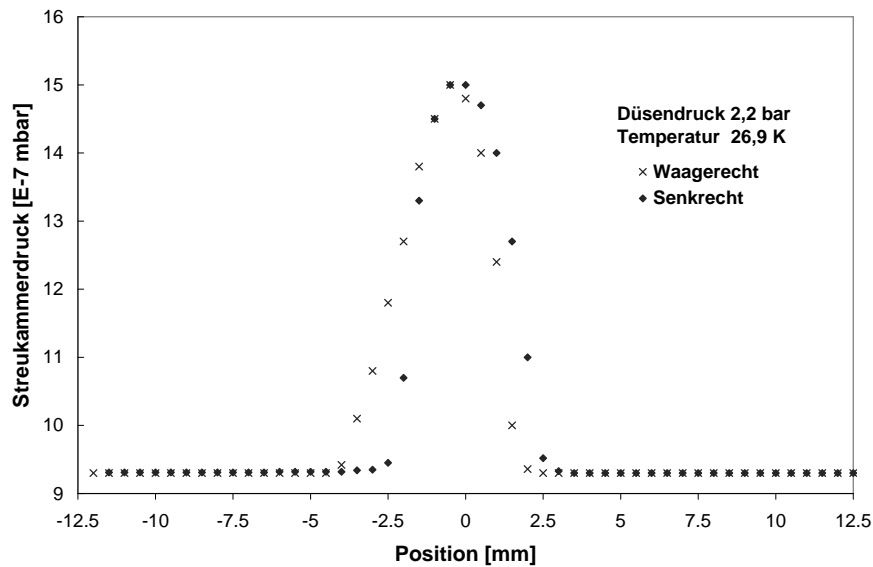
Bei den Monitorsystemen an der Kryopumpe und der Streukammer sind die Stäbe senkrecht zur jeweiligen Richtung in der gemessen wird befestigt und werden bei der Messung schrittweise durch den Bereich des Cluster-



**Abbildung 5.2:** Die Stabkonfigurationen der drei Monitorsysteme.

strahls gefahren. Trifft der Stab auf den Clusterstrahl wird von diesem Punkt an der gemessene Druck bei jedem Schritt größer. Er vergrößert sich solange bis man mit dem Stab die breiteste Stelle des Strahls erreicht. Hier ist die Fläche, die der Stab vom Clusterstrahl überdeckt, am größten. Fährt man den Stab weiter wird der Druck wieder schrittweise kleiner, weil sich die vom Stab überdeckte Fläche des Clusterstrahls verringert. Erreicht der Stab das Ende des Strahls, wird der Druck wieder stabil. In den aus diesen Messungen entstandenen Diagrammen kann man das Profil des Clusterstrahls gut erkennen. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind typische Profile für die Monitorsysteme an der Kryopumpe und der Streukammer dargestellt.

Am Auffänger sind die beiden Stäbe des Monitorsystems jeweils parallel zur entsprechenden Messrichtung befestigt und werden bei der Messung immer weiter in den Bereich des Clusterstrahls hineingefahren. Abbildung 5.5 zeigt typische Profile, die mit diesem Monitorsystem gemessen wurden. Trifft der Stab bei dieser Messung auf den Clusterstrahl wird wie bei den anderen beiden Monitorsystemen der gemessene Druck schrittweise größer. Hier steigt er aber weiter bis der Stab das Ende des Strahls erreicht. Dann hat der Stab die größtmögliche Fläche des Clusterstrahls überdeckt. Fährt man den Stab weiter bleibt der Druck auf dem höchsten Wert, da die vom Stab überdeckte Fläche gleich bleibt.



**Abbildung 5.3:** Beispiel für Clusterstrahlprofile an der Kryopumpe

Die Monitorsysteme an der Kryopumpe und am Auffänger werden hauptsächlich zur Justage des Clustertargets und zur Messung der Strahlaufweitung verwendet. Daher erfolgt das Einstellen der Stäbe an diesen beiden Stellen manuell.

In der Streukammer werden die Stäbe des Monitorsystems über Schrittmotoren eingestellt. Die Schrittweite des Motors für die waagerechte Messrichtung beträgt  $1/48$  mm. Für die genaue Messung des Strahlprofils wird aber nur eine Schrittlänge von  $1/4$  mm (= 12 Schritte) benutzt, da diese Schrittlänge für eine gute Auflösung des Profils ausreicht.

Der Schrittmotor bei der senkrechten Messung hat eine Schrittweite von  $1,8^\circ$ . Der Radius des Dreharms, an dem der Stab befestigt ist, beträgt 20 mm. Der Stab für die Messung ist am Ende dieses Dreharms befestigt. Daraus ergibt sich eine ausreichende Auflösung für die Messung des Strahlprofils mit einem maximalen Abstand von 0,63 mm zwischen zwei Messpunkten. Die komplette Messung der Strahlprofile in der Streukammer erfolgt über ein von Herrn Dipl.-Phys. A. Täschner geschriebenes Messprogramm. Es stellt automatisch die Stabpositionen ein und nimmt den dazugehörigen Streukam-

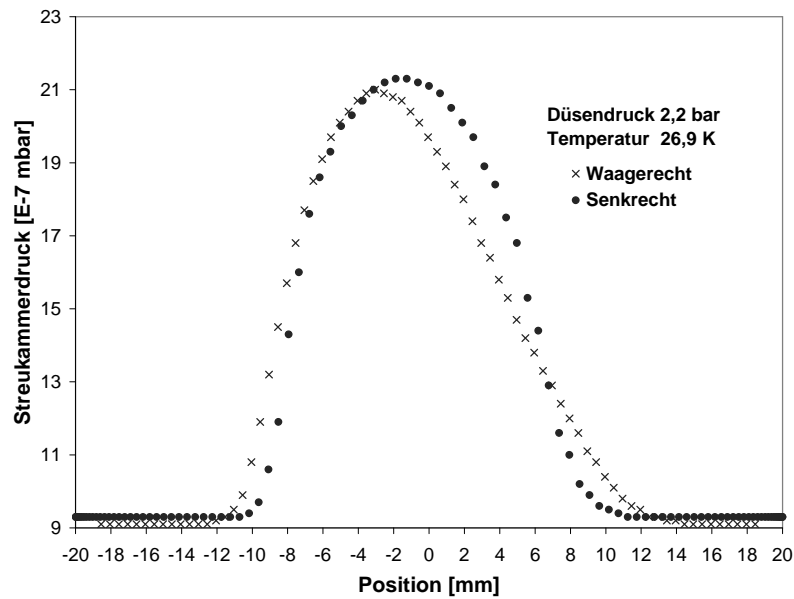


Abbildung 5.4: Beispiel für Clusterstrahlprofile an der Streukammer

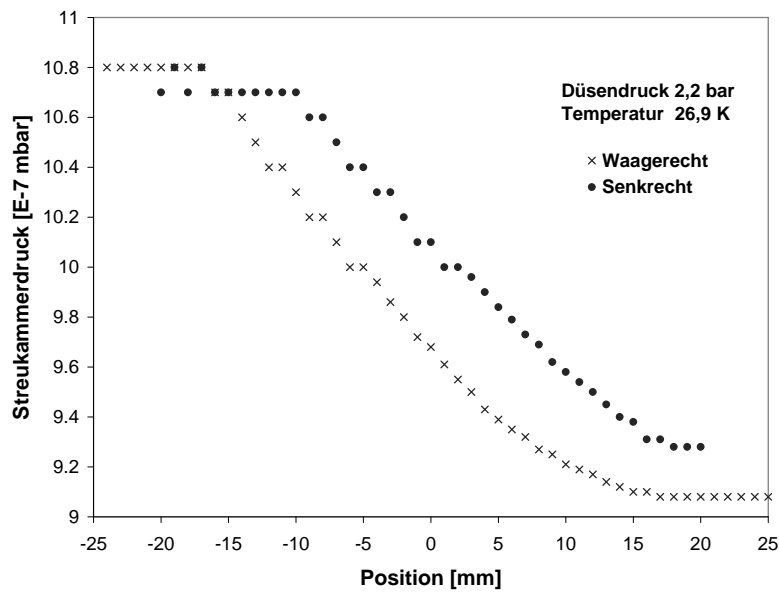


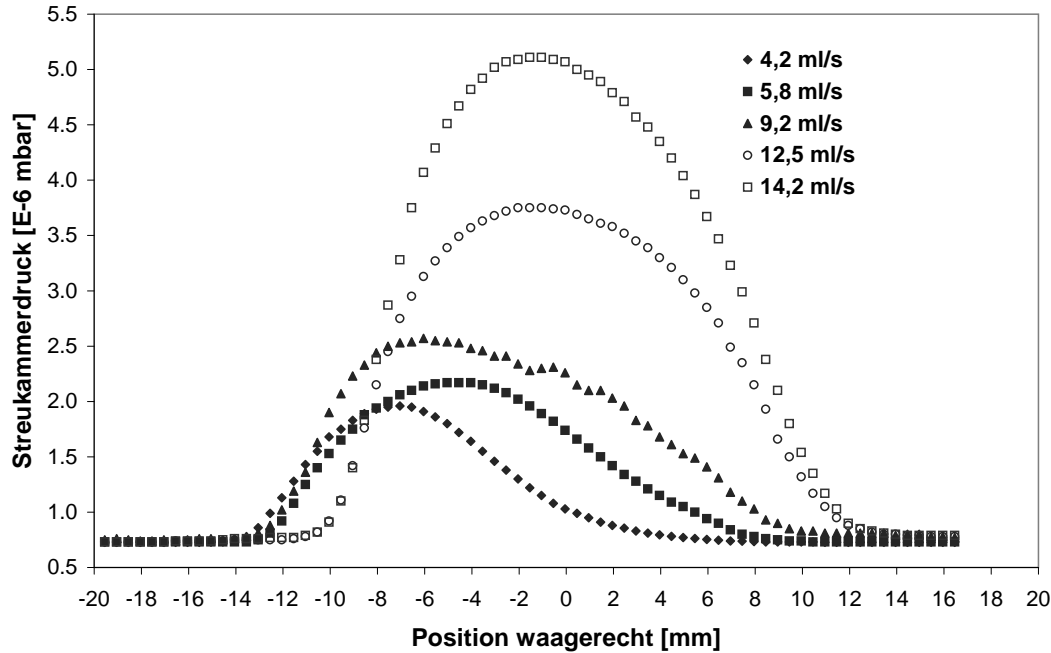
Abbildung 5.5: Beispiel für Clusterstrahlprofile am Auffänger

merdruck auf. Außerdem achtet das Programm darauf, dass die Stäbe nicht miteinander kollidieren oder sich gleichzeitig im Strahl befinden. Das Messergebnis wird direkt als Diagramm am Computer angezeigt und kann auch

Messwert	Spannungsbereich	Datenaufnahmefehler	Gerätefehler
Temperatur	0-2 V	$\pm 0,1$ K	$\pm 0,25$ K
Einlassdruck	0-2 V	$\pm 0,01$ bar	$\leq 1$ %
Gasfluß	0-5 V	$\pm 0,1$ ml/s	$\pm 0,1$ ml/s
Stabposition	Digital	exakt	exakt
Heizungsspannung	0-5 V	$\pm 0,1$ V	$\pm 0,1$ V
Druck in:			
Skimmerkammer	0-10 V	$\pm 0,1$ je Dekade	Faktor 2
Kollimatorkammer	0-10 V	$\pm 0,1$ je Dekade	Faktor 2
Kryopumpe	0-8 V	$\pm 0,01$ je Dekade	$\pm 10$ %
Streukammer	IEEE-Schnittstelle	exakt	$\pm 10$ %
1. Auffänger	0-8 V	$\pm 0,01$ je Dekade	$\pm 10$ %
2. Auffänger	0-8 V	$\pm 0,01$ je Dekade	$\pm 10$ %

**Tabelle 5.1:** Auflistung der Messwerte, der zugehörigen Messfehler und der verwendeten Spannungsbereiche bei der Datenaufnahme

abgespeichert werden. Die verschiedenen vom Programm gemessenen Werte sind in der Tabelle 5.1 aufgeführt. Für die einzelnen Messwerte sind dabei die verwendeten Spannungsbereiche bei der Übertragung der Werte zwischen den Messgeräten und dem Analogeingängen am Computer aufgeführt. Des Weiteren werden in der Tabelle die einzelnen Messfehler der Datenaufnahme und der Messgeräte aufgelistet. Bei der Änderung der Stabpositionen werden die Befehle digital an die Schrittmotoren geschickt und daher ist die Stabposition exakt bekannt. Da der Streukammerdruck einer der wichtigsten Messwerte ist, wurde er bei den Messungen über eine digitale IEEE-Schnittstelle ausgelesen um Fehler aus der Datenaufnahme am Computer zu vermeiden. Für die Skimmer- und die Kollimatorkammer wird ein Fehler von 0,1 je Dekade angenommen, da durch den Faktor 2 beim Gerätefehler keine größere Genauigkeit benötigt wird. Der Fehler 0,01 je Dekade bei den anderen Druckwerten kommt von Art der Ausgabe des Messwertes. Bei den Ionivacs gibt der Wert

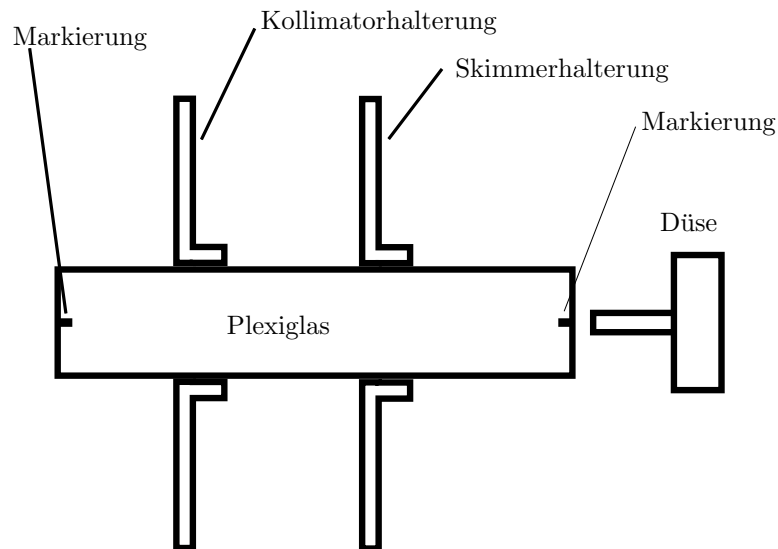


**Abbildung 5.6:** Veränderung des Profils bei einer Asymmetrie und verschiedenen Gasdurchflüssen. Die Strahlprofile wurden in der Streukammer gemessen.

der Ausgabespannung vor dem Komma die Dekade an und die Werte nach dem Komma den Druck innerhalb der entsprechenden Dekade. Daher ist der Fehler bei jeder Dekade gleich.

## 5.2 Die Justage des Clustertargets

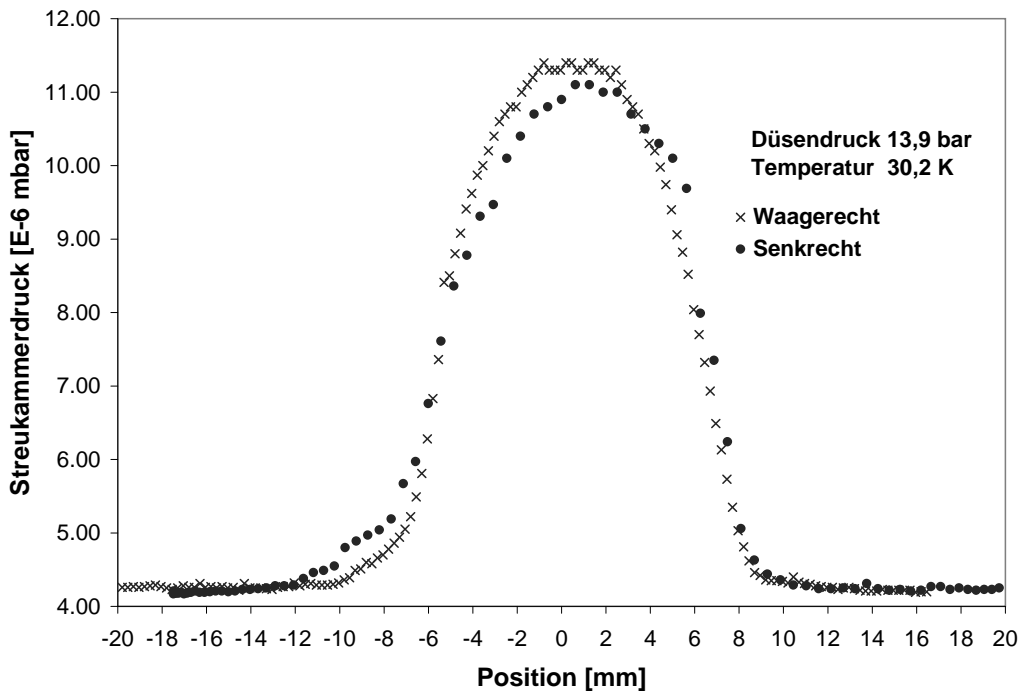
Beim Bau des Clustertargets wurde zuerst die Clusterquelle aufgestellt. Damit der Clusterstrahl später durch die Anlage kommt ohne die Wandungen der Strahlrohre oder eine Blende zu treffen, musste der restliche Aufbau an der Lage der Quelle ausgerichtet werden. Dazu wurde eine Strahlachse mit der Mitte der Düse als ein Fixpunkt definiert. Den zweiten Fixpunkt bildete ein Theodolit, der etwa auf Höhe der Düse und grob in gerader Verlängerung der Quelle auf der gegenüberliegenden Seite des Aufbaus im Boden



**Abbildung 5.7:** Schema der Justage von Kollimator und Skimmer mit Hilfe eines Plexiglasstabes.

verankert wurde. Mit dem Theodoliten wurde die Mitte der Düse anvisiert und diese Position des Theodoliten durch zwei Referenzmarkierungen an den Wänden festgelegt. Durch den Theodoliten konnte dann der Aufbau auf die definierte Achse zentriert werden. Als Bezugspunkte wurden dafür die an drei Stellen im Aufbau befindlichen Monitorsysteme verwendet. Die Stäbe der Monitorsysteme wurden jeweils in die Mitte gefahren und bildeten dadurch drei Fadenkreuze. Die Streukammer, der Auffänger und die Strahlrohre wurden dann so verschoben, dass die Mittelpunkte aller drei Fadenkreuze auf der Achse zwischen Theodolit und Düse lagen.

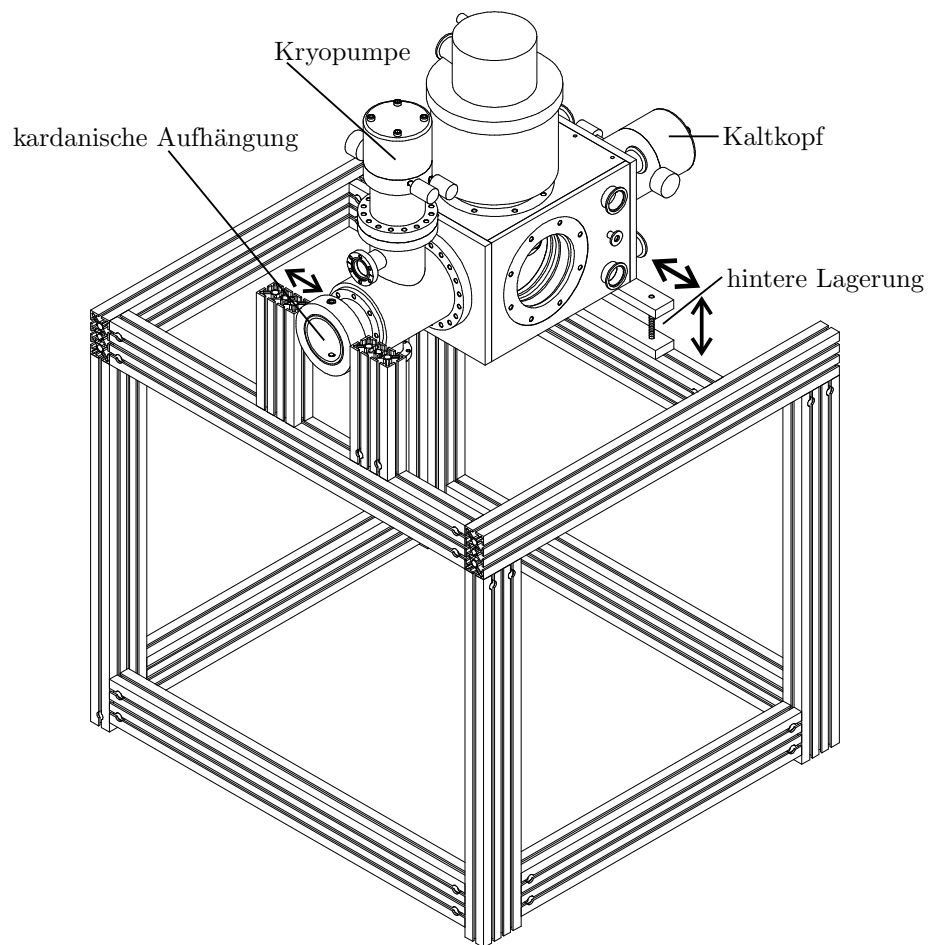
Der Skimmer und der Kollimator wurden zuerst auch mit Hilfe des Theodoliten ausgerichtet. Da die Öffnungen von Kollimator und Skimmer einen Durchmesser unter einem Millimeter haben konnte die Düse durch die Öffnungen nicht mehr anvisiert werden. Um die Mitte der Düse erkennbar zu machen wurde eine kleine Leuchtdiode auf der Düse befestigt. Wenn dieser Leuchtpunkt durch den Theodoliten zu erkennen war, waren die Öffnungen von Skimmer und Kollimator auf die Stralachse ausgerichtet. Diese Justie-



**Abbildung 5.8:** Beispiel für ein nahezu symmetrische Clusterstrahlprofile. Die Profile wurden in der Streukammer gemessen.

rung von Skimmer und Kollimator erwies sich jedoch als nicht exakt genug, da im Betrieb die gemessenen Strahlprofile Asymmetrien zeigten (siehe Abb. 5.4). Diese Asymmetrien kommen entweder von dem Skimmer oder von dem Kollimator, die zur Strahlachse verschoben sind und den Strahl dadurch ungleichmäßig abschälen. Die Form des Strahls und die Lage des Maximums verändern sich dabei außerdem in Abhängigkeit von äußeren Parametern wie Gasdurchfluß, Druck oder Temperatur (siehe Abb. 5.6), was für einen späteren Betrieb als Target ungünstig ist.

Zum Ausrichten von Düse, Skimmer und Kollimator wurde daraufhin ein neues Verfahren angewendet (siehe Abb. 5.7). Die Öffnungen der Skimmer- und Kollimatorhalterungen haben beide einen Durchmesser von 3 cm. Ein durchsichtiger Plexiglasstab mit einem Durchmesser von 3 cm wurde durch die beiden Öffnungen bis zur Düse geschoben. Da beide Öffnungen einen breiten Rand haben, wurden dadurch der Stab und die Halterungen automa-



**Abbildung 5.9:** Schema der Lagerung der Clusterquelle auf dem Quellengestell

tisch auf eine gemeinsame Achse zentriert. In den Mittelpunkten der beiden Enden des Plexiglasstabes befanden sich Markierungen mit denen der Stab dann auf die Mitte der Düse ausgerichtet werden konnte. Ist der Stab ausgerichtet, befinden sich Düse und Halterungen auf einer Achse. Die beiden Halterungen wurden dann starr an die Skimmerkammer fixiert, um eine Dejustage zu verhindern. Diese Art der Justage von Skimmer und Kollimator erbrachte einen symmetrischen Clusterstrahl (siehe Abb. 5.8).

Ist das Clustertarget in Betrieb kann die Lage des Clusterstrahls mit den drei Monitorsystemen überprüft werden. Auch kann man ein Auftreffen

	Kollimator	Messpunkt 1	Messpunkt 2	Messpunkt 3
Abstand zur Düse	60 mm	53 cm	205 cm	350 cm
Durchmesser	0,715 mm	$5,5 \pm 0,5$ mm	$23,6 \pm 0,25$ mm	$38 \pm 1$ mm
	0,53 mm	$5 \pm 0,5$ mm	$18,2 \pm 0,25$ mm	$29 \pm 1$ mm

**Tabelle 5.2:** Abhängigkeit des Strahldurchmessers von der Kollimatorgröße

des Strahls auf die Wandung an einer Veränderung der Form des Strahlprofils zwischen den Monitorsystemen erkennen. Stimmt die Lage des Strahls nicht mit der Strahlachse überein oder trifft er irgendwo Teile des Aufbaus, kann die Lage auch im Betrieb noch korrigiert werden. Um die Position der Strahls zu korrigieren ist die Clusterquelle vorne an der Kryopumpe kardinalisch gelagert (siehe Abb. 5.9). Hinten ist die Quelle höhenverstellbar gelagert und kann dadurch angehoben oder gesenkt werden. Damit wird der Clusterstrahl um die Achse an der Kryopumpe vertikal gedreht. Zur horizontalen Lageänderung des Strahls kann die Befestigung der Quelle auf dem Gestell hinten gelöst werden. Die Quelle kann dann hinten verschoben werden, um den Strahl um die Achse an der Kryopumpe zu drehen. Soll die Lage des Strahl nicht gedreht sondern nur horizontal verschoben werden, wird zusätzlich vorne die Befestigung gelöst und die Quelle sowohl hinten als auch vorne parallel verschoben.

## 5.3 Die Aufweitung des Clusterstrahls

Die Aufweitung des Clusterstrahls lässt sich durch die Messung des Strahldurchmessers an den drei Monitorsystemen untersuchen. Diese Messungen wurden für zwei Kollimatoren vorgenommen und die erhaltenen Durchmesser sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Die gemessenen Werte unterscheiden sich an allen Messpunkten zwischen den beiden Kollimatoren. Der kleinere Kollimator hat ca. 75 % des Durchmessers des größeren Kollimators. Dieses Verhältnis zwischen den Durchmes-

Kollimatorgröße	Messpunkt 1	Messpunkt 2	Messpunkt 3
0,715 mm	$70 \pm 7$ mm	$62,2 \pm 0,7$ mm	$66 \pm 1,7$ mm
0,53 mm	$56 \pm 6$ mm	$59,7 \pm 0,8$ mm	$64 \pm 2,2$ mm

**Tabelle 5.3:** Aus den, an den jeweiligen Monitorsystemen, gemessenen Strahldurchmessern berechneter Abstand des Strahlursprungs vom Kollimator

sen wurde innerhalb der Fehlergrenzen auch an den Messstellen des Clusterstrahls festgestellt. Das zeigt den direkten Zusammenhang von Kollimatorgröße und Strahldurchmesser. Für andere Kollimatoren lässt sich daraus der zu erwartende Durchmesser des Clusterstrahls abschätzen.

Man erkennt an den Messwerten deutlich den mit dem Abstand zunehmenden Strahldurchmesser. Bei einer geradlinigen Strahlausbreitung kann man aus den gemessenen Durchmessern und den Abständen der Monitorsysteme vom Kollimator den Ursprungspunkt des Clusterstrahls bestimmen. Dieser Punkt stellt diejenige Stelle dar, an der die Clusterbildung in der Düse beginnt. Die errechneten Werte sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Der Abstand der Oberkante der Düse vom Kollimator beträgt 60 mm und die Düse selbst ist 16 mm lang. Daher liegen die berechneten Ursprünge innerhalb ihrer Fehlergrenzen im Bereich der Düse. Dies bestätigt das Modell der geradlinigen Ausbreitung der gebildeten Cluster.

Die Messungen zeigen des Weiteren, dass die Breite des Clusterstrahls überall unter dem Innendurchmesser der Strahlrohre von 40 mm und 70 mm liegt. In der Mitte des Auffängers befindet sich noch eine Blende mit einer 50 mm durchmessenden Öffnung. Um zu bestimmen ob der Strahl durch die Blende geht ohne sie zu treffen, kann man den maximalen Durchmesser des Strahls am Ende des Auffängers berechnen. Bei einem Abstand der Turbopumpe am Ende des Auffängers von 420 cm ergibt sich für die Strahlbreite an diesem Punkt ein Wert von ungefähr 48 mm bzw. 37 mm beim kleineren Kollimator. Ist der Strahl zentriert passiert er auch beim größeren Kollimator den Aufbau ohne auf eine Wandung oder die Blende zu treffen.

## Kapitel 6

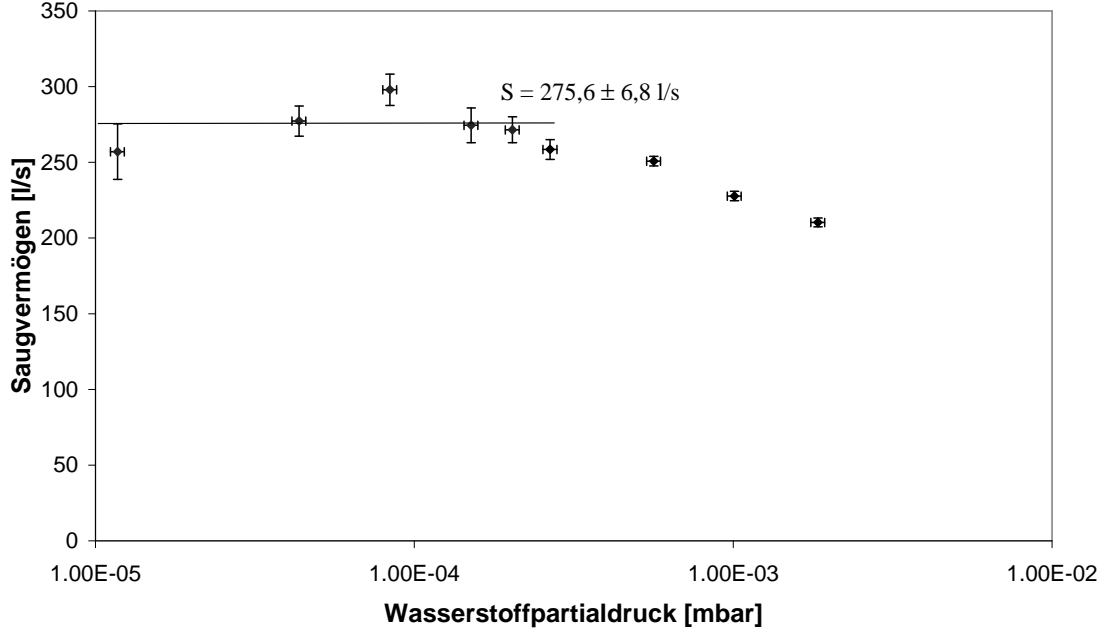
# Das Saugvermögen in der Streukammer

Um die Dichte des Clusterstrahls bestimmen zu können ist unter anderem die Kenntnis des Saugvermögens der Streukammer nötig (siehe Gleichung (3.20)). Das Nenn-Saugvermögen von 360 l/s der an der Streukammer angeschlossenen Turbopumpe gilt nur wenn Stickstoff gepumpt wird. Für leichtere Gase ist das Saugvermögen kleiner, da die Pumpwahrscheinlichkeit  $W$  für leichtere Gase kleiner als die für Stickstoff ist [WAW88]. Das Saugvermögen wird auch durch die Verbindung der Streukammer mit den anderen Teilen des Vakuumsystems des Aufbaus verändert. Um die Clusterdichten genau bestimmen zu können muss daher das Saugvermögen experimentell bestimmt werden.

Das Saugvermögen  $S$  ( $[S] = \text{l/s}$ ) ist definiert als das Verhältnis von pV-Stromstärke  $q_{pV}$  ( $[q_{pV}] = \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}$ ) zum Druck  $p$  in der gepumpten Kammer [WAW88].

$$S = \frac{q_{pV}}{p} \quad (6.1)$$

Bei der Messung ist die pV-Stromstärke gleich dem Volumen an Wasserstoff beim Luftdruck  $p_0$ , das pro Zeiteinheit in die Streukammer eingelassen wird.



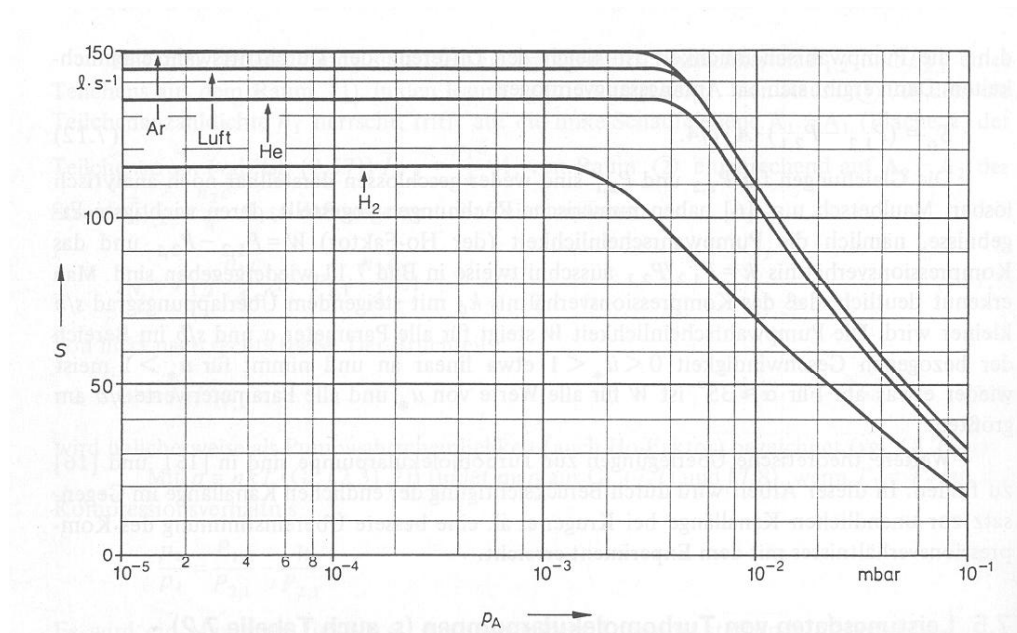
**Abbildung 6.1:** Messung des Saugvermögens in der Streukammer in Abhängigkeit vom Druck in der Vakuumkammer

$$q_{pV} = p_0 \cdot V/t \quad (6.2)$$

Der Partialdruck  $p_H$  des Wasserstoffs in der Streukammer entspricht dem gemessenen Druck  $p_{Streu}$  minus dem Untergrunddruck  $p_{Untergrund}$ . Da die Druckmessgeräte auf Stickstoff geeicht sind, muss für andere Gase der angezeigte Druck mit einem Korrekturfaktor  $c_{Stoff}$  multipliziert werden. Der Untergrund besteht fast ausschließlich aus Wasser, daher wird für den Untergrund der Korrekturfaktor für Wasser verwendet.

$$p_H = p_{Streu} \cdot c_{H_2} - p_{Untergrund} \cdot c_{Wasser} \quad (6.3)$$

Die Korrekturfaktoren haben für Wasser einen Wert von  $c_{Wasser} = 1,333$  und für Wasserstoff den Wert  $c_{H_2} = 2,319$  [Ley89]. Setzt man die Gleichungen (6.2) und (6.3) in die Gleichung (6.1) ein, ergibt für das Saugvermögen:



**Abbildung 6.2:** Veränderung des Saugvermögens einer Turbomolekularpumpe mit Nenn-Saugvermögen von 145 l/s in Abhängigkeit vom Druck in der Vakuumkammer [WAW88].

$$S = \frac{q_{pV}}{p_H} = \frac{p_0 \cdot V/t}{p_{Streu} \cdot c_H - p_{Untergrund} \cdot c_{Wasser}} \quad (6.4)$$

Für die Messung des Saugvermögens wurde über ein Drosselventil Gas verschiedener Volumendurchflüsse in die Streukammer geleitet und der sich einstellende Druck in der Streukammer gemessen. Der beim Target verwendete Durchflußregler hat für die bei der Messung verwendeten Volumendurchflüsse eine zu geringe Auflösung von 5 ml/min. Der Volumendurchfluß wurde daher für diese Messungen über ein anderes Verfahren gemessen: Hierbei wird das Gas in einen mit Wasser gefüllten Messzylinder geleitet. Aus dem in einer bestimmten Zeit im Messzylinder aufgefangenen Gasvolumen ergibt sich der bei der Messung vorliegende Volumendurchfluß. Das Saugvermögen wurde dann mit der Gleichung (6.4) aus den gemessenen Werten berechnet.

In Abbildung 6.1 ist das Saugvermögen in Abhängigkeit des Partial-

drucks von Wasserstoff aufgetragen. Man erkennt in der Abbildung, dass die Saugleistung bei niedrigen Drücken relativ konstant ist und im Bereich von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar langsam abfällt. Dies ist ein typisches Verhalten bei Turbomolekularpumpen, die im molekularen Strömungsbereich ihr volles Saugvermögen besitzen und im Übergangsbereich zur laminaren Strömung an Saugvermögen verlieren (siehe Abb. 6.2). Da bei der Bestimmung der Clusterdichte die Drücke in der Streukammer immer deutlich unter  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar lagen, wurden nur die Werte unterhalb dieses Druckes für die Berechnung des mittleren Saugvermögens verwendet. Für das mittlere Saugvermögen ergibt sich damit ein Wert von  $275,6 \pm 6,8$  l/s. Dieser Wert liegt unterhalb des Nennwertes der an der Streukammer angeflanschten Turbomolekularpumpe von 360 l/s. Dieser Unterschied kann mit dem geringeren Saugvermögen von Turbopumpen für leichte Gase erklärt werden, da im Clustertarget fast ausschließlich Wasserstoff vorliegt.

# Kapitel 7

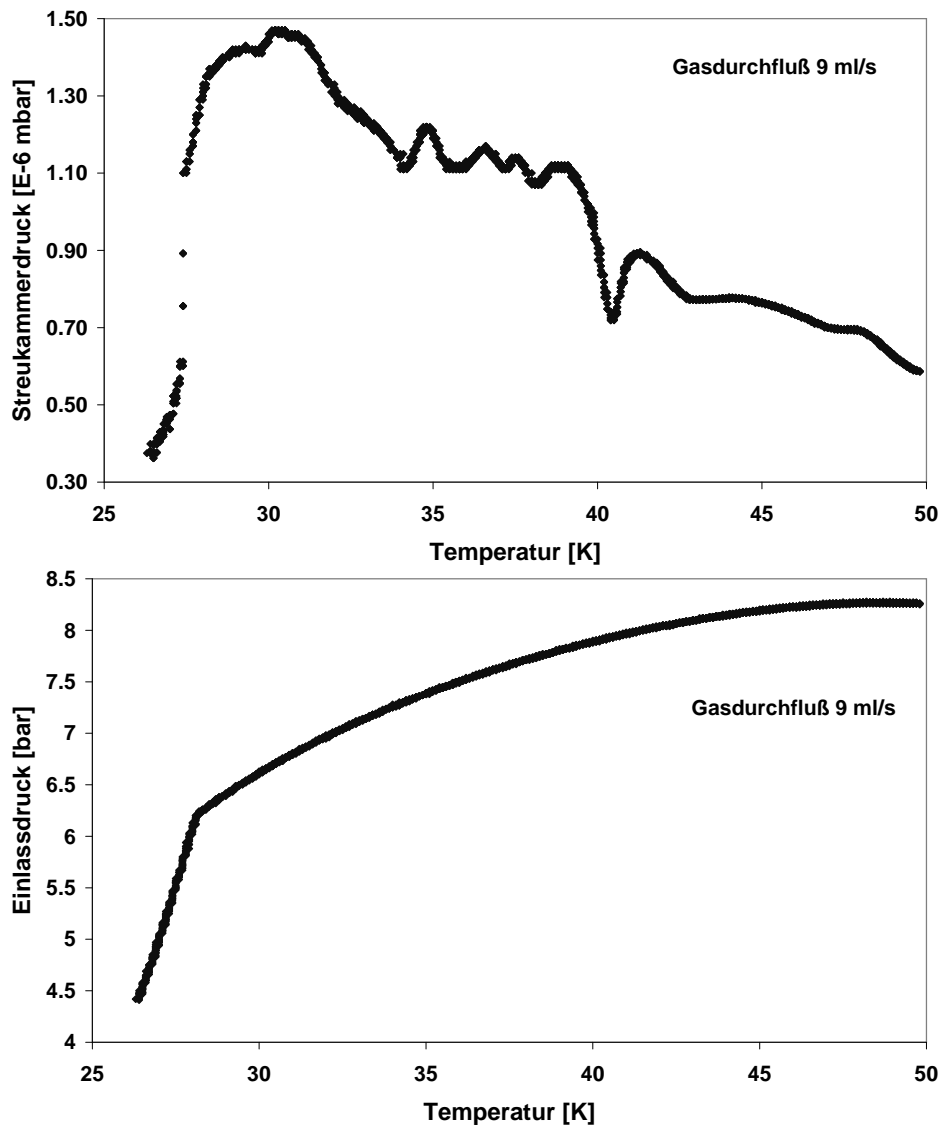
## Untersuchung der Clusterdichten verschiedener Düsen

Für den Einsatz des Clustertargets an einem Beschleuniger ist die Clusterdichte eine entscheidende Größe. Von ihr hängt die Größe der Luminosität (siehe Kapitel 2) und damit die Reaktionsrate in einem Streuexperiment ab. Die Clusterdichte hängt wiederum von den Parametern bei der Clustererzeugung ab. Zu den Parametern gehören die Gastemperatur und der Gasdruck an der Düse. Für verschiedene Düsen wurden diese Abhängigkeiten untersucht. Beim Vergleich der Messergebnisse mit früheren Daten muss der größere Abstand zwischen Düse und Monitorsystem bei diesem Clustertarget beachtet werden. Durch die Aufweitung des Strahls verringert sich die Clusterdichte mit zunehmenden Abstand.

### 7.1 Messung der Clusterdichte

Die Abhängigkeit der Clusterdichte von Gastemperatur und Einlassdruck wurde für zwei Düsen mit  $40\text{ }\mu\text{m}$  und  $24\text{ }\mu\text{m}$  als jeweils engsten Durchmesser gemessen. Die Messungen wurden dabei folgendermaßen durchgeführt: Zu-

erst wurde die Gastemperatur mit der Heizung auf einen Wert von ungefähr 50 K geregelt und ein bestimmter Gasstrom am Durchflußregler eingestellt. Die Stäbe der Monitorsysteme befanden sich dabei an Positionen außerhalb des Clusterstrahls um mit dieser Messung den Gasuntergrund in der Streukammer zu bestimmen. Dann wurde die Heizung ausgeschaltet und ein Messprogramm gestartet, das alle Messwerte automatisch aufzeichnete. Bei den Messwerten handelte es sich um die Düsentemperatur, den Gasfluss, den Einlassdruck, die Stellung des Monitorsystems und die Drücke der einzelnen Vakuumkammern. Der Kaltkopf kühlte das Gas jetzt ab, bis ein Minimum der Gastemperatur erreicht wurde. Die Messung des Gasuntergrunds endete dort und die Signalmessung, d.h. die Messung des Clusterstrahls, wurde gestartet. Dazu wurde ein Stab des Monitorsystems der Streukammer in die Mitte des Clusterstrahls gefahren und die Heizung eingeschaltet. Durch die eingeschaltete Heizung stieg die Gastemperatur wieder an. Dabei wurden kontinuierlich die Messwerte vom Messprogramm aufgezeichnet. Die Signalmessung endete, wenn die Gastemperatur 50 K erreichte. Dann wurde am Durchflußregler ein anderer Gasstrom eingestellt und die gesamte Messung wiederholt. Bei den Messungen wurde der Gastrom in einem Bereich zwischen ungefähr  $1 \text{ ml}_n/\text{s}$  und  $30 \text{ ml}_n/\text{s}$  variiert. Nach unten wurde die Messungen dabei vom Durchflussregler begrenzt. Dieser besitzt einen negativen Offset, wodurch auch bei einer Einstellung des Reglers auf  $0 \text{ ml}/\text{s}$  noch ein endlicher Gasstrom vorhanden ist. Nach oben wurden die Messungen durch den maximalen Einlassdruck von 18 bar des Wasserstoffreinigers begrenzt, da der maximale Gasfluß durch den Reiniger proportional zur Druckdifferenz vor und hinter dem Reiniger ist. Weil bei der Erhöhung des Gasdrucks an der Düse auch der Durchfluss zunimmt, gibt es einen Punkt wo die Druckdifferenz am Reiniger zu klein wird um den steigenden Durchfluss aufrecht zu erhalten. Dadurch waren sowohl der Gasstrom als auch der Gasdruck bei den Messungen nach oben hin begrenzt. Aus den gemessenen Werten kann dann durch die in Kapitel 3 hergeleitete Gleichung (3.20) die Dichte des Clusterstrahls berechnet werden.



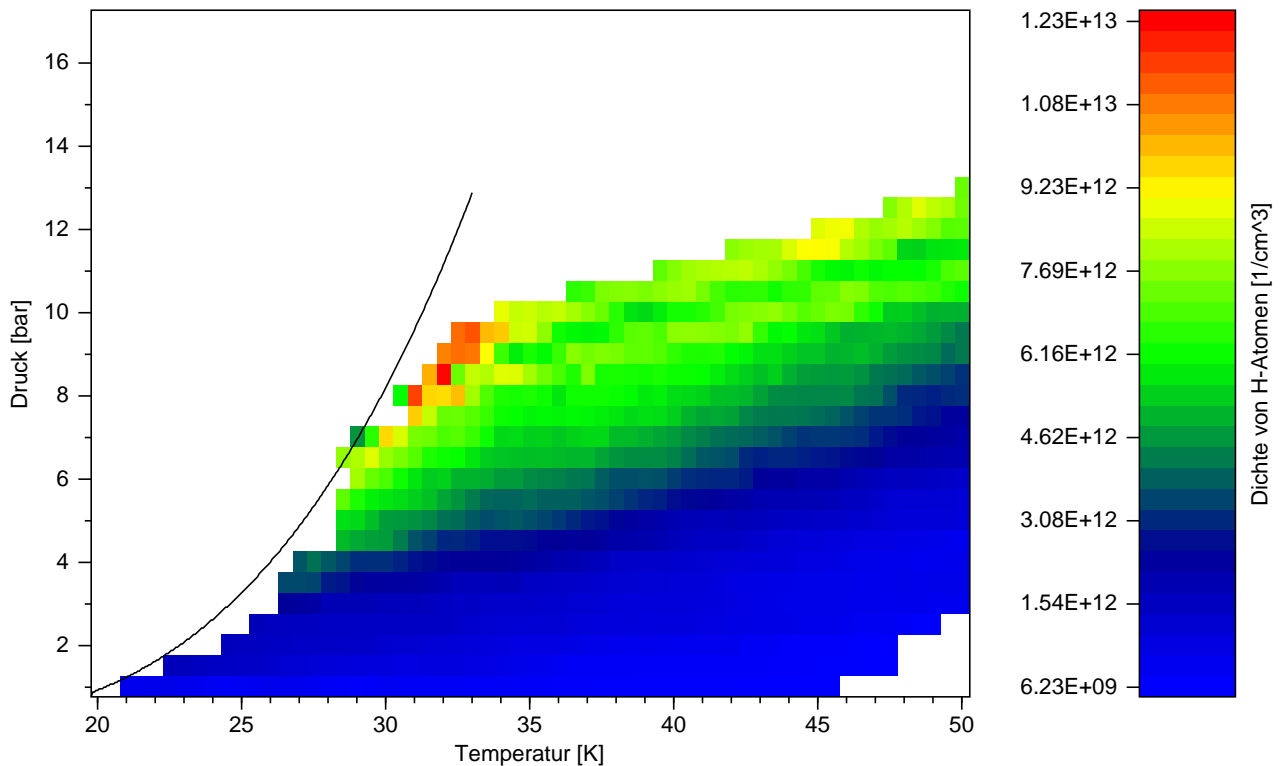
**Abbildung 7.1:** Beispielhafte Signalmessung an der  $24\ \mu\text{m}$ -Düse bei einem Durchfluß von  $9\ \text{ml}_\text{n}/\text{s}$

In Abbildung 7.1 ist die Temperaturabhängigkeit des Streukammerdrucks und des Gasdrucks bei einer beispielhaften Signalmessung mit  $9\ \text{ml}_\text{n}/\text{s}$  Gasdurchfluß dargestellt. Man erkennt einen Anstieg des Streukammerdrucks mit sinkender Temperatur bis ungefähr 28 K. Der Anstieg ist dabei nicht monoton sondern weist Schwankungen auf. Der Abfall des gemessenen Drucks

bei 40 K beruht auf Problemen an der Anzeigeelektronik beim Übergang des Druckwertes zwischen zwei Dekaden. Dieser Fehler zeigte sich bei allen Messungen in denen der Druck die Grenze zwischen zwei Dekaden überquerte. Bei den anderen auftretenden Schwankungen stehen weitere Untersuchungen, um eine Erklärung für diese zu erhalten, noch aus. Der Einlassdruck sinkt in diesem Bereich bis 28 K mit langsam zunehmenden Gefälle. Diese Änderung wird durch die Düsenformel (3.13) erklärt. Diese besagt, dass bei konstanten Gasstrom der Druck und die Temperatur proportional zueinander sind. Bei 28 K erreicht die Signalmessung die Dampfdruckkurve des Wasserstoffs. Der Streukammerdruck und der Einlassdruck fallen von diesem Punkt aus steil ab. Die Signalmessung bewegt sich jetzt mit sinkender Temperatur entlang der Dampfdruckkurve ohne sie zu überqueren. Aufgrund von Wärmeverlusten am Kaltkopf hatte dieser bei den Messungen nicht genug Leistung um ein Überqueren der Dampfdruckkurve zu ermöglichen. Dadurch waren die Messungen zur Clusterdichte auf den Bereich oberhalb der Dampfdruckkurve eingeschränkt.

## 7.2 Dichteverteilungen bei verschiedenen Düsendurchmessern

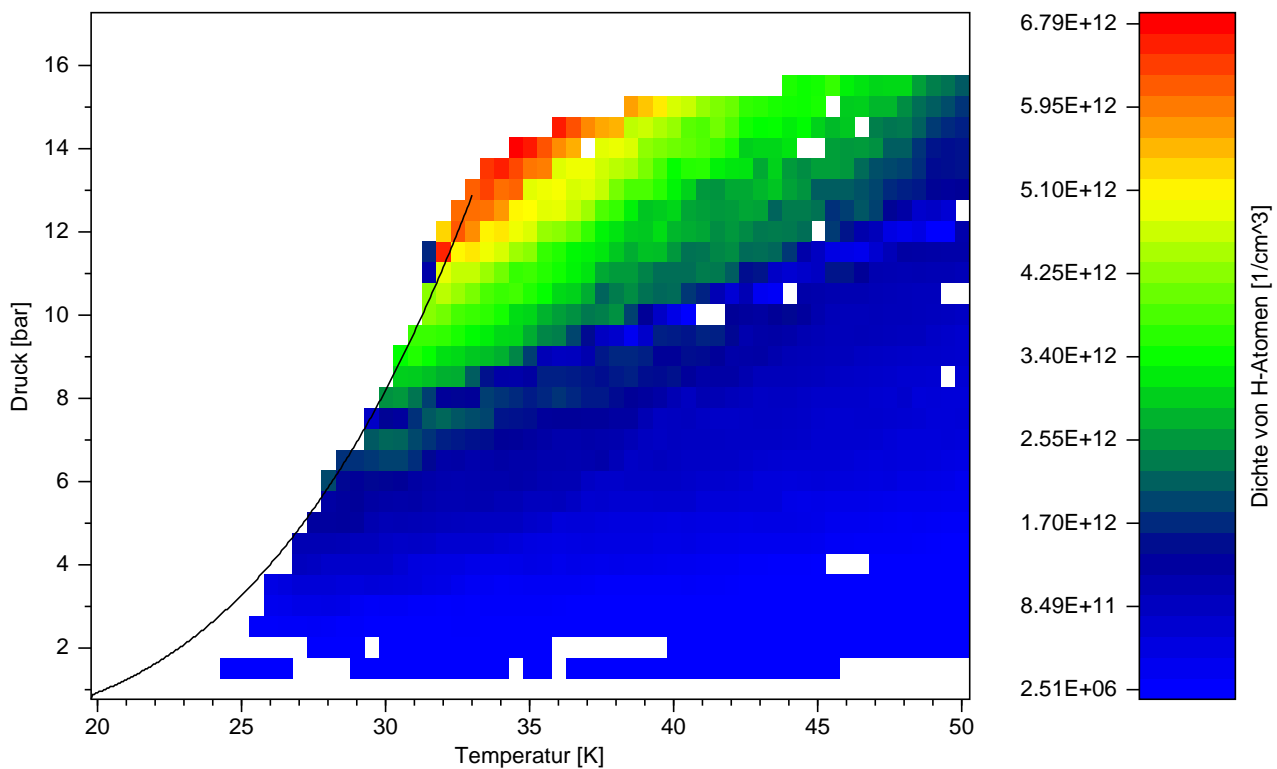
Die Dichteverteilungen bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse ist in Abbildung 7.2 in Abhängigkeit von Einlassdruck und Düsentemperatur dargestellt. Am rechten Rand des Diagramms befindet sich ein Farbbalken, der eine Zuordnung der jeweiligen Farbe zur Clusterdichte ermöglicht. Außerdem ist die Dampfdruckkurve des Wasserstoffs eingezeichnet. Der Druckbereich der im Diagramm enthaltenen Messwerte ist nach oben durch den verwendeten Wasserstoffreiniger auf etwa 13 bar begrenzt. Bei der Temperatur wurde der Messbereich durch die Dampfdruckkurve nach unten begrenzt, da durch Wärmeverluste am Kaltkopf eine Überquerung der Dampfdruckkurve nicht möglich war. An der Verteilung der Werte erkennt man eine deutliche Zunahme der Clusterdichte mit sinkender Temperatur und steigendem Druck. Eine Ausnahme bildet ein Tal



**Abbildung 7.2:** Clusterdichteverteilung bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Einlassdruck

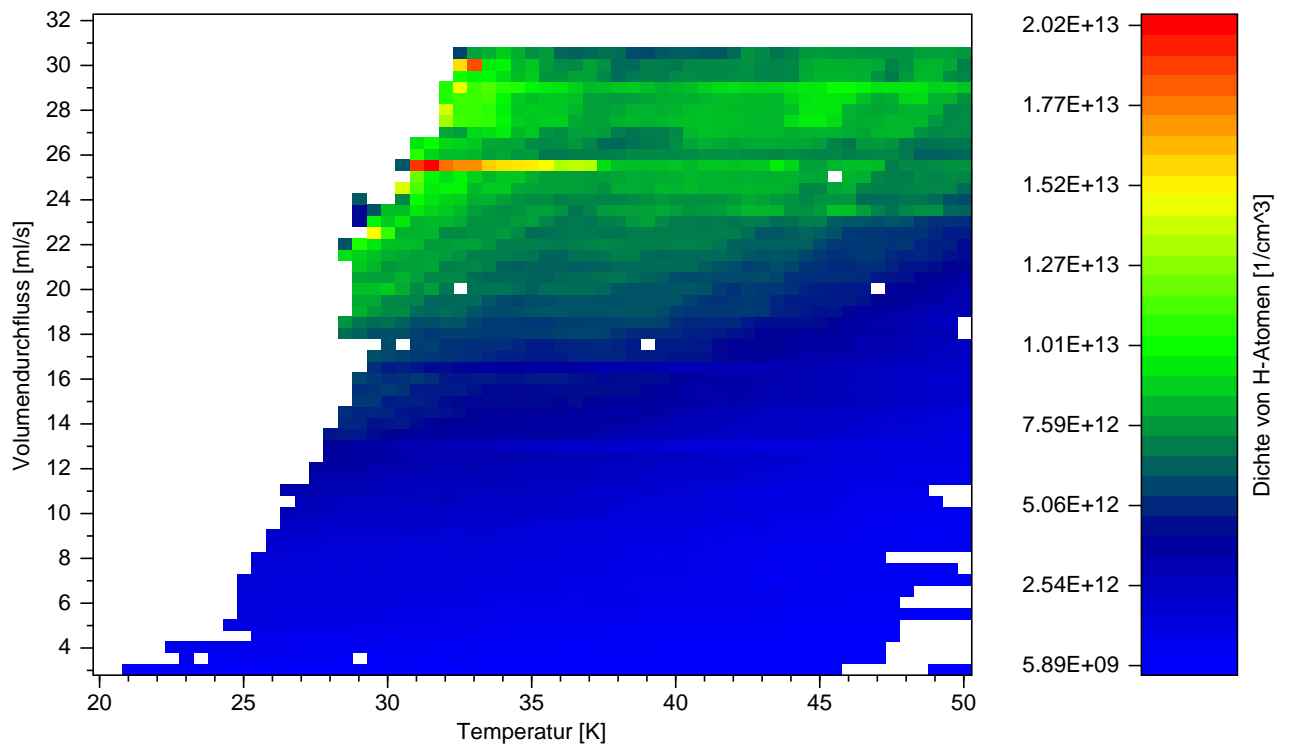
mit niedriger Dichte, das ungefähr bei einem Druck von 12 bar und einer Temperatur von 50 K anfängt und dann in gerader Linie bis ungefähr 9 bar und 34 K verläuft. Dies wird wahrscheinlich durch die Anzeigeelektronik des Ionivacs an der Streukammer verursacht. Beim Übergang des gemessenen Druckwertes zwischen zwei Dekaden kommt es an der Anzeige zu Sprüngen zwischen den Dekaden auch wenn der Druck schon im Bereich der höheren Dekade liegt. Dies ergibt bei der Mittelung der Messwerte einen etwas zu kleinen Streukammerdruck und daraus folgend eine zu kleine Clusterdichte. Die Dichte fällt in diesem Bereich um ungefähr 30 bis 50 % ab. Die höchsten Clusterdichten wurden in einem Druckintervall von 8-10 bar und einer Temperatur zwischen 31 und 34 K erreicht.

Für die 24  $\mu\text{m}$ -Düse ist die Dichteverteilung in der Abbildung 7.3 dar-



**Abbildung 7.3:** Clusterdichteverteilung bei der 24  $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Einlassdruck

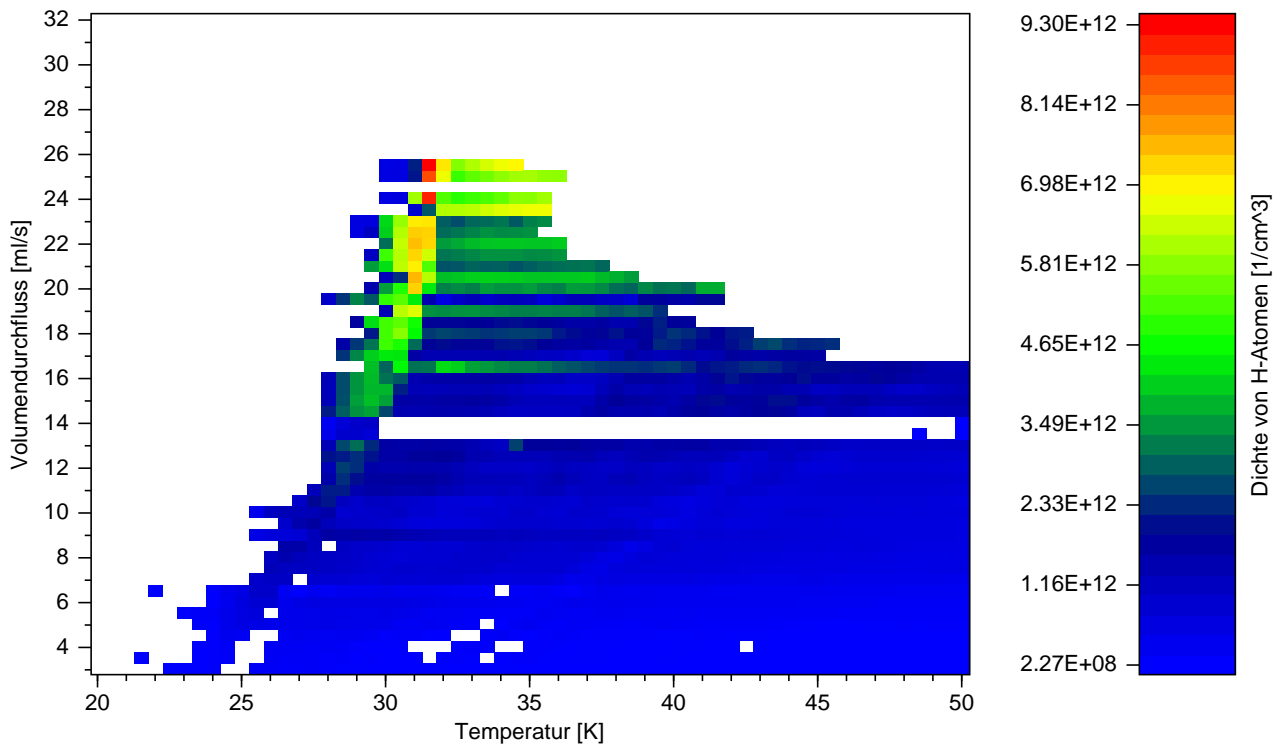
gestellt. Das Diagramm hat den gleichen Aufbau wie bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse. Der für die Messung zugängliche Druckbereich wurde wieder durch den Wasserstoffreiniger nach oben begrenzt. Da an der kleineren Düse bei gleichem Druck weniger Gasfluß benötigt wird, liegt der maximal erreichbare Druck von etwa 16 bar höher als bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse. Die Temperatur ist ebenfalls wieder an der Dampfdruckkurve nach unten begrenzt. Im Diagramm erkennt man wie bei der anderen Düse einen Anstieg der Dichte mit sinkender Temperatur und steigendem Druck. Eine Ausnahme bildet wieder ein Tal mit niedriger Dichte, das ungefähr bei einem Druck von 13 bar und einer Temperatur von 50 K anfängt und dann in gerader Linie bis zur Dampfdruckkurve bei 9 bar und 34 K verläuft. Die Clusterdichte verringert sich in diesem Tal



**Abbildung 7.4:** Clusterdichteverteilung bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Volumendurchfluß

bis auf ungefähr ein Zehntel. Dies ist ein deutlich stärkerer Abfall als bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse. Der Bereich mit den höchsten gemessenen Dichten lag bei der 24  $\mu\text{m}$ -Düse am Ende der Dampfdruckkurve in einem Druckintervall von 12 bis 15 bar und einer Temperatur zwischen 32 und 37 K.

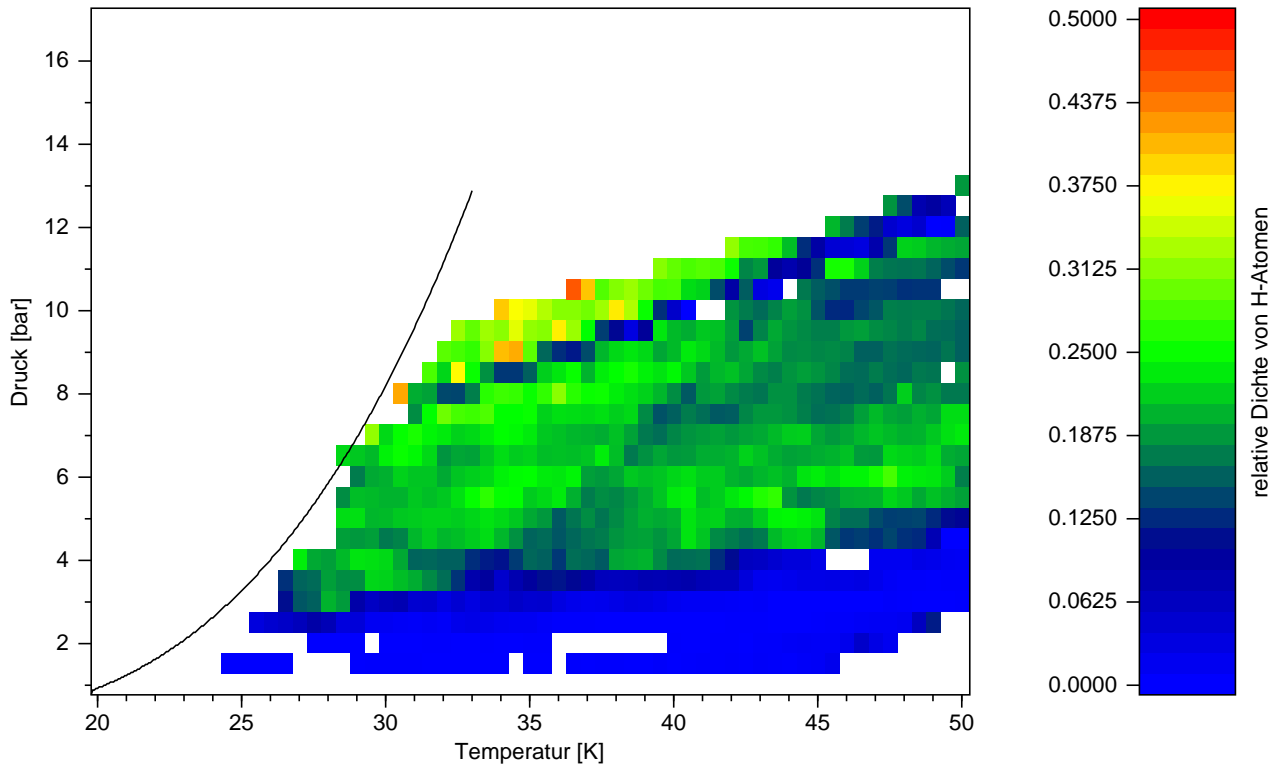
Man kann die Dichteverteilung nicht nur in Abhängigkeit von Druck und Temperatur sondern auch in Abhängigkeit vom Volumendurchfluß und Temperatur auftragen. Für die 40  $\mu\text{m}$ -Düse ist solch ein Diagramm in Abbildung 7.4 dargestellt. Man erkennt, dass mit steigendem Durchfluß die Clusterdichte ansteigt. Die höchsten Dichten wurden bei einem Volumenfluß von mehr als 22  $\text{ml}_\text{n}/\text{s}$  und Temperaturen unter 33 K gemessen. Die maximalen und die minimalen Dichten unterscheiden sich zwischen diesem Diagramm und dem pT-Diagramm. Da für einen Eintrag im Diagramm an der jewei-



**Abbildung 7.5:** Clusterdichteverteilung bei der 24  $\mu\text{m}$ -Düse in Abhängigkeit von Gastemperatur und Volumendurchfluß

ligen Stelle sowohl ein Wert aus der Messung des Gasuntergrunds als auch aus der Signalmessung vorhanden sein muss, kann es zu Unterschieden bei den maximalen und minimalen Werten kommen. Für einen bestimmten Dichtewert, bei dem in einem Diagramm ein Wertepaar vorhanden ist, kann es vorkommen, dass im anderen Diagramm kein entsprechendes Wertepaar da ist.

Für die 24  $\mu\text{m}$ -Düse ist in Abbildung 7.5 ein Diagramm der Dichteverteilung in Abhängigkeit von Temperatur und Volumendurchfluß dargestellt. Die obere Grenze des Durchflußbereichs, in dem Messwerte aufgenommen wurden, bildet der bei der jeweiligen Temperatur maximal mögliche Gasdurchfluß durch die Düse. Dieser Zusammenhang zwischen Temperatur und Gasstrom



**Abbildung 7.6:** Quotient aus den Clusterdichteverteilung der 24  $\mu\text{m}$ -Düse und der 40  $\mu\text{m}$ -Düse

wird durch die Düsenformel (3.13) beschrieben. Bei der Dichteverteilung liegen die größten Dichten bei hohen Durchflüssen von mehr als 16  $\text{ml}_\text{n}/\text{s}$  und Temperaturen zwischen 30 und 35 K. Auch bei der 24  $\mu\text{m}$ -Düse unterscheiden sich die maximalen und minimalen Dichten zwischen den verschiedenen Diagrammen.

Für eine dritte Düse mit 16  $\mu\text{m}$  Durchmesser wurden erste Messungen des Strahlprofils durchgeführt. Aus den Messwerten des Strahlprofils kann die Clusterdichte des Strahls berechnet werden. Bei einem Düsendruck von 13,9 bar und einer Temperatur von 30,2 K ergibt sich aus den Werten des Profils eine Dichte von  $1,27 \cdot 10^{13}$  Atome/ $\text{cm}^3$ . Die höchsten Dichten bei der 40  $\mu\text{m}$ -Düse lagen bei ungefähr  $2 \cdot 10^{13}$  Atome/ $\text{cm}^3$ . Für die 24  $\mu\text{m}$ -Düse erreichte die Clusterdichte bis zu  $9 \cdot 10^{12}$  Atome/ $\text{cm}^3$ . Das Verhalten bei

Druck- und Temperaturänderung war bei beiden Düsen gleich wobei mit der größeren Düse die höchste Dichte erreicht wurde.

Bei zukünftigen Messungen mit einem neuen Wasserstoffreiniger, der für höhere Gasdrücke ausgelegt ist, und bei geringeren Leistungsverlusten am Kaltkopf, wird man das Verhalten der Dichteverteilungen unterhalb der Dampfdruckkurve und bei Drücken über 16 bar untersuchen können. Um eine Aussage zu treffen bei welcher Düse dann die größeren Dichten erreicht werden können, ist in Abbildung 7.6 der Quotient aus den beiden Clusterdichteverteilungen gebildet worden. Bei einer um einen konstanten Faktor veränderten Dichteverteilung für unterschiedliche Düsendurchmesser, müsste sich eine flache Verteilung bilden. Der Quotient steigt aber mit ansteigendem Druck und abnehmender Temperatur an. Die Veränderung des Quotient zeigt, dass die Clusterdichte bei der kleineren Düse stärker ansteigt als bei der größeren Düse. Das Tal mit niedriger Dichte, das bei den Dichteverteilungen vorhanden war, ist in dieser Verteilung an der gleichen Stelle durch ein Tal mit einem niedrigen Quotienten zu erkennen, da sich die Dichte bei der 24  $\mu\text{m}$ -Düse deutlich stärker verringerte. Bei zukünftigen Messung unterhalb der Dampfdruckkurve und mit höheren Drücken wird man daher wahrscheinlich mit der 24  $\mu\text{m}$ -Düse oder auch der 16  $\mu\text{m}$ -Düse größere Dichten erreichen als mit der 40  $\mu\text{m}$ -Düse.

### 7.3 Vergleich der Ergebnisse mit früheren Daten

Um das Clustertarget quantitativ mit früher gebauten Targets zu vergleichen muss die Clusterdichte auf die früheren Abstände zwischen Düse und Monitorsystem zurückgerechnet werden, da sich diese Distanz stark vergrößert hat. Beim letzten Clustertarget betrug der Abstand 65 cm [Que97]. Der jetzige Messabstand ist mit 205 cm ungefähr drei mal so groß. Da der Clusterstrahl sich geradlinig ausbreitet (siehe Kapitel 5.3), ist der Durchmesser des Strahls bei doppelten Abstand auch doppelt so groß. Das Volumen nimmt dabei mit

dem Quadrat des Abstands also um das vierfache zu. Da die Clusterdichte umgekehrt proportional zum Volumen ist, sinkt sie bei doppeltem Abstand auf ein Viertel des Wertes. Das Monitorsystem in der Streukammer hat einen um den Faktor 3,15 größeren Abstand von der Düse als das Monitorsystem beim vorherigen Target. Um die gemessenen Clusterdichte auf den früheren Messabstand von 65 cm umzurechnen müssen die Werte daher ungefähr verzehnfacht werden. Die höchsten Dichten der einzelnen Düsen liegen dann zwischen  $9 \cdot 10^{13}$  Atome/cm<sup>3</sup> für die 24  $\mu\text{m}$ -Düse und  $2 \cdot 10^{14}$  Atome/cm<sup>3</sup> für die 40  $\mu\text{m}$ -Düse. Bei der Diplomarbeit von C. Quentmeier wurden die Dichten von einer 11  $\mu\text{m}$ -Düse und einer 16  $\mu\text{m}$ -Düse gemessen. Die Clusterdichten erreichten dabei mit über  $8 \cdot 10^{13}$  Atome/cm<sup>3</sup> ähnlich hohe Werte wie die jetzigen Messungen. Die Bereiche mit solch hohen Dichten lagen aber im Bereich unterhalb der Dampfdruckkurve, die bei den jetzigen Clusterdichtemessungen nicht überschritten werden konnte. Im Bereich oberhalb der Dampfdruckkurve erreichten die alten Werte für die Dichten nur ungefähr die Hälfte des Höchstwertes. Die bisher erreichbare Clusterdichte beim jetzigen Aufbau ist damit größer als vergleichbare Dichten des früheren Targets. Ein Grund für die Verbesserung der Clusterdichten ist wahrscheinlich der neue Skimmer, der durch seine Form die Störungen des Clusterstahls in der Skimmerkammer verringert (siehe Kapitel 4.1.2). Wenn durch die Verringerung der Wärmeverluste am Kaltkopf die Dampfdruckkurve bei zukünftigen Messungen überschritten werden kann, ist mit einer deutlichen Steigerung der Clusterdichte zu rechnen. Steigt die Clusterdichte bei der weiteren Erhöhung des Einlassdrucks im gleichen Umfang wie bisher an, sind bei zukünftigen Drücken von über 20 bar Clusterdichten im Bereich von  $10^{14}$  Atome/cm<sup>3</sup> in der Streukammer zu erwarten.



# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Teststands und erste Messungen an diesem Cluster-Jet-Target. Es sollten erste systematische Untersuchungen zur Realisierung eines Clusterstrahls mit hoher Dichte über deutlich größere Distanzen als bei bisherigen Targets durchgeführt werden. Mit dem neuen Aufbau konnten erfolgreich Clusterstrahlen erzeugt und in einem Abstand von bis zu 3,5 m gemessen werden. Die Messungen haben gezeigt, dass ein Einsatz eines Clustertargets auch bei größeren Distanzen möglich ist. Es wurden Strahlprofile und die Aufweitung des Strahls für verschiedene Düsen und Kollimatoren untersucht. Dabei zeigte sich die Notwendigkeit einer genauen Justage um einen möglichst symmetrischen Clusterstrahl zu erhalten.

Für zwei verschiedene Düsen wurde das Verhalten der Clusterdichte in Abhängigkeit von Düsentemperatur, Einlassdruck und Gasdurchfluss systematisch gemessen. Diese ersten Messungen zeigten für beide Düsen, dass die höchsten Dichten bei möglichst niedrigen Temperaturen und möglichst hohen Drücken und Gasdurchflüssen erreicht werden. Insgesamt waren die gemessenen Clusterdichten vergleichbar oder besser als bei den Messungen an früheren Targets. Der Grund dieser, für einen ersten Testaufbau, sehr guten Dichten ist wahrscheinlich die veränderte Form des neu eingesetzten Skimmers. Systematische Tests zum Einfluss der Skimmerform auf den Clusterstrahl könnten zu einer weiteren Verbesserung der Clusterdichte führen.

Für Untersuchungen des Clusterstrahls unterhalb der Dampfdruckkurve waren die Leistungsverluste am Kaltkopf zu groß. Um diese Verluste zu verringern wurden die Gasleitungen am Kaltkopf und das Vorvakuumssystem modifiziert. Durch den Einsatz von Edelstahlleitungen werden die Wärmeverluste über die Gasleitungen auf einen Bruchteil reduziert. Es muss jedoch besonders der Einfluss des Kollimatorkammerdrucks auf die Wärmeverluste bei der zukünftigen Konstruktion von Clustertargets berücksichtigt werden. Daher sollte überlegt werden, ob der Kaltkopf in Zukunft von der Kollimatorkammer getrennt wird und eine eigene Vakuumkammer erhält. Dies würde Wärmeverluste aufgrund von hohen Kollimatorkammerdrücken verhindern.

Durch die Modifizierungen an der Clusterquelle und den Einsatz eines neuen Wasserstoffreinigers, der Gasdrücke bis 30 bar erlaubt, ist zu erwarten, dass in Zukunft wieder, wie bei bisherigen Targets, Clusterstrahlen unterhalb der Dampfdruckkurve erzeugt werden können. Die Messungen zur Clusterdichteverteilung sollten dann bei der 24  $\mu\text{m}$ -Düse und der 40  $\mu\text{m}$ -Düse fortgeführt werden um festzustellen, ob sich das bisher gezeigte Verhalten bei der Dichteverteilung bei höheren Drücken und tieferen Temperaturen fortsetzt. Interessant wäre auch die systematische Untersuchung der Clusterdichteverteilung bei weiteren Düsen wie zum Beispiel der 16  $\mu\text{m}$ -Düse. Um weitere Düsen mit noch kleineren Durchmessern zu erhalten, werden zur Zeit Voruntersuchungen für eine mögliche Düsenproduktion durchgeführt.

Ein anderer Punkt bei weiteren Untersuchungen könnte eine Veränderung der Form der Kollimators sein. Durch einen Kollimator mit ovaler Öffnung würde man einen ovalen Clusterstrahl erhalten. Bei passender Ausrichtung des Clusterstrahls erhält man dann ein schmales langgestrecktes Target. Solch ein Target hätte bei gleicher Clusterdichte eine, im Vergleich zu einem runden Target, erhöhte Flächendichte.

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>91] M. Anghinolfi et al. Internal cluster-jet target for nuclear physics at Frascati. *Nucl. Phys. A* 527 (1991) 839, 1991.
- [Col98] E835 Collaboration. The Variable density gas jet internal target for Experiment 835 at Fermilab. *Nucl.Instrum.Meth.A* 410:195-205, 1998.
- [COS98] *Annual Report 1998*. Institut für Kernphysik and COSY Research, FZ Jülich, 1998.
- [Dom89] H. Dombrowski. Diplomarbeit, IKP WWU Münster, 1989.
- [Dom95] H. Dombrowski. Dissertation, IKP WWU Münster, 1995.
- [H<sup>+</sup>91] N.H. Hamann et al. First antiproton interactions with the hydrogen-cluster jet target at LEAR, 1991.
- [Hän93] Horst Hänsel. *Physik: Mechanik und Wärmelehre*. Spektrum Akademischer Verlag, 1993.
- [Joh97] T. Johansson. Experimental studies of threshold meson production at CELSIUS, 1997.
- [Kuc94] Horst Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 1994.
- [Ley89] Leybold Inficon. *Quadrex 200 Technical Manual*, 1989.

- [PAN03] An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons (Conceptual Design Report). GSI Darmstadt, 2003.
- [Que97] C. Quentmeier. Diplomarbeit, IKP WWU Münster, 1997.
- [WAW88] M. Wutz, H. Adam, and W. Walcher. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg-Verlag, 1988.
- [Whi79] G. K. White. *Experimental Techniques in Low Temperatur Physics*. Oxford University Press, 1979.

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bedanken bei:

Herrn Dr. A. Khoukaz für die sehr guten Arbeitsbedingungen in der Arbeitsgruppe und für die vielseitige und interessante Aufgabenstellung,

Herrn Prof. Dr. R. Santo für die freundliche Aufnahme im Institut für Kernphysik und die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen,

Dipl.-Phys. Alexander Täschner für die freundschaftliche und sehr gute Zusammenarbeit bei Auf- und Umbauten am Target, für die Programmierung der verwendeten Messprogramme und für die vielen konstruktiven Verbesserungsvorschläge beim Schreiben dieser Arbeit,

Herrn Dipl. Ing. H.-W. Ortjohann für die tatkräftige Mitarbeit bei der Konstruktion und den Umbauten der Apparatur und für die Bereitstellung der technischen Zeichnungen,

Dipl.-Phys. Tiemo Mersmann und Dipl.-Phys. Heinz-Hermann Adam für die gute Atmosphäre und die unterhaltsamen Diskussionen innerhalb der Arbeitsgruppe.

Nicht zuletzt danke ich den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt und der Elektronischen Werkstatt, die zahlreiche Aufträge erledigten und dabei erstklassige Arbeit leisteten.



Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, 30.08.2004