PHYSIK

Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion

DIPLOMARBEIT

von

Christoph A. Quentmeier

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
DER
WESTFÄLISCHEN WILHELMS-UNIVERSITÄT
ZU MÜNSTER

JANUAR 1997

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Im Bereich der Kern- und Elementarteilchenphysik stellen Streuexperimente die wesentlichen Mittel dar, Zusammensetzung und Verhalten von Materie zu erforschen. Zu diesem Zweck können Teilchen, zum Beispiel Protonen, auf Energien von heute bis zu 1 TeV pro Nukleon beschleunigt und dann auf ein Target geschossen werden. Durch die Beobachtung und zumeist aufwendige Analyse des Endzustandes können Informationen über die Stoßprozesse und damit über die Struktur der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen erhalten werden. Bei Experimenten mit einem Ringbeschleuniger besteht die Möglichkeit, entweder ein externes oder ein internes Target zu verwenden. Beim externen Target wird der Strahl aus dem Ring extrahiert und auf das Target geschossen. Teilchen, die nicht mit dem Target wechselwirken, gehen dabei für das Experiment verloren. Das interne Target befindet sich hingegen direkt in der Flugbahn der zirkulierenden Teilchen im Strahlrohr. Teilchen, die nicht mit dem Target wechselwirken, stehen nach einem weiteren Umlauf erneut für eine Reaktion zur Verfügung, so daß mit geringeren Targetdichten gearbeitet werden kann. Der Einsatz eines internen Targets ist daher besonders sinnvoll, wenn Reaktionen unter Einzelstoßbedingungen untersucht werden sollen, gleichzeitig aber eine hohe Luminosität verlangt wird. Die Funktionsweise eines Clustertargets beruht darauf, daß das durch eine spezielle Düse strömende Gas adiabatisch expandiert und teilweise zu kleinen Mikro-Tröpfchen, den sogenannten Clustern, kondensieren kann. Ein Clustertarget zeichnet sich durch eine hohe, variable Targetdichte im Bereich von bis zu 10^{14} Atomen/cm^3 und eine kleine, wohldefinierte Targetregion unter Beibehaltung von UHV-Bedingungen in der Streukammer aus. Bei Proton-Proton Streuexperimenten, die an der KFA Jülich im Rahmen des COSY-11 Experiments, zum Beispiel zwecks Untersuchung der Produktionsmechanismen von Mesonen nahe der Schwelle, durchgeführt werden, wird ein Wasserstoff-Clustertarget mit großem Erfolg eingesetzt. Basierend auf dem Konzept dieses Clustertargets, wurde ein weiteres entworfen. Ziel und Gegenstand dieser Arbeit war es, das Clustertarget aufzubauen und zu testen. In diesem Rahmen wurden systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion durchgeführt. Im Besonderen wurden der Einfluß der Gastemperatur, des Gasdrucks und des Düsendurchmessers auf die Targetdichte detailliert untersucht. Dabei zeigte es sich, daß das Clustertarget besonders hohe Dichten erreichen kann, wenn sich das Gas vor der Expansion nicht mehr wie üblich im gasförmigen, sondern als unterkühltes Gas im flüssigen Zustandsbereich befindet. Darüber hinaus wurden bereits erste Testmessungen zur Produktion von Helium-Clustern durchgeführt.

2. Erzeugung von Clusterstrahlen

Bei der adiabatischen Expansion eines idealen Gases durch eine sogenannte Lavaldüse[1] besteht die Möglichkeit, Überschallgasstrahlen zu erzeugen. Die dabei auftretende Abnahme der Gastemperatur kann durch den Joule-Thomson-Effekt der realen Gase unterstützt werden. Bei entsprechenden Randbedingungen setzt teilweise eine Kondensation des Gases zu kleinen Mikro-Tröpfchen, den sogenannten Clustern, ein.

2.1 Düsenströmung idealer Gase

In einem ersten theoretischen Ansatz zur Beschreibung von Gasströmungen durch Düsen beliebiger Form werden gewisse Vereinfachungen angenommen. So soll das Gas ein ideales Gas sein, das zudem mit den Düsenwandungen nicht wechselwirkt, so daß alle Vorgänge adiabatisch ablaufen. Die Düse soll nur einen kleinen Öffnungswinkel besitzen, so daß sich die Aufgabenstellung auf ein eindimensionales Problem reduziert, das mit Hilfe der Stromfadentheorie behandelt werden kann. Der Einfluß der Gravitation wird in die Betrachtungen nicht mit hineingezogen. Im Folgenden sei z die Strömungsrichtung des Gases und die Düse rotationssymmetrisch um diese Achse. Es gilt die Zustandsgleichung idealer Gase mit dem Druck p, dem Volumen V, der Teilchenzahl N, der Gaskonstanten R und der Temperatur T:

$$p \cdot V = N \cdot R \cdot T \tag{2.1}$$

Da die Expansion adiabatisch ablaufen soll, besitzt auch die Poisson-Gleichung Gültigkeit:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\kappa} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa} \tag{2.2}$$

Der Adiabatenexponent κ kann mit den Wärmekapazitäten C_p und C_V und der Zahl

[1] Eine Lavaldüse zeichnet sich durch eine konvergent-divergente Form aus (siehe dazu auch Abbildung 2.3).

der Freiheitsgrade f eines Moleküls wie folgt in Beziehung gesetzt werden:

$$\kappa = \frac{C_p}{C_V} = \frac{f+2}{f} \tag{2.3}$$

Die Zahl der Freiheitsgrade variiert für verschiedene Gase und ist temperaturabhängig. Wasserstoff besitzt unter Normalbedingungen drei Translations- und zwei Rotationsfreiheitsgrade, während die Vibrationsfreiheitsgrade bei diesen Temperaturen noch ausgefroren sind. Bei Temperaturen von circa 65 Kelvin besitzt Wasserstoff hingegen nur noch drei Freiheitsgrade. Genauere Angaben zur Temperaturabhängigkeit der Anzahl der Freiheitsgrade für Wasserstoff finden sich bei [Lan67]. Die Summe aus der inneren Energie U_0, der Kompressionsenergie p_0V_0 und der kinetischen Energie $\frac{1}{2}M_{\mathrm{molar}}u_0^2$ ergibt die Gesamtenergie E für ein Mol eines Gases. Mit Hilfe der Energieerhaltung erhält man die folgende Beziehung, wobei der linke Teil der Gleichung den Zustand des Gases vor der Düse beschreibt und der rechte Teil nach Passieren der Düse:

$$U_0 + p_0V_0 + \frac{1}{2}M_{molar}u_0^2 = U_1 + p_1V_1 + \frac{1}{2}M_{molar}u_1^2 \tag{2.4}$$

Die Strömungsgeschwindigkeit u_0 des Gases wird im Reservoir als Null angenommen, so daß die Geschwindigkeitsverteilung der Gasteilchen in erster Näherung der Maxwell-Verteilung gehorcht:

$$f(v)d^3v = n\left(\frac{M_{molar}}{2\pi RT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{M_{molar}(v_z-u)^2}{2RT}}dv_z \tag{2.5}$$

Mit $u_0 = 0$ und einem verschwindend kleinen Druck im Rezipienten vereinfacht sich Gleichung 2.4 zu:

$$U_0 + p_0V_0 = U_1 + \frac{1}{2}M_{molar}u_1^2 \tag{2.6}$$

Hier wird sofort ersichtlich, daß ein Ansteigen der Strömungsgeschwindigkeit u_1 nur auf Kosten einer Verringerung der inneren Energie U_1 erfolgen kann. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit u_{max} ist dann erreicht, wenn sich die gesamte innere Energie vollständig in kinetische Energie umgewandelt hat ([Dem87]). Die Bernoulli'sche Gleichung

$$\frac{1}{2}u^2 = -\int_{p_0}^{p}\frac{1}{\rho}dp \tag{2.7}$$

läßt sich mit Hilfe der Gleichung 2.2 integrieren und man erhält für die Flußgeschwindigkeit u(z) in Abhängigkeit vom Gasdruck p(z) folgenden Zusammenhang ([Wut88]):

$$u(z) = \left(\frac{2\kappa}{\kappa-1}\frac{RT_0}{M_{molar}}\left[1-\left(\frac{p(z)}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]\right)^{1/2} \tag{2.8}$$

Das Maximum der Flußgeschwindigkeit stellt sich bei p = 0 ein:

$$u_{max} = \sqrt{\frac{2}{M}(U_0 + p_0 V_0)} = \left(\frac{2\kappa}{\kappa - 1}\frac{kT_0}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.9}$$

Mit der lokalen Schallgeschwindigkeit c_0 im Reservoir erhält man:

$$u_{max} = c_0 \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1}} \tag{2.10}$$

Als Schallgeschwindigkeit c bezeichnet man allgemein die Geschwindigkeit, mit der sich kleine Störungen in einem Gas ausbreiten ([Osw52]):

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S} = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa \frac{RT}{M_{molar}}} \tag{2.11}$$

Der Quotient aus der Flußgeschwindigkeit u und der Schallgeschwindigkeit c definiert die lokale Machzahl M:

$$M(z) = \frac{u(z)}{c(z)} = \left(\frac{2}{\kappa - 1}\left[\left(\frac{p(z)}{p_0}\right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1\right]\right)^{1/2} \tag{2.12}$$

Die Verhältnisse in verschiedenen Systemen sind mit Hilfe der Machzahl leichter zu vergleichen. Als einen Überschallstrahl bezeichnet man einen Molekularstrahl mit $M > 1$, im Falle von $M < 1$ spricht man von effusiven Strahlen. Die Parameter, bei denen an der Stelle des engsten Durchmessers d^* einer Lavaldüse gerade die Schallgeschwindigkeit erreichet wird ($M = 1$), werden "kritische Größen" genannt und im Folgenden mit einem "$*$" markiert. Da der Massenfluß G_m innerhalb der Düse konstant sein muß, gilt mit der Düsenquerschnittsfläche f und der Stromdichte j_m:

$$G_m = f(z) \cdot \rho(z) \cdot u(z) = f^* \cdot \rho^* \cdot u^* = f^* \cdot j_m^* = const. \tag{2.13}$$

Der Massenfluß kann somit aus den kritischen Werten allgemeingültig berechnet werden ([Dom89]):

$$G_m = j_m \cdot f = f^* \cdot j_m^* = f^* p_0 \sqrt{\frac{m\kappa}{kT_0}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \tag{2.14}$$

Für die Anwendung im Labor ist jedoch der Volumenfluß G_V von größerer Bedeutung. In Gleichung 2.15 sind bereits die Konstanten eingesetzt und der Volumenfluß auf Normalbedingungen normiert worden:

$$G_V = 24.58 \cdot \frac{f^* p_0}{\sqrt{m T_0}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \cdot \sqrt{\kappa} \tag{2.15}$$

Die in dieser Formel aufgeführten Größen besitzen folgende Bedeutungen bzw. Einheiten:

G_V	:	Volumenfluß in ml/s unter Normalbedingungen
f^*	:	kleinste Düsenquerschnittsfläche in mm^2
p_0	:	Einlaßdruck in $mbar$
m	:	Molmasse in g/mol
T_0	:	Temperatur in K
κ	:	Adiabatenexponent

Bei konstantem Durchfluß ändert sich also der Druck proportional zur Wurzel der Temperatur. Mit Hilfe dieser Formel besteht auch die Möglichkeit, die Querschnittsfläche der Düse zu überprüfen, da die Temperatur, der Einlaßdruck und der Durchfluß im Regelfall experimentell zugängliche Größen sind.
Wünschenswert bei der Erzeugung von Clusterstrahlen[2] ist es natürlich, daß ein möglichst hoher Anteil des durch die Düse strömenden Gases kondensiert. Um dies zu erreichen, muß während der Expansion des Gases in der Düse die Gastemperatur minimiert, bzw. die Flußgeschwindigkeit maximiert werden. Eine Erhöhung der Flußgeschwindigkeit hat nach Gleichung 2.6 eine Verringerung der inneren Energie zur Folge. Die innere Energie ist proportional zur Gastemperatur, die ihrerseits nach Gleichung 2.5 mit der Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen verknüpft ist. Aus einer Temperaturerniedrigung resultiert so eine schmalere Geschwindigkeitsverteilung, die für die Bildung von Clustern von Vorteil ist. Abgesehen vom Anfangszustand des Systems spielt die Düsengeometrie eine entscheidende Rolle für die Clusterausbeute. Dabei zeigt es sich, daß eine Lavaldüse die Clusterbildung besonders begünstigt ([Mac84]). Bei den Messungen zu dieser Arbeit wurden bei allen Untersuchungen Lavaldüsen verwendet.

2.2 Knotenstruktur hinter der Düse

Bis hierher wurde als Näherung angenommen, daß der Kammerdruck direkt hinter der Düse verschwindend kleine Werte annimmt. Bei von Null verschiedenen Drücken

[2] Als Clusterstrahl wird eine strahlenförmige Ausbreitung von Clustern bezeichnet.

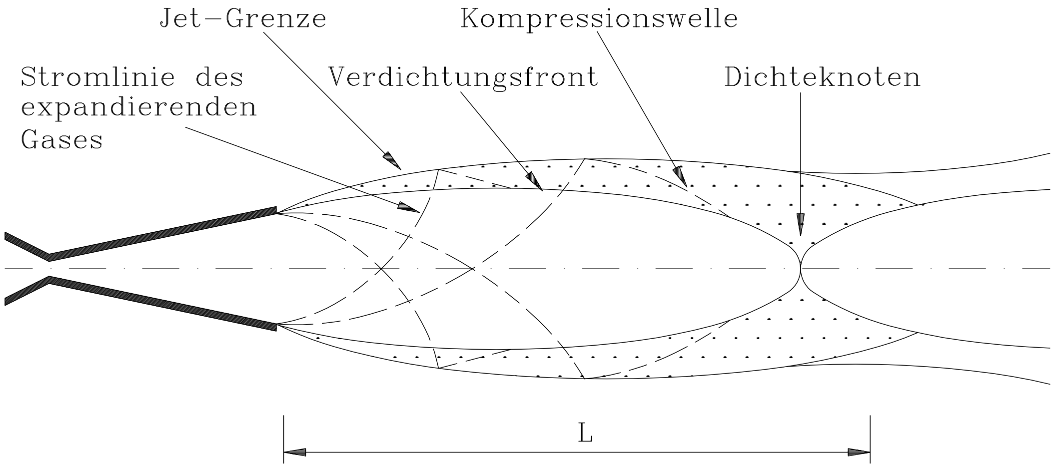

Abbildung 2.1: Knotenstruktur eines Gasstrahls hinter einer Lavaldüse.

beobachtet man hinter der Düse die Ausbildung von Strukturen. Unter realen Bedingungen, das heißt bei Drücken oberhalb von 10^{-3} mbar, stellt sich die Situation, wie in Abbildung 2.1 angedeutet, dar: Die Stromlinien des expandierenden Gases entfernen sich soweit von der Düse, bis daß der lokale Druck gleich dem Umgebungsdruck geworden ist; die sogenannte "Jet-Grenze" ist erreicht. Entsprechend einem Stoß im Teilchenmodell, werden die Linien in Richtung Strahlachse reflektiert und bilden sogenannte "Kompressionswellen", die sich zu einer "Verdichtungsfront" vereinigen. Diese Verdichtungsfront verengt sich schließlich zu einer sogenannten "Mach'schen Scheibe", die senkrecht zur Strahlachse steht und deren Mitte sich im Abstand z_M von der Düse befindet. Der Mittelpunkt der Scheibe mit dem vom Kammerdruck p_K abhängigen Durchmesser $d_{Scheibe}$ fällt dabei mit der Strahlachse zusammen ([Ski80]):

$$z_M = d^* \cdot 0.77\sqrt{\frac{p_0}{p_k}} \tag{2.16}$$

Der Durchmesser der Scheibe $d_{Scheibe}$ konvergiert bei zunehmendem Umgebungsdruck p_K gegen Null, wobei sich schließlich die in Abbildung 2.1 dargestellte Knotenstruktur entwickeln kann. Die Knoten sind Bereiche größter Dichte und befinden sich im Abstand L zueinander ([Tie79]):

$$L = \sqrt{\frac{p_0}{p_K} - C_1} \cdot d^* C_2 \qquad\qquad C_1, C_2 = const. \tag{2.17}$$

Diese Knotenstruktur sollte bei der Konstruktion eines Clustertargets berücksichtigt werden. Durch Positionierung einer entsprechenden Blende im Bereich eines "Bauches" kann der eigentliche Clusterstrahl bereits in der ersten Kammer sehr effektiv vom Gasstrahl getrennt werden, so daß darauf folgende Kammern aufgrund des reduzierten Restgases ein bedeutend geringeres Saugvermögen benötigen.

2.3 Düsenströmung realer Gase

Zur genaueren Beschreibung von Gasströmungen dürfen allerdings nicht weiter ideale Gase betrachtet werden, denn das Verhalten von realen Gasen kann zum Teil gravierende Abweichungen aufweisen. Bei einem realen Gas werden im Gegensatz zum idealen Gas sowohl das Eigenvolumen der Teilchen als auch die Wechselwirkung der Teilchen untereinander in die Betrachtung mit hineingezogen. Die sogenannte "van der Waals-Gleichung" berücksichtigt diese Nichtidealität und stellt eine Modifikation des idealen Gasgesetzes (Gleichung 2.1) dar:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = N \cdot R \cdot T \tag{2.18}$$

Die Anziehungskräfte der Teilchen finden in dem zum Druck p addierten Term Ausdruck, der als "Binnendruck" bezeichnet wird. Das Eigenvolumen oder auch "Kovolumen" b der Teilchen wird vom Volumen V subtrahiert und führt so zum eigentlichen Gasvolumen. Der Energieinhalt eines realen Gases ist somit druck- und volumenabhängig. Selbst bei adiabatischen und gedrosselten Vorgängen wird aus diesem Grund eine Temperaturänderung stattfinden. Dieser Effekt wird "Joule-Thomson-Effekt" genannt. Unterhalb der sogenannten Inversionstemperatur T_i kann eine Temperaturerniedrigung, oberhalb eine Temperaturerhöhung beobachtet werden ([Ger89]):

$$T_i \approx \frac{2a}{Rb} \tag{2.19}$$

Die Inversionstemperatur ist von der Gasart abhängig und liegt im Falle von Wasserstoff bei circa 193 Kelvin. Beim Betrieb eines Wasserstoff-Clustertargets wird das Gas weit unter 100 Kelvin vorgekühlt, so daß das Gas bei der adiabatischen Expansion durch die Düse durch den Joule-Thomson-Effekt eine weitere Abkühlung erfährt und die Clusterung so noch weiter begünstigt wird.

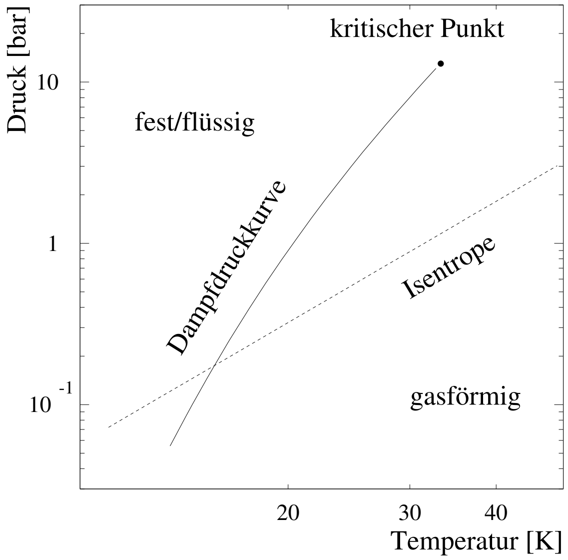

Abbildung 2.2: Schematischer Verlauf einer adiabatischen Zustandsänderung von Wasserstoff beim Passieren einer Lavaldüse.

2.4 Clusterbildung

Die Zustandsänderung des Gases während der adiabatischen Expansion wird durch die Poissongleichung 2.2 beschrieben. In Abbildung 2.2 ist die Wasserstoffdampfdruckkurve und die Isentrope für die Anfangswerte $p_0 = 3\,\mathrm{bar}$ und $T_0 = 50\,\mathrm{K}$ dargestellt. Zunächst befindet sich der Wasserstoff im gasförmigen Zustand. Der Gaszustand nähert sich mit sinkender Temperatur der Dampfdruckkurve und überquert diese schließlich. Das Gas befindet sich jetzt in einem übersättigtem Zustand und kann zu kleinen Mikro-Tröpfchen, den sogenannten Clustern, kondensieren. Spontan gebildete Kondensationspakete bilden Keime für weitere Kondensationsvorgänge. Der Gaszustand wird jetzt nicht mehr durch die Isentrope beschrieben, sondern verschiebt sich zu niedrigeren Drücken. Theoretisch kann der Vorgang der einsetzenden Clusterung noch nicht zufriedenstellend beschrieben werden, da sich das Gas in einem Übergangsbereich zwischen einem mikroskopischen und einem makroskopischen Zustand befindet und den Theorien entweder mikroskopische oder makroskopische Modelle zugrunde liegen. In Abbildung 2.3 sind die Vorgänge in einer Lavaldüse schematisch dargestellt. Gas mit den Anfangsparametern p_0 und T_0 strömt durch eine Lavaldüse. Der austretende Gasstrahl umschließt Gebiete, in denen das Gas in einem übersättigten Zustand

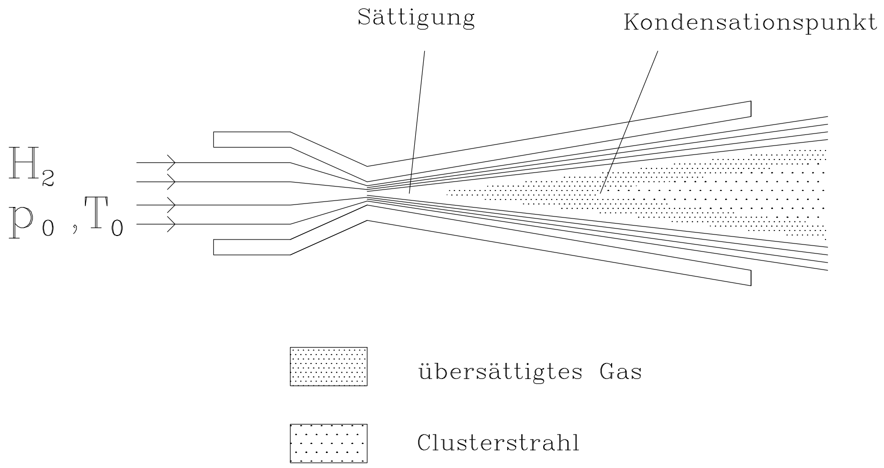

Abbildung 2.3: Kondensationsvorgänge in einer Lavaldüse.

vorliegt. An einem Punkt in der Düse setzen die Kondensationsvorgänge ein: Es entsteht ein Clusterstrahl.

2.5 Clustergröße

Die Anzahl der Atome pro Cluster kann stark variieren. Ein Wasserstoff-Cluster kann dabei nach [Obe78] je nach Anfangsbedingungen aus bis zu 10^6 Atomen bestehen. Typische Werte liegen allerdings eher im Bereich von einigen tausend Teilchen pro Cluster ([Bec77], [Hag72]). Der genaue Zusammenhang zwischen äußeren Parametern und der Clustergröße ist noch nicht bekannt, doch gibt es Näherungsformeln, die die Anzahl N der Atome pro Cluster mit dem Einlaßdruck p_0, der Temperatur T_0, dem Düsendurchmesser d^*, dem Öffnungswinkel θ und der Länge L der Düse in Beziehung setzen ([Mac84]):

$$N \sim p_0 T_0^{-2.4} \left(\frac{d^*}{tan\theta} \right)^{1.5} L^{0.2} \tag{2.20}$$

Ferner kann unter Zuhilfenahme von Gleichung 2.13 gezeigt werden, daß das Produkt aus Einlaßdruck und kleinster Düsenquerschnittsfläche konstant ist:

$$p_0 \cdot f^* = const. \tag{2.21}$$

Zusammen mit Gleichung 2.20 erhält man als Ergebnis, daß die Clustergröße bei Verwendung einer Düse mit geringerem Durchmesser, aber bei Beihaltung aller anderen

Parameter, steigt. Da die Abhängigkeit der Anzahl der Cluster von äußeren Parametern nicht genau bekannt ist, resultiert aus der Erhöhung der Zahl der Atome pro Cluster nicht zwingend ein entsprechender Anstieg der Clusterdichte. Eine konkrete, quantitative Aussage über die Abhängigkeit der Dichte vom Einlaßdruck, von der Temperatur und vom Düsendurchmesser findet sich in der Literatur nicht, so daß diesbezügliche Untersuchungen von allgemeinem Interesse sind.

3. Das Clustertarget

Da der Aufbau des hier beschriebenen Clustertargets dem Design des am COSY-Ring existierenden Clustertargets recht ähnlich ist, können die aus den systematischen Untersuchungen zur Clusterproduktion gewonnenen Ergebnisse einfach übertragen werden. Das COSY-Clustertarget wird als internes Target betrieben, das heißt, daß bei gleichzeitiger Targetdichte in der Größenordnung von 10^{14} Atomen/cm^3 in der Streukammer UHV-Bedingungen herrschen sollen. Um diesen Anforderungen zu entsprechen, muß differentiell gepumpt werden. Darüberhinaus ist es notwendig, daß in keiner Druckstufe der Druck größer als etwa 10^{-1} mbar ist, da ansonsten die Wahrscheinlichkeit dafür stark ansteigt, daß die Cluster durch Stöße mit dem Restgas zerstört werden (siehe auch Kapitel 6.1).

3.1 Aufbau des Clustertargets

Das Clustertarget läßt sich grob in die beiden Hauptkomponenten "Clusterquelle" und "Auffänger" einteilen, dazwischen befindet sich eine Vakuumkammer, die sogenannte Streukammer, in der in Streuexperimenten die eigentlichen Reaktionen stattfinden sollen. In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau des Clustertargets in seiner endgültigen Form dargestellt. Zu Beginn fehlte die erste Auffängerstufe sowie die Blende zur Auffängerturbopumpe. Auch die Saugleistung in der Streukammer und in der ersten Auffängerkammer wurde im Laufe des Experiments verbessert. Die Saugleistung in der Streukammer wurde durch eine weitere Turbopumpe (150 l/s) der Firma Leybold auf 510 l/s erhöht. Bei der 1.Auffängerstufe wurde eine Turbopumpe (Leybold, 340 l/s) durch eine stärkere Turbopumpe (Leybold, 1000 l/s) ersetzt. Durch den Einsatz geeigneter Blenden konnten höhere Druckunterschiede zwischen den einzelnen Druckstufen und somit ein deutlich reduzierter Untergrund in der Streukammer erzielt werden. Zur Messung des Drucks in den Kammern wurden Thermotrons, Penningröhren und Ionivacs verwendet. Ein Massenspektrometer (Quadrex 200) der Firma Leybold stand zusätzlich an der Streukammer zur Verfügung, so daß auch direkt

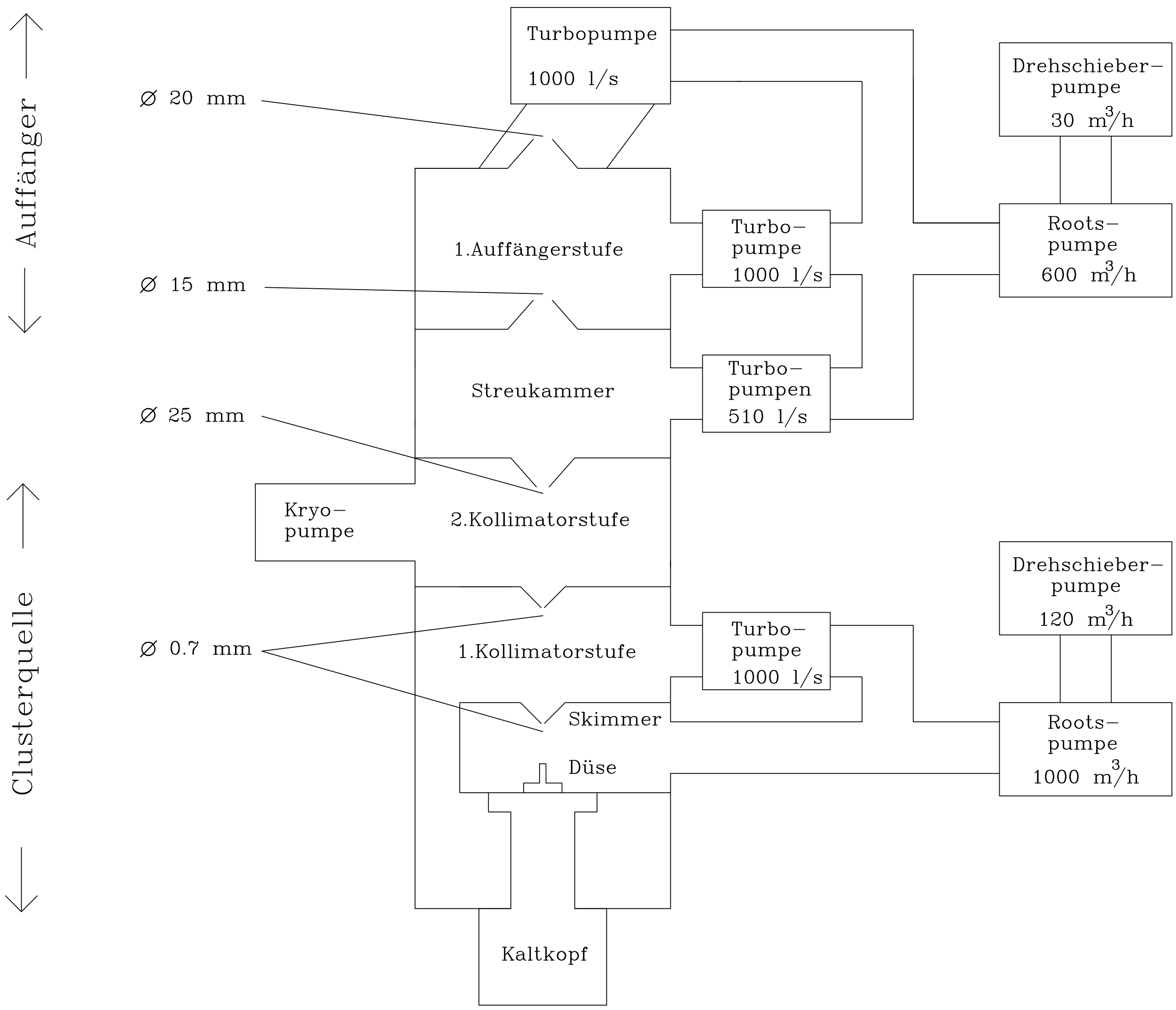

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Clustertargets.

Partialdrücke verschiedener Gase bestimmt werden konnten. Im weiteren Verlauf der Messung wurde an der Streukammer zusatzlich ein Ionivac ITR100 (Leybold) installiert. Der mechanische Aufbau des Clustertargets ist in Abbildung 3.2 dargestellt. In der Skimmerkammer werden die Cluster produziert, passieren dann eine weitere Druckstufe, die Kollimatorkammer, durchlaufen eine speziell für dieses Clustertarget konstruierte Kryopumpe, die 2.Kollimatorkammer, treten in die Streukammer ein und werden in dem Auffänger aufgestaut und abgepumpt. Die Clusterquelle wird in Kapitel 3.2 und Kapitel 4, der Auffänger in Kapitel 3.3 detaillierter beschrieben.

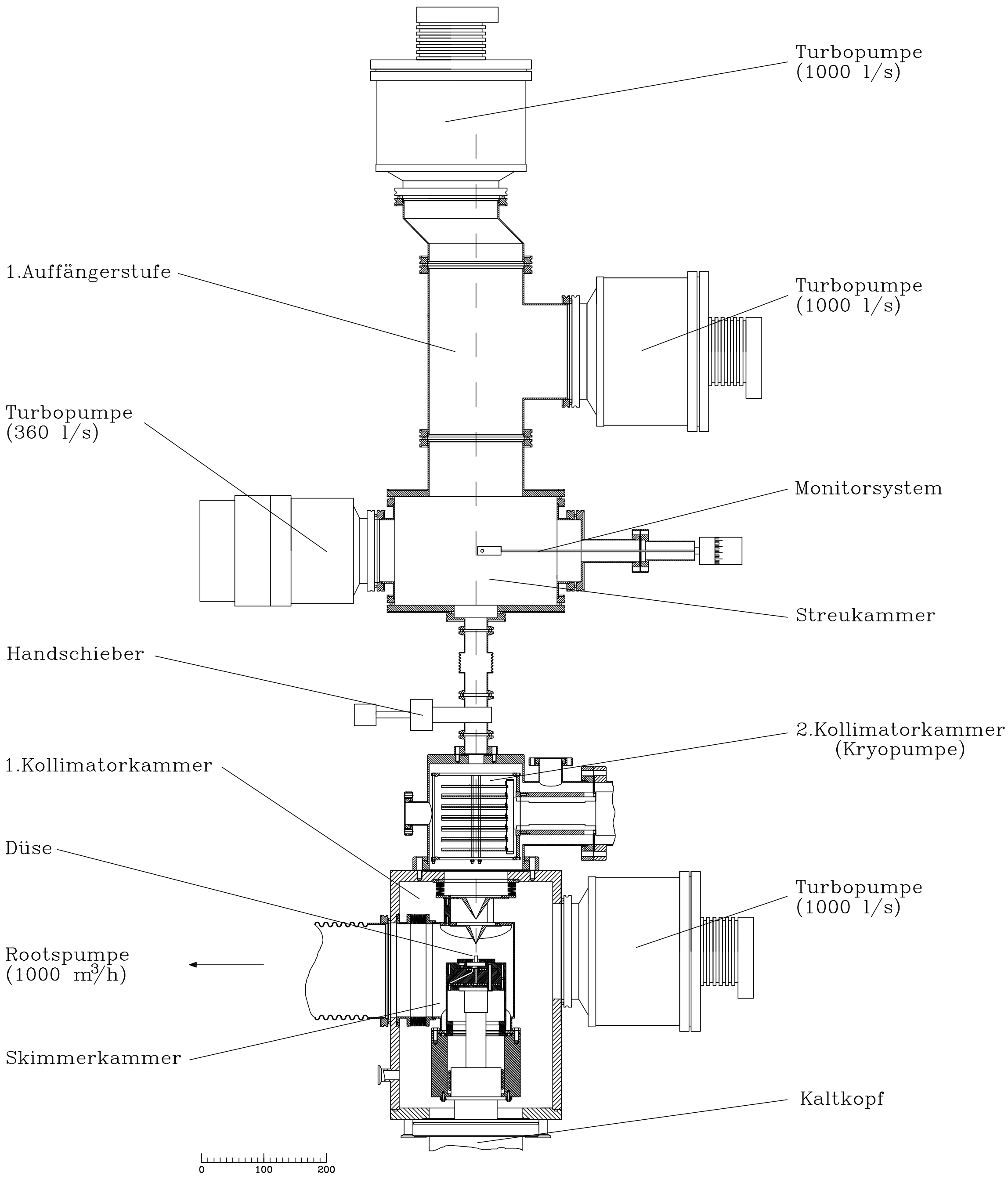

Abbildung 3.2: Mechanischer Aufbau des Clustertargets.

In der Streukammer steht ein mechanisches Monitorsystem zur Verfügung, mit dessen Hilfe zum Beispiel Profile von einem Clusterstrahl aufgenommen werden können (Kapitel 5.2). Der Abstand der Oberkante der Düse zur Unterkante des Skimmers

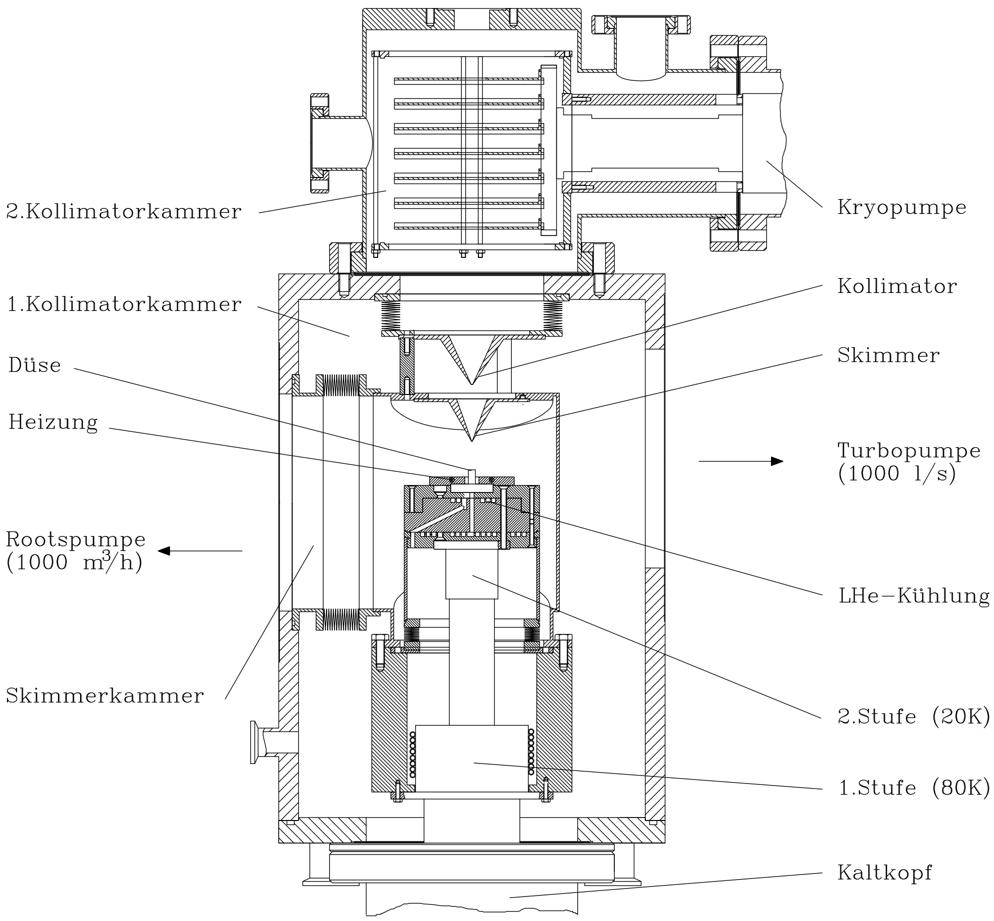

Abbildung 3.3: Mechanischer Aufbau der Clusterquelle.

beträgt 20 mm und zur Unterkante des Kollimators 60 mm. Das Monitorsystem befindet sich in einer Entfernung von 650 mm zur Düse.

3.2 Die Clusterquelle

Abbildung 3.3 zeigt die Clusterquelle. Herzstück der Clusterquelle ist die Lavaldüse, die auf einem Kaltkopf (LH RGD 1245) montiert ist. Für Testmessungen standen Düsen mit einem engsten Durchmesser von $11\mu m$, $16\mu m$, $24\mu m$ und $95\mu m$ zur Verfügung. Der zweistufige Kaltkopf ist in der Lage, die Düse auf Temperaturen von unter 30 K abzukühlen. In Abbildung 3.4 ist eine Kühlkurve des Systems Kaltkopf/Düse bei einem konstantem Wasserstoff-Einlaßdruck von 2.7 bar zu sehen. Die Kühlkurve endet bei

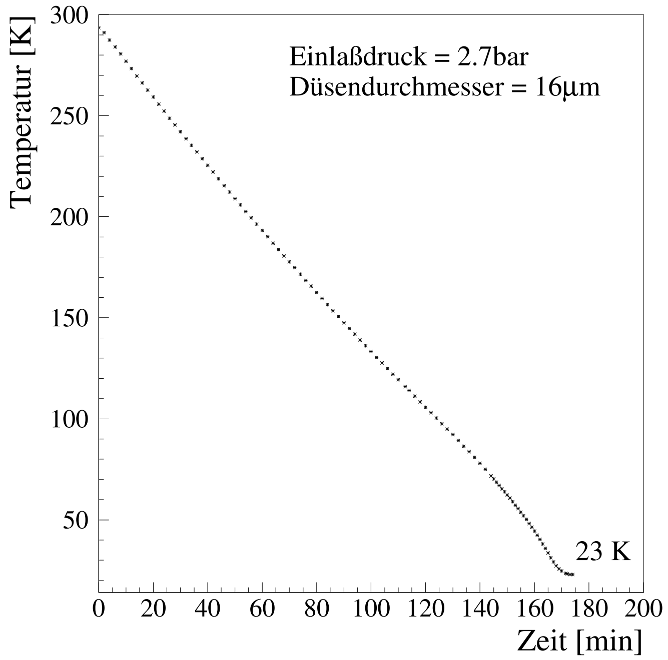

Abbildung 3.4: Zeitlicher Verlauf der Gastemperatur nach Einschalten der Düsenkühlung.

circa 23 K, denn dort setzt die Gasverflüssigung ein. Typische Arbeitstemperaturen liegen zwischen 20 K und 50 K. Für den Fall, daß noch tiefere Temperaturen erwünscht sein sollten, steht noch optional eine Flüssig-Helium-Kühlung zur Verfügung. Zur Temperaturstabilisierung existiert eine Heizung, die direkt in die Düsenhalterung integriert ist. Die Heizung besteht im Wesentlichen aus mehreren Bahnen eines Wolframdrahtes und besitzt eine Leistung von etwa 15 Watt bei 40 K und 30 Watt bei 250 K. Zur Temperaturmessung steht eine Temperaturdiode (DT-470-SD-13) der Firma Lake Shore Cryotronics zur Verfügung, die sich in unmittelbarer Nähe der Düse im Gasstrom befindet und somit direkt die Gastemperatur messen kann. Im Gegensatz zu einem Widerstand erlaubt es diese Diode, auch noch Temperaturen unterhalb von 30 K zu bestimmen. Bei Temperaturen unterhalb von 100 K beträgt die Meßungenauigkeit 1 K. Bei Arbeiten im Temperaturbereich unterhalb 50 K und bei der Verwendung extrem feiner Düsen besteht ständig die Gefahr, daß Verunreinigungen im verwendeten Gas ausfrieren und Zuleitungen oder die Düse selbst verstopfen können. Deswegen wird bei der Verwendung von Wasserstoff ein spezieller Wasserstoffreiniger der Firma PRAXAIR benutzt, der Verunreinigungen aus herkömmlichen Flaschenwasserstoff herausfiltern und so am Düsensystem ultrahochreinen Wasserstoff zur Verfügung stellen kann. Zudem wurden als Gaszuleitungen ausschließlich hochreine Edelstahlrohre verwendet, so daß es zu keiner Zeit zu Schwierigkeiten bezüglich des Gassystems gekommen ist. Der Gasdruck an der Düse kann über ein MKS Baratron bestimmt werden, das mit der Gaszuleitung verbunden ist. Die Meßungenauigkeit des Baratrons beträgt 3 Prozent. Die Düse und die 2.Stufe des Kaltkopfs sind von einem Wärmeschutzschild umgeben, der typischerweise auf einer Temperatur von etwa 60 K liegt und von der 1.Stufe gekühlt wird. Dieser Schutzschild stellt gleichzeitig die Wandung der ersten Druckstufe, der Skimmerkammer, dar. Da nur maximal 5-10 Prozent ([Obe78]) des durch die Düse strömenden Gases clustert und nur ein geringer Anteil des Clusterstrahls die erste kreisförmige Blende, den sogenannten Skimmer, passiert, fällt in dieser ersten Druckstufe bereits der meiste Gasballast an. Dementsprechend hoch ist der Druck in dieser Kammer, ein Umstand, der in Kapitel 6.1 noch genauer diskutiert wird. Der durch den Skimmer (Durchmesser 700 μm) durchtretende Clusterstrahl passiert eine weitere Kammer, die Kollimatorkammer, und eine weitere Blende, den Kollimator. Form und Größe des Kollimators bestimmen maßgeblich die Ausdehnung des Clusterstrahls in der Streukammer. Der hier verwendete Kollimator hat mit 700 μm denselben Durchmesser wie der Skimmer. An die Kollimatorkammer ist als letzte Druckstufe der Clusterquelle eine besondere Kryopumpe angeflanscht, die in Kapitel 4 detailliert beschrieben wird.

3.3 Der Auffänger

In der Auffängerstufe wird der Clusterstrahl direkt in eine Turbopumpe geschossen, die in Bezug auf den Gesamtaufbau einen leichten Seitenversatz aufweist (siehe dazu Abbildung 3.2), so daß die Cluster auf die Schaufeln der Turbopumpe treffen und dort zerplatzen. Ein Teil des so freigewordenen Gases wird sofort von der Turbopumpe abgepumpt, der Rest kann als diffuses Restgas Richtung Streukammer zurückströmen und wird von dem Auffänger differentiell gepumpt. Bei Testmessungen hat sich gezeigt, daß der Streukammeruntergrund hauptsächlich durch das vom Auffänger zurückströmende Gas bestimmt wird. Ein hohes Saugvermögen im Auffänger und Blenden zwischen der Streukammer, der 1.Auffängerstufe und der Auffängerturbopumpe gewährleisten einen Druckunterschied von bis zu drei Zehnerpotenzen zwischen Streukammer und 1.Auffängerstufe.

4. Kryopumpen

Zur Aufrechterhaltung von UHV-Bedingungen in der Streukammer ist bei einem Gasfluß in der Größenordnung von 20 mbar l/s ein großes Saugvermögen der differentiellen Druckstufen erforderlich. Aufgrund des beschränkten Platzangebotes am COSY-Ring wurden für das dortige Münsteraner Wasserstoff-Clustertarget spezielle Kryopumpen konzipiert, die diesen Anforderungen entsprechen ([Kho92]). Dieses erfolgreiche Konzept wurde beim Bau dieses Clustertargets berücksichtigt. Die Arbeitsweise von Kryopumpen beruht auf dem Prinzip der Kryosorption. Dabei wird ein tiefsiedendes Gas an einem gekühlten Adsorptionsmittel gebunden. Im Falle der in Münster konstruierten Kryopumpen verwendet man mit Aktivkohle beklebte Kaltbleche.

4.1 Kenngrößen von Kryopumpen

Die wichtigen Größen zur Beschreibung der Leistungsfähigkeit einer Kryopumpe sind der erreichbare Enddruck, das Saugvermögen, die Kapazität der Pumpe und ihre Standzeit. Der erreichbare Enddruck wird im Wesentlichen durch die Kaltblechtemperatur T_k bestimmt. Je kälter die Bleche sind, desto besser können Gasteilchen adsorbiert werden und desto tiefsiedender können die zu pumpenden Gase sein. Allerdings spielt auch die Temperatur T_w der die Kaltbleche umgebenden Wand eine entscheidende Rolle. Gasteilchen, die mit dieser Wand wechselwirken, nehmen einen zur Temperatur proportionalen Anteil thermischer Energie auf. Da bei höherer Energie der Teilchen eine entsprechend höhere Kühlleistung aufgebracht werden muß, sinkt die Adsorbtionswahrscheinlichkeit mit steigender Wandtemperatur. Sobald sich ein Gleichgewicht zwischen den Gasteilchen, die von den Kaltblechen adsorbiert bzw. desorbiert werden, eingestellt hat, ist der Enddruck p_{end} erreicht. Daraus folgt nach [Wut88] mit dem Sättigungsdampfdruck p_s:

$$p_{end} = p_s \sqrt{\frac{T_w}{T_k}} \qquad (4.1)$$

Der maximal mögliche Wert für das flächenbezogene Saugvermögen S_F ergibt sich mit der relativen Molekülmasse M_r in Näherung zu ([Wut88]):

$$S_{F,max} = 3.64\sqrt{\frac{T_w}{M_r}} \cdot \frac{l}{s \cdot cm^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{K}} \tag{4.2}$$

Die Einheit der Temperatur T_w ist Kelvin und für die Molekülmasse M_r wird der reine Zahlenwert eingesetzt. Die mittlere Standzeit t_m einer Kryopumpe definiert die Zeit, nach der die Kapazität der Kryopumpe erschöpft ist und die Pumpe regeneriert werden muß. Es ist offensichtlich, daß die Standzeit stark von den verwendeten Komponenten (Sorte der Aktivkohle, Qualität des Wärmeschutzschildes) und von den Betriebsparametern (Kaltblechtemperatur, Druck, Gasart) abhängt. Als Faustformel läßt sich für Wasserstoff folgende Abschätzung angeben ([Wut88]):

$$t_m = \frac{3.0 \cdot 10^{-3}}{p} \cdot h \cdot mbar \qquad t_m \text{ in h, } p \text{ in mbar} \tag{4.3}$$

Die Kapazität der Kryopumpe kann theoretisch über das Saugvermögen und die mittleren Standzeit berechnet werden:

$$C_{pV} = t_m \cdot S \cdot p \tag{4.4}$$

Allerdings sollte nicht vergessen werden, daß die Kapazität hierbei nur mittels grober Abschätzungen bestimmt worden ist; unberücksichtigt bleiben dabei vor allen Dingen geometrische Gegebenheiten, so daß die tatsächlichen Betriebsparameter einer Kryopumpe stark von diesen Werten abweichen können.

4.2 Aufbau einer Kryopumpe

Der schematische Aufbau einer in Münster konstruierten Kryopumpe ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Auf der Oberfläche der sieben Kaltbleche sind mit einem Epoxydharzkleber (Polytec 921) kleine zylindrische Aktivkohlestücke (ø 2.5mm x 4mm) aufgeklebt worden. Diese Kaltbleche sind im Gegensatz zum früheren Aufbau nicht mehr kegelförmig, sondern flach gestaltet. Flache Bleche lassen sich einfacher bearbeiten, wobei sie ähnliche Betriebsdaten der Pumpe ermöglichen. Die fünf inneren Kaltbleche sind beidseitig mit Aktivkohle beklebt, die beiden äußeren Kaltbleche sind nach außen hin vernickelt, um Wärmestrahlung zu reflektieren. Die Bleche sind auf einer Schiene

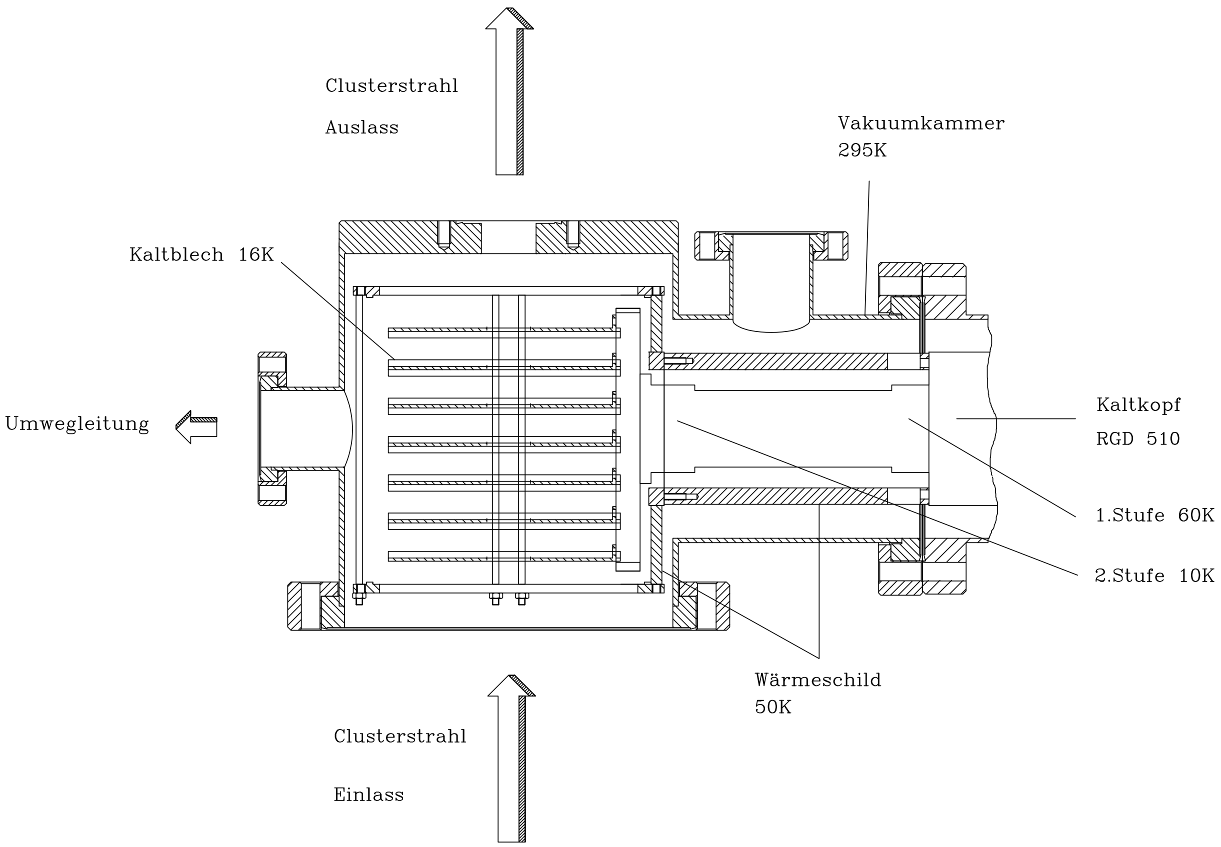

Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau einer in Münster konstruierten Kryopumpe.

befestigt und können so ohne große Schwierigkeiten auf einen entsprechend vorbereiteten Kaltkopf geschoben und fixiert werden, wobei ein sehr guter Wärmeübertrag zwischen den Blechen und dem Kaltkopf gewährleistet ist. Dieser Kaltkopf (RGD 510) ist in der Lage, die Bleche auf Temperaturen unterhalb 20 Kelvin abzukühlen. Bei diesen Temperaturen können sowohl Wasserstoff als auch Helium sehr effektiv gepumpt werden. Das Besondere bei dem hier beschriebenen Typus von Kryopumpe liegt darin, daß sich in der Mitte der Kaltbleche Löcher befinden, durch die der Clusterstrahl hindurchgeschossen werden kann. Bei Verwendung von entsprechenden Blenden vor und hinter der Kryopumpe wird so aus der Pumpe zugleich noch eine weitere Druckstufe. Die 2.Stufe des Kaltkopfs sowie die Kaltbleche sind von einem Wärmeschutzschild umgeben, welcher die Form eines "Radialgebläses" besitzt und die Kaltbleche besonders effektiv vor Wärmestrahlung schützen soll. Darüberhinaus stellt diese Bauweise des Schutzschildes sicher, daß Gasteilchen, die nicht durch die Löcher der Kaltbleche fliegen, dennoch zu den Kaltblechen gelangen und dort adsorbiert werden können. Ist die Kapazität der Kryopumpe erschöpft, so kann diese binnen eines Zeitintervalls von weniger als 30 Minuten regeneriert werden. Dazu wird der Kaltkopf ausgeschaltet, so daß sich die Kaltbleche langsam erwärmen. Nachdem das rasch desorbierende Gas über die sogenannte "Umwegleitung" (siehe dazu Abbildung 4.1) abgepumpt worden ist, kann die Kühlung wieder eingeschaltet werden, und die Kryopumpe ist nach Erreichen der entsprechenden Kaltblechtemperatur wieder voll einsatzfähig.

4.3 Test der Kryopumpe

Zur Bestimmung der erreichbaren Endtemperatur wurde eine Kühlkurve aufgenommen, die in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Nach weniger als dreieinhalb Stunden haben die Kaltbleche bereits eine Temperatur von unter 20 Kelvin erreicht. Nach weiteren zwei Stunden hat sich die Endtemperatur von circa 16 Kelvin eingestellt. Der Verlauf der

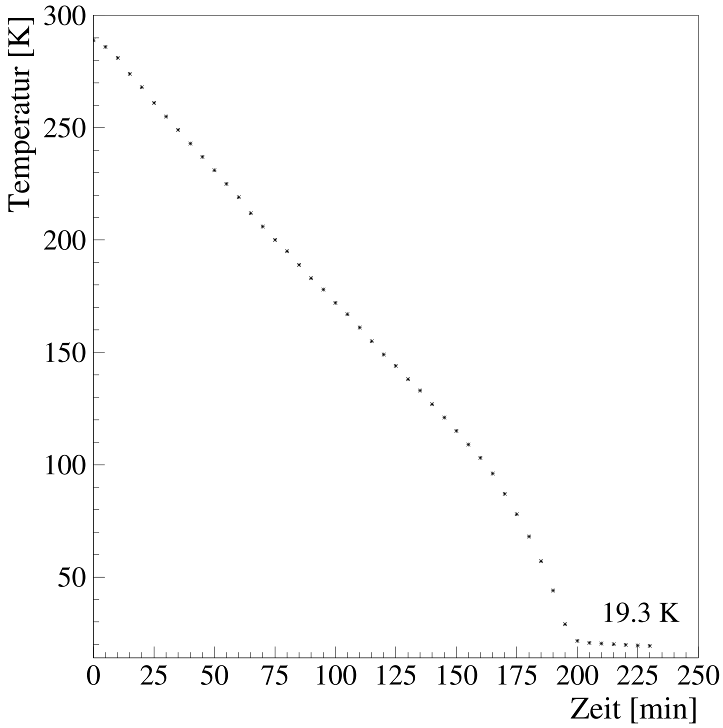

Abbildung 4.2: Kühlkurve der Kryopumpe.

Kühlkurve ändert sich nach etwa 160 Minuten, da zu dieser Zeit die Kompressorleistung gesteigert wurde, indem der Heliumdruck des Kompressors von 18 bar auf 20 bar erhöht wurde. Somit kann die Zeit für das Abkühlen der Kaltbleche auf circa zwei Stunden verringert werden, wenn der Kompressor von Anfang an unter diesen Bedingungen arbeitet. Bei einer typischen Wandtemperatur der Kryopumpe von 60 Kelvin resultiert daraus mit Gleichung 4.1 ein erreichbarer Enddruck im Bereich von 10^{-9} mbar. Ohne Ausheizen der Kammer und bei Verwendung von Viton-Dichtungen wurden im laufenden Experiment Drücke von einigen 10^{-7} mbar gemessen. Da die Drücke in den Nachbarkammern jedoch im Bereich von 10^{-6} mbar gelegen haben, ist unter optimalen Bedingungen noch mit einer weiteren Druckabsenkung in der Kryopumpe zu rechnen. Für die Bestimmung des externen Saugvermögens einer Kryopumpe wird die Pumpe an eine Kammer angeflanscht, ein Gasfluß bekannter Größe in die Kammer hineingeleitet und der Druck in der Kammer gemessen. Der Quotient aus Gasfluß G_V und Druck p ergibt das Saugvermögen S der Pumpe:

$$S = \frac{G_V}{p} \tag{4.5}$$

In einer Messung zur Ermittlung des Saugvermögens wurde die Skimmerkammer noch nicht eingebaut und die Verbindung zur Streukammer entfernt. In die Kollimatorkammer wurden nun verschiedene Wasserstoff-Gasflüsse eingelassen und die sich einstellenden Kammerdrücke gemessen. Gemäß Abbildung 3.3 ist die Kryopumpe an eine Vakuumkammer, die Kollimatorkammer angeflanscht. Das externe Saugvermögen der Kryopumpe ergibt sich als Kehrwert der Steigung der Geraden in Abbildung 4.3. Es ergibt sich für Wasserstoff ein externes Saugvermögen von 776 l/s. Das interne Saugvermögen wird bei einer Kaltflächengröße von 1100 cm^2 mit Gleichung 4.2 zu 21900 l/s bestimmt. Das externe Saugvermögen ist stark von geometrischen Randbedingungen der Pumpe bzw. der Flansche abhängig und letztlich durch den Leitwert der Pumpe begrenzt, wodurch sich der große Unterschied zwischen dem experimentellen und theoretischen Saugvermögen erklärt. Aus einem Druck in der Kryopumpe von 10^{-6} mbar resultiert mit Gleichung 4.3 eine mittlere Standzeit von 125 Tagen. Während einer typischen Meßdauer mit einem Clustertarget von etwa zwei Wochen ist also mit einem wartungsfreien Betrieb der Kryopumpe zu rechnen. Die theoretische Kapazität der Pumpe ergibt sich schließlich aus Gleichung 4.4 mit dem externen Saugvermögen zu 8.4 barl. Frühere Messungen ([Kho92]) mit einem vergleichbaren Pumpentyp ergaben jedoch einen um einen Faktor 3.4 höheren Wert,

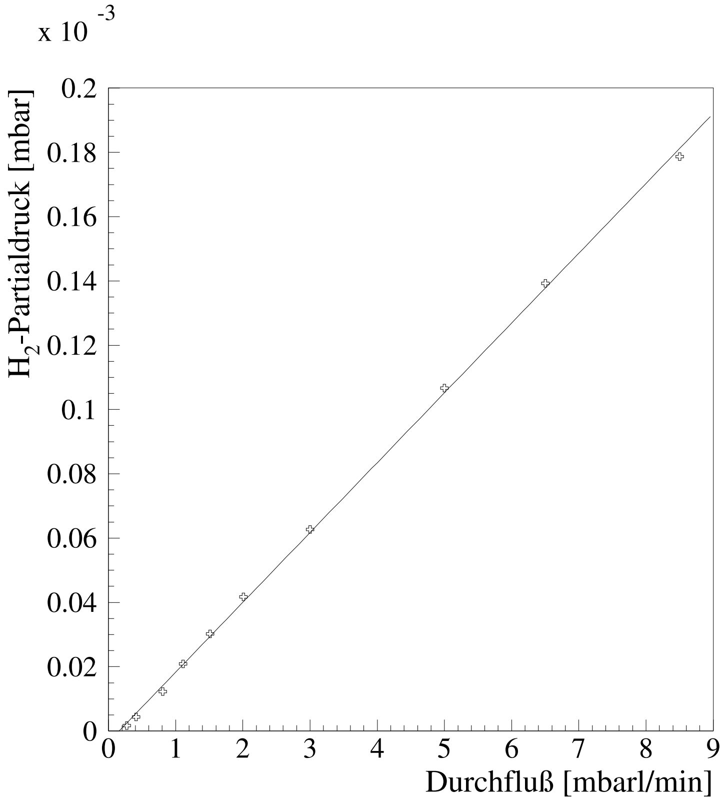

Abbildung 4.3: Messung zur Bestimmung des Saugvermögens.

so daß von einer tatsächlichen Kapazität der Kryopumpe von $\sim 28.5\,$barl ausgegangen werden kann, die zu einer Standzeit von 425 Tagen führt.

5. Nachweis von Clusterstrahlen

Für den Nachweis von Clusterstrahlen stehen verschiedene Methoden zur Auswahl, von denen im Folgenden zwei besprochen werden, die durch ihre Einfachheit und Ergebnisse überzeugen.

5.1 Clusternachweis über Partialdruckmessung

Die vom Aufwand wohl einfachste Methode besteht darin, ein handelsübliches Massenspektrometer an die Streukammer anzuflanschen und die Partialdrücke der dort dominierenden Gase (in der Regel Wasserdampf und das zu clusternde Gas) aufzunehmen. Bei gleichbleibendem Gasfluß werden die Düsentemperatur erniedrigt und die Partialdrücke aufgenommen. Ab einer bestimmten Temperatur steigt der Partialdruck des verwendeten Gases in der Streukammer um Größenordnungen an, während der Partialdruck des Wassers unverändert bleibt. Dieses Phänomen kann nur mit einsetzender Clusterung erklärt werden. In Abbildung 5.1 ist dieser Fall für Wasserstoff dargestellt. Der Partialdruck des Wasserstoffs steigt in Folge der einsetzenden Clusterung ab einer Temperatur von circa 42 Kelvin stetig an. Der Einlaßdruck beträgt bei dieser Temperatur und bei einem bis auf 2 Prozent konstantem Durchfluß von 2.1 mbarl/s etwa 6.3 bar. Der Temperaturbereich, bei dem die Produktion von Clustern merklich einsetzt, ist stark vom Durchfluß abhängig. Bei einem Durchfluß von 12.7 mbarl/s konnte bei einem vergleichbaren apparativen Aufbau ein merklicher Anstieg des Wasserstoffpartialdrucks in Folge einsetzender Clusterung knapp unterhalb von 100 Kelvin beobachtet werden [Kho92]. Die Sprünge in den Meßkurven sind auf die Diskretisierungsschritte des Massenspektrometers zurückzuführen. Die Gestalt und Ausdehnung des Clusterstrahls bleibt beim Nachweis von Clusterstrahlen über die Messung der Partialdrücke allerdings im Unklaren.

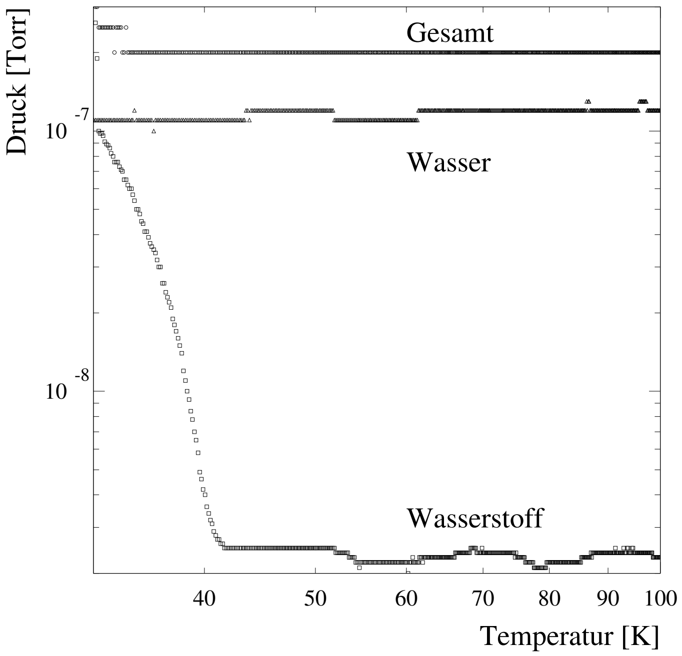

Abbildung 5.1: Partialdrücke in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem konstanten Durchfluß und bei Verwendung einer Düse mit einem engstem Durchmesser von $16\,\mu m$.

5.2 Aufnahme von Clusterprofilen

Ein weitaus eindrucksvollerer Nachweis gelingt mit dem mechanischen Monitorsystem, das in der Streukammer installiert ist. Mit Hilfe dieses Monitorsystems können nicht nur auf einfache Weise Cluster nachgewiesen, sondern auch Profile des Clusterstrahls aufgenommen werden. Solch ein Profil ist für den Experimentator von besonderer Bedeutung. Zum einen kann man anhand der Form des Profils leicht erkennen, ob der Clusterstrahl irgendwo im Aufbau, zum Beispiel an einer Blende, anstößt und somit eine Neujustage des Systems in Erwägung zu ziehen ist. Zum anderen kann man durch ein Profil auf den Durchmesser des Clusterstrahls schließen, aus dem man dann bei bekanntem Saugvermögen der Kammer die Targetdichte in dieser Kammer bestimmen kann. In Abbildung 5.2 ist das Prinzip des mechanischen Monitorsystems dargestellt. Die Funktionsweise des Systems beruht darauf, daß ein dünner Draht an verschiedenen Positionen in den Clusterstrahl hineingefahren und

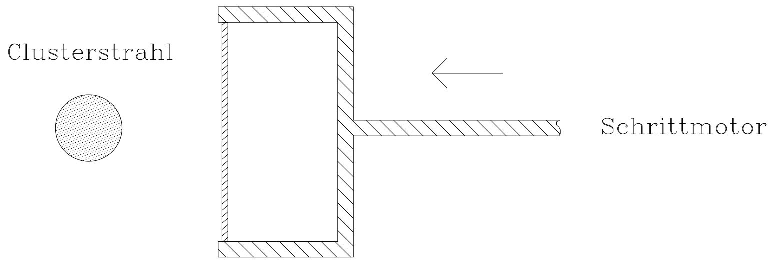

Abbildung 5.2: Prinzip des mechanischen Monitorsystems.

der dazugehörige Partialdruck mit einem Massenspektrometer oder einem Ionivac aufgenommen wird. Der gemessene Partialdruck ist proportional zum aufgestauten Anteil des Clusterstrahls, so daß man - unter der Annahme, daß der Clusterstrahl eine homogene Dichteverteilung besitzt - mit dieser Methode ein nur von der Geometrie des Clusterstrahls und des Drahtes abhängiges Profil erhält. Die Richtigkeit der Annahme einer homogenen Dichteverteilung konnte schon in früheren Arbeiten ([Kho92]) durch Aufnahme von Clusterprofilen und Vergleich mit theoretischen Fitfunktionen mehrfach gezeigt werden. Da der verwendete Draht mit einer Dicke von 1 mm im Vergleich zum Clusterstrahldurchmesser von etwa 6 mm eine nicht mehr zu vernachlässigende Größe besitzt, muß die endliche Ausdehnung des Drahtes auf jeden Fall in dieser Funktion berücksichtigt werden. Mathematisch stellt dieses Profil eine Faltung zwischen Draht- und Clustergeometrie dar.
In der Praxis übernimmt es ein Schrittmotor, den Draht an definierte Positionen zu plazieren. Ein Schritt des Schrittmotors bewegt dabei den Draht um 1/48 mm. Ein solches Auflösungsvermögen ist für die Aufnahme von Profilen allerdings nicht erforderlich. Im Experiment wurde die Drahtposition um jeweils 6 Schritte = 1/8 mm verändert. Ein Computer übernahm dabei sowohl die Steuerung des Schrittmotors, als auch die Aufnahme der Druckmeßwerte. Der schematische Aufbau dieses Systems ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Der Computer übermittelt der Schrittmotorsteuerungseinheit (RM3) über einen DAC die zur Bewegung des Schrittmotors erforderlichen Signale. Als Druckmeßgerät wurde wahlweise ein Massenspektrometer (Quadrex 200) bzw. ein Ionivac (ITR100) der Firma Leybold verwendet. Beide Geräte können über den Computer gesteuert und ausgelesen werden. Die relative Ungenauigkeit des Ionivacs beträgt nur 2 Prozent, der absolute Fehler liegt bei 10 Prozent. Der Nachteil des mechanischen Monitorsystems liegt darin, daß ein Teil des Clusterstrahls aufgestaut und somit der Druck in der Monitorkammer verschlechtert wird. Beim Einsatz des Clustertargets im

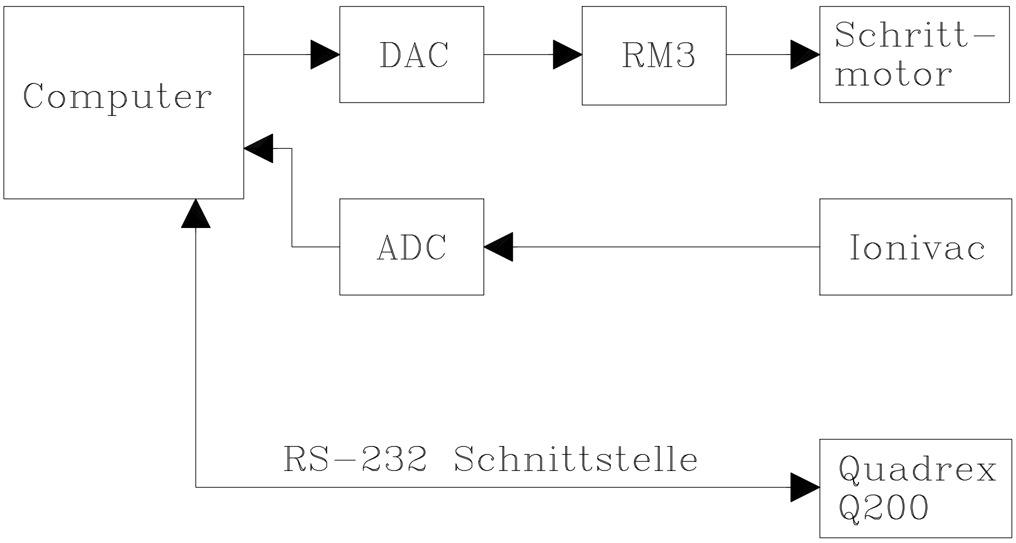

Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau der Steuerung und Auslese des mechanischen Monitorsystems.

Rahmen eines Beschleunigerexperiments kann eine Erhöhung des Streukammerdrucks nicht aktzeptiert werden, so daß ein derartiges System in einer Auffängerstufe montiert und möglichst während der Meßpausen betrieben würde; bei reinen Testmessungen spielt dieser Effekt jedoch nur eine untergeordnete Rolle. In Abbildung 5.4 sind typische Profile von Kohlendioxid-, Argon- und Wasserstoff-Clusterstrahlen bei verschiedenen Einlaßdrücken und Düsentemperaturen dargestellt. Bei allen drei Messungen wurde dieselbe Düse mit dem engsten Durchmesser von 16 μm verwendet. Da die Aufnahme der Profile innerhalb eines Meßabschnitts erfolgte und damit alle anderen Parameter, wie zum Beispiel Größe und Abstand der Blenden, unverändert blieben, können die Profile direkt miteinander verglichen werden. Die Position, an der sich der Stab des Monitorsystems genau in der Mitte des Clusterstrahls befunden hat, war bei allen drei Profilen gleich (in Abbildung 5.4 jeweils etwa bei Stabposition 26 mm). Der Durchmesser des Clusterstrahls ergibt sich aus der Differenz der Breite des Profils und - aufgrund geometrischer Überlegungen - der Drahtdicke und variiert offensichtlich für die Clusterstrahlen der unterschiedlichen Gassorten. Das Profil von Kohlendioxid läßt auf einen Durchmesser von 9 mm, das von Argon auf 7.5 mm und das von Wasserstoff auf 6 mm schließen. Da die Wärmeausdehnungskoeffizienten vom Material der Düse (Kupfer) und der Blenden (Aluminium) in der Größenordnung von 10^{-5} /K liegen ([Whi79]), können die Unterschiede in den Durchmessern nicht mit einer Temperaturabhängigkeit der Größe der Düse bzw. des Kollimators erklärt werden. Der

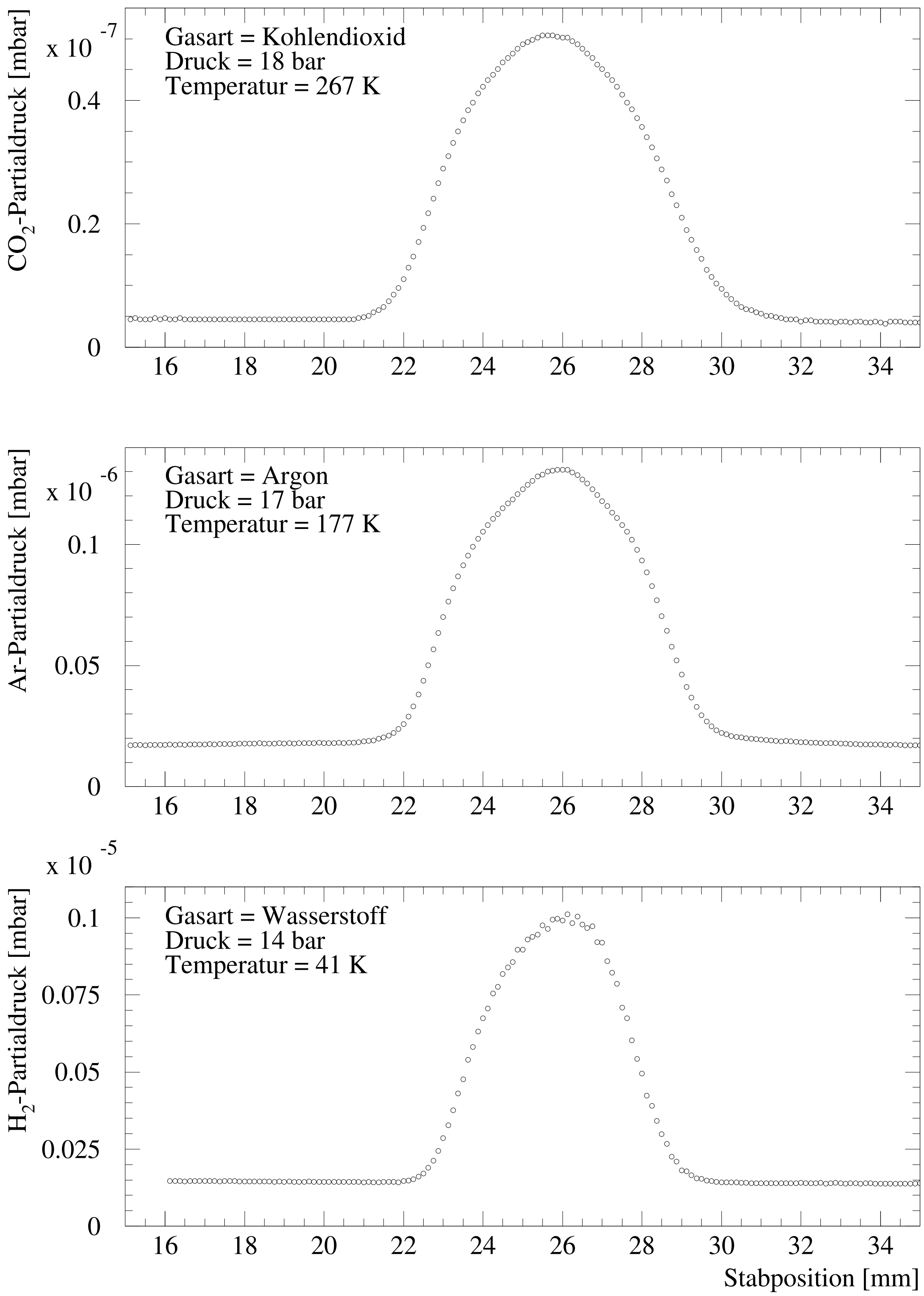

Abbildung 5.4: Clusterprofile von Kohlendioxid, Argon und Wasserstoff.

Ort in der Düse, an dem die Prozesse der Clusterbildung einsetzen, kann ebenfalls nicht so stark variieren, daß sich Abweichungen des Strahldurchmessers von mehr als einem Millimeter hinreichend rechtfertigen lassen könnten. Insgesamt können diese beiden Effekte die Ausdehnung des Strahls in der Streukammer maximal in der Größenordnung von einem zehntel Millimeter beeinflussen. Höhere Gastemperaturen haben zur Folge, daß die Gasteilchen höhere Relativgeschwindigkeiten zueinander haben, so daß die Cluster weniger stabil sind und leichter aufplatzen können. Geschieht dies noch hinter dem Kollimator, so kann der neu gebildete Gasstrahl die Streukammer erreichen und einen zu großen Clusterstrahldurchmesser vortäuschen. Ebenso wäre eine Aufweitung des Clusterstrahls durch Stöße der Cluster untereinander bzw. durch Stöße mit dem ungeclusterten Gasstrahl denkbar, da aufgrund höherer Düsentemperaturen größere Transversalgeschwindigkeiten möglich sind. Der Durchmesser des Argon-Clusterstrahls wurde bei einer Gastemperatur von 177 K zu 7.5 mm bestimmt. Das Kohlendioxidprofil wurde bei einer höheren Temperatur von 267 K aufgenommen und weist auch einen größeren Durchmesser auf. Die Ausdehnung des Wasserstoff-Clusterstrahls ist bei einer Temperatur von 41 K am geringsten. Im Falle von Wasserstoff sind die Gastemperaturen so niedrig, daß von den Auswirkungen des Effektes aufplatzender und stoßender Cluster abgesehen und mittels des Profils der "wahre" Durchmesser des Clusterstrahls bestimmt werden kann. Weitere Untersuchungen zu dem Phänomen der Aufweitung des Clusterstrahls stehen jedoch noch aus. Der Untergrund ist stark vom Auffängeraufbau abhängig, da die Cluster in der Auffängerturbopumpe zerplatzen und dann als diffuses Gas in Richtung Streukammer zurückströmen können. Der Einbau der 1.Auffängerdruckstufe mit entsprechenden Blenden und eine Erhöhung des Saugvermögens in der Streukammer konnten den Gasuntergrund erheblich verringern. Anhand der leichten Asymmetrie der Profile kann man vermuten, daß der Clusterstrahl an mindestens einer Stelle den Aufbau leicht berührt und dort Cluster zerstört werden, die zum Gasuntergrund beitragen können. Werden auch Profile von einer anderen Seite des Clusterstrahls aufgenommen, so kann die Stelle, an der der Clusterstrahl anstößt, genauer lokalisiert werden. Zuvor ist natürlich eine mechanische Deformierung des Skimmers oder des Kollimators durch Sichtprüfung auszuschließen. Eine genauere Justage des Targetaufbaus verspricht eine weitere Verbesserung der Druckverhältnisse in den Kammern und ein symmetrisches Profil. Eine Aufnahme von Profilen ist besonders dann notwendig, wenn im Rahmen von Umbauarbeiten am Aufbau der Skimmer aus- und eingebaut wurde. Der Skimmer wird in eine Halterung eingeschraubt, wobei das Gewinde nicht völlig spielfrei ist, so daß die Position des Skimmers geringfügig variieren kann. Da sich die Streukammer in einem Abstand von ungefähr 65 cm vom Skimmer befindet, kann eine abweichende Skimmerposition in einem Bereich von einigen zehntel Millimetern bereits eine Verschiebung des Clusterstrahls in der Größenordnung von einigen Millimetern zur Folge haben. Besonders bei den unter Kapitel 7 durchgeführten systematischen Untersuchungen ist die Kenntnis der genauen Clusterstrahlposition sowie des Strahldurchmessers von großer Bedeutung.

6. Untersuchungen zur Clusterproduktion

Beim Betrieb eines Clustertargets im Rahmen eines Streuexperiments ist die Targetdichte in der Streukammer eine wichtige Größe. Die erreichbare Dichte hängt dabei von vielen Parametern ab. Die Abhängigkeit vom Einlaßdruck, von der Gastemperatur und natürlich von den geometrischen Gegebenheiten ist offensichtlich, jedoch nur unzureichend bekannt. Darüber hinaus sollte der Umstand nicht vergessen werden, daß Cluster bei einem sehr schlechten Kammerdruck, wie er in der Skimmerkammer - auch unter Beibehaltung von UHV-Bedingungen in der Streukammer - durchaus erreicht werden kann, zum Teil durch Stöße mit dem Restgas zerplatzen können und so die Targetdichte in der Streukammer entsprechend niedriger ausfällt.

6.1 Abhängigkeit der Targetdichte vom Skimmerkammerdruck

Der Skimmerkammerdruck kann künstlich verschlechtert werden, indem über ein Feinventil Wasserstoff in die Kammer geleitet wird. Der Druck in dieser Kammer wird mit einem Thermotron gemessen. In der Streukammer wird ein Teil des Wasserstoff-Clusterstrahls absichtlich aufgestaut und der Wasserstoffpartialdruck über ein Ionivac bestimmt. Im Experiment stellt sich das Problem, daß eine Erhöhung des Drucks in der Skimmerkammer unweigerlich eine Erhöhung der Düsentemperatur zur Folge hat. Eine Änderung der Temperatur hat aber gravierende Auswirkungen auf die Targetdichte (siehe Kapitel 6.2), so daß versucht werden muß, die Temperatur mit Hilfe der Heizung zu stabilisieren und die Messung so langsam wie nötig und so schnell wie möglich durchzuführen. Bei Temperaturen unterhalb von 30 K war es jedoch nicht möglich, die Temperatur ausreichend lang auf einen konstantem Wert zu halten. In Abbildung 6.1 kann man für Einlaßdrücke von 14.0 bar und 16.4 bar erkennen, wie bei

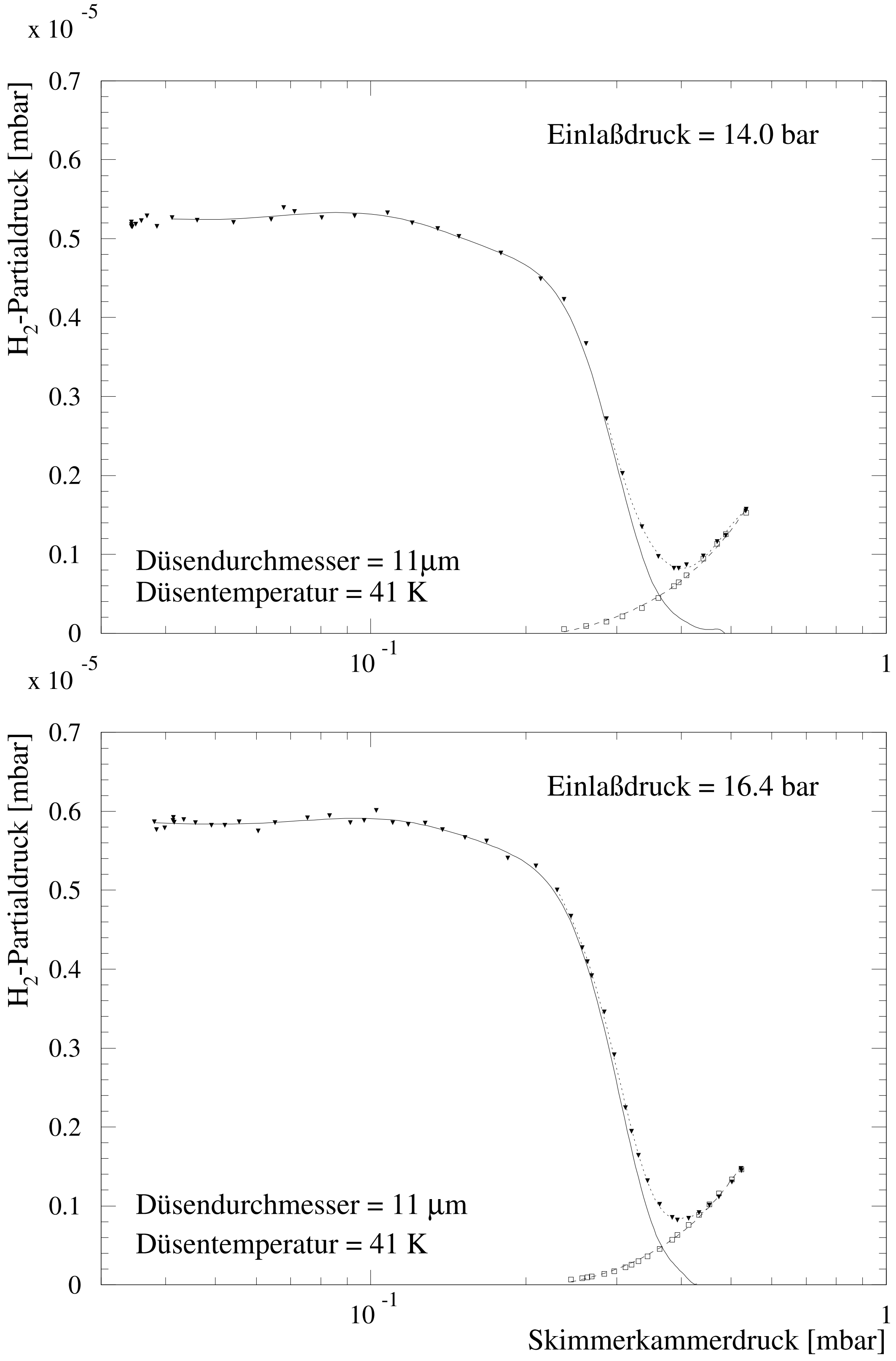

Abbildung 6.1: Abhängigkeit des H_2-Partialdrucks vom Skimmerkammerdruck.

steigendem Skimmerkammerdruck der Wasserstoffpartialdruck bei beiden Messungen zunächst auf konstantem Niveau bleibt, dann abnimmt und schließlich wieder ansteigt (gepunktete Linie mit Dreiecksymbolen). Die Abnahme des Partialdrucks ist damit zu erklären, daß ab einem bestimmten Druckbereich eine immer größere Anzahl von Clustern durch Stöße mit dem Restgas in der Skimmerkammer zerstört werden, so daß immer weniger Cluster die Streukammer erreichen können: die Clusterdichte in der Streukammer sinkt stark ab. Die Turbopumpe der Kollimatorkammer wird über die Skimmerkammer vorgepumpt; hat der Skimmerkammerdruck einen kritischen Wert erreicht, so sinkt das Saugvermögen der Turbopumpe rapide ab und der Druck in der Kollimatorkammer erhöht sich entsprechend stark. Diese Druckerhöhung setzt sich durch die nächste Druckstufe, der Kryopumpe, bis hin zur Streukammer fort. Der Anstieg der Kurven in Abbildung 6.1 ist also ausschließlich auf Restgas zurückzuführen, das aufgrund des unzureichenden Saugvermögens der Kollimatorkammer seinen Weg bis zur Streukammer findet. Zusätzlich ist die Abhängigkeit des Partialdrucks in der Streukammer vom Skimmerkammerdruck für den Fall dargestellt, daß der Einlaßdruck verschwindend kleine Werte annimmt, also kein Clusterstrahl vorliegt (gestrichelte Linie, Rechtecksymbole). Die Änderung des Partialdrucks in der Streukammer unter Berücksichtigung dieses Untergrundeffekts wird durch die durchgezogene Linie dargestellt. Der prinzipielle Verlauf der Kurven ist vom Einlaßdruck praktisch unabhängig. Der Tabelle 6.1 kann man entnehmen, bei welchem Skimmerkammerdruck noch welcher

Skimmerkammerdruck [mbar]	Anteil Targetdichte [%]
< 5.0 E-2	~ 100
2.0 E-1	90
2.6 E-1	70
2.9 E-1	50
3.2 E-1	30
3.6 E-1	10

Tabelle 6.1: Einfluß des Skimmerkammerdrucks auf die Targetdichte. Bei einem Druck von $< 5.0 \cdot$E-2 mbar werden praktisch keine Cluster zerstört, so daß bei diesen Bedingungen die höchste Targetdichte erreicht wird. Bei einem Druck von $2.9 \cdot$E-1 mbar ist die Targetdichte auf 50% des maximal möglichen Wertes gesunken.

Anteil der maximal erreichbaren Targetdichte zu erwarten ist. Der Skimmerkammerdruck eines Clustertargets im Targetbetrieb sollte also nach Möglichkeit keinen höheren Wert als $5{\cdot}10^{-2}$ mbar annehmen. In den folgenden Messungen überschritt der Skimmerkammerdruck auch bei maximalem Fluß durch die Düse in keinem Fall einen Wert von $1.4{\cdot}10^{-1}$ mbar, so daß der Effekt aufplatzender Cluster infolge eines schlechten Kammerdrucks zu vernachlässigen ist.

6.2 Einfluß von Einlaßdruck und Temperatur auf die Clusterdichte

Die Abhängigkeit der Clusterdichte vom Einlaßdruck und von der Gastemperatur kann nach dem folgenden Prinzip untersucht werden: Bei einem bestimmten Einlaßdruck wird die Temperatur durch Variation der Heizleistung innerhalb eines bestimmten Intervalls durchfahren und alle interessierenden Parameter (Einlaßdruck, Temperatur und Streukammerdruck) aufgezeichnet. Dabei wird in der Streukammer ein Teil des Clusterstrahls aufgestaut, indem der Stab des in Kapitel 5.2 näher beschriebenen Monitorsystems in die Mitte des Clusterstrahls gefahren wird. Zur Bestimmung des Untergrundes wird der Meßvorgang wiederholt, mit dem Unterschied, daß der Clusterstrahl in der Streukammer diesmal nicht aufgestaut wird, der Stab sich also weit außerhalb des Clusterstrahls befindet. Der Einlaßdruck wird sinnvollerweise über einen Bereich von etwa 2 bar bis 18 bar variiert, da bei einem Einlaßdruck von weniger als 2 bar die Clusterausbeute besonders gering ist. Die obere Druckgrenze ist durch den Wasserstoffreiniger gegeben, der für einen höheren Druck als 18 bar nicht ausgelegt ist. Nach entsprechender Eichung erhält man eine Dichteverteilung in Abhängigkeit von der Gastemperatur und vom Einlaßdruck. Insgesamt wurde diese Prozedur für zwei verschiedene Düsen mit engstem Durchmesser von 11 μm bzw. 16 μm durchgeführt. Da sich die Messungen zum Teil über große Zeitspannen erstreckten und die Meßwerte eines jeden Meßpunktes nach Möglichkeit nahezu zur selben Zeit aufgenommen werden sollten, erfolgte die Datenaufnahme mit Hilfe eines Computers.

6.2.1 Datenaufnahme

Der Computer ist in der Lage, über einen IEC-Bus verschiedene Kanäle eines Multimeters (PREMA 4001) auszulesen. Das Multimeter kann die Ausgangsspannungen der angeschlossenen Geräte sehr präzise bestimmen, wobei der Fehler sowohl vom Meßwert als auch vom Meßbereich abhängig ist und in jedem Fall unter 0.1 Prozent liegt. Insgesamt verfügt das Multimeter über 10 Kanäle zur Spannungsmessung und über 10 weitere Kanäle zur Strommessung. Im Experiment wurde stets der Spannungsabfall an der Temperaturdiode und die Ausgangsspannung des Baratrons gemessen. Bei den bereits unter Kapitel 6.1 dargestellten Untersuchungen zur Abhängigkeit der Targetdichte vom Skimmerkammerdruck kam noch die Meßspannung des Thermotrons an der Skimmerkammer hinzu. Der Wasserstoffpartialdruck in der Streukammer wurde über ein Ionivac bestimmt, dessen beide Analogsignale optional über das Prema-Multimeter ausgelesen werden konnten. Alternativ dazu konnte das Ionivac auch über die RS-232 Schnittstelle ausgelesen werden. Eine schematische Darstellung der Datenaufnahme ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

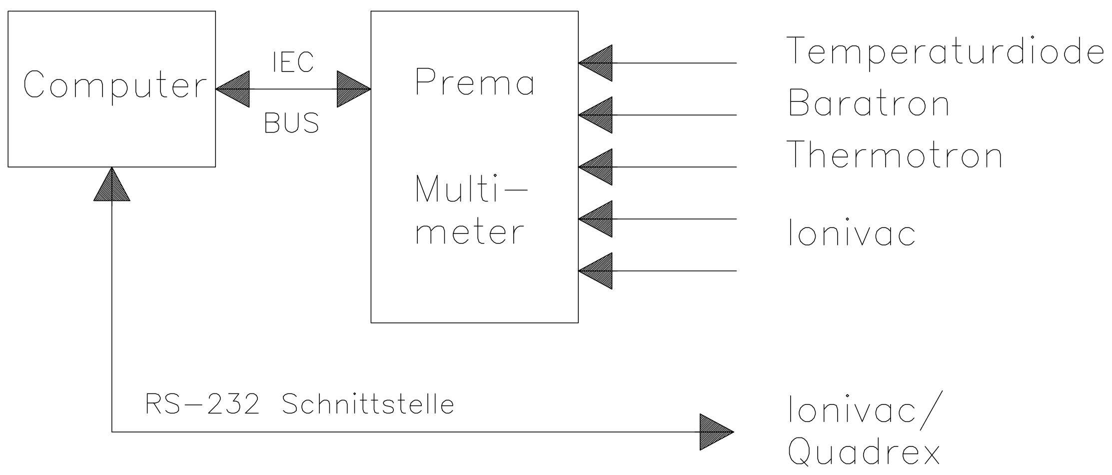

Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau des Datenaufnahmesystems.

6.2.2 Zeitlicher Verlauf von Einlaßdruck und Partialdruck bei kontinuierlicher Änderung der Temperatur

Im Experiment wurde ein Einlaßdruck vorgegeben und mittels der Heizung eine Temperatur von etwa 46 K eingestellt. Nun wurde die Heizung ausgeschaltet und die Messung gestartet. Der Kaltkopf war jetzt in der Lage, die verwendete 16 μm-Düse weiter abzukühlen. Die jeweils erreichte niedrigste Temperatur war stark vom Einlaßdruck und von der Wartezeit abhängig, doch wurden auch im ungünstigsten Fall Temperaturen unter 28 K erreicht. Der zeitliche Verlauf der Temperatur, des Einlaßdrucks und des Wasserstoffpartialdrucks ist in Abbildung 6.3 zu erkennen. Links dargestellt ist der Fall für einen Anfangsdruck von 17.8 bar, rechts für 12.5 bar. Bei ausgeschalteter Heizung verringert sich die Temperatur und man erhält eine Kühlkurve. Auffällig ist das Verhalten der Kühlkurve bei der Messung mit $p_{Ein} = 12.5$ bar. Dort kann man für eine kurze Zeit eine konstante Temperatur von circa 32 K ausmachen. Im Falle $p_{Ein} = 17.8$ bar befindet sich das Gas zu jeder Zeit in einem Zustand oberhalb des kritischen Punktes. In diesem Fall geht das Wasserstoffgas beim Abkühlen stetig vom gasförmigen in den flüssigen Zustandsbereich über. Bei einem Druck von 12.5 bar befindet man sich jedoch unterhalb des kritischen Drucks, so daß die Verflüssigung abrupt einsetzt. Der Kaltkopf muß einen großen Teil seiner Kühlleistung zur Verflüssigung des Wasserstoffs aufwenden, so daß die Düsentemperatur so lange konstant bleibt, bis kein Wasserstoff seinen Aggregatzustand mehr ändert. Der Einlaßdruck bricht während der Verflüssigungsphase zusammen, da die engen Zuleitungen die Menge des nachströmenden Gases begrenzen. Nach einer gewissen Zeit hat sich ein Druckgleichgewicht eingestellt und der Einlaßdruck stabilisiert sich, wenn auch - aufgrund des erhöhten Durchflusses durch die Düse - auf einem etwas niedrigeren Wert. Der Partialdruck und damit die Dichte steigt im Laufe der Zeit - also bei fallender Temperatur - beständig an. Starke Schwankungen ergeben sich in dem Bereich, in dem die Dampfdruckkurve "überschritten" wird. Dort herrschen zum Teil die höchsten Dichten, doch ist dieser Zustand sehr instabil. Bei weiterer Temperaturerniedrigung befindet man sich schließlich im flüssigen/unterkühlten Zustandsbereich. Die Dichte nimmt deutlich höhere Werte an als bei einem vergleichbaren Druck und höherer Temperatur. Die Temperaturabhängigkeit der Dichte ist in Abbildung 6.4 dargestellt, wobei sich allerdings der Einlaßdruck gemäß Abbildung 6.3 ebenfalls mit der Temperatur ändert. Bei Temperaturen unterhalb von 30 K ist der Einlaßdruck nahezu konstant.

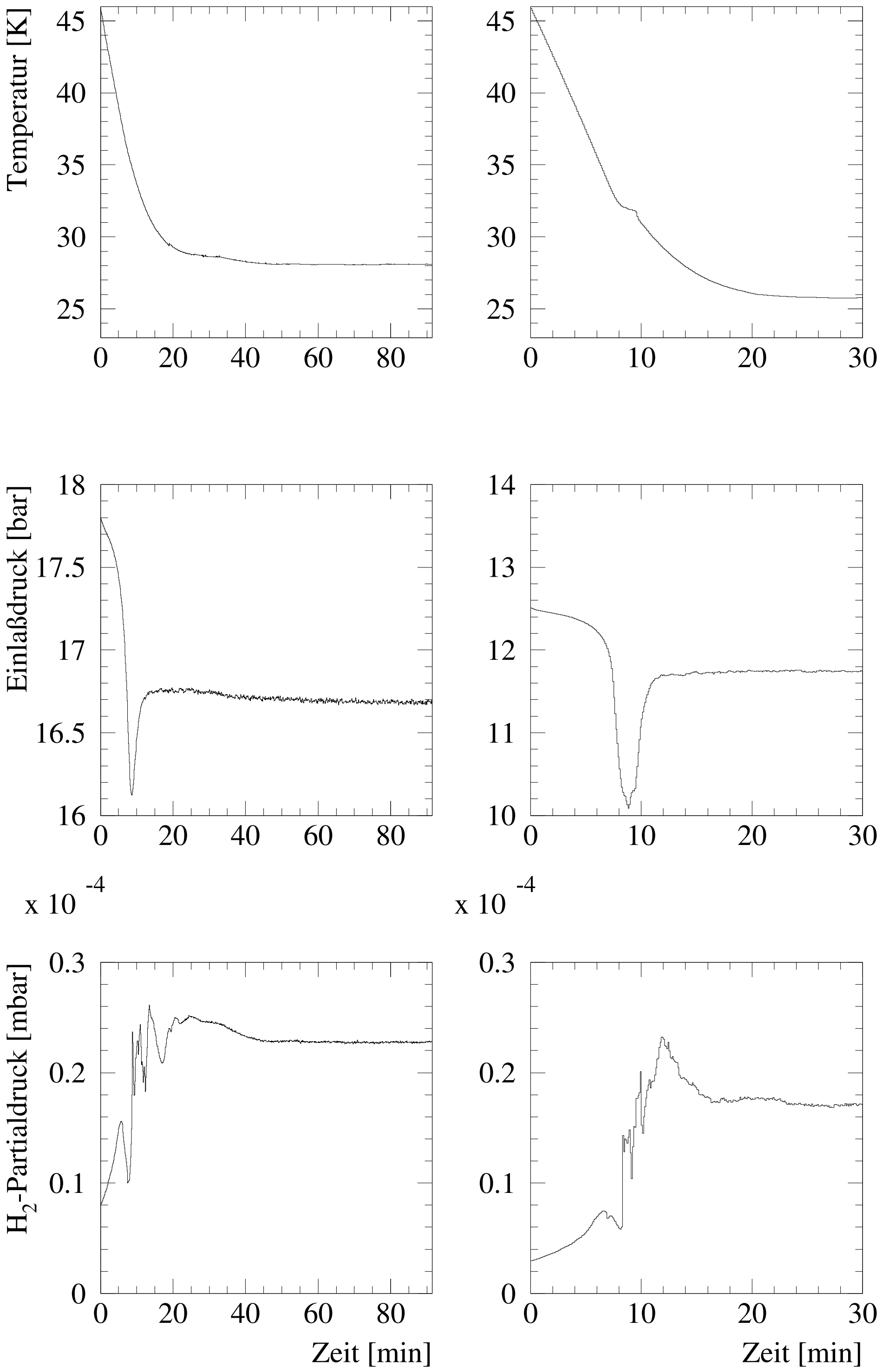

Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf von Temperatur, Einlaßdruck und Partialdruck beim Abkühlen der 16 μm-Düse. Zu Beginn der Messungen betrug die Temperatur jeweils 46 K und der Einlaßdruck 17.8 bar (links) bzw. 12.5 bar (rechts).

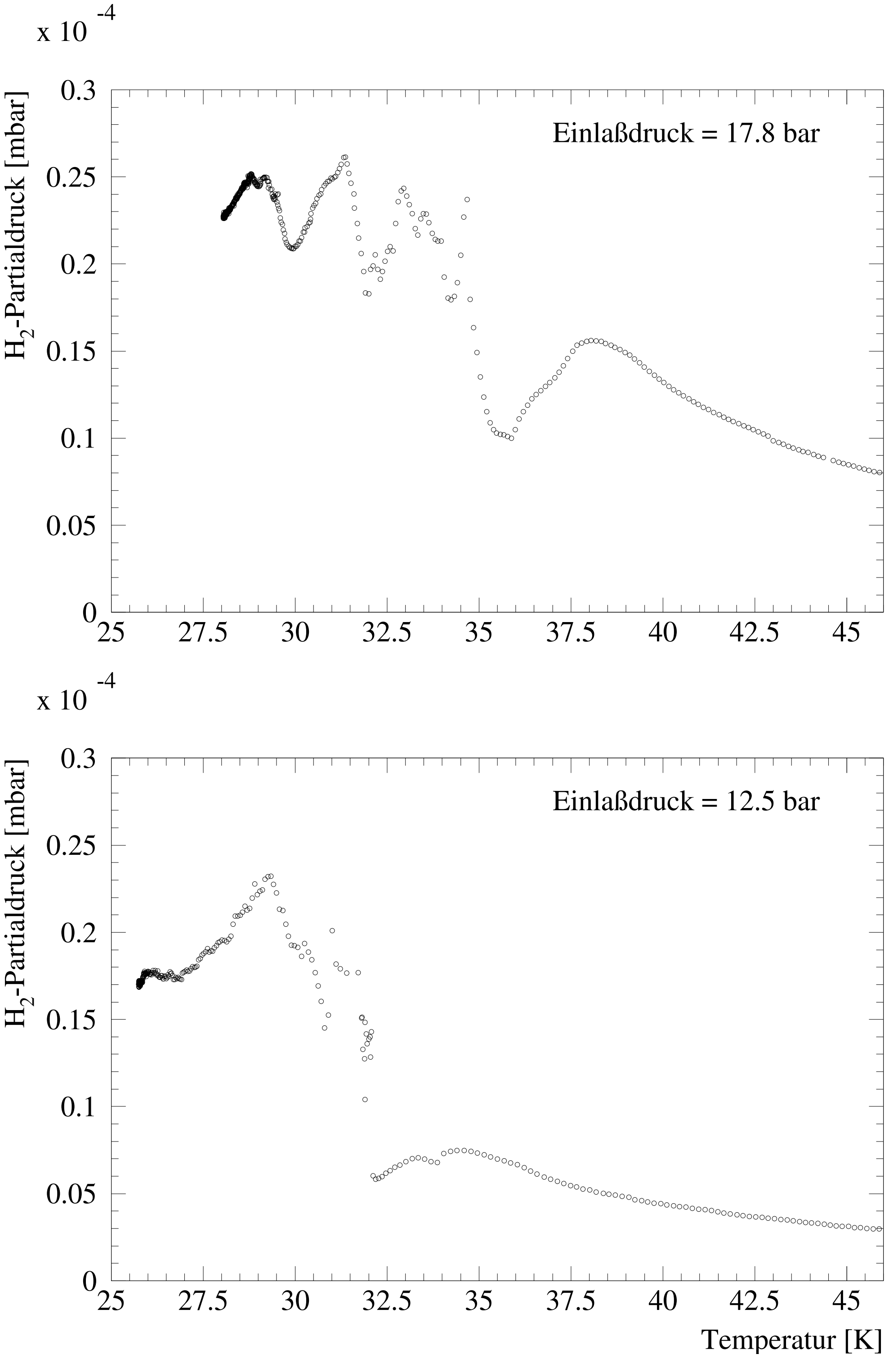

Abbildung 6.4: Temperaturabhängigkeit der Targetdichte im Falle der 16 μm-Düse. Zu Beginn der Messung bei 46 K betrug der Einlaßdruck 17.8 bar (oben) bzw. 12.5 bar (unten).

Auffällig ist, daß im flüssigen Bereich die Dichte nicht monoton ansteigt, sondern stark schwanken kann. Innerhalb eines Temperaturintervalls von einem Kelvin kann die Dichte durchaus in der Größenordnung von 10 Prozent variieren. Sobald sich aber eine konstante Endtemperatur eingestellt hat, bleibt die Dichte auf konstant hohen Werten (Abbildung 6.3 unten). Bei sinkender Temperatur steigt der Durchfluß durch die Düse und damit der Skimmerkammerdruck weiter an. In Kapitel 2.2 wird von einer Knotenstruktur hinter der Düse gesprochen. Der Abstand der Knoten zueinander bzw. die Anzahl der Knoten ist dabei nach Gleichung 2.17 vom Verhältnis von Einlaßdruck zu Skimmerkammerdruck abhängig. Bei steigendem Kammerdruck kann sich somit die Position eines Knotens verschieben. Dieser Umstand kann zur Folge haben, daß sich im Bereich des Skimmers einmal ein "Knoten", ein anderes Mal ein "Bauch" befindet und sich die Dichte dementsprechend erhöht oder erniedrigt. Weitere Untersuchungen zu diesem Phänomen stehen noch aus.

6.2.3 Dichteeichung

Ein Vergleich des hier vorgestellten Clustertargets mit anderen Targets ist nur möglich, wenn man auch eine Dichteeichung durchführt. Im Folgenden wird die Vorgehensweise bei dieser Eichung beschrieben. Der Stab des Monitorsystems sei in der Mittelposition. Bekannt sind dann folgende Punkte:

- die maximale Clustergeschwindigkeit u_{max} nach Gleichung 2.9
- der Durchmesser des Clusterstrahls (Kapitel 5.2)
- die durch den Draht aufgestaute Fläche des Clusterstrahls (aus geometrischen Überlegungen)

Für eine Dichteeichung fehlt nur noch die Kenntnis des Saugvermögens in der Streukammer.

Saugvermögensbestimmung

Das Saugvermögen kann experimentell ermittelt werden. Dazu werden mit Hilfe eines Durchflußreglers der Firma Brooks Instruments Gasflüsse bekannter Größe in die

Streukammer eingeleitet und der Kammerdruck gemessen. Der geschlossene Schieber zwischen Kryopumpe und Streukammer stellt sicher, daß kein Clusterstrahl in die Kammer gelangen kann. Das Saugvermögen ergibt sich dann aus Gleichung 4.5. Da bei den Messungen mit der 11 μm-Düse eine zusätzliche Pumpe an der Vakuumkammer installiert wurde, mußte das Saugvermögen neu bestimmt werden. Das Saugvermögen

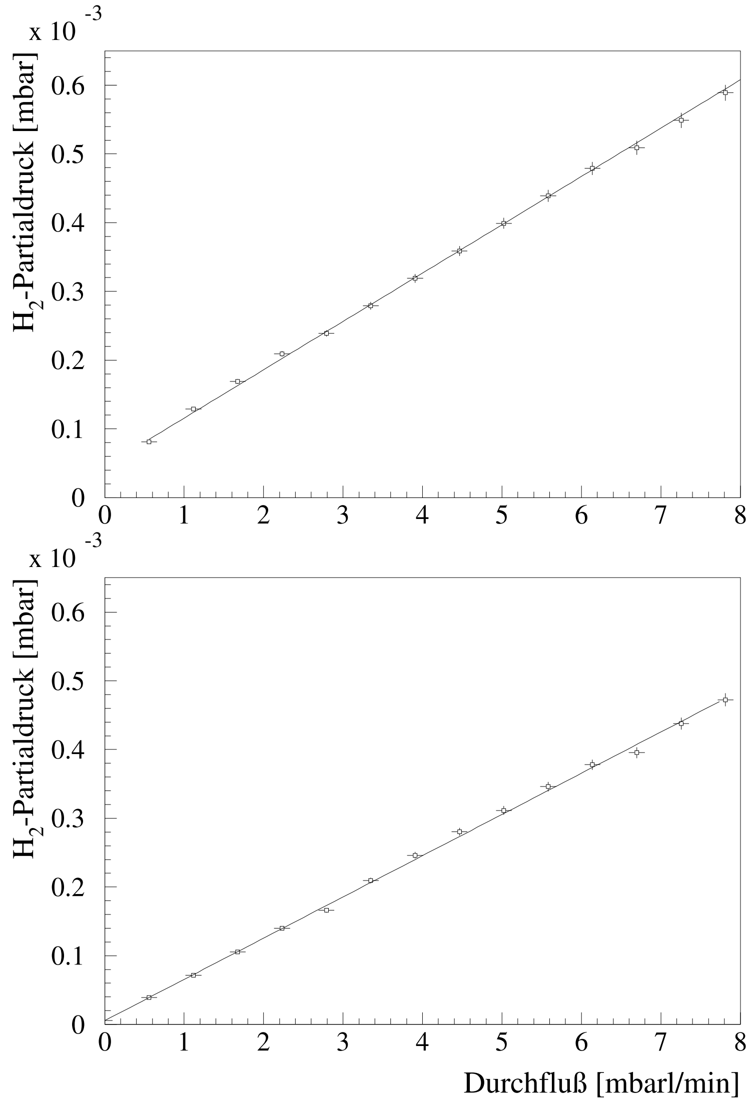

Abbildung 6.5: Wasserstoffpartialdruck als Funktion des in die Streukammer eingeleiteten Gasflusses. Im Gegensatz zu den Messungen mit der 16 μm-Düse (oben) wurde bei Verwendung der 11 μm-Düse (unten) das Saugvermögen mittels einer weiteren Turbopumpe erhöht.

S der Streukammer ergibt sich gemäß Gleichung 4.5 aus dem Kehrwert der Steigungen der Geraden in Abbildung 6.5 zu S = 237 l/s ± 0.5% bzw. S = 279 l/s ± 0.8% beim modifizierten Aufbau.

Berechnung der Dichte

Für eine Dichteeichung sind nun alle Größen bekannt. Der Draht der Dicke d des Monitorsystems befindet sich in der Mitte des Clusterstrahls mit dem Durchmesser s und überdeckt so in der Streukammer eine bestimmte Fläche F des Clusterstrahls. Die Größe der Fläche F ergibt sich aus geometrischen Überlegungen. Aufgrund des so aufgestauten Teils des Clusterstrahls stellt sich in der Streukammer - nach entsprechender Untergrundkorrektur - der Druck p_S ein. Die maximale Clustergeschwindigkeit u_{max} steht mit der Temperatur T_0 gemäß Gleichung 2.9 in Beziehung. Aus der Kenntnis der maximalen Clustergeschwindigkeit u_{max} und der Fläche F erhält man das Volumen pro Zeiteinheit V_t, das ein Clusterstrahl mit der Grundfläche F pro Zeiteinheit in der Streukammer einnimmt. Nach Gleichung 4.5 errechnet sich der Volumenfluß G_V in die Streukammer aus dem Saugvermögen S und dem Streukammerdruck p_S. Ein Mol Wasserstoffmoleküle besteht aus $2 \cdot 6.022 \cdot 10^{23}$ Teilchen, die unter Normalbedingungen ein Volumen von 22.4 l einnehmen. Aus der Anzahl Z der Teilchen pro Liter, dem Volumenfluß G_V und dem Volumen pro Zeiteinheit V_t kann die Dichte ρ_0 errechnet werden:

$$\rho_0 = \frac{G_V \cdot Z}{V_t} \tag{6.1}$$

Insgesamt erhält man zur Berechnung der Dichte den folgenden Ausdruck:

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{\kappa - 1}{2\kappa} \cdot \frac{m}{k}} \cdot \frac{Z \cdot S}{F} \cdot \frac{p_S}{\sqrt{T_0}} \tag{6.2}$$

In Tabelle 6.2 sind für beide Düsen die zur Berechnung der Dichte notwendigen Größen inklusiv ihrer Ungenauigkeiten angegeben. Zudem ist die Dichte beispielhaft jeweils für ein Wertepaar T_0 und p_0 angegeben. Der Fehler der Flächenangabe beinhaltet auch den Umstand, daß sich der Stab möglicherweise nicht genau in der Mitte des Clusterstrahls befindet. Da der Schrittmotor den Stab jeweils um 1/8 mm verschiebt (siehe Kapitel 5.2), beträgt die daraus resultierende Ungenauigkeit der überdeckten Fläche weniger als ein Promille.

	16 μm - Düse				11 μm - Düse			
Größe	Wert		Fehler $\pm$		Wert		Fehler $\pm$	
Durchmesser s	6.0	mm	0.5	mm	7.0	mm	0.5	mm
Fläche F	6.0	mm^2	8.3	%	7.0	mm^2	7.1	%
Druck p_S	3.0 E-5	$mbar$	10	%	3.0 E-5	$mbar$	10	%
Temperatur T_0	34.3	K	1	K	29.3	K	1	K
Geschwindigkeit u_{max}	844	m/s	1.7	%	780	m/s	1.9	%
Saugvermögen S	237	l/s	0.8	%	279	l/s	0.5	%
Dichte ρ_0	7.6 E+13	At/cm^3	20	%	8.3 E+13	At/cm^3	19	%

Tabelle 6.2: Berechnung der Dichte für die 16 μm-Düse und die 11 μm-Düse.

6.2.4 Dichteverteilung in Abhängigkeit vom Düsendurchmesser

In Abbildung 6.6 ist eine Ansicht der Dichteverteilung zu sehen, die die Abhängigkeit der Dichte von der Düsentemperatur und vom Einlaßdruck wiederspiegelt. In diesem Fall ist die Düse mit dem engsten Durchmesser von 11 μm verwendet worden. Man erkennt deutlich eine Zunahme der Dichte mit steigendem Druck und fallender Temperatur. In dem Bereich, in dem die Dampfdruckkurve überschritten wird, steigt die Dichte stark an. Die Strukturen, die in Abbildung 6.4 zu sehen sind, werden zwar nicht mehr richtig aufgelöst, doch erkennt man klar die auf hohem Niveau schwankende Dichte bei besonders tiefen Temperaturen. Bereiche höchster Dichte finden sich interessanterweise nicht beim maximalen Einlaßdruck von 18 bar, sondern in einem Druckbereich von etwa 8 bar - 12 bar. Dort werden Dichten von $\geq 8.3{\cdot}10^{13}$ Atome/cm^3 erreicht. Bei besonders tiefen Temperaturen fallen die Werte für die Dichte - wie auch bei anderen Darstellungen der Dichteverteilung - scheinbar abrupt auf Null ab. Dieser Umstand liegt einfach darin begründet, daß dort keine Meßwerte aufgenommen wurden. Eine Aufsicht auf diese Dichteverteilung zeigt Abbildung 6.7. Der Farbbalken am rechten Rand des Bildes ermöglicht eine Zuordnung der jeweiligen Farbe zur Höhe der Dichte. Zusätzlich ist die Wasserstoffdampfdruckkurve eingezeichnet. Oberhalb des kritischen Punktes ist der Übergang zum flüssigen Zustand fließender, dementsprechend nimmt die Dichte dort nicht ganz so sprunghaft zu, wie

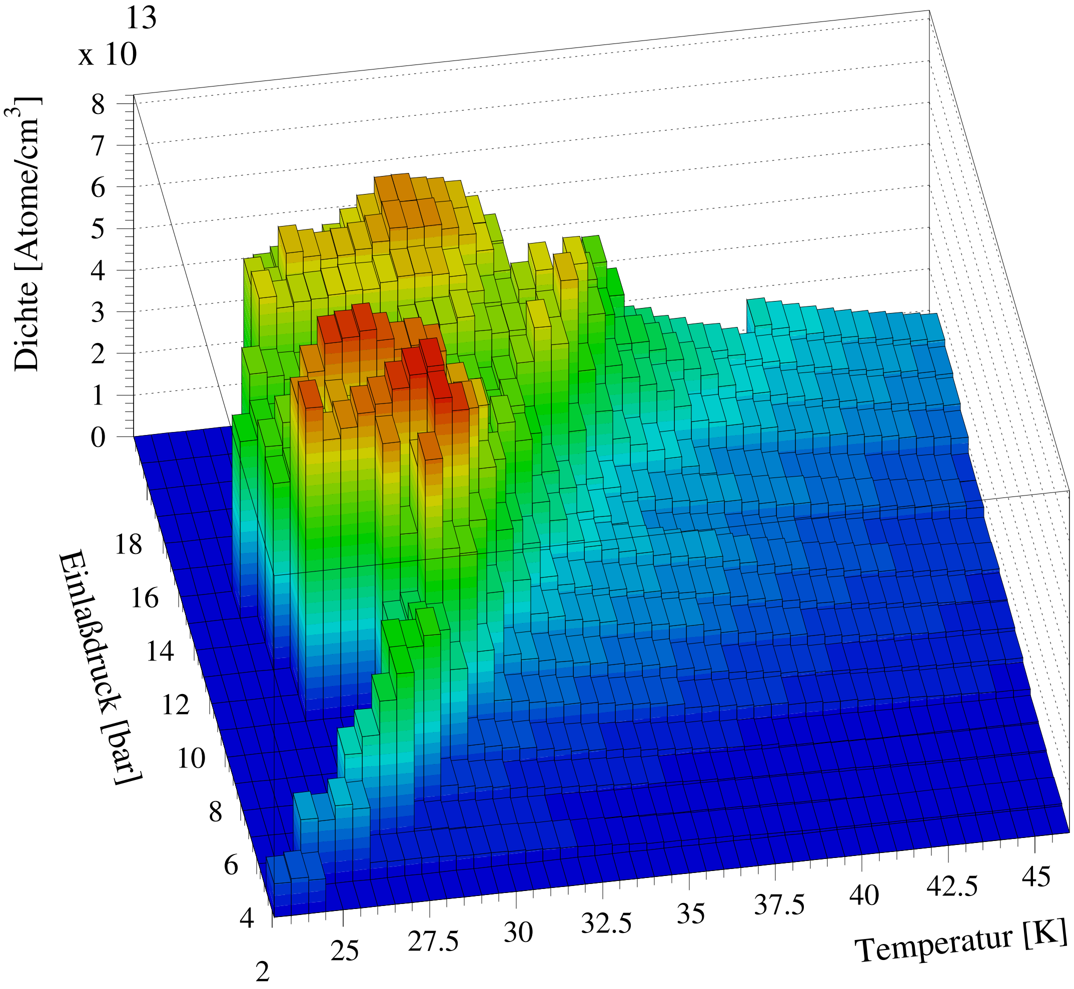

Abbildung 6.6: Dichteverteilung im Falle der $11\,\mu m$-Düse in Abhängigkeit vom Einlaßdruck und von der Düsentemperatur.

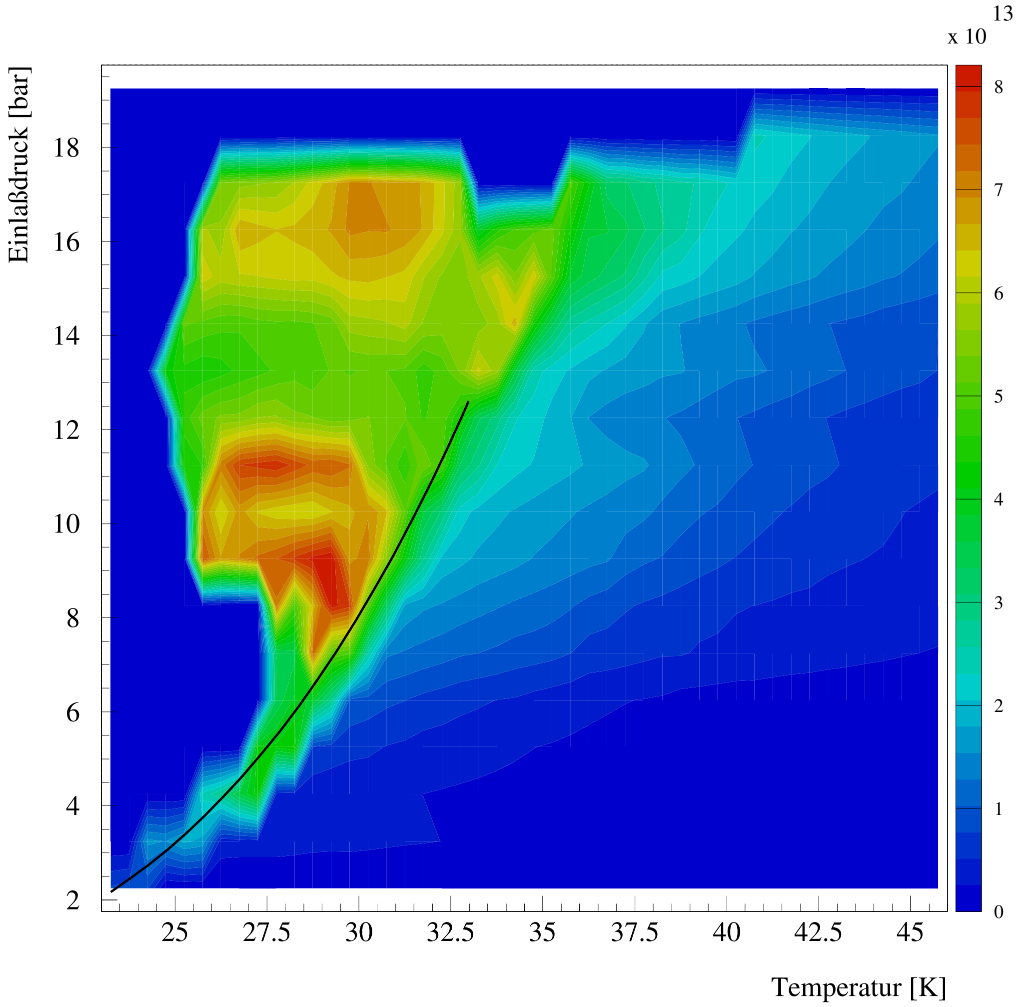

Abbildung 6.7: Aufsicht auf die Dichteverteilung bei Verwendung der 11 μm-Düse.

es unterhalb des kritischen Punktes der Fall ist. Deutlich zu erkennen ist hier der Bereich höchster Dichte im Druckintervall von 8 bar - 12 bar und im Temperaturintervall von 25.5 K - 30.5 K. Ein Bereich nahezu konstant hoher Dichte findet sich bei Drücken von 15 bar - 18 bar und bei Temperaturen unterhalb von 32 K. Die Clusterdichte ist bei niedrigen Drücken und hohen Temperaturen äußerst gering, da bei geringen Drücken der Prozeß der Clusterung erst bei sehr tiefen Temperaturen einsetzt (vgl. auch Kapitel 5.1). Die Aufsicht auf die Dichteverteilung, wie sie sich im Falle der Messung mit der 16 μm-Düse ergibt, ist in Abbildung 6.8 zu sehen. Die Dichte steigt zu hohen Einlaßdrücken und niedrigen Temperaturen an. Ein besonders starkes Ansteigen

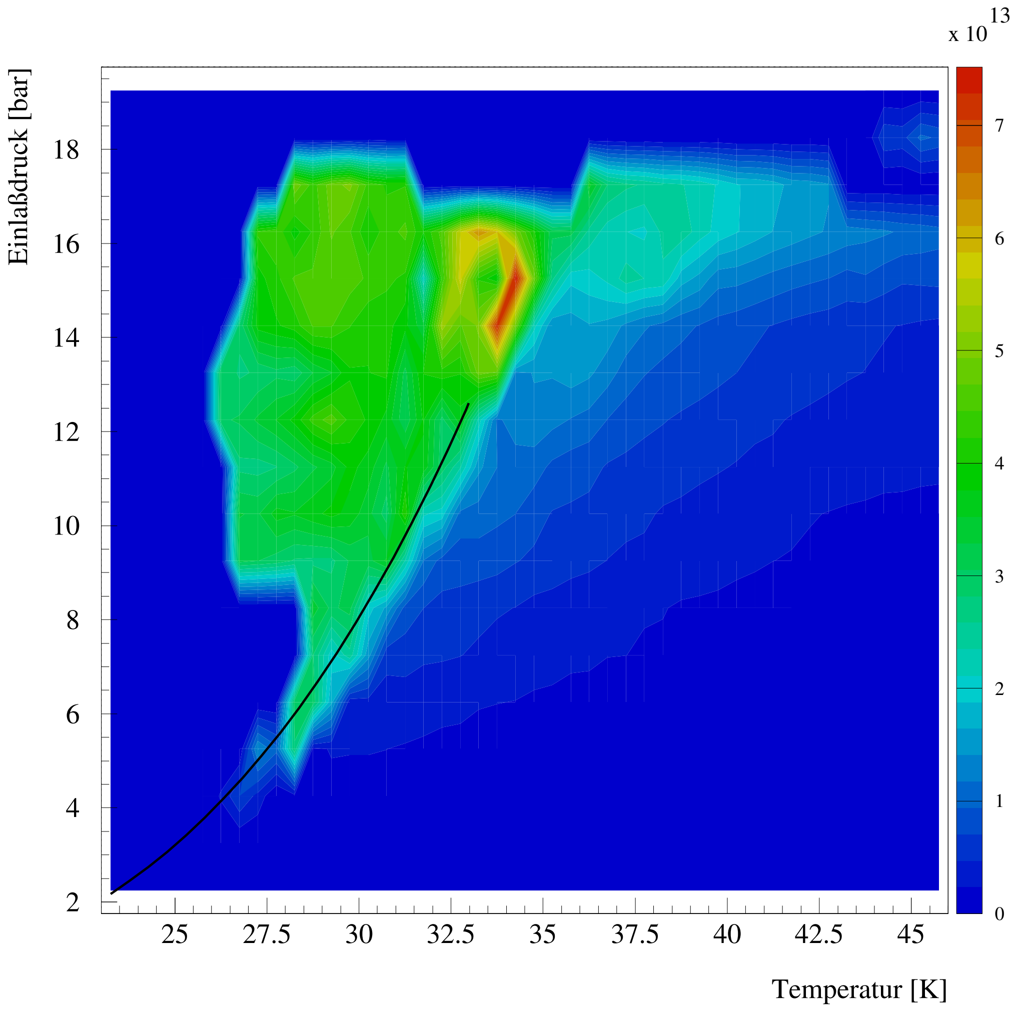

Abbildung 6.8: Aufsicht auf die Dichteverteilung bei Verwendung der 16 μm-Düse.

der Dichte setzt beim "Überqueren" der Dampfdruckkurve ein. Befindet sich der Gaszustand unterhalb des kritischen Druckes, so erfolgt der Übergang vom gasförmigen zum flüssigen Zustandsbereich sprunghaft, so daß die Dichte abrupt ansteigt. Im flüssigen/unterkühlten Zustandsbereich steigt die Dichte mit zunehmendem Druck langsam an. Im Bereich größter Dichte werden Volumendichten von $\geq 7.6 \cdot 10^{13}$ Atome/cm^3 erreicht. Der Einsatzpunkt der Clusterung ist bei ähnlichen Drücken im Vergleich zu der Messung mit der 11 μm-Düse zu niedrigeren Temperaturen verschoben. Für eine qualitative Aussage, mit welcher von den beiden Düsen eine höhere Targetdichte erzielt werden kann, empfiehlt es sich, den Quotienten aus den beiden Dichteverteilungen

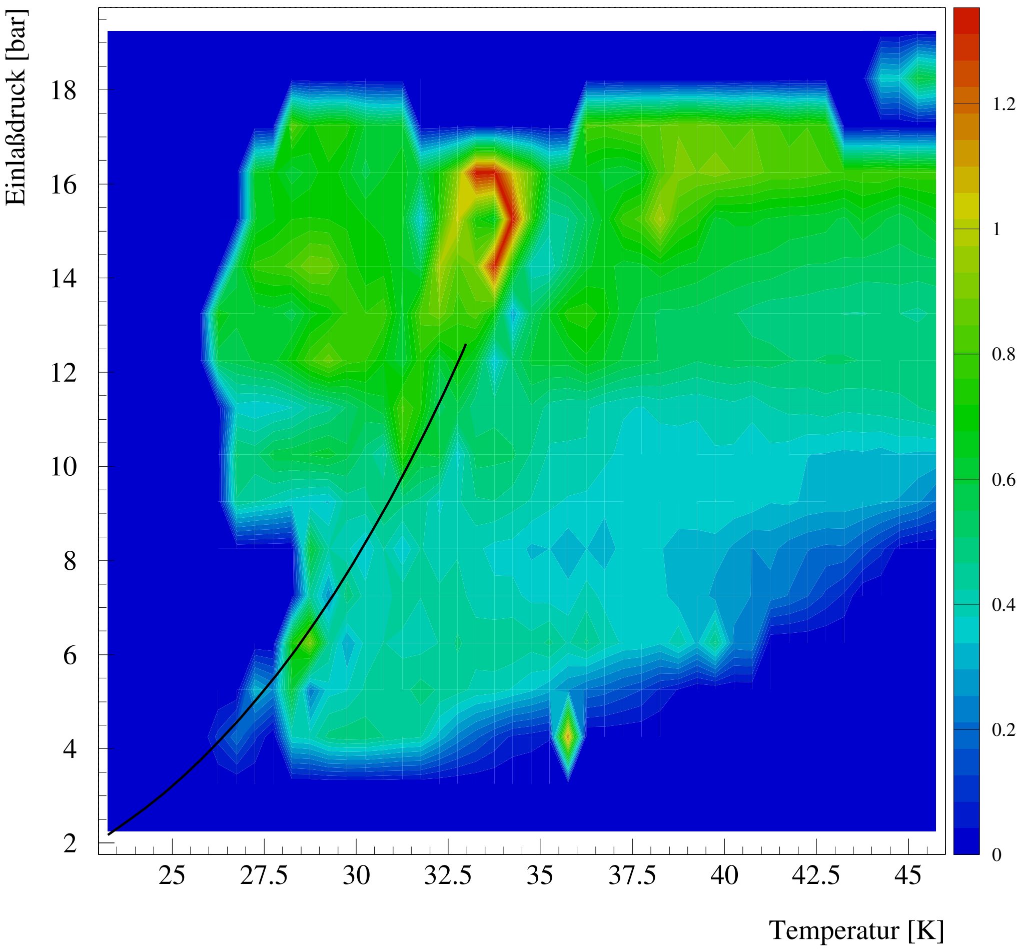

Abbildung 6.9: Quotient aus den Dichteverteilungen der $16\,\mu m$-Düse und der $11\,\mu m$-Düse.

zu bilden, der in Abbildung 6.9 dargestellt ist. Für den einfachsten Fall, daß eine Düse mit einem anderen Durchmesser eine um einen konstanten Faktor veränderte Dichteverteilung ergäbe, erwartet man eine flache Verteilung. Die realen Verhältnisse sind allerdings komplizierter. Die feinere Düse ermöglicht bei niedrigeren Drücken erheblich höhere Dichten; das Verhältnis der Dichten nimmt deutlich Werte unter eins an. Besonders am unteren rechten Rand, also bei hohen Temperaturen und niedrigen Drücken, besitzt die feinere Düse Vorteile, denn bei der kleineren Düse beginnen die Prozesse der Clusterung im Vergleich zu Düsen größeren Durchmessers schon bei höheren Temperaturen. Die erreichbare Dichte fällt bei der 11 μm-Düse bei einem Druck von 8 bar und einer Temperatur von 40 K um einen Faktor drei höher aus. Das Verhältnis der Dichten nähert sich bei Erhöhung des Drucks und Erniedrigung der Temperatur stetig dem Wert eins an. Insgesamt konnten mit der feineren Düse - bis auf einen sehr beschränkten Bereich um 16 bar und 33 K - die höheren Dichten erzielt werden. In die Abbildung ist wiederum die Dampfdruckkurve für Wasserstoff eingezeichnet, die hier im Gegensatz zu den einzelnen Dichteverteilungen (Abbildung 6.7 und 6.8) keine Bereiche besonders hervorhebt. Offensichtlich ist der Effekt der starken Dichteerhöhung bei Unterschreiten der Dampfdruckkurve bei unterschiedlich großen Düsen ähnlich ausgeprägt und reproduzierbar.

7. Tests zur Helium-Clusterproduktion

Mit dem Clustertarget konnten alle bis jetzt gewünschten Gase, wie Kohlendioxid, Argon oder Wasserstoff geclustert werden. Auch für Streuexperimente an Neutronen bietet sich ein Clustertarget an, das dann allerdings mit Helium arbeitet. Damit Helium-Cluster erzeugt werden können, muß das Gas bei der adiabatischen Expansion in den flüssigen Zustandsbereich gelangen. Da der kritische Punkt des Heliums bei einer Temperatur $T_k = 5.21\,K$ und einem Druck $p_k = 2.29\,bar$ liegt und dem maximal möglichen Einlaßdruck aufgrund des experimentellen Aufbaus eine Grenze von etwa 20 bar gesetzt ist, muß die Düsentemperatur entsprechend niedrig sein. Genaue Angaben über den funktionalen Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur im Falle von Helium finden sich bei [Lax67]. Der Kaltkopf der Düsenkühlung ist aufgrund der begrenzten Kühlleistung (1.Stufe 45 Watt bei 80 K, 2.Stufe 12 Watt bei 20 K) dabei allerdings nicht in der Lage, die Düse auf eine beliebig niedrige Temperatur zu kühlen. Die erreichbare minimale Endtemperatur ist auch vom Gasfluß durch die Düse abhängig, denn das durch die Düse strömende Gas führt ihr kontinuierlich Wärme zu, die von dem Kaltkopf wieder abgeführt werden muß. Der Düsendurchmesser hat ebenfalls einen Einfluß auf die Clusterproduktion, so daß auch in dieser Hinsicht Untersuchungen durchgeführt wurden.

7.1 Reinigungssystem

Wie schon in Kapitel 3 erläutert, sollten beim Betrieb eines Clustertargets möglichst von Verunreinigungen freie Gase verwendet werden. Da ein kommerzieller Heliumreiniger nicht zur Verfügung stand, wurde zur Heliumreinigung ein Reinigungssystem aufgebaut. Dazu wurde eine zu einer Spirale gewickelte hochreine Edelstahlleitung mit Zeolithkügelchen gefüllt und die Spirale in flüssigen Stickstoff getaucht. Das zu säubernde Helium wurde durch diese Spirale geleitet, so daß die vorhandenen

Düsendurchmesser [μm]	Einlaßdruck[bar]	Düsentemperatur [K]
11	11.8	20.2
	13.9	21.5
	15.8	23.8
	18.0	23.7
24	3.3	26.7
	5.5	27.7
	12.5	31.7
	19.8	32.5
95	0.6	21.1
	0.9	22.8
	1.2	25.5
	1.6	28.3

Tabelle 7.1: Typische Parameter zur Erzeugung von Helium-Clustern.

Verunreinigungen an diesen Zeolithkügelchen ausfrieren konnten. In der Praxis stellte sich allerdings das Problem, daß das Zeolith selbst vor allen Dingen durch Wasser stark verunreinigt war und sich das vollständige Ausheizen der Kühlfalle recht schwierig gestaltete. Deswegen wurde auf das Reinigungssystem völlig verzichtet. Bei der Verwendung von Helium 4.6[1] traten auch bei Düsentemperaturen von 20 Kelvin keinerlei Probleme auf, so daß im Rahmen von Testmessungen ein Reinigungssystem für Helium als unnötig erscheint.

7.2 Suche nach Helium-Clustern

Zum Nachweis von Helium-Clustern und zur Aufnahme von Profilen wurde das bereits unter Kapitel 5.2 näher beschriebene Monitorsystem verwendet. Es standen drei Düsen mit den Durchmessern 11μm, 24μm und 95μm zur Verfügung. In Tabelle 7.1 sind für die entsprechenden Düsen typische Druck- und Temperaturwertepaare dargestellt, bei denen die Erzeugung und der Nachweis von Helium-Clustern versucht wurde. Ein

[1]Bei Helium 4.6 beträgt der Anteil anderer Gase maximal 0.004%.

Profil eines Helium-Clusterstrahls konnte in keinem Fall aufgenommen werden. Bei den Messungen mit der 11 μm-Düse wurden ferner Kühlkurven aufgenommen. Dabei wurde der Draht des mechanischen Monitorsystems in die angenommene Mitte eines möglichen Clusterstrahls gefahren. Nun wurden sowohl die Temperatur als auch der Heliumpartialdruck aufgenommen. Als Untergrundmessung wurde der Draht weit außerhalb eines möglichen Clusterstrahls positioniert und der Vorgang wiederholt. Doch auch hier konnte keine typische Signatur eines Clusterstrahls beobachtet werden. Da es bei dieser Apparatur nicht möglich ist, den Einlaßdruck beliebig zu erhöhen, besteht die einzige Möglichkeit zur Erzeugung von Helium-Clustern darin, die Düsentemperatur weiter abzusenken. Die Kühlleistung des Kaltkopfes bzw. die Kompressorleistung kann durch Erhöhung des Kompressorfülldrucks nur noch unwesentlich gesteigert werden, so daß die erreichbare Minimaltemperatur nur geringfügig tiefer liegen dürfte. Allerdings steht bei diesem Aufbau noch die unter Kapitel 3 beschriebene Möglichkeit der Flüssig-Helium-Kühlung zur Verfügung, mit deren Hilfe Temperaturen von unter 20 Kelvin erreicht werden sollten. Im Rahmen dieser Arbeit konnte allerdings von dieser Option kein Gebrauch mehr gemacht werden. Am CELSIUS Speicherring in Uppsala wurden bei ähnlichen Parametern (Düsendurchmesser 100 μm, Einlaßdruck 0.9 bar, Temperatur 20 K - 35 K) Helium-Cluster erzeugt und nachgewiesen ([Eks96]). Dieses Ergebnis konnte in Münster leider nicht reproduziert werden, doch werden weitere Untersuchungen zur Produktion von Helium-Clustern folgen.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Clustertarget aufgebaut und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion durchgeführt. Das bereits erprobte Konzept für den mechanischen Aufbau - einschließlich der selbstkonstruierten Kryopumpe - hat sich wiederum bewährt. Mit Hilfe des neu in Betrieb genommenen Monitorsystems konnten Profile von Kohlendioxid-, Argon- und Wasserstoff-Clusterstrahlen aufgenommen werden. Der Einfluß von Einlaßdruck und Düsentemperatur auf die erreichbare Wasserstoff-Clusterdichte wurde für zwei verschiedene Düsen besonders gründlich untersucht. Als Ergebnis läßt sich festhalten, daß zum Erreichen maximaler Dichten ein Clustertarget bei sehr niedrigen Düsentemperaturen arbeiten sollte, so daß sich das dort im unterkühlten Zustand vorliegende Gas immer im flüssigen Zustandsbereich befindet. Auch der Durchmesser der Düse kann einen erheblichen Unterschied ausmachen. Besonders bei verhältnismäßig hohen Temperaturen und niedrigen Drücken können mit einer feineren Düse weitaus höhere Dichten erzielt werden. Für die $16\,\mu m$-Düse wurde praktisch kein stabiler Arbeitspunkt gefunden, der bei gleicher Temperatur und bei gleichem Druck im Vergleich zur $11\,\mu m$-Düse eine höhere Targetdichte ermöglichte, so daß sich für das im Rahmen des ANKE-Experiment am COSY-Ring geplante Clustertarget eine sehr feine Düse, zum Beispiel eben diese $11\mu m$-Düse, empfiehlt. Sicherlich ist es wünschenswert, diese systematischen Untersuchungen mit einer höheren Auflösung und für weitere unterschiedlich große Düsen durchzuführen; allerdings sind diese Untersuchungen sehr zeitintensiv.

Aus den Betrachtungen darf der Skimmerkammerdruck nicht herausgelassen werden. Nimmt der Skimmerkammerdruck zu hohe Werte an, können Cluster zerstört werden, und die maximale erreichbare Dichte wird in der Streukammer geringer ausfallen. Besonders bei hohen Durchflüssen aufgrund niedriger Temperaturen, hoher Einlaßdrücken und großer Düsen, kann sich dies zu einem nicht mehr zu vernachlässigenden Effekt ausweiten. Das Saugvermögen in der Skimmerkammer muß also stets entsprechend hoch dimensioniert sein.

Mit dem jetzigen experimentellen Aufbau konnten keine Helium-Cluster nachgewiesen werden. Als Option steht noch die Flüssig-Helium-Kühlung zur Verfügung, die im

Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht mehr genutzt werden konnte.

In Zukunft kann in Analogie zu früheren Messungen ([Gau85]) versucht werden, Wasserstoff-Cluster- oder zumindest Gasstrahlen mittels Gasentladung sichtbar zu machen und so die Abhängigkeit der Knotenstruktur vom Skimmerkammerdruck weiter zu beleuchten.
Darüber hinaus könnten noch massenspektrometrische Untersuchungen von Clustern folgen. In Testmessungen wurde bereits anstatt der Auffängerturbopumpe ein Massenspektrometer angeflanscht, in das direkt ein Clusterstrahl hineingeschossen wurde. Dabei stellte sich das Problem, daß sich in dem Tubus des Massenspektrometers sehr rasch ein Druck in der Größenordnung von 10^{-4} Torr einstellte, bei dem das Massenspektrometer nicht mehr korrekt arbeitet. Zudem werden nur Massen bis zur Massenzahl 200 erfaßt, während als typische Clustergrößen eher einige tausend Atome pro Cluster erwartet werden. Zunächst könnte mit Hilfe von sehr kleinen Blenden nur ein sehr feiner Clusterstrahl in das Massenspektrometer geschossen werden. Eventuell empfiehlt sich schon hier nach Möglichkeit die Verwendung eines Massenspektrometers, das bis zur Massenzahl 1000 arbeitet. Alternativ zu einem Quadrupol-Massenspektrometer könnte die Masse und die Geschwindigkeit eines Clusters bestimmt werden, indem die Cluster gepulst ionisiert, mit einem Magneten abgelenkt und nach Durchlaufen einer definierten Strecke detektiert werden.
Die Messung von Clustergeschwindigkeiten ist auch unter einem anderen Gesichtspunkt von Interesse: In die Berechnung der Targetdichte geht die Clustergeschwindigkeit ein, die bisher nicht genau bekannt ist. Deswegen wird mit der aus der Gastheorie stammenden maximal möglichen Geschwindigkeit u_{max} gerechnet. Reale Geschwindigkeiten von Wasserstoff-Clustern wurden bei niedrigen Temperaturen $T \approx 20\,K$ bis heute nur bei niedrigen Drücken $p \leq 700\,$Torr bestimmt ([Gsp73]) und lassen für hohe Drücke eine Abweichung für u_{max} von unter zehn Prozent erwarten. Eine geringere Geschwindigkeit der Cluster hätte rechnerisch eine Erhöhung der Dichte zur Folge, so daß die tatsächliche Dichte noch über den hier berechneten Werten liegen könnte. Die genaue Kenntnis der Clustergeschwindigkeiten bei festen Parametern für Düsendurchmesser, Einlaßdruck und Düsentemperatur wird diese Unsicherheit bei der Dichtebestimmung beseitigen.

Literaturverzeichnis

[Bec77] E.W.Becker et al., Symposium, Brookhaven (1987)

[Dem87] W.Demtröder und H.–J.Foth, Phys.Bl.**43**, 7 (1987)

[Dom89] H.Dombrowski, Diplomarbeit, IKP WWU Münster (1989)

[Eks96] C.Ekström, Proc. on the 3rd International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, Sept.30-Oct.4, 1996, D-Bernkastel-Kues, Nucl. Phys. A (in Druck) (1996)

[Gau85] G.Gaul, Habilitation, IKP WWU Münster (1985)

[Ger89] C.Gerthsen, H.O.Kneser, H.Vogel: *"Physik"*, Springer Verlag (1989)

[Gsp73] J.Gspann, K.Körting, Jou.Chem.Phys. **59**, 4726 (1973)

[Hag72] O.F.Hagena und W.Obert, Jou.Chem.Phys. **56**, 1793 (1972)

[Kho92] A.Khoukaz, Diplomarbeit, IKP WWU Münster (1992)

[Lan67] Landolt-Börnstein: *"Zahlenwerke und Funktionen"*, 6.Auflage, IV.Band Technik, 4.Teil, Wärmetechnik, Springer Verlag (1967)

[Lax67] D'Ans·Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Band I.: *"Makroskopische physikalisch-chemische Eigenschaften"*, Springer-Verlag, (1967)

[Mac84] M.Macri, in: CERN Accelerator School: *"Antiprotons for Colliding Beam Facilities"*, ed. by P.Bryant, S.Newman, CERN, 469 (1984)

[Obe78] W. Obert, 11th Symposium on Rarefield Gas Dynamics, Cannes (1978)

[Osw52] K.Oswatitsch: *"Gasdynamik"*, Springer–Verlag (1952)

[Ski80] A.R.Skinner, D.W.Chandler, Am.Jou.Phys. **48** (1), 8 (1980)

[Tie79] W.Tietsch, K.Bethge, H.Feist, und E.Schopper, Nucl.Instr.and Meth. 158, **41** (1979)

[Whi79] G.K.White: *"Experimental Techniques In Low-Temperatur Physics"*, 3.Auflage, Oxford University Press (1979)

[Wut88] M.Wutz, H.Adam und W.Walcher: *"Theorie und Praxis der Vakuumtechnik"*, Vieweg–Verlag (1988)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die guten Arbeitsbedingungen im Institut für Kernphysik.

Meinen Dank aussprechen möchte ich auch den Herren Dr. H. Dombrowski und Dipl.-Phys. T. Lister, ganz besonders aber Dr. A. Khoukaz, für die gewissenhafte Betreuung dieser Arbeit und für viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen.

Für die gute Atmosphäre, wertvollen Hinweise und Diskussionen innerhalb der Arbeitsgruppe danke ich:

Dipl.-Phys. C. Barlag, S. Bathe, Dipl.-Phys. C. Blume, Dipl.-Phys. D. Bock, Z. Böröcz, Dr. E.-M. Bohne, Dipl.-Phys. D. Bucher, H. Büsching, Dr. A. Claussen, Dipl.-Phys. H. Feldmann, Dr. R. Glasow, N. Heine, S. Joerrens, Dipl.-Phys. S. Kees, S. Köhler, H. Köhncke, T. Krümpel, Dipl.-Phys. Jörn Langheinrich, Dr. T. Peitzmann, Dipl.-Phys. K. Reygers, Dipl.-Phys. A. Röhring, Dipl.-Phys. G. Schepers, Dipl.-Phys. H. Schlagheck, S. Sewerin, Dipl.-Phys. D. Stüken, C. Thomas, W. Verhoeven, A. Wagstaff.

Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Münster, 29.Januar 1997

Christoph A. Quentmeier