

Physik

Messung der Clustergeschwindigkeit  
und der Teilchendichte am  
Münsteraner Cluster-Jet-Target

Diplomarbeit

von

Jennyfer Otte

Institut für Kernphysik

der

Westfälischen Wilhelms-Universität

zu Münster

Juli 2007



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 Fixed-Target-Experimente . . . . .	2
1.2 Cluster-Jet-Targets . . . . .	5
<b>2 Clusterbildung mittels Lavaldüsen</b>	<b>9</b>
2.1 Lavaldüse . . . . .	9
2.2 Clusterbildung . . . . .	11
<b>3 Aufbau des Clustertargets</b>	<b>13</b>
3.1 Clusterquelle . . . . .	13
3.2 Kaltkopf . . . . .	19
3.3 Streukammer und Auffänger . . . . .	20
3.4 Monitorsystem . . . . .	21
<b>4 Theoretische Berechnung der maximalen Clustergeschwindigkeit</b>	<b>25</b>
<b>5 Bestimmung der Targetdichte</b>	<b>29</b>
<b>6 Bestimmung absoluter Targetdichten</b>	<b>35</b>
6.1 Bestimmung des Saugvermögens an der Streukammer . . . . .	35
6.2 Dichtemapping . . . . .	39
<b>7 Bestimmung der Cluster-Geschwindigkeit</b>	<b>43</b>
7.1 Aufbau des Flugzeit-Experiments . . . . .	44

7.1.1	Festlegung der Beschleunigungsspannung der Elektro-	
	nenkanone . . . . .	48
7.1.2	Elektronik . . . . .	49
7.2	Geschwindigkeitsverteilungen . . . . .	53
7.3	Geschwindigkeitsauflösung des Messaufbaus . . . . .	56
7.4	Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilungen . . . . .	58
7.5	Unsicherheit von Mittelwert und Standardabweichung . . . . .	59
7.6	Abhängigkeit der Flugzeit von der Pulsbreite . . . . .	62
7.7	Abhängigkeit der Clustergeschwindigkeit von der Temperatur .	65
7.8	Zeitliche Struktur der Cluster-Flugzeit . . . . .	68
7.9	Abhängigkeit der Clustergeschwindigkeit vom Druck . . . . .	72
7.10	Einfluss des Skimmerkammerdrucks auf die Clustergeschwin-	
	digkeit . . . . .	75
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>81</b>

# Kapitel 1

## Einführung

Die starke Wechselwirkung bestimmt die mikroskopische Struktur der Materie. Sie ist verantwortlich für die Kraft zwischen den Quarks, aus denen die Hadronen bestehen, sowie für die Wechselwirkung zwischen den Hadronen selbst. Mehr über die quantitative Natur der starken Kraft zu erfahren ist ein Ziel der modernen Physik. Möglich ist die Untersuchung von Observablen, die Rückschlüsse auf die starke Kraft liefern können, zum Beispiel durch die Nutzung eines hochenergetischen Antiprotonenstrahls, mit dem ein Target aus Protonen beschossen wird.

Ein Experiment dieser Art soll am Speicherring HESR des internationalen FAIR-Beschleunigerkomplexes der GSI Darmstadt realisiert werden [Pan05]. Das Projekt trägt den Namen PANDA (AntiProton Annihilation at Darmstadt). Für die meisten der geplanten Messungen an PANDA werden Protonen- oder Deuteronentargets benötigt. Targets, die am PANDA-Experiment eingesetzt werden sollen, müssen bestimmte Voraussetzungen erfüllen, auf die in den Abschnitten 1.1 und 1.2 näher eingegangen wird. Aus diesem Grund kommen nur zwei Arten von Targets in Frage. Zum einen können Pellet-Targets verwendet werden [Nor06]. Sie erzeugen einen Strahl aus Pellets, die aus gefrorenem Wasserstoff bestehen. Die Alternative dazu sind Cluster-Jet-Targets. Hier bildet ein ultradichter Strahl aus Wasserstoff-Clustern das Target für den Antiprotonenstrahl. In Münster wurde ein Pro-

totyp eines für den Einsatz am PANDA-Experiment geplanten Cluster-Jet-Targets aufgebaut. Verschiedene Eigenschaften dieses Prototyps werden im Rahmen dieser Diplomarbeit untersucht. Die wichtigste Größe im Zusammenhang mit einem Einsatz in einem Beschleuniger-Experiment ist die Dichte des Targets am Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl. Sie ist, wie in Abschnitt 1.1 gezeigt wird, mitbestimmend für die Größe der Luminosität des Experiments. In die Gleichung zur Berechnung der Dichte der Wasserstoffatome geht die Geschwindigkeit der aus ihnen bestehenden Cluster ein (vgl. Kapitel 5). Ziele dieser Diplomarbeit sind die experimentelle Bestimmung der Cluster-Geschwindigkeit, sowie die Dichtebestimmung im Wechselwirkungspunkt.

## 1.1 Fixed-Target-Experimente

Für Fixed-Target-Experimente<sup>1</sup>, wie das geplante PANDA-Experiment an FAIR in Darmstadt, wird eine möglichst hohe Ereignisrate  $R$  bei gleichzeitig niedriger Untergrundereignisrate benötigt.  $R$  ist definiert als das Produkt aus totalem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und Luminosität  $L$  [Pov04].

$$R = \sigma \cdot L \quad (1.1)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ist durch die gewünschte Elementarteilchenreaktion, die beobachtet werden soll, vorgegeben. Er stellt deshalb eine im Rahmen der Messung unveränderliche Größe dar. Um die Ereignisrate zu vergrößern, kann also nur die Luminosität erhöht werden.

Die Peak-Luminosität  $L_0$  ist die von einem Messaufbau maximal erreichte Luminosität. Sie berechnet sich aus der Flächendichte des Targets  $n_T$  und dem Teilchenfluss  $\phi$  des Beschleunigerstrahls [Pov04].

$$L_0 = n_T \cdot \phi \quad (1.2)$$

---

<sup>1</sup>In Fixed-Target-Experimenten wird ein Beschleunigerstrahl auf ein festes Target geschossen.

Im Laufe einer Messung verändert sich die Luminosität in Abhängigkeit vom Teilchenfluss des Beschleunigerstrahls. Zu Beginn wird eine bestimmte Menge an Strahlteilchen in den Beschleunigerring injiziert. Mit der Zeit nimmt die Anzahl der Teilchen und damit der Teilchenfluss durch Reaktionen mit dem Target und dem Restgas ab. Die maximale Luminosität wird also nur zu Beginn einer Messung erreicht. Wie schnell diese Abnahme erfolgt liegt an der Art, genauer gesagt an der Dichte des Targets. Je größer die Dichte eines Targets ist, desto stärker wird die Anzahl N der Teilchen im Beschleunigerstrahl verringert.

Möglich sind externe und interne Targets. Externe Targets befinden sich außerhalb des Beschleunigerrings. Für sie wird der Strahl aus dem Ring extrahiert. Sie bestehen zumeist aus einem Festkörper oder einer Flüssigkeit, haben also eine hohe Flächendichte. Nach dem Auftreffen auf das externe Target wird der Beschleunigerstrahl nicht weiter verwendet.

Interne Targets befinden sich direkt im Speicherring. Ihre Flächendichte ist so gering, dass nur ein geringer Teil der Teilchen aus dem Beschleunigerstrahl mit diesen wechselwirkt. Der Rest umläuft weiterhin den Beschleunigerring. Von den Teilchen, die mit dem Target wechselwirken, werden nur wenige durch den Stoß so stark abgelenkt, dass sie aus der Akzeptanz des Beschleunigers herausgestreut werden. Viel häufiger kommt es zu Kleinwinkelstreuung. Der Beschleunigerstrahl erfährt eine Impulsverbreiterung. Diese kann durch Elektronenstrahlkühlung und stochastische Kühlung kompensiert werden. Im Laufe der Zeit gehen jedoch trotzdem immer mehr Teilchen verloren und der Teilchenfluss wird somit geringer. Insgesamt ist der Teilchenfluss bei internen Targets wesentlich größer als bei externen, da er über eine viel längere Zeit erhalten bleibt.

Die maximale Luminosität interner Experimente ist demnach gegeben durch die Flächendichte  $n_T$  des Targets, die Anzahl N der den Speicherring umlaufenden Teilchen und der Umlauffrequenz f des Beschleunigerstrahls.

$$L_{0,int} = n_T \cdot N \cdot f \quad (1.3)$$

Bei externen Experimenten ergibt sich der Teilchenfluss aus der Anzahl  $N_e$  der extrahierten Teilchen pro Extraktionszeit  $t_e$ .

$$L_{0,ext} = n_T \cdot \frac{N_e}{t_e} \quad (1.4)$$

Externe Targets arbeiten mit einer wesentlich höheren Flächendichte ( $10^{19}$ - $10^{23}$  Atome/cm $^2$ ) als die internen Targets ( $10^{11}$ - $10^{17}$  Atome/cm $^2$ ), haben aber einen deutlich geringeren Teilchenfluss ( $10^6$ - $10^9$  Teilchen/s) als die internen Targets ( $10^{15}$ - $10^{17}$  Teilchen/s) [Leh03; Leh05]. Im Endeffekt können dadurch beide Arten von Targets die gleiche Luminosität erreichen. Die vom PANDA-Experiment angestrebte Luminosität liegt bei  $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  [Pan05].

Aufgrund der geringeren Flächendichte der internen Targets sind Sekundärreaktionen in internen Experimenten stark unterdrückt. Außerdem dringen die Projektile nicht erst durch mehrere Atomschichten in das Target ein und erleiden somit keine Impuls- und Energieänderungen. Ebensowenig müssen die entstandenen Ejektile auf ihrem Weg zum Detektor durch mehrere Atomschichten aus dem Target austreten. Das führt zu einer guten Impuls- und Energieauflösung der Projektile und Ejektile. Interne Experimente sind also sehr gut für Hochpräzisionsexperimente geeignet.

Gewisse Anforderungen müssen von internen Targets erfüllt werden, damit sie innerhalb des Speicherrings verwendet werden können und die gesuchten Reaktionen sinnvoll untersucht werden können:

- Die Flächendichte sollte zeitlich konstant bleiben und räumlich homogen verteilt sein. Sie muss außerdem je nach Bedarf über mehrere Größenordnungen variierbar sein.
- Das Target sollte nicht durch Fenster vom Vakuum des Beschleunigertrings abgegrenzt sein, sondern auch ohne Fenster am Ort fixiert bleiben. Die Materialschicht der Fenster würde zu einer enormen Erhöhung der Untergrundreaktionen führen.

- Der durch das Target hervorgerufene Gasuntergrund am Wechselwirkungspunkt muss möglichst niedrig gehalten werden.
- Das Target sollte jederzeit innerhalb von Sekunden an- und ausschaltbar sein, damit der unbeeinflusste Beschleunigerstrahl untersucht werden kann.
- Das Targetmaterial sollte möglichst rein sein, um die Anzahl an Untergrundereignissen klein zu halten.
- Die Form und die Größe des Targets sollte an die Bedingungen der jeweiligen Experimente angepasst werden können.

All diese Eigenschaften werden von einem Cluster-Jet-Target erfüllt.

## 1.2 Cluster-Jet-Targets

In einem Cluster-Jet-Target bewegen sich Nanopartikel, sogenannte Cluster, mit einer Flächendichte von etwa  $10^{14}$  Atomen pro  $cm^2$  in einem Strahl mit einem Durchmesser von 1-2 cm geradlinig voran. Der Nanopartikelstrahl verläuft senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Beschleunigerstrahls. Im Folgenden werden im Speziellen die Eigenschaften von Wasserstoff-Targets diskutiert.

Die Cluster entstehen, indem heruntergekühltes Gas durch eine Düse mit wenigen  $\mu m$  Durchmesser in eine Vakuumkammer geleitet wird. Sie bewegen sich dann Richtung Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl. Die Entstehung dieser Cluster wird in Kapitel (2) diskutiert. Der Vorteil von Clustern ist, dass sie im Gegensatz zu Gas nach ihrem Austritt aus der Düse nicht auseinanderströmen, sondern geradlinig geradeaus fliegen.

Zwei Münsteraner Cluster-Jet-Targets wurden bereits bzw. werden noch am COSY-Beschleuniger in den Experimenten COSY-11 und ANKE am Forschungszentrum Jülich [COS98] eingesetzt. Weitere Cluster-Jet-Targets gab es zum Beispiel beim CELSIUS-Experiment in Uppsala [Joh97] und bei E835

am Fermilab [Col98]. Beim Vergleich bestimmter Eigenschaften dieser Targets (Tabelle 1.1), kann man Besonderheiten der Münsteraner Targets feststellen.

	CELSIUS	E835 Fermilab	ANKE COSY-11
Düsendurchmesser	$100 \mu\text{m}$	$37 \mu\text{m}$	$11\text{-}16 \mu\text{m}$
Gastemperatur	20-35 K	20-32 K	22-35 K
Gasdruck	1,4 bar	< 10 bar	14-20 bar
Abstand zur Düse	0,32 m	0,26 m	0,65 m
Flächendichte	$1,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$\gg 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

**Tabelle 1.1:** Vergleich ausgewählter Parameter der Cluster-Jet-Targets von Fermilab und COSY [Kho05].

Der Düsendurchmesser der Münsteraner Targets ist mit  $11\text{-}16 \mu\text{m}$  um einiges geringer als der Durchmesser der anderen Targets. Die Temperatur des Gases vor der Düse ist in allen Fällen etwa gleich hoch. Der Gasdruck vor der Düse ist bei den Münsteraner Targets wesentlich höher als bei den anderen Targets. Das liegt daran, dass der Abstand zwischen Düse und Wechselwirkungspunkt der Targets aus Münster mehr als doppelt so groß ist als der Abstand der anderen Targets, der Clusterstrahl aber trotzdem noch die gleiche Flächendichte haben soll. Die Flächendichte verhält sich umgekehrt proportional zum Quadrat des zurückgelegten Wegs des Clusterstrahls.

$$n_T \propto \frac{1}{d_{\text{Clusterstrahl}}} \quad (1.5)$$

Ein doppelt so großer Abstand zur Düse bedeutet also eine vierfach geringere Dichte im Wechselwirkungspunkt. Mit den Münsteraner Cluster-Jet-Targets erreicht man aber dank eines erhöhten Drucks eine gleich hohe Flächendichte trotz des größeren Abstands.

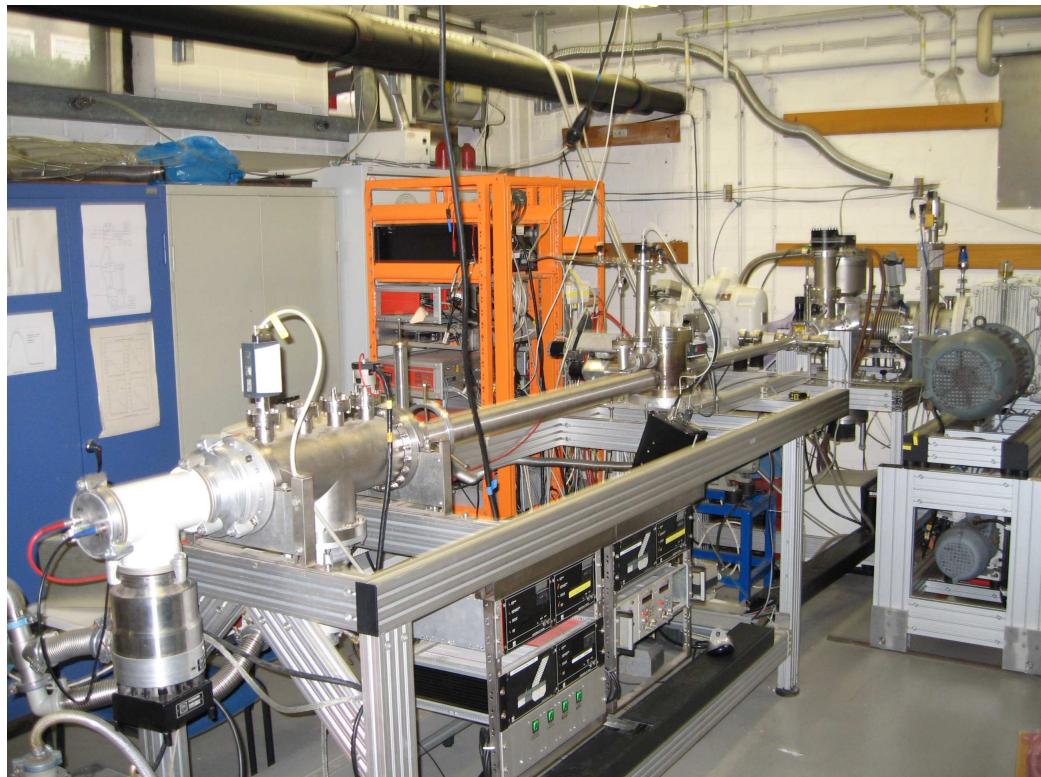
Eine neue Herausforderung an die Target-Konstruktion stellt das zukünftige PANDA-Experiment an der GSI-Darmstadt dar. Hier wird ein Detektor

mit einem Durchmesser von etwa 4 m entstehen [Pan05]. Innerhalb dieses Detektors wird lediglich Platz für ein wenige Zentimeter breites Rohr sein. Realisiert werden muss also ein Abstand zwischen Düse und Wechselwirkungspunkt von 2 m. Dieser Abstand ist also mehr als dreimal größer als der Abstand der bisherigen Münsteraner Targets. Das bedeutet, die Flächendichte muss um einen Faktor 10 verbessert werden, um im Wechselwirkungspunkt wieder einen Wert in der Größenordnung von  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  erreichen zu können. Will man mit einem Pellet-Target gleichziehen, so wird sogar eine 100-fach größere Flächendichte benötigt.

	Münster
Düsendurchmesser	$16\text{-}28 \mu\text{m}$
Gastemperatur	20-35 K
Gasdruck	$> 18 \text{ bar}$
Abstand zur Düse	2,1 m
Flächendichte	$\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

**Tabelle 1.2:** Ausgewählte Parameter des Münsteraner Cluster-Jet-Targets.

Ein Prototyp eines Targets (Abbildung 1.3), das diesen Anforderungen genüge tragen könnte, wurde bereits an der IKP Münster aufgebaut und getestet (siehe dazu [Rau04]). Düsendurchmesser, Gastemperatur und Gasdruck liegen etwa im selben Bereich wie bei den vorherigen Münsteraner Targets (siehe Tabelle 1.2). Der Abstand zwischen Düse und Wechselwirkungspunkt liegt mit 2,1 m sogar leicht über der geforderten Länge. Nach neuesten Erkenntnissen, die auch im Rahmen dieser Arbeit besprochen werden, liegt die Flächendichte des neuen Targets bei etwa  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Damit ist es gelungen, die Dichte trotz des großen Abstands auf demselben Niveau zu halten wie bei den Targets mit viel kürzerem Abstand.



**Tabelle 1.3:** Das Cluster-Jet-Target in Münster. Die Clusterquelle ist auf der rechten Seite des Bildes zu sehen. In der Mitte des Bildes befindet die Streukammer (Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl). Am linken Ende des Aufbaus befindet sich der Auffänger mit angeflanschtem Channeltron für die Geschwindigkeitsmessung.

# Kapitel 2

## Clusterbildung mittels Lavaldüsen

Die hier betrachteten Cluster sind Nanopartikel mit einer Größe von einigen tausend Molekülen. Diese Moleküle sind durch van-der-Waals-Kräfte aneinander gebunden. Im Münsteraner Cluster-Jet-Target werden Wasserstoff- oder Deuterium-Cluster erzeugt.

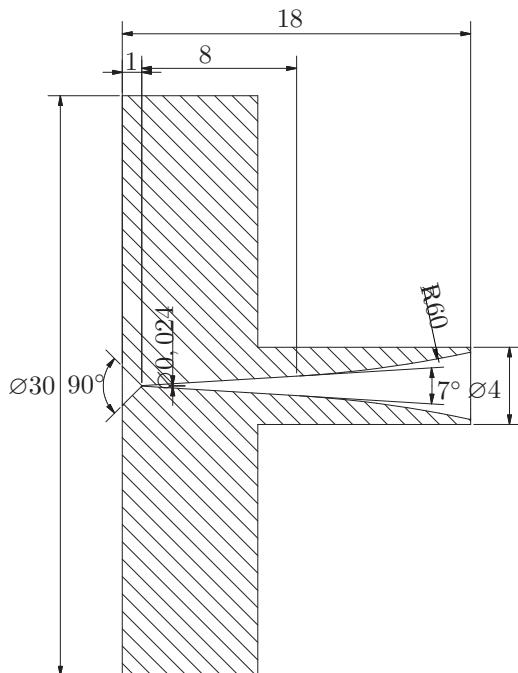
### 2.1 Lavaldüse

Die Lavaldüse ist in zwei Bereiche unterteilt. Eine kurze Einlaufzone und eine längere Auslaufzone. Die Einlaufzone wird kurz gehalten, da die Wandreibung dadurch reduziert werden kann [Jou04]. Die Auslaufzone muss länger sein, da der Auslaufwinkel nicht zu groß sein darf. Der Gasstrahl könnte sich sonst von den Wänden lösen.

In der Einlaufzone konvergiert der Düsenquerschnitt bis zur engsten Stelle der Düse, die in diesem Fall einen Durchmesser von wenigen Mikrometern hat. Hier beginnt die Auslaufzone, in der der Düsenquerschnitt bis zum Ende der Düse divergiert.

Die engste Stelle der Düse wird auch kritische Stelle genannt, da der Massenstrom hier maximal wird [Jou04]. Es wird hier der in diesem Experiment

zutreffende Fall betrachtet, dass der Druck hinter der Düse sehr klein gegenüber dem Druck vor der Düse ist. Praktisch bedeutet das, dass hinter der Düse Vakuum herrscht. In der Einlaufzone erhöht sich die Geschwindigkeit des Gases, während der Druck abnimmt. An der engsten Stelle wird damit der kritische Druck und die kritische Geschwindigkeit erreicht. Danach wird das Gas in der Auslaufzone weiter bis auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt. Der Druck nimmt dabei weiter ab.

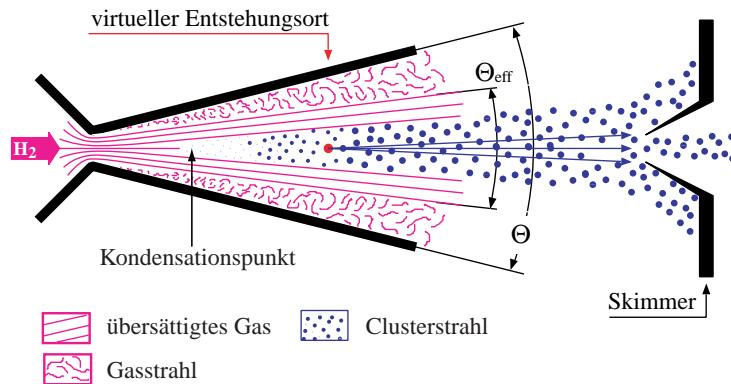


**Abbildung 2.1:** Schematische Skizze der vom CERN hergestellten Laval-Düse.

In Abbildung 2.1 ist die Laval-Düse zu sehen, die zur Zeit der Messungen, die in dieser Diplomarbeit dargestellt werden, im Target verwendet wurde. An ihrer engsten Stelle beträgt der Durchmesser der Düse  $24 \mu\text{m}$ . Insgesamt ist sie 18 mm lang. Ihre Trompete ist nicht komplett kegelförmig sondern divergiert im Austrittsbereich stärker mit einem Radius von 60 mm.

## 2.2 Clusterbildung

Cluster entstehen, indem Wasserstoff- oder Deuteriumgas, das auf Temperaturen im Bereich von 20-50 K heruntergekühlt worden ist, durch eine Düse beschleunigt wird.



**Abbildung 2.2:** Funktionsweise der Clusterbildung. Das heruntergekühlte Wasserstoffgas wird unter hohem Druck durch die Düse geleitet. Durch Kondensationskeime entstehen Cluster.

Dies geschieht in der Clusterquelle dadurch, dass das Gas unter einem Druck von etwa 20 bar durch eine Lavaldüse in eine Vakuumkammer geleitet wird (Abbildung 2.2). Sowohl die Gasleitung zur Düse als auch die Düse selbst sind auf etwa 25 K heruntergekühlt. Das Gas befindet sich in einem übersättigten Zustand. Strömt das Gas durch die Düse, so expandiert es adiabatisch. Dabei kühlt es noch weiter ab. Es erfolgt ein Phasenübergang vom gasförmigen in den flüssigen Zustand. Durch das Hinausströmen aus der Düse ist das Gas zudem in eine Raumrichtung gerichtet.

An ihrer engsten Stelle der Lavaldüse erreicht das Gas Schallgeschwindigkeit [Wut88]. Alle Gasmoleküle haben jetzt annähernd die gleiche Geschwindigkeit. An Kondensationskeimen im übersättigten Gas kondensieren nun einige Moleküle und bilden Cluster.

Beim Zusammenschluss der Moleküle zu Clustern wird Bindungsenergie freigesetzt, die andere, noch nicht gebundene Moleküle dann aufnehmen. Aufgrund der Energieerhaltung können sich also nicht sämtliche Moleküle im Gasstrahl zu Clustern zusammenschließen.

Der Strahl, der nun aus einem Gemisch aus Clustern und Gas besteht, gelangt aus der Düse hinaus in die Vakuumkammer. Die Cluster haben eine sehr schmale Geschwindigkeitsverteilung, so dass sich ein sehr dichter Cluster-Jet-Strahl ausbildet [Col98].

Anders als Gas bewegt sich der Clusterstrahl geradlinig und über weite Strecken ohne aufzubrechen. Die Cluster sind um Größenordnungen größer als das Restgas, durch das sie deshalb nicht abgelenkt werden können. Seine Aufweitung durch den anfänglichen Ausbreitungswinkel lässt sich nach dem Strahlensatz berechnen.

Bis zum Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl gelangen nur die Cluster, deren Flugrichtung nicht zu stark von der Achse des Strahls abweicht. Deshalb befindet sich kurz hinter der Düse ein Skimmer. Dieser schneidet den überflüssigen Rand des Clusterstrahls ab.

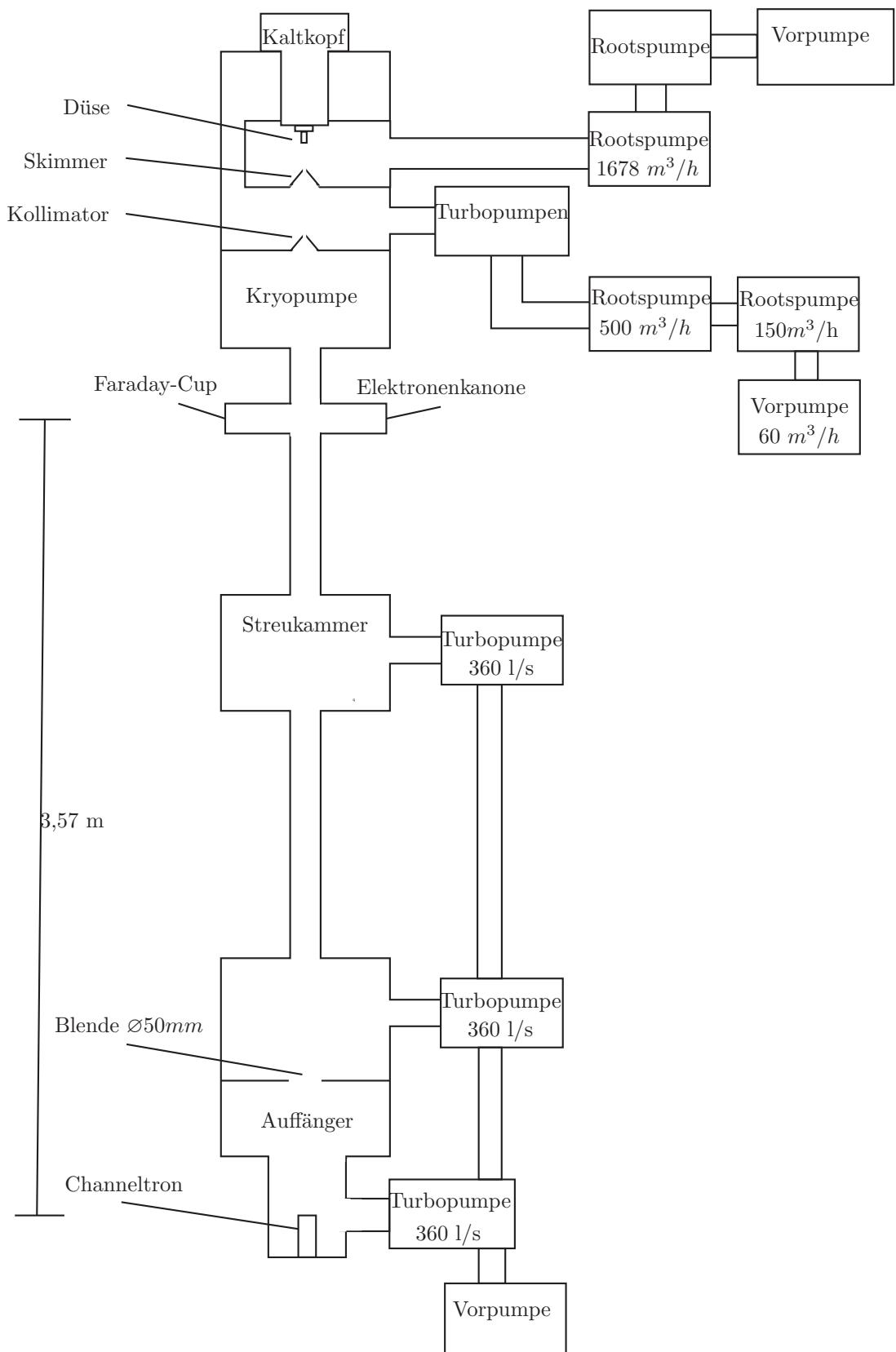
# Kapitel 3

## Aufbau des Clustertargets

Der Clustertarget-Aufbau kann grob in drei Teile unterteilt werden: Quelle, Streukammer und Auffänger (Abbildung 1.3). Die Quelle und die Streukammer sind durch ein 1,3 m langes Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von 40 mm miteinander verbunden. Die ganze Konstruktion ist waagerecht aufgebaut. Zwischen Streukammer und Auffänger befindet sich ein ebenfalls 1,3 m langes Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von 70 mm. Die Vergrößerung des Rohrdurchmessers ist nötig, da sich der Clusterstrahl im Laufe seines Weges immer mehr aufweitet. Es muss deshalb verhindert werden, dass der Strahl auf die Rohrwand trifft. Denn dann würden die Cluster aufplatzen und sich als Gas im Aufbau verteilen anstatt im Auffänger abgepumpt zu werden. Das Vakuum würde sich also letztendlich verschlechtern. Der ganze Aufbau lagert auf einem Aluminiumgestell. Genauere Angaben zum Bau dieses Cluster-Jet-Targets befinden sich in der Diplomarbeit von Tobias Rausmann [Rau04].

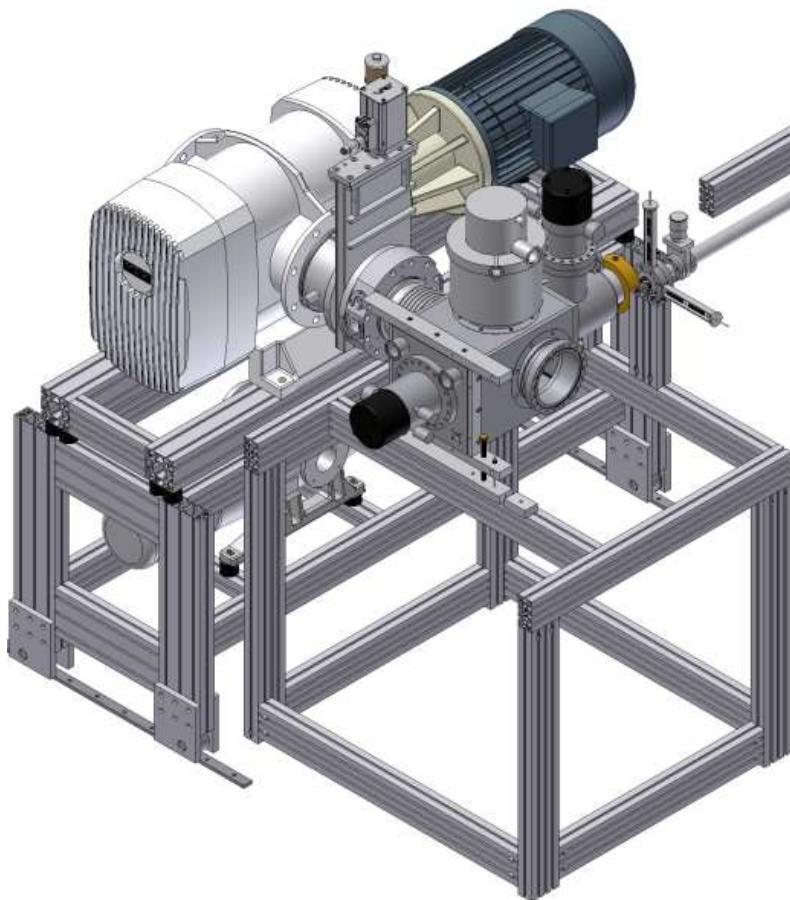
### 3.1 Clusterquelle

Die Clusterquelle (Abbildung 3.2) besteht im Prinzip aus drei Kammern. Der Cluster-Jet-Strahl gelangt von der Düse in die Skimmerkammer und bewegt sich vor allem in Vorwärtsrichtung. Zusätzlich tritt auch noch Gas aus der



**Abbildung 3.1:** Schematischer Aufbau des Clustertargets mit Flugzeit-Messaufbau.

Düse aus, das sich im Gegensatz zum Clusterstrahl in alle Richtungen fast gleichmäßig ausbreitet. Von der Düse aus gesehen am gegenüberliegenden Ende der Kammer befindet sich ein sogenannter Skimmer (siehe Abbildung 3.4), der einen großen Teil des Strahls abschneidet und nur den sich direkt heraus bewegenden Teil des Gas-Cluster-Gemisches durchlässt. Der Anteil an Clustern im Strahl ist hinter dem Skimmer also besonders hoch.



**Abbildung 3.2:** Die Clusterquelle mit Vakuumpumpen.

Der Skimmer ist prinzipiell kegelförmig mit durchgebogenen, an der Spitze unter  $10 \mu\text{m}$  dicken Wänden (Abbildung 3.3). An seiner Spitze befindet sich eine kreisrunde Öffnung mit einem Durchmesser von  $700 \mu\text{m}$ .

Seitlich an der Skimmerkammer ist eine Rootspumpe angeschlossen. Die-



**Abbildung 3.3:** Foto und schematische Zeichnung des Skimmers. Durch die Öffnung des Skimmers gelangt nur ein schmaler Ausschnitt des Clusterstrahls weiter Richtung Streukammer.

se wird durch eine kleinere Rootspumpe vorgepumpt. Als Vorpumpe dient hier schließlich eine Drehschieberpumpe (Trivac BD65B). Das Gesamtaugvermögen dieses Pumpstands wurde auf  $2650 \text{ m}^3/\text{h}$  für Durchflüsse in die Kammer bis  $8,3 \text{ ml/s}$  und auf  $1678 \text{ m}^3/\text{h}$  für Durchflüsse ab  $12,5 \text{ ml/s}$  bestimmt. Die Messung wurde durch einen Durchflussregler, der zwischen Rootspumpe und Skimmerkammer angebracht worden ist, realisiert. Es wurde für verschiedene Durchflüsse von Wasserstoffgas der Druck an den Pumpen bestimmt. An der Skimmerkammer muss eine derart starke Pumpe installiert sein, da hier durch den Durchfluss des Wasserstoffgases durch die Düse eine große Menge an Gaslast entsteht. Für 10 bar Düsenvordruck und 26 K Düsentemperatur beträgt der Durchfluss zum Beispiel  $52 \text{ ml/s}$ . Ein großer Teil dieses Gases gelangt nicht durch den Skimmer in die nächste Kammer, sondern verteilt sich in der Skimmerkammer und muss abgepumpt werden. Der Vakuumdruck in der Skimmerkammer beträgt dann trotz der großen Pumpleistung lediglich  $1 - 2 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ . Der Abstand zwischen Düse und Skimmer beträgt ungefähr 40 mm.

Durch den Skimmer gelangt der Clusterstrahl in die Kollimatorkammer (Abbildung 3.4). In ihr befindet sich ein weiterer Skimmer der Kollimator genannt wird. Er ist kegelförmig und an seiner Spitze befindet sich ebenfalls eine Öffnung. Zur Zeit der in dieser Diplomarbeit besprochenen Messungen

hatte der eingebaute Kollimator eine kreisrunde Öffnung mit einem Durchmesser von 0,715 mm.

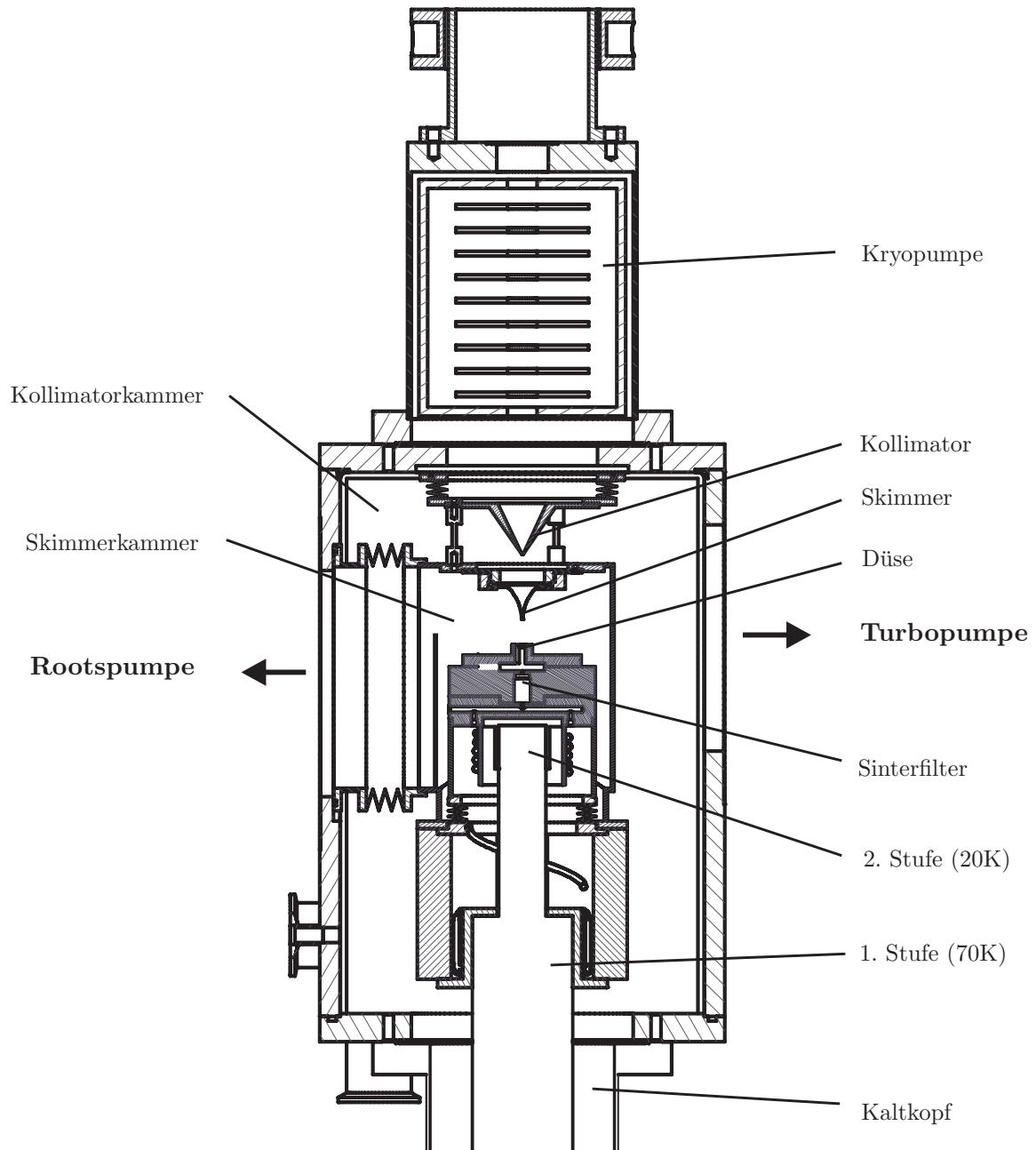
Die Wände des Kollimators sind wesentlich dicker als die des Skimmers. Die Aufgabe des Kollimators ist es, die Form des Clusterstrahls, insbesondere den Außendurchmesser und die Form des Querschnitts, zu definieren.

Inzwischen gibt es auch schlitzförmige Kollimatoren [COS06]. Sie werden mithilfe von Lasern hergestellt, die in die Spitze des Kollimators einen Schlitz hereinbrennen, der an seinen beiden Enden etwas breiter ist als im Mittelteil. Damit erhält man in der Streukammer einen Clusterstrahl mit hantelförmigen Querschnitt mit einer Breite von etwa 0,07 mm und einer Höhe von etwa 0,7 mm.

Die Kollimatorkammer umgibt die Skimmerkammer. An dieser sind oben und unten jeweils eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen für Stickstoff von 1000 l/s befestigt. Diese werden vorgepumpt durch ein System aus zwei Rootspumpen mit Saugvermögen von  $500 \text{ m}^3/\text{h}$  und  $150 \text{ m}^3/\text{h}$  und einer Drehschieberpumpe mit einem Saugvermögen von  $60 \text{ m}^3/\text{h}$  (s. Abb. 3.1). Es ist wichtig, dass in der Kollimatorkammer ein möglichst gutes Vakuum herrscht. Denn die Kollimatorkammer ist mit der 70K-Stufe des Kaltkopfs verbunden. Frühere Messungen [Rau04] haben ergeben, dass der Kaltkopf tiefer herunterkühlen kann, wenn das Vakuum in der Kollimatorkammer deutlich besser als  $10^{-3}$  ist. Also dann, wenn die Wärmeleitung zwischen der 70K-Stufe und der Umgebung sehr gering ist.

Nachdem der Clusterstrahl den Kollimator passiert hat befindet er sich in der letzten der drei Kammern. Diese ist eigentlich schon ein Teil des Strahlrohrs. Sie kann durch einen Schieber vom Rest des Rohrs abgetrennt werden. In der Kammer befinden sich mit Aktivkohlestücken beklebte Kupferplatten, die zusammen mit dem darüberliegenden Kaltkopf die Kryopumpe bilden. Hier wird das letzte Restgas, das den Clusterstrahl umgibt, aufgefangen.

Der Clusterstrahl bewegt sich nun weiter Richtung Streukammer.

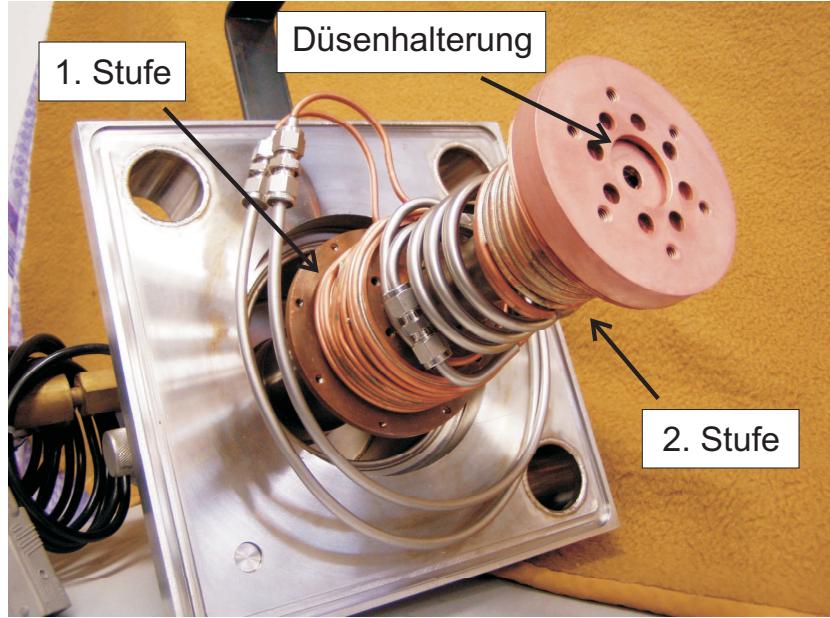


**Abbildung 3.4:** Mechanischer Aufbau der Clusterquelle inklusive Kryopumpe.

## 3.2 Kaltkopf

Der Kaltkopf (LH RGD 1245) (Abbildung 3.5) besteht aus zwei Stufen, die sich beide im Vakuum befinden. Die 70K-Stufe befindet sich in der Kollimatkammer. Um sie herum ist ein Kupferrohr gewickelt, so dass das hindurchfließende Gas heruntergekühlt wird. Für den vorher stattfindenden Übergang von der Umgebungsluft ins Vakuum bis zur 70K-Stufe wird ein Edelstahlrohr verwendet. Es wird Edelstahl benutzt, da das Rohr vor der Kollimatkammer Luftkontakt hat. Kupferrohre würden deshalb aufgrund ihrer höheren Wärmeleitfähigkeit ( $384 \frac{W}{m \cdot K}$  statt  $15 \frac{W}{m \cdot K}$  bei Edelstahl [Kuc94]) vereisen. Zwischen der 70K-Stufe und der 20K-Stufe wird wieder Edelstahl benutzt. Die 20K-Stufe befindet sich in der Skimmerkammer. Das Edelstahlrohr geht hier in ein Kupferrohr über, das die 20K-Stufe umgibt. Das Gas wird hier weiter heruntergekühlt. Die Düsenhalterung ist an der 20K-Stufe befestigt und wird daher auch heruntergekühlt. Das Gas gelangt also durch das Kupferrohr zur Düse. Von hier führt ein weiteres Rohr über die beiden Kaltstufen wieder aus den Vakuumkammern hinaus zu einem Baratron (MKS750B54MCB2GA). Mit diesem kann der statische Druck des Gases vor der Düse gemessen werden.

Um die Temperatur des Wasserstoffs zu bestimmen, befindet sich im Gasstrom vor der Düse eine Temperaturdiode. An der Düse wurde eine Heizung angebracht, um die Düsentemperatur auf beliebige Werte zwischen 20 K und 100 K einstellen zu können. Die Diode wird von einem Temperaturcontroller (LakeShore 331) ausgelesen, der dann die Heizung versorgt und steuert. Die Verkabelung für die Diode und die Heizung mit dem Temperaturcontroller wird durch eine Vakuumdurchführung aus den Kammern herausgeführt. Der Druck des Gases wird durch einen Druckregler (Brooks 5866) kontrolliert, der sich am Edelstahlrohr vor den Vakuumkammern befindet.



**Abbildung 3.5:** Foto des Kaltkopfs. Die Gasleitungen nach außen hin und zwischen den Kühlstufen bestehen aus Edelstahl, die Leitungen um die Kühlstufen aus Kupfer.

### 3.3 Streukammer und Auffänger

In der Streukammer befindet sich der vorgesehene Wechselwirkungspunkt des Clusterstrahls mit dem Beschleunigerstrahl. Unterhalb der mit einem Glasblindflansch versehenden Streukammer ist eine Turbovac360-Turbomolekularpumpe angebracht (s.Abb. 3.1).

Der Auffänger besteht aus zwei 150 mm dicken Rohrstücken. Zwischen ihnen befindet sich eine Blende mit einer Öffnung mit einem Durchmesser von 50 mm (s.Abb. 3.1). Sowohl vor als auch hinter der Blende befindet sich jeweils eine Turbovac360-Turbomolekularpumpe. Beide sind nach unten hängend angebracht. Sie werden vorgepumpt durch eine Drehschieberpumpe (Alcatel T2100A). Direkt in Strahlrichtung ist ein Channeltron-Topf mit Blende angebracht (s. Abb. 7.4). Diese Vorrichtung dient zur Geschwindigkeitsmessung, die in Kapitel 7 besprochen wird. Im Auffänger sollen die Cluster an den Wänden aufplatzen und als Gaspartikel von den Turbomole-

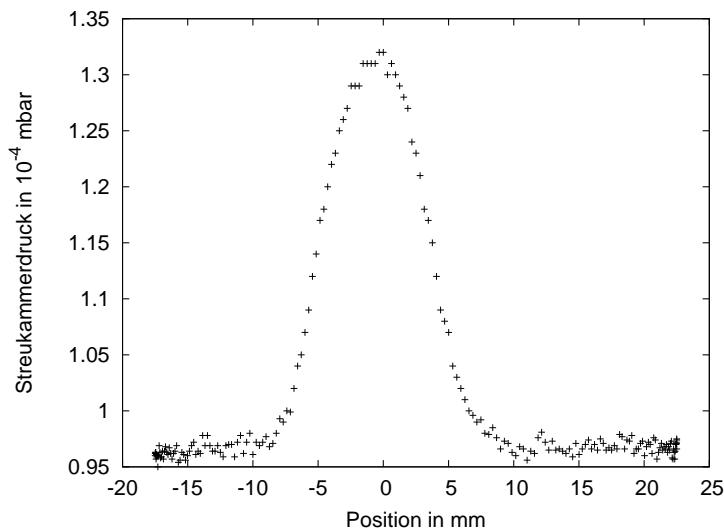
kularpumpen abgepumpt werden.

### 3.4 Monitorsystem

Um überprüfen zu können, wie weit sich der Clusterstrahl aufweitet und um die Position des Clusterstrahls bezogen auf die Strahlrohrachse zu bestimmen, wurden an drei Stellen des Targets Monitorsysteme angebracht. Sie bestehen aus senkrecht zueinander stehenden Stäben, die vertikal oder horizontal in den Clusterstrahl gefahren werden können.

Das erste Monitorsystem befindet sich 53 cm hinter der Düse. Ein zweites befindet sich 152 cm weiter in der Streukammer. Im Auffänger vor der Blende ist das dritte Monitorsystem, 145 cm hinter dem zweiten angebracht.

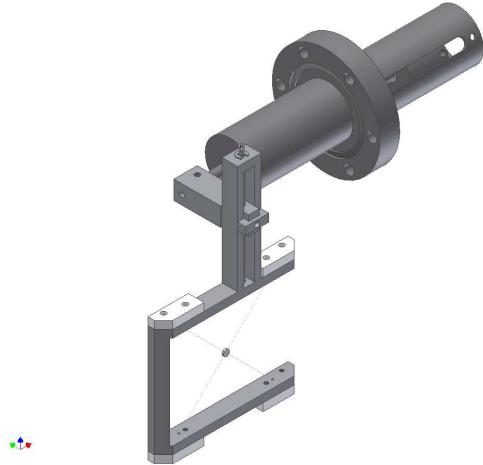
Wird einer dieser Stäbe in den Clusterstrahl gefahren, so platzen die Cluster, die auf ihn treffen, auf. Das Vakuum verschlechtert sich an dieser Stelle. Je nach dem wie stark Clusterstrahl und Stab miteinander überlappen erhöht sich der Druck entsprechend stark. So kann man herausfinden, wie breit der Clusterstrahl ist und wo er sich befindet.



**Abbildung 3.6:** Das Strahlprofil in der Streukammer in vertikaler Richtung bei einer Düsentemperatur von 22,6 K und einem Gasdruck von 11 bar.

Mit dem Monitorsystem in der Streukammer lassen sich zusätzlich noch Aussagen über die Form des Clusterstrahls machen. Zur Bestimmung des Strahlprofils in vertikaler Richtung ist hier ein 1 mm dicker Stab angebracht. Er ist mit einem Schrittmotor verbunden, der sich mit einer Schrittänge von  $0,9^\circ$  in 200 Schritten einen Halbkreis von unten nach oben ausführt. So entsteht ein Strahlprofil wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist.

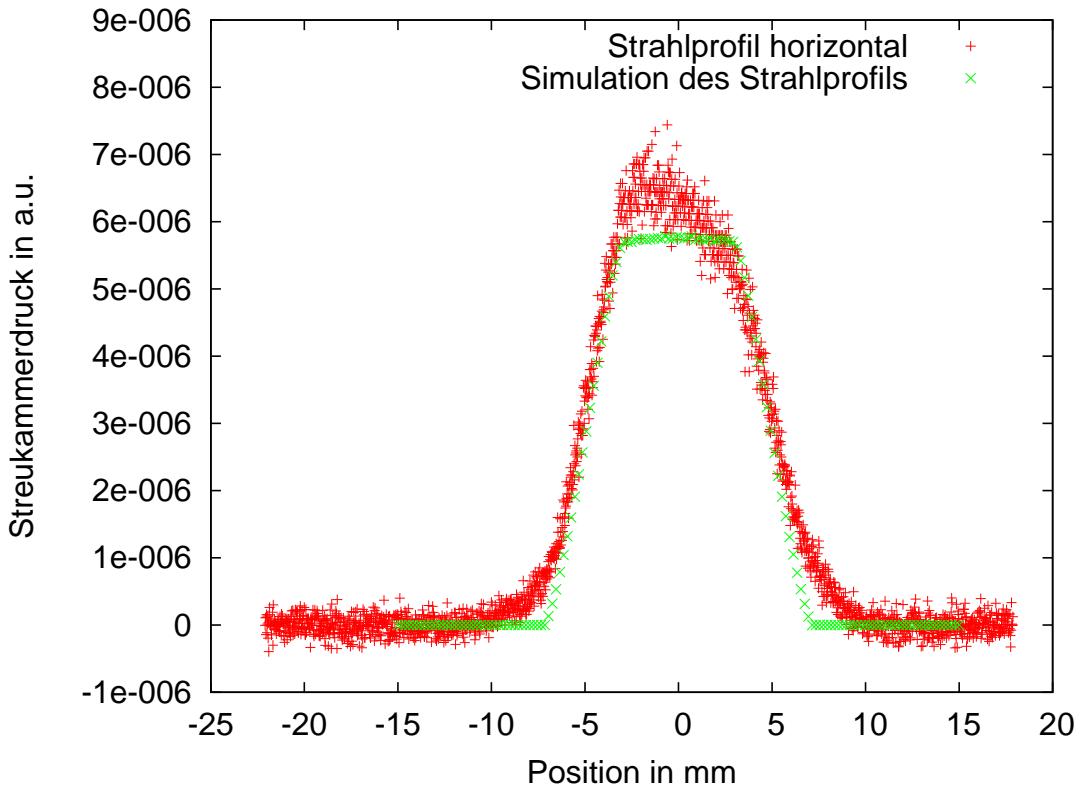
Für das Strahlprofil in horizontaler Richtung war ursprünglich eine ganz ähnliche Vorrichtung installiert. Hier war ebenfalls ein Stab befestigt, der jedoch keine Kreisbewegung ausführte, sondern von einer Seite zur anderen in gerader Linie bewegt wurde.



**Abbildung 3.7:** Die Halterung und die Schiebedurchführung des Detektionsplättchens.

Da sich der Clusterstrahl im Laufe seines Weges gleichmäßig aufweitet und durch das Abschneiden des Skimmers und des Kollimators nur ein schmäler Ausschnitt des Strahls betrachtet wird, geht man davon aus, dass die Volumendichte des Clusterstrahls homogen ist. Um dies zu zeigen, wurde der horizontale Stab durch ein Plättchen mit einem Durchmesser von 4 mm ersetzt (Abbildung 3.7). Dieses Plättchen wird durch ein diagonales Fadenkreuz aus 50  $\mu\text{m}$  dünnem Draht gehalten.

Wird dieses Plättchen 200 Schritte im Abstand von 0,2 mm durch den



**Abbildung 3.8:** Das mit dem Plättchen gemessene horizontale Strahlprofil und die zuvor generierte Simulation. Von den experimentell ermittelten Daten wurde der Untergrund abgezogen.

Clusterstrahl gefahren, so ist im Strahlprofil ein Plateau zu sehen (Abbildung 3.8). Sobald sich das Plättchen vollständig im Clusterstrahl befindet, ändert sich der Vakuumdruck in der Kammer nicht mehr bis ein Teil des Plättchens wieder aus dem Clusterstrahl herausragt. Beim Stab ist das nicht der Fall, da er wesentlich länger ist als der Clusterstrahl breit ist. Er überlappt also an jeder Position unterschiedlich stark mit dem Clusterstrahl. Der Druck in der Kammer erreicht sein Maximum, wenn der Stab sich in der Mitte des Clusterstrahls befindet.

Das Strahlprofil ist also eine Faltung von Stab-, bzw. Plättchengeometrie mit der Querschnittsfläche des Clusterstrahls. Dass tatsächlich ein Plateau

im Strahlprofil zu sehen ist bedeutet, dass an jeder horizontalen Position im Clusterstrahl gleich viele Cluster aufgebrochen sind und das Vakuum verschlechtert haben. Das bedeutet, dass der Clusterstrahl in horizontaler Richtung und damit höchstwahrscheinlich auch über den gesamten Querschnitt eine homogene Dichteverteilung aufweist.

In der Programmiersprache FORTRAN wurde ein Programm geschrieben, dass den durch das bewegte Plättchen verursachten Druckanstieg in der Streukammer simuliert.

Die Ausläufer der Kurve sind etwas größer als in der Simulation angenommen wurde. Der Strahl hat also vermutlich keine absolut scharfe Begrenzung, sondern ist leicht an den Rändern verschmiert.

# Kapitel 4

## Theoretische Berechnung der maximalen Clustergeschwindigkeit

Um beschreiben zu können, wie groß die Geschwindigkeit eines aus einer Düse strömenden Gases sein kann, bedient man sich am besten eines Modells aus der Gasdynamik: der Strömung in einem Stromfaden [Wut88]. Hier wird im Folgenden der eindimensionale, stationäre Fall betrachtet. Alle Bestimmungsgrößen bleiben also an jedem Ort zeitlich konstant. Die Bestimmungsgrößen sind die Zustandsgrößen, die das Gas beschreiben, sowie die Geschwindigkeit des Gases. Als Stromfaden wird ein Teil der Strömung durch die Düse entlang einer Stromlinie  $s$  bezeichnet (Abbildung 4.1). Der Querschnitt A dieses Strömungsteils ist dabei so klein gewählt, dass alle Bestimmungsgrößen innerhalb der Querschnittsfläche praktisch konstant sind. Damit sind die Zustandsgrößen und die Geschwindigkeit des Gases allein abhängig von der Ortskoordinate der Stromlinie. Die Mantelfläche des Stromfadens besteht auch aus Stromlinien. Das bedeutet, dass kein Gas aus dem Stromfaden hinaus in die umgebende Strömung gelangen kann und ebenso kein Gas aus der umgebenden Strömung in den Stromfaden gelangen kann.

Damit gilt für dieses Modell die Bernoulli-Gleichung für sich verengende

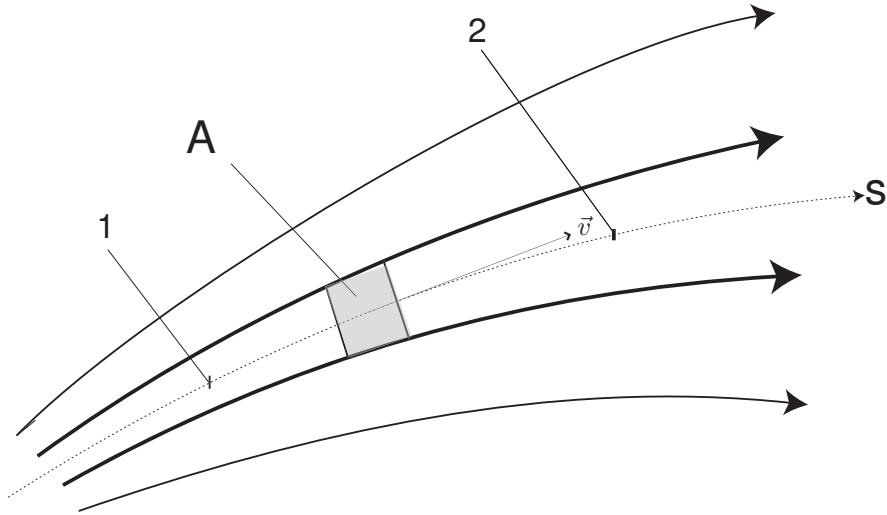


Abbildung 4.1: Strömungsfeld mit Stromfaden.

Röhren in differentieller Form [Wut88].

$$dp + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot dv^2 = 0 \quad (4.1)$$

$p$  ist hierbei der Druck des Gases,  $\rho$  ist seine Dichte und  $v$  seine Geschwindigkeit. Durch Integration von Stelle 1 ( $s_1, v_1, \rho_1, p_1$ ) bis Stelle 2 ( $s_2, v_2, \rho_2, p_2$ ) erhält man:

$$\frac{1}{2} \cdot (v_2^2 - v_1^2) = - \int_1^2 \frac{dp}{\rho} \quad (4.2)$$

Um das Integral auf der rechten Seite lösen zu können, benötigt man einen analytischen Ausdruck für  $\rho(p)$ . Hierzu betrachtet man die Poisson-Gleichung für adiabatische Zustandsänderungen idealer Gase mit temperaturunabhängiger Wärmekapazität [Wut88]. Diese kann verwendet werden, da man vereinfachend davon ausgeht, dass hier ein ideales Gas vorliegt. Man vernachlässigt also Wechselwirkungen mit der Düsenwandung und kann annehmen, dass alle Vorgänge innerhalb der Düse adiabatisch ablaufen.

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\kappa = \left( \frac{V_0}{V} \right)^\kappa = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.3)$$

Dabei sind  $V$  das Volumen und  $T$  die Temperatur des Gases und  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $V_0$  und  $T_0$  sind die entsprechenden Größen im Anfangszustand.  $\kappa$  ist der Adiabatenexponent mit [Wut88]:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{f+2}{f} \quad (4.4)$$

$c_V$  bzw.  $c_p$  sind die Wärmekapazität bei konstantem Volumen bzw. bei konstantem Druck und  $f$  ist die Anzahl der Freiheitsgrade der sich in der Strömung befindlichen Gasmoleküle.

Formt man (4.3) um, so erhält man:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{p_0^{\frac{1}{\kappa}}}{\rho_0} \cdot \frac{1}{p^{\frac{1}{\kappa}}} \quad (4.5)$$

Nun kann man  $\rho$  in (4.2) durch diesen Ausdruck ersetzen und von  $p_0$  bis  $p_1$  integrieren, wobei  $p_0$  den Druck vor der Düse und  $p_1$  den Druck des Gases an einer Stelle in Strömungsrichtung hinter der Düse beschreibt. Die Geschwindigkeit  $v_1$  wird damit durch die Ruhegeschwindigkeit  $v_0$ ,  $\frac{p_0}{\rho_0}$  und das Expansionsverhältnis  $\frac{p_1}{p_0}$  beschrieben. Man nutzt die Zustandsgleichung für ideale Gase [Wut88]:

$$p \cdot V = \nu \cdot R \cdot T \quad (4.6)$$

$\nu$  ist hierbei die Stoffmenge. (4.6) lässt sich auch schreiben als

$$p = \frac{\rho}{M} \cdot R \cdot T \quad (4.7)$$

mit  $M$  als molarer Masse.  $\frac{p_0}{\rho_0}$  kann damit durch  $R \cdot \frac{T_0}{M}$  ersetzt werden. Im Folgenden wird der Index 1 weggelassen und die Ruhegeschwindigkeit vor der Düse ist  $v_0 = 0$ .

Die Geschwindigkeit des aus der Düse strömenden Gases ist damit [Wut88]:

$$v = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{R \cdot T_0}{M} \left( 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)} \quad (4.8)$$

Sie ist also lediglich abhängig vom Expansionsverhältnis  $\frac{p}{p_0}$  und der Temperatur vor der Düse  $T_0$ . Eine weitere Vereinfachung kann vorgenommen werden, wenn man von der größtmöglichen Expansion auf  $p = 0$  ausgeht. Dann wird die maximale Geschwindigkeit

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{R \cdot T_0}{M}} \quad (4.9)$$

erreicht.

Gleichung (4.9) beschreibt also die größtmögliche Geschwindigkeit einer Gasströmung.

Da in der Skimmerkammer Feinvakuum herrscht, geht das Expansionsverhältnis  $\frac{p}{p_0}$  gegen null. Gleichung (4.9) kann also zur Beschreibung der Gasgeschwindigkeit verwendet werden.

Am Clustertarget des E835-Experiments am Fermilab wurden Messungen zur Geschwindigkeit der Cluster durchgeführt. Hierbei stellte sich heraus, dass die gemessene Clustergeschwindigkeit im Temperaturbereich von 20-80 K gut mit der in Gleichung (4.9) beschriebenen Gasgeschwindigkeit übereinstimmt [Col98]. Deshalb wird (4.9) auch zur Beschreibung der Clustergeschwindigkeit verwendet. Diese Messungen wurden allerdings nur bei recht niedrigen Drücken bis zu 4,4 bar und oberhalb der Dampfdruckkurve (s. 7.14) durchgeführt.

# Kapitel 5

## Bestimmung der Targetdichte

Die Volumendichte  $\rho$  ist bekanntermaßen definiert als das Verhältnis von Masse m zu Volumen V.

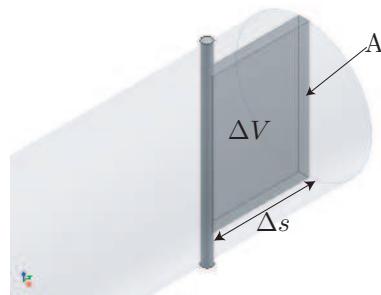
$$\rho = \frac{m}{V} \quad (5.1)$$

In einem dynamischen System wie einem Teilchenstrahl kann jedoch lediglich die zeitliche Änderung von Masse und Volumen angegeben werden. Die Volumendichte ist somit:

$$\rho = \frac{\frac{\Delta m}{\Delta t}}{\frac{\Delta V}{\Delta t}} \quad (5.2)$$

Die zeitliche Änderung der Masse  $\frac{\Delta m}{\Delta t}$  ist definiert als die Massenstromstärke des Teilchenstrahls  $q_m$ . Die zeitliche Änderung des Volumens wird auf folgende Art ermittelt: Durch den schmalen Austrittswinkel der Düse und die Begrenzung auf die Mitte des Clusterstrahls durch den Skimmer und den Kollimator ist der Öffnungswinkel des Clusterstrahls recht klein. Auf einer Strecke von 152 cm vergrößert sich der Durchmesser des Strahls von  $(5,5 \pm 0,5)$  mm auf  $(23,6 \pm 0,25)$  mm [Rau04]. Die Bestimmung der Targetdichte findet in der Streukammer und damit an der Stelle der geplanten Wechselwirkung mit dem Beschleunigerstrahl statt. In Kapitel 3 Abschnitt 3.4 kann man anhand von Clusterstrahlprofilen erkennen, dass die Dichte

über den gesamten Querschnitt des Clusterstrahls auf Höhe des Monitorsystems in der Streukammer konstant ist. Der Teilchenstrahl kann somit auf kurze Distanzen als annähernd zylinderförmig angenommen werden. Sobald die Cluster aus der Düse ins Vakuum gelangen breiten sie sich geradlinig gleichförmig aus. Stellt man nun einen Stab des Monitorsystems in die Mitte des Clusterstrahls, so überlappt dieser mit dem Clusterstrahl in einer Fläche A (siehe Abbildung 5.1).



**Abbildung 5.1:** Die Cluster platzen bei Kontakt mit dem Stab auf.

Die mit einer Geschwindigkeit  $v$  fortlaufenden Cluster brechen bei Kontakt mit dem Stab auf und gehen vollständig in die Gasphase über. Innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls  $\Delta t$  sind so Cluster über eine Strecke von  $\Delta s$  hin aufgebrochen. Das aufgestaute Volumen ist also:

$$\Delta V = A \cdot \Delta s = A \cdot v \cdot \Delta t \quad (5.3)$$

Damit ist die Volumendichte des Teilchenstrahls gegeben durch:

$$\rho = \frac{q_m}{\frac{A \cdot v \cdot \Delta t}{\Delta t}} = \frac{q_m}{A \cdot v} \quad (5.4)$$

Das entstandene Gas kann als ideales Gas angesehen werden (Gleichung 5.5 [Wut88]), da es aus reinem Wasserstoff besteht und keine hohe Dichte aufweist.

$$p \cdot V = m \cdot \frac{R \cdot T}{M} \quad (5.5)$$

Die tatsächliche Temperatur des Gases ist nicht bekannt. Der Vakuumdruck wird durch ein Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter ermittelt. Von einer Kathode emittierte Elektronen ionisieren die Gasteilchen. Der Ionenstrom der positiven Ionen wird gemessen. Man erhält also ein Maß für die Teilchenanzahldichte des Gases. Um von diesem auf den Druck des Gases schließen zu können, muss eine Annahme über die Temperatur des Gases gemacht werden. Bei Glühkathoden-Ionisationsvakuummetern wird eine Kalibriertemperatur von  $T \approx 300 \text{ K}$  verwendet [Wut88], wobei Temperaturschwankungen von  $\Delta T \approx \pm 30 \text{ K}$  nicht ins Gewicht fallen, da die Messunsicherheit bei diesen Geräten etwa  $\pm 10\%$  beträgt [Wut88]. Als Wert für  $T$  kann also die Raumtemperatur verwendet werden.

Formt man die ideale Gasgleichung nach der Masse  $m$  um und betrachtet die zeitliche Änderung, so erhält man eine Gleichung für die Massenstromstärke  $q_m = \frac{dm}{dt}$ :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d(pV)}{dt} \cdot \frac{M}{RT_{Raum}} \quad (5.6)$$

mit

$$\frac{d(pV)}{dt} = q_{pV} \quad (5.7)$$

$q_{pV}$  ist die pV-Stromstärke. Aus der Definition für das Saugvermögen [Wut88] für konstante Drücke

$$S = \dot{V} = \frac{\dot{V}}{p} \cdot p = \frac{(p\dot{V})}{p} \quad (5.8)$$

und der Definition der Saugleistung [Wut88]

$$\dot{Q} = (p\dot{V}) = q_{pV} \quad (5.9)$$

ergibt sich der Zusammenhang:

$$q_{pV} = p \cdot S \quad (5.10)$$

Die Bestimmung des Saugvermögens wird in Kapitel 5 beschrieben. Damit lässt sich die Massenstromstärke  $q_m$  experimentell bestimmen:

$$q_m = p \cdot S \cdot \frac{M}{R \cdot T_{Raum}} \quad (5.11)$$

Zur Bestimmung der Volumendichte des Cluster-Jet-Strahls werden also noch die Überlappfläche A zwischen Stab und Clusterstrahl und die Geschwindigkeit v des Jet-Strahls benötigt.

Um die Überlappfläche zu bestimmen benötigt man die Breite des Stabs und den Durchmesser der als kreisförmig angenommenen Querschnittsfläche des Clusterstrahls. Die Breite des Stabs  $d_s$  beträgt 1 mm. Der Durchmesser des Clusterstrahls wird bestimmt, indem man den Stab von einer Seite zur anderen durch den Strahl fährt. Je nachdem wie sehr der Stab mit dem Strahl überlappt, steigt der Druck in der Vakuumkammer unterschiedlich stark an. Dadurch entsteht ein Clusterprofil (Abbildung 3.6).

Anhand des Clusterprofils kann man abschätzen, wie groß der Durchmesser  $d_J$  des Cluster-Jet-Strahls ist. Sie beginnt mit der ansteigenden und endet mit der abfallenden Flanke. In diesen Bereichen befindet sich der Stab an den Rändern des Clusterstrahls.

Die Breite des Stabs  $d_s$  ist klein. Die Überlappfläche des Clusterstrahls mit dem Stab kann somit näherungsweise als ein Rechteck beschrieben werden:

$$A = d_s \cdot d_J \quad (5.12)$$

Nun fehlt nur noch die Geschwindigkeit, um die Volumendichte des Cluster-Jet-Strahls aus Gleichung (5.4) vollständig bestimmen zu können. Hierfür wurde bisher die aus der Gasdynamik stammende Maximalgeschwindigkeit für größtmögliche Expansion verwendet, deren Herleitung in Kapitel 4 beschrieben ist.

In Kapitel 7 wird beschrieben, wie die Geschwindigkeit experimentell ermittelt werden kann und inwieweit diese Ergebnisse mit der Maximalgeschwindigkeit aus der Theorie übereinstimmen.

Die Volumendichte des Clusterstrahls ist allerdings nicht die Größe, die zur Beschreibung eines Targets verwendet wird. Hierfür wird die Teilchendichte pro Fläche (5.13) angegeben. Zum einen wird hier berücksichtigt, dass es auf die Anzahl der Protonen ankommt und nicht auf ihre Masse, da für die Protonen oder Antiprotonen im Beschleunigerstrahl nur relevant ist, mit wievielen Teilchen sie wechselwirken können. Die Volumendichte wird dementsprechend durch die Protonenmasse geteilt. Zum anderen wird beachtet, dass der Beschleunigerstrahl als infinitesimal dünn angesehen werden kann. Es reichen deshalb zwei Raumrichtungen zur Betrachtung der Dichte aus. Deshalb wird die Volumendichte mit dem Durchmesser der Targetstrahls multipliziert.

$$n_T = \frac{\rho \cdot d_J}{m_H} \quad (5.13)$$



# Kapitel 6

## Bestimmung absoluter Targetdichten

### 6.1 Bestimmung des Saugvermögens an der Streukammer

Wie in Kapitel 5 beschrieben, ist die Dichte des Clusterstrahls abhängig vom Saugvermögen in der Streukammer. An der Streukammer wurde eine Turbomolekularpumpe (Turbovac 360) angebracht. Diese hat ein vom Hersteller angegebenes Saugvermögen von 340 l/s für Wasserstoffgas. Das bedeutet jedoch nicht, dass die Streukammer auch tatsächlich mit diesem Saugvermögen abgepumpt wird. Die Turbomolekularpumpe ist über ein kurzes Rohrstück mit der Streukammer verbunden und befindet sich nicht direkt an ihr. Dadurch verschlechtert sich das Saugvermögen. Außerdem befindet sich die Streukammer über zwei lange Rohre in Kontakt mit weiteren Pumpen. Das könnte das effektive Saugvermögen in der Streukammer leicht verbessern.

Das Saugvermögen  $S$  ist, wie schon in Kapitel 5 in Gleichung 5.8 beschrieben, definiert als der Quotient der pV-Stromstärke  $q_{pV}$  durch den Partialdruck in der Streukammer  $p_{Streu}$ .

$$S = \frac{\frac{d(pV)}{dt}}{p} = \frac{q_{pV}}{p_{Streu}} \quad (6.1)$$

Das Saugvermögen lässt sich also folgendermaßen bestimmen: man lässt einen Gasfluss mit einer definierten pV-Stromstärke in die Vakuumkammer ein und kontrolliert den Vakuumdruck  $p_{vac}$ , der sich dann in der Kammer einstellt. Von diesem Vakuumdruck muss noch der Untergrunddruck in der Vakuumkammer abgezogen werden. Somit erhält man den Partialdruck.

$$p_{Streu} = p_{vac} - p_{Untergrund} \quad (6.2)$$

Wie schon erwähnt wird das Saugvermögen bei Wasserstoffgas untersucht. Auch die Anzeige des Vakuumdruckmessgeräts (ITR 90) ist abhängig von der Gasart. Deshalb wurde dieses Messgerät vom Labor für Vakuumtechnik an der Fachhochschule Giessen Friedberg kalibriert. Man kann im für diese Messung relevanten Bereich eine Formel (6.3) für die Umrechnung der Druckwerte für Stickstoff in die entsprechenden Werte für Wasserstoff bestimmen.

$$p_{kalib}(H_2) = 10^{a \cdot (\lg(p(H_2)))^2 + b \cdot \lg(p(H_2)) + c} \quad (6.3)$$

Es wurde diese Formel gewählt, da sie beim Fitten mit den Kalibrierdaten die bestmögliche Übereinstimmung, also das beste  $\chi^2_{ndf}$  (s. Kapitel 7, Abschnitt 7.4), gezeigt hat. Dabei nehmen die Parameter die Werte  $a = 0,00027 \pm 0,00001$ ,  $b = 1,019080 \pm 0,000001$  und  $c = 0,533930 \pm 0,000003$  an. (6.3) ist dann der Vakuumdruck  $p_{vac}$  bzw.  $p_{Untergrund}$ , der in (6.2) eingeht.

Um das Saugvermögen bestimmen zu können, muss noch die pV-Stromstärke ermittelt werden. Der Gasfluss, der in die Kammer eingeleitet wird, entsteht durch ein Gasreservoir. Dieses Reservoir hat ein definiertes, festes Volumen von  $V = (3,12 \pm 0,02)$  l. Der Druck innerhalb dieses Systems lag vor der Messung bei  $p = (4146,0 \pm 0,5)$  mbar und nach der Messung bei  $p = (4037,3 \pm 0,5)$  mbar. Das Wasserstoffgas wird durch ein Ganzmetall-Dosierventil (UD040HR) in die Vakuumkammer eingelassen. In der Vakuumkammer stellt sich ein konstanter Druck  $p_{Streu}$  ein. Über einen Zeitraum von

2907 Minuten (2 Tage und 27 Minuten) wird die Druckänderung im Gasreservoir beobachtet. Die pV-Stromstärke lässt sich also gemäß (5.7) über

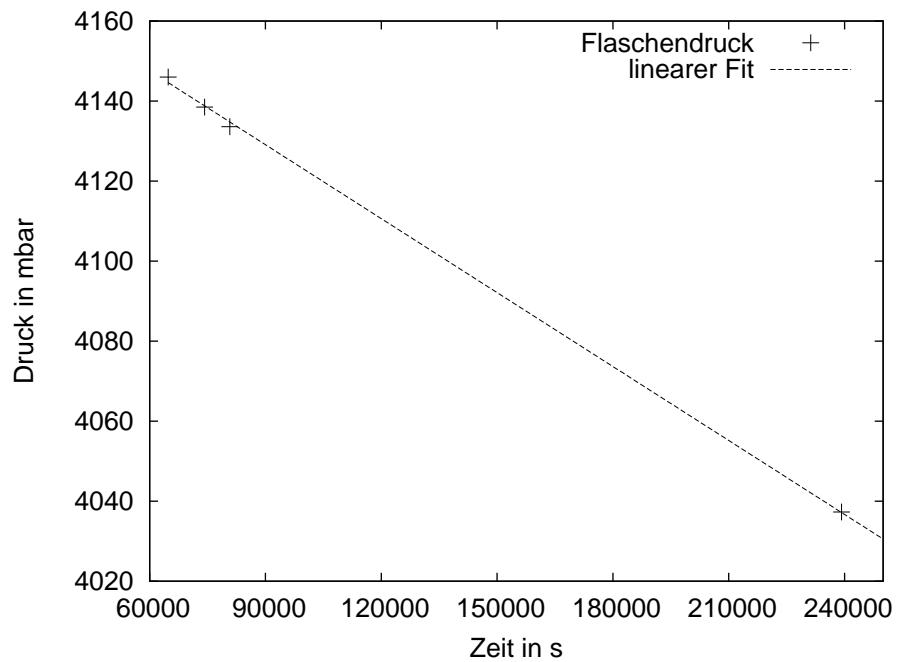
$$q_{pV} = V \cdot \frac{dp}{dt} \quad (6.4)$$

berechnen, da das Volumen des gesamten Gasreservoirs zeitlich konstant bleibt, der Druck im Gasreservoir aber mit der Zeit allmählich abnimmt.

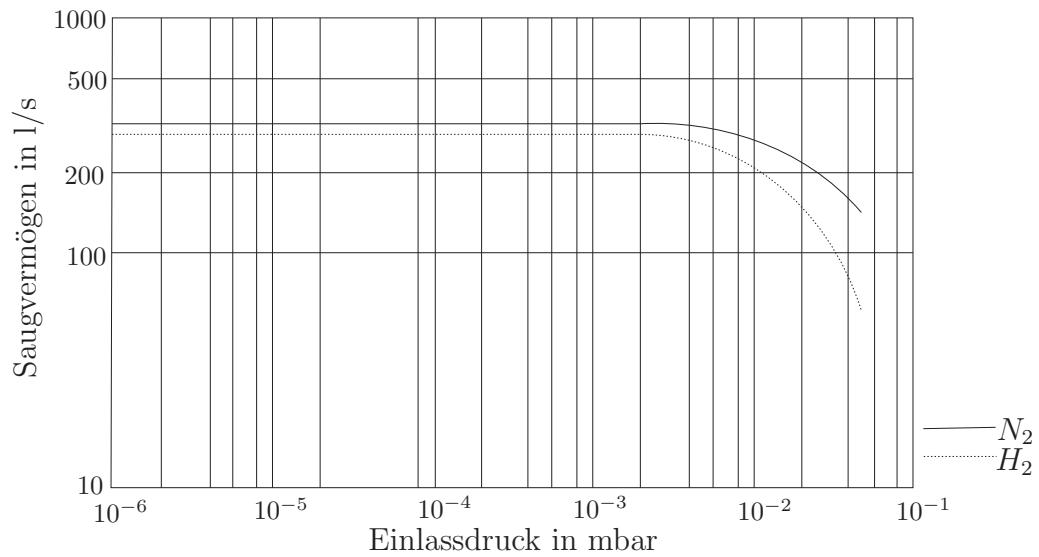
Das Saugvermögen ist jetzt also nach (6.1) vollständig bestimmt durch die pV-Stromstärke  $q_{pV}$  des in die Kammer eingelassenen Gases und den sich dabei einstellenden Vakuumdruck  $p_{Streu}$  in der Streukammer.

Der für die Messung der Clusterstrahldichte relevante Vakuumdruckbereich liegt bei  $2 \cdot 10^{-4}$  mbar. Eine Saugvermögensmessung in diesem Bereich hat sich als problematisch herausgestellt. Der Grund liegt in der zeitlichen Änderung des Vakuumdrucks während der Messung, der zur korrekten Bestimmung des Saugvermögens konstant bleiben müsste. Ein Grund dafür könnte sein, dass der Gasstrom, der nötig ist, um einen Vakuumdruck von  $p \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$  mbar zu erreichen, zu einer Druckabnahme von  $\frac{\Delta p}{\Delta T} \approx 1,7 \frac{\text{mbar}}{\text{min}}$  im Gasreservoir führt. Nach Gleichung (6.4) ist die pV-Stromstärke abhängig von der zeitlichen Druckänderung. Ist die Druckabnahme im Gasreservoir nun zu stark, wird der Durchfluss in die Vakuumkammer zu stark reduziert und der Vakuumkammerdruck kann nicht gehalten werden. Im Bereich von  $5 \cdot 10^{-6}$  mbar bleibt der Vakuumdruck in der Streukammer allerdings konstant, so dass hier das Saugvermögen bestimmt wurde. Der Verlauf der Druckänderung im Gasreservoir lässt sich in Abbildung (6.1) ablesen.

Eine kleine Änderung der Temperatur von 0,2 K/h ändert bei den verwendeten Drücken innerhalb des Gasreservoirs und bei Raumtemperatur nach der idealen Gasgleichung (4.6) und deren zeitabhängiger Form  $\frac{\Delta p}{\Delta t} \cdot V = nR \frac{\Delta T}{\Delta t}$  den Gasreservoirdruck um  $\frac{\Delta p}{\Delta t} \approx 0,74 \frac{\mu\text{bar}}{\text{min}}$ . Da die Druckänderung im Gasreservoir mit  $\frac{dp}{dt} = (0,616 \pm 0,009) \frac{\mu\text{bar}}{\text{s}}$  im Bereich von  $5 \cdot 10^{-6}$  mbar kleiner als dieser Wert ist, hat eine Temperaturänderung auf die Messergebnisse eine entsprechend große Wirkung. Um Temperaturänderungen möglichst gering zu halten, wurde ein Wasserbad um das Gasreservoir installiert.



**Abbildung 6.1:** Die zeitliche Änderung des Drucks in der mit Wasserstoff gefüllten Flasche.



**Abbildung 6.2:** Das Saugvermögen als Funktion des Einlassdrucks.

Mit den Werten für das Volumen  $V$  und der zeitlichen Druckänderung  $\frac{dp}{dt}$ , sowie einem Streukammerdruck von  $p = (5,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-6}$  mbar ergibt sich nach Gleichung (6.1) und Gleichung (6.4) ein Saugvermögen von  $S = (334 \pm 17)$  l/s.

Das gemessene Saugvermögen bei  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar ist direkt vergleichbar mit dem eigentlich interessanten Saugvermögen bei  $2 \cdot 10^{-4}$  mbar, da wie in Abbildung (6.2) zu sehen ist, das Saugvermögen von Turbomolekularpumpen über den Druckbereich zwischen  $10^{-6}$  mbar und  $10^{-4}$  mbar konstant bleibt.

## 6.2 Dichtemapping

Für den Einsatz als internes Target in einem Beschleunigerring ist es besonders wichtig, dass das Cluster-Jet-Target möglichst hohe Dichten am Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl erreichen kann. Deshalb wurde untersucht, welche Dichte sich für bestimmte Temperaturen und Drücke einstellt.

Dazu wird für jede Messung ein fester Düsenvordruck eingestellt. Die Düsentemperatur befindet sich zu Anfang der Messung bei 50 K. Dann wird die Düsenheizung ausgestellt<sup>1</sup> und eine Kühlkurve aufgenommen. Die Düsentemperatur verringert sich dann im Laufe der Zeit auf 22-25 K. Bei der Aufnahme einer Kühlkurve werden unterschiedliche Messwerte 4-5 mal pro Sekunde protokolliert. Hierzu wird ein von Dipl.-Phys. Alexander Täschner entwickeltes Programm verwendet, das über einen Messserver die aktuellen Messdaten der Messgeräte abfragt. Zu diesen Messdaten gehören unter anderem die Düsentemperatur, der Düsendruck, die Position der Monitorstäbe in der Streukammer und der Vakuumdruck in der Streukammer.

Es werden alle Düsenvordrücke von etwa 2 bar bis 20 bar eingestellt und eine Kühlkurve aufgenommen. So wird der gesamte für die Clusterproduktion interessante Bereich abgerastert.

---

<sup>1</sup>Die Messung wurde vor Installation des Temperaturcontrollers (s. Abschnitt 3.2) angefertigt.

Diese Messungen werden doppelt ausgeführt. Einmal befindet sich in der Streukammer der Monitorstab in der Mitte des Clusterstrahls. Er staut den Clusterstrahl, wie in Kapitel (5) beschrieben, in der Streukammer auf. Ein weiteres Mal wird die Messung ohne Stab im Clusterstrahl durchgeführt, um den Untergrund in der Streukammer bestimmen zu können. Dieser Gasuntergrund wird dann von den ermittelten Werten für den Streukammerdruck abgezogen und man erhält den Druckwert, den die durch den Stab aufgestauten Cluster verursachen.

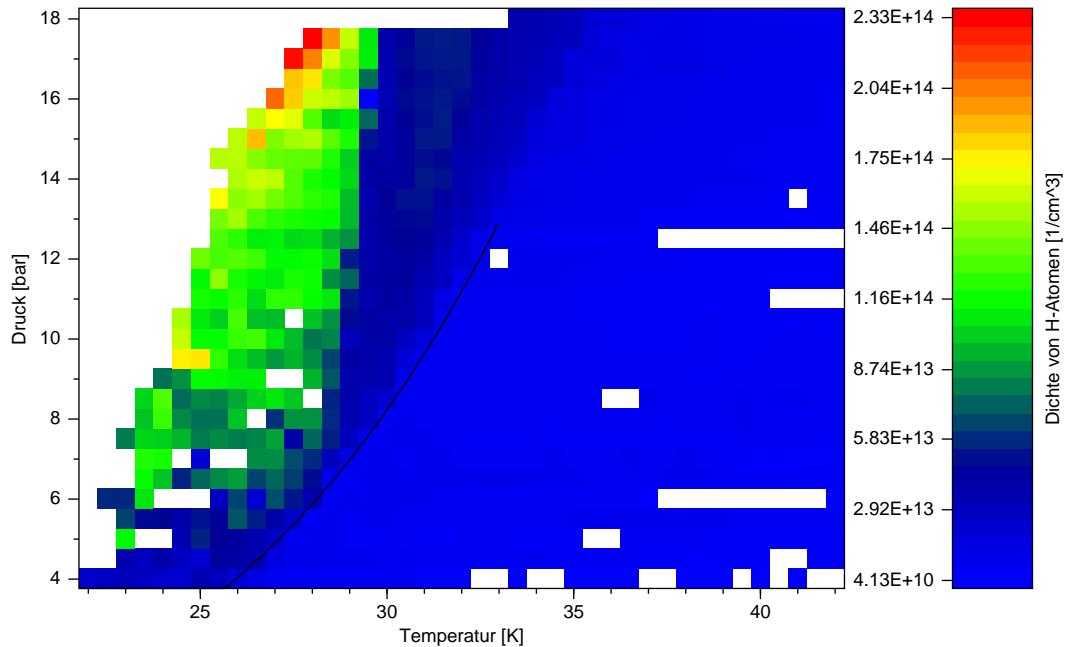
Die Dichte des Clusterstrahls lässt sich nun, wie in Kapitel (5) beschrieben, über die Formeln (5.4) für die Volumendichte bzw. (5.13) für die Flächendichte bestimmen. Die Geschwindigkeit, die zur Berechnung der Dichte verwendet worden ist, ist die in Kapitel (4) verwendete, theoretische Geschwindigkeit  $v_{max}$ .

Man kann die ermittelte Dichte gegen die entsprechende Düsentemperatur und den Düsendruck auftragen (Abbildung 6.3). Die Dichte in Teilchen pro Volumenintervall ist dabei durch die Farbcodierung gegeben. Die höchste Dichte wird hier bei einer Temperatur von etwa 27,5 K und einem Druck von 17,5 bar erreicht. Das ist der Bereich, in dem ein solches Target während eines Betriebs in einem Beschleunigerring betrieben werden wird. Die Dichte in diesem Punkt beträgt etwa  $2,3 \cdot 10^{14} cm^{-3}$ . Man kann außerdem sehr gut erkennen, dass die Dichte mit Überschreiten der Dampfdruckkurve stark ansteigt. Interessanterweise ist dieses Verhalten auch noch bei Drücken oberhalb des kritischen Punkts zu erkennen.

Im Vergleich zu den Dichten, die zu Zeiten der Diplomarbeit von Tobias Rausmann erreicht werden konnten [Rau04], ist hier ein Anstieg von über einer Größenordnung gelungen. Das wurde im Wesentlichen durch zwei Veränderungen im Targetaufbau bewirkt.

Zum einen wurde die Pumpleistung an der Skimmerkammer von 1000  $m^3/h$  auf 1678  $m^3/h$  erhöht. Wenn der Druck in der Skimmerkammer zu hoch ist, brechen die Cluster durch Stöße mit dem Restgas auf.

Ein weiterer Grund für die Verbesserung der Dichte liegt im nun mögli-



**Abbildung 6.3:** Verlauf der Dichte in Abhängigkeit von Skimmerkammer- und Düsenvordrücken berechnet mit  $v = v_{max}$ .

chen Erreichen von Temperatur- und Druckwerten unterhalb der Dampfdruckkurve. Wie in Abbildung 6.3 zu sehen ist, ist dort die Dichte besonders hoch. Der Grund, warum die Dampfdruckkurve nicht überschritten werden konnte, war die Druckbegrenzung des Wasserstoffreinigers. Der bei den alten Messungen verwendete Reiniger wurde durch ein neues Modell der Firma Johnson Matthey ausgetauscht, der für einen Maximaldruck von 21 bar ausgelegt ist. Im Gegensatz zu vorher erreichbaren 13 bar sind nun mehr als 18 bar Düsenvordruck möglich.

In Abbildung 6.3 deutet sich an, dass die Dichte im Bereich von 17,5 bar bei Düsentemperaturen unter 27,5 K noch höhere Werte annimmt. Ein Grund dafür, dass keine tieferen Temperaturen eingestellt werden konnten, war, dass

sich bei hohen Drücken und tiefen Temperaturen gefrorener Wasserstoff auf der Skimmeröffnung abgesetzt hat. Der Clusterstrahl konnte nicht mehr bis zur Streukammer gelangen. Dieses Problem wurde behoben, indem man den Skimmer durch eine Lampe beleuchten lässt. Durch die Wärmestrahlung der Lampe verflüchtigt sich der gefrorene Wasserstoff wieder. Die Lampe ist außerhalb der Vakuumkammern angebracht. Sowohl an der Kollimatorkammer, als auch an der Skimmerkammer sind Fenster angebracht. Durch sie kann die Strahlung der Lampe bis zum Skimmer gelangen. Dadurch, dass das Einfrieren des Skimmers verhindert wird, sind bei tiefen Temperaturen zukünftig Dichtemessungen bei höheren Drücken als bisher möglich.

# Kapitel 7

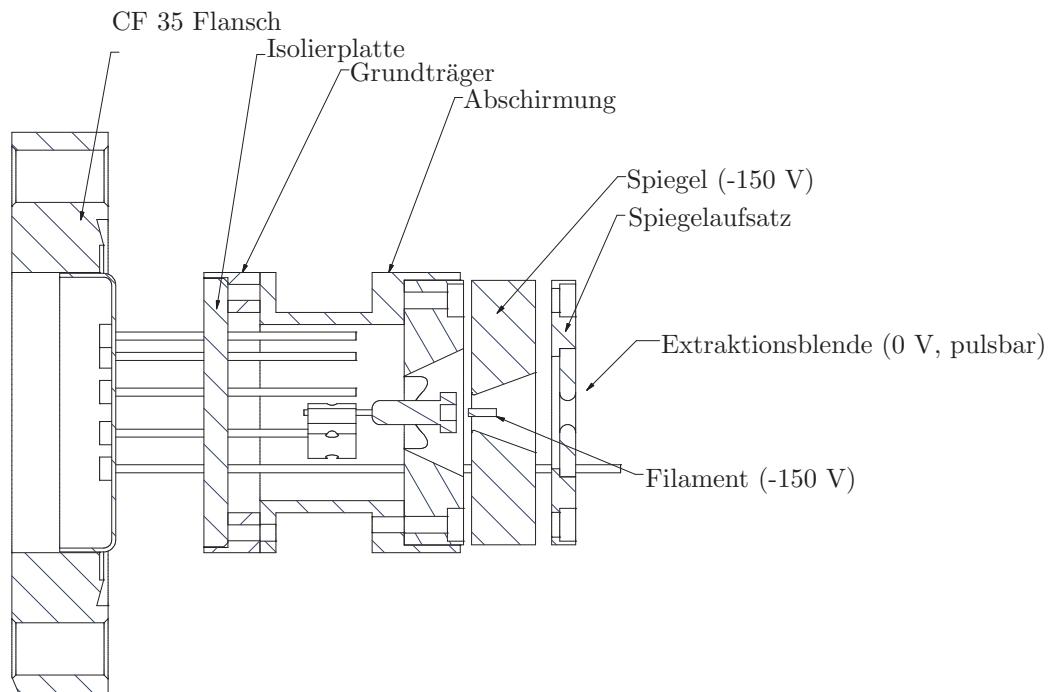
## Bestimmung der Cluster-Geschwindigkeit

In Kapitel 4 wurde die theoretische Ermittlung der maximal möglichen Geschwindigkeit des Gases, die als Geschwindigkeit der Cluster angenommen wird, beschrieben. Die Geschwindigkeit der Cluster geht im Nenner in die Gleichung zur Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls ein (Kapitel 5, Gleichungen 5.4 und 5.13). Daher kann davon ausgegangen werden, dass  $v_{max}$  als Wert für die Geschwindigkeit keinen zu hohen Wert für die Dichte des Clusterstrahls liefert. Allerdings steht damit nicht fest, dass die Cluster auch wirklich diese Geschwindigkeit haben. Jede niedrigere Geschwindigkeit ist ebenfalls möglich.

Um die tatsächliche Geschwindigkeit der Cluster zu ermitteln, wurde ein Flugzeit-Experiment aufgebaut. Hierbei werden die Cluster auf ihrem Weg von der Quelle zur Streukammer zunächst ionisiert und am Auffänger dann mit einem Channeltron detektiert (s. Abb. 3.1). Ein Mikrocontroller beginnt damit, die Zeit hochzuzählen, sobald die Cluster ionisiert werden und stoppt, sobald der erste ionisierte Cluster das Channeltron erreicht. Dies kann natürlich nur funktionieren, wenn die Cluster nicht durchgängig ionisiert werden.

## 7.1 Aufbau des Flugzeit-Experiments

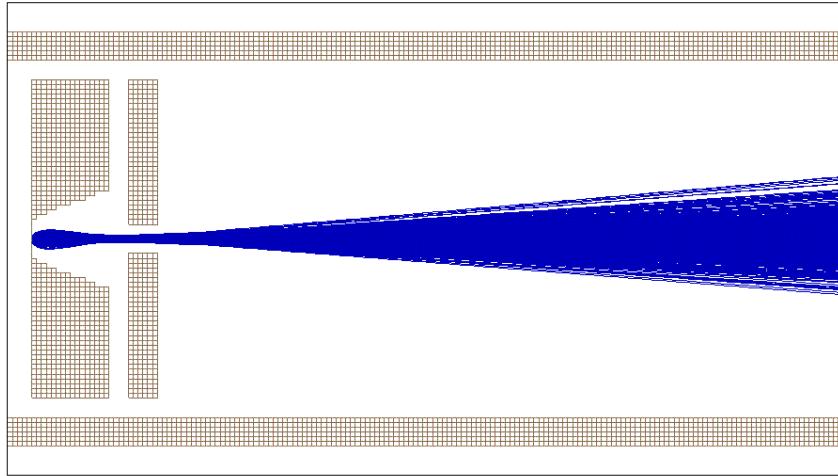
Zur Ionisation der Cluster wird eine Elektronenkanone verwendet. Diese besteht im Wesentlichen aus einem Filament, einem Spiegel und einer Blende.



**Abbildung 7.1:** Schematische Skizze der Elektronenkanone [Bau06].

Das Filament besteht aus dem Glühfaden einer Halogenbirne, bei der das Glas entfernt worden ist. Die Achse der Windungen des Filaments ist parallel zur Austrittsrichtung des Elektronenstrahls gebogen. Die Aufweitung des Elektronenstrahls Richtung Blende ist somit kleiner als bei senkrecht stehender Windungsachse. Das Filament wird mit 500 mA und 7,8 V aufgeheizt. Zusätzlich wird es auf ein Potential von -150 V gelegt, damit die Elektronen beschleunigt werden können. Der Spiegel befindet sich ebenfalls auf einem Potential von -150 V. Die Blende hat eine kreisrunde, 3 mm breite Öffnung. Ihr Potential ist null und damit positiver als das der Elektronen und des Spiegels. Zudem wirkt sie wie eine elektrostatische Linse, die den Strahl fokussiert. Die Elektronen werden also durch die Potentialdifferenz zwischen

Blende und Spiegel in Richtung Blende auf 150 eV beschleunigt und bewegen sich durch die Öffnung weiter geradlinig geradeaus. Sie treffen nach etwa 70 mm auf den senkrecht zur Elektronenstrahlrichtung verlaufenden Clusterstrahl.

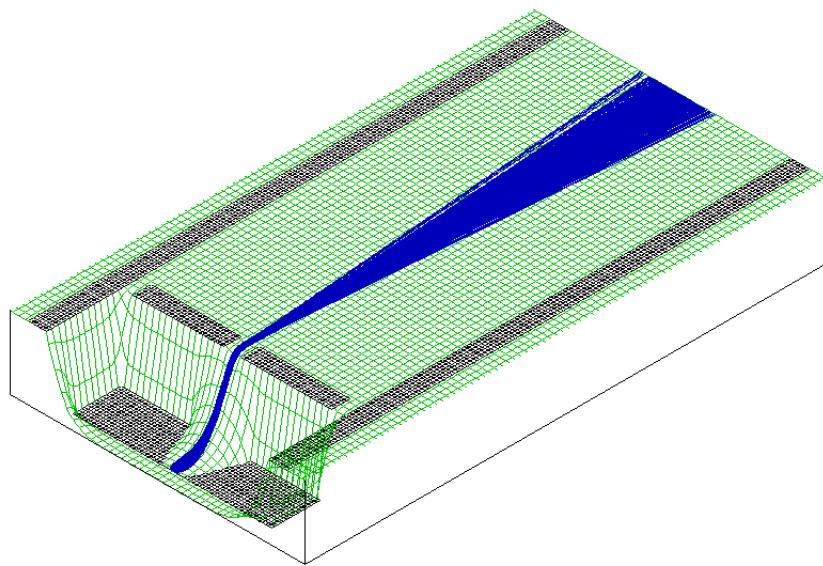


**Abbildung 7.2:** Simulation des Elektronenstrahls aus der Elektronenkanone. Als Elektroden dienen der Spiegel (links, -150 V), die Blende (Mitte, 0 V) und die Wände des Vakuumrohrs (oben und unten).

In Abbildung 7.2 ist die simulierte Flugbahn der Elektronen zu sehen. Generiert wurde diese Simulation mit dem Programm SIMION 7.0. Der rechte Rand der Abbildung kennzeichnet die Stelle, an der sich die Mitte des Clusterstrahls befindet. Der Durchmesser des kreisrunden Elektronenstrahls beträgt hier  $12 \pm 0,5$  mm.

Abbildung 7.3 zeigt den Verlauf des elektrischen Feldes innerhalb der simulierten Elektronenkanone. Man sieht hier sehr deutlich den starken Anstieg der potentiellen Energie in Richtung der Blende.

Die Elektronen, die auf die Cluster treffen, können einerseits von einem oder mehreren Wasserstoff-Molekülen, die die Cluster bilden, eingefangen werden. Die Cluster wären somit negativ geladen. Es gibt aber andererseits auch den umgekehrten Prozess, bei dem ein beschleunigtes Elektron ein Elektron aus der Hülle eines Wasserstoff-Moleküls herausschlägt. Das ionisierte

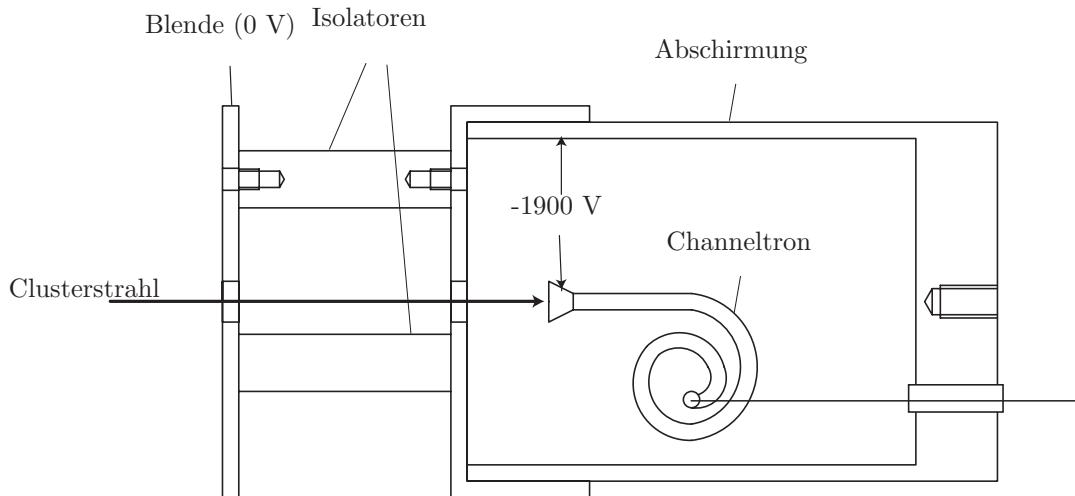


**Abbildung 7.3:** Das elektrische Potential der Elektronenkanone.

Molekül und damit auch der Cluster, in dem dieses gebunden ist, wären somit positiv geladen.

Diese positiv geladenen Cluster können dann im 3,57 m entfernten Channeltron (Abbildung 7.4) am Ende des Auffängers nachgewiesen werden. Das Channeltron besteht aus einem schneckenförmig gebogenem Glasrörchen, das von innen mit einer hochohmigen Schicht überzogen ist. Am äußeren Ende geht es trompetenförmig auseinander. Dieses Ende wird auf ein Potential von -1900 V gelegt. Das innere Ende befindet sich auf Erdpotential. Innerhalb des Channeltrons herrscht somit ein elektrisches Feld. Vor dem Gehäuse des Channeltrons ist eine Blende angebracht worden, damit die ionisierten Cluster nicht zu früh von dem Potential des Channeltrons angezogen werden. Sie würden dann in Richtung des Channeltrons beschleunigen und hätten somit nicht mehr ihre ursprüngliche Geschwindigkeit.

Trifft ein ionisiertes Cluster auf die Innenseite der Trompete des Channeltrons, so schlägt dieses Elektronen aus der hochohmigen Oberfläche heraus. Diese werden von dem elektrischen Feld weiter in das Channeltron hineingezogen. Da das Rörchen gebogen ist, müssen diese Elektronen zwangsläufig



**Abbildung 7.4:** Das Channeltron mit Abschirmung und Blende. Die Länge des gesamten Aufbaus beträgt etwa 11 cm.

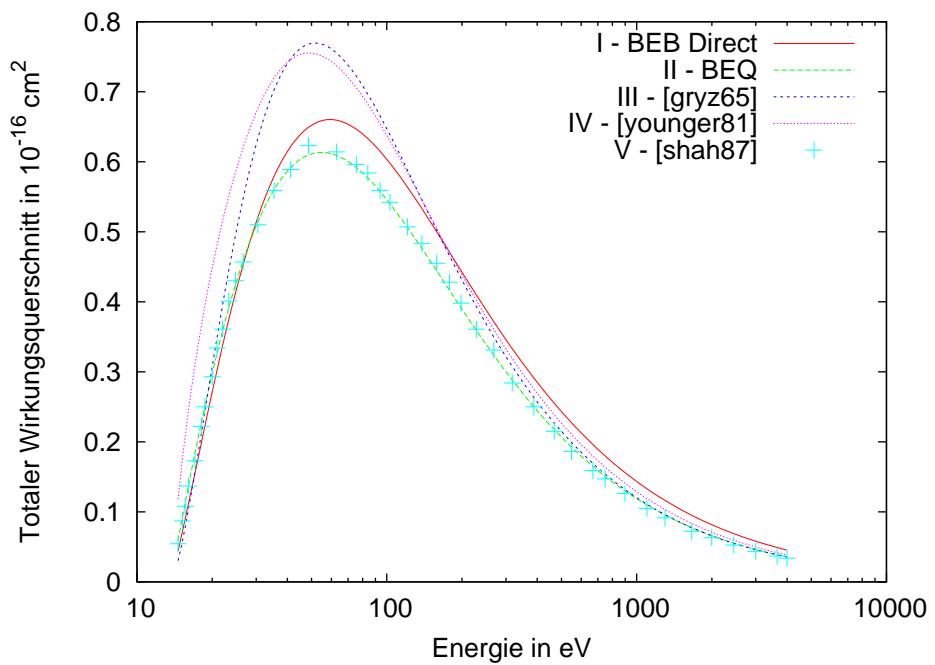
wieder auf die Wände auftreffen und schlagen dabei weitere Elektronen heraus. So entsteht eine Elektronenlawine, die auf das innere Ende des Glasmöhrchens trifft und es fließt kurzzeitig Strom. An einem dahinter liegenden Widerstand gibt es einen kurzen Spannungsabfall. Jedes Ion oder ionisierte Cluster erzeugt also beim Auftreffen auf das Channeltron einen eigenen Spannungspuls und kann somit gezählt werden.

Würde die Elektronenkanone ununterbrochen die Cluster ionisieren, so wäre natürlich nie erkennbar, wann die Cluster ionisiert wurden, die gerade am Channeltron detektiert werden. Also muss die Elektronenkanone gepulst werden. Dabei müssen die Pulsbreite, in der Elektronen emittiert werden, weitaus kürzer und die Zeit zwischen zwei Pulsen weitaus länger sein als die Flugzeit der Cluster. Es wurde schließlich mit einer Pulsbreite von  $75 \mu\text{s}$  und einer Pulsfrequenz von 8 Hz gearbeitet.

Bei der Stromversorgung des Filaments muss darauf geachtet werden, dass kein zu hoher Heizstrom verwendet wird, da mit diesem die Anzahl der emittierten Elektronen ansteigt. Es würden somit auch immer mehr Cluster ionisiert werden. Wenn mit einem Puls mehrere Cluster ionisiert werden, so erzeugt immer das schnellste das Stopp-Signal am Channeltron. Wenn man

also davon ausgeht, dass die Cluster eine gewisse Geschwindigkeitsverteilung aufweisen, so würde bei zu hohem Heizstrom die Verteilung zu größeren Geschwindigkeiten hin verzerrt werden. Der Heizstrom sollte somit maximal so hoch sein, dass höchstens ein Cluster pro Puls ionisiert wird.

### 7.1.1 Festlegung der Beschleunigungsspannung der Elektronenkanone



I	Y.-K. Kim and M.E. Rudd, Phys. Rev. A 50, 3954 (1994).(T)
II	Y.-K. Kim and M.E. Rudd, Phys. Rev. A 50, 3954 (1994).(T)
III	M. Gryzinski, Phys. Rev. 138, A305, A322, A336 (1965).(T)
IV	S. M. Younger, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 26, 329 (1981).(T)
V	M. B. Shah, D. S. Elliott, and H. B. Gilbody, J. Phys B 20, 3501 (1987).(E)

**Abbildung 7.5:** Wirkungsquerschnitt der Ionisation aufgetragen gegen die Energie der Elektronen [Kim04].

Als Beschleunigungsspannung für die Elektronenkanone wurde -150 V

gewählt. Der Grund für eine Spannung in diesem Bereich wird aus Abbildung 7.5 deutlich. Hier ist der absolute Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Wasserstoff durch Elektronen, also für die Reaktion  $H + e \longrightarrow H^+ + 2e$  [Kim04], aufgetragen.

Der Wirkungsquerschnitt erreicht sein Maximum bei etwa 40 eV und fällt zu höheren Energien hin flach ab. -150 V Beschleunigungsspannung entsprechen bei 0 V an der Austrittsblende einer Elektronenenergie von 150 eV. Sie liegt also in einem Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt der Ionisation schon wieder etwas abfällt. In diesen Messungen hat sich die Beschleunigungsspannung allerdings durch eine hohe Rate an Ionisationen bewährt, ohne dass dadurch die Form der Verteilung verzerrt wurde. Letzteres wurde durch Vergleich von den Verteilungen mit unterschiedlicher Beschleunigungsspannung bei ansonsten gleich bleibenden Bedingungen festgestellt.

### 7.1.2 Elektronik

Für die eigentliche Flugzeitmessung wird ein Mikrocontroller eingesetzt. Dieser beginnt zu zählen, wenn er ein Startsignal erhält und stoppt beim ersten Puls, der am Stopp-Signaleingang eingeht. Anschließend gibt er die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal aus. Es handelt sich um einen Mikrocontroller des Typs MC9S08QG8 der Firma Freescale. Diesem steht ein 16 bit-Timer zur Verfügung. Dieser kann durch Ausnutzung des Timerübergangs  $2 \cdot 2^{16}$  Zustände in einem bestimmten Takt, in diesem Fall  $1 \mu s$  pro Zustand, heraufzählen und daher bis zu  $131072 \mu s$  lang zählen.

Nach Gleichung (4.9) müsste die Flugzeit eines Clusters bei einer Flugstrecke von 3,57 m und einer Temperatur von 25 K etwa  $5000 \mu s$  betragen. Man kann deswegen davon ausgehen, dass alle möglichen Flugzeiten unter der maximal bestimmbaren Zeitspanne von  $131072 \mu s$  liegen.

Gleichzeitig mit dem Startsignal wird auch die Elektronenkanone für  $75 \mu s$  „angeschaltet“. Gesteuert wird das Schalten durch den Elektronik-Aufbau, der in Abbildung 7.6 dargestellt ist. Hierbei wird ein Rechteck-Signal aus einem Frequenzgenerator (HM8030), der auf 8 Hz eingestellt ist, auf einen

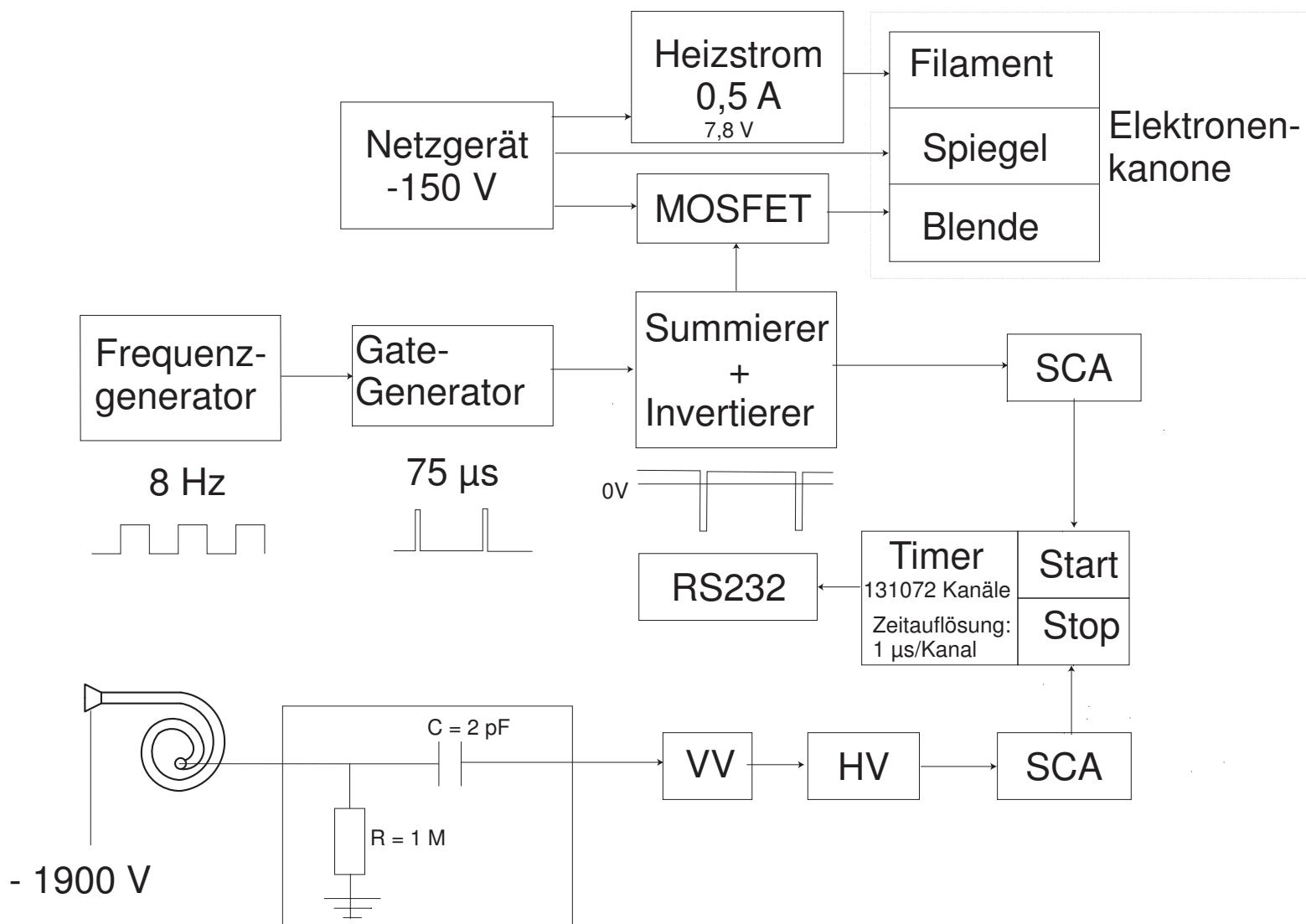


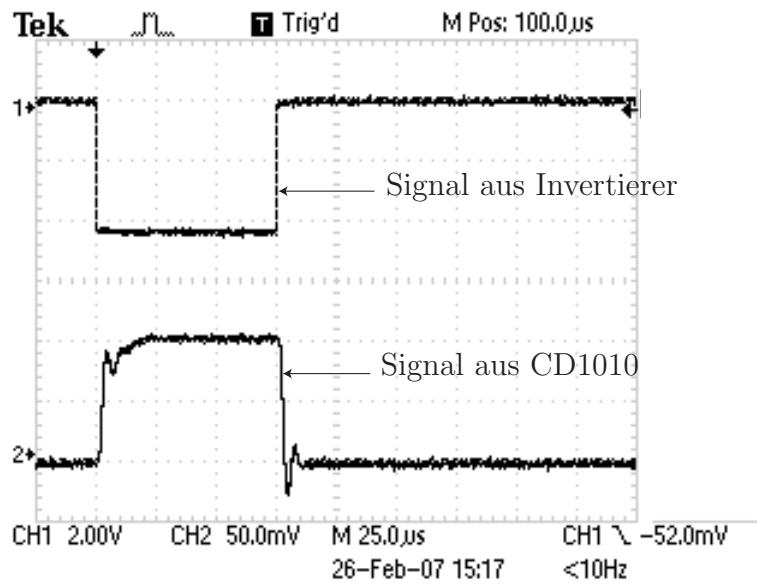
Abbildung 7.6: Elektronischer Aufbau zur Messung der Clustergeschwindigkeit.

Gate-Generator gegeben. Die maximale Signalhöhe des Rechtecksignals ist 10,8 V, die minimale 0 V. Das Tastverhältnis des Signals ist 0,5. Der Gategenerator (MEGATRON A10) wird von dem Rechtecksignal angesteuert und gibt bei jedem Erreichen der maximalen Signalhöhe einen 75  $\mu$ s langen Rechteckpuls aus. Die maximale Signalhöhe verringert sich auf 9,3 V. Danach wird das Signal invertiert. 125 ms lang, entsprechend 8 Hz, liegt die Spannung am Output des Invertierers (TC213) leicht über 0, um dann für 75  $\mu$ s auf etwa -4,3 V zu sinken. Diese Pulsfolge wird an einen Feldeffekttransistor (MOSFET, MTP2P50E) und an einen Single Channel Analyzer (SCA, Ortec488) weitergegeben. Der SCA gibt einen rechteckförmigen, 490 ns breiten, positiven Peak mit einer Signalhöhe von 5,1 V aus, wenn die Höhe des eingehenden Signals in einem bestimmten Fenster liegt. Da das Signal aus dem Invertierer immer dieselbe Höhe hat und diese im Fenster des SCAs liegt, generiert der SCA bei jedem eingehenden Signal einen Peak. Dieser wird als Startsignal an den Mikrocontroller weitergegeben.

Der MOSFET besitzt drei Anschlüsse: Source, Drain und Gate. Auf den Gate-Eingang wird das oben beschriebene Signal gegeben. Auf den Source-Eingang wird aus einem Netzgerät (HCN7E -350) die Spannung von -150 V gelegt. Das Netzteil versorgt gleichzeitig auch noch den Spiegel der Elektronenkanone und legt das Netzteil (Oltronix B402), das das Filament mit Strom versorgt, hoch. Am Ausgang (Drain) des MOSFETs, der mit der Blende der Elektronenkanone verbunden ist, werden die -150 V ausgegeben. Allerdings nur dann, wenn am Gate eine Spannung von 0 V angelegt ist. Wenn am Gate eine negative Spannung angelegt ist, gibt der MOSFET eine Spannung von 0 V aus. Der MOSFET befindet sich durch das Signal aus dem Invertierer also im gepulsten Zustand. 125 ms lang legt er die Blende nun auf -150 V und 75  $\mu$ s gibt er eine Spannung von 0 V aus. Für diese Zeitspanne gibt es also ein Potentialgefälle in der Elektronenkanone und es bildet sich ein Elektronenstrahl in Richtung des Clusterstrahls.

Auf der gegenüberliegenden Seite des Flansches, an dem die Elektronenkanone angebracht ist, befindet sich ein weiterer Flansch mit einem Faraday-

Cup (s. Abb. 3.1). Dieser besteht aus einem isolierenden Keramikrohr und einem Blindflasch aus Edelstahl. An diesem Faraday-Cup kann man mit einem Amperemeter (Current Digitizer CD1010)<sup>1</sup>, das Ströme bis  $10^{-10}$  A messen kann, den Strom des Elektronenpulses aus der Elektronenkanone messen. Wie in Abbildung (7.7) zu sehen lässt sich auch deutlich die Form eines Rechteckpulses erkennen.



**Abbildung 7.7:** Vergleich der  $75\mu s$ -Pulse aus dem Invertierer und dem Amperemeter CD1010. Das dargestellte Signal des CD1010 zeigt die zum Elektronenstrom am Faraday-Cup proportionale Spannung.

Oben im Bild ist der Puls aus dem Invertierer (TC213) zu sehen, der die Dauer und die Startzeit des 0V-Potentials an der Blende bestimmt. Darunter ist der Puls, den man aus dem CD1010 auslesen kann, abgebildet. Man sieht, dass die Pulslängen und die Startpunkte der beiden Pulse sehr gut übereinstimmen. Die aufsteigende Flanke, die bei dem Puls aus dem CD1010 zu sehen ist, beschreibt nicht die tatsächliche Form des Elektronenpulses, sondern ist durch einen Kondensator im CD1010 verformt.

<sup>1</sup>Das CD1010 hat einen Monitorausgang, der eine zum Strom des Elektronenstrahls proportionale Spannung ausgibt.

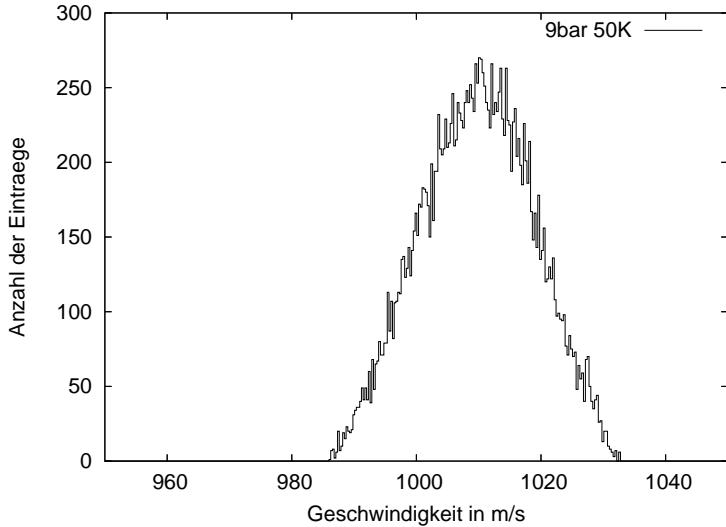
Das Stoppsignal wird von dem ersten geladenen Cluster erzeugt, das nach dem Startsignal das Channeltron erreicht. Der durch die Elektronenlawine ausgelöste Spannungspuls wird auf einen Hochpass gegeben. Dieser besteht aus einem  $1 \text{ M}\Omega$  großen Widerstand und einem Kondensator mit  $2,35 \text{ pF}$ . An diesem werden nur sehr kurze Pulse durchgelassen, damit nur Signale hindurch gelangen, die von den eintreffenden, ionisierten Clustern herrühren. Das Signal gelangt hinter dem Kondensator in einen Vorverstärker (Canberra 970) und hat danach eine maximale Signalhöhe von  $0 \text{ V}$  und eine minimale Signalhöhe von  $-2 \text{ V}$ . Das negative Signal hat eine Breite von  $74 \mu\text{s}$ . Vom Vorverstärker gelangt es in einen Hauptverstärker (Ortec 452), der dann ein positives Signal mit einer maximalen Signalhöhe von  $3 \text{ V}$ , einer minimalen Signalhöhe von  $0 \text{ V}$  und einer Breite von  $6 \mu\text{s}$  ausgibt. Dieses wird dann genau wie das Startsignal auf einen weiteren SCA (Ortec 420A) gegeben, der einen  $560 \text{ ns}$  schmalen Peak mit einer maximalen Pulshöhe von  $2,6 \text{ V}$  und einer minimalen Pulshöhe von  $0 \text{ V}$  ausgibt. Dieser Peak dient dann als Stoppsignal für den Mikrocontroller.

Der Mikrocontroller stoppt daraufhin das Hochzählen der Bitzustände und ermittelt damit die Flugzeit des detektierten ionisierten Clusters in  $\mu\text{s}$ . Dieser Wert wird dann über eine RS232-Schnittstelle an einen Rechner übermittelt.

## 7.2 Geschwindigkeitsverteilungen

Mit Hilfe des Temperaturcontrollers und des Druckreglers (s. Abschnitt 3.2) lassen sich feste Werte für Temperatur und Druck einstellen. Man kann also bei frei wählbarem Druck und frei wählbarer Temperatur die Flugzeit bestimmen. Für jedes ionisierte Cluster, das im Channeltron detektiert wird, wird dann die Flugzeit bestimmt und auf dem Rechner abgespeichert. Obwohl die Cluster alle unter den gleichen Temperatur- und Druckbedingungen entstanden sind, weisen die aufgenommenen Werte eine gewisse Verteilung mit endlicher Breite auf. Abbildung 7.8 zeigt beispielhaft, wie häufig Cluster

bei welcher Geschwindigkeit detektiert worden sind.

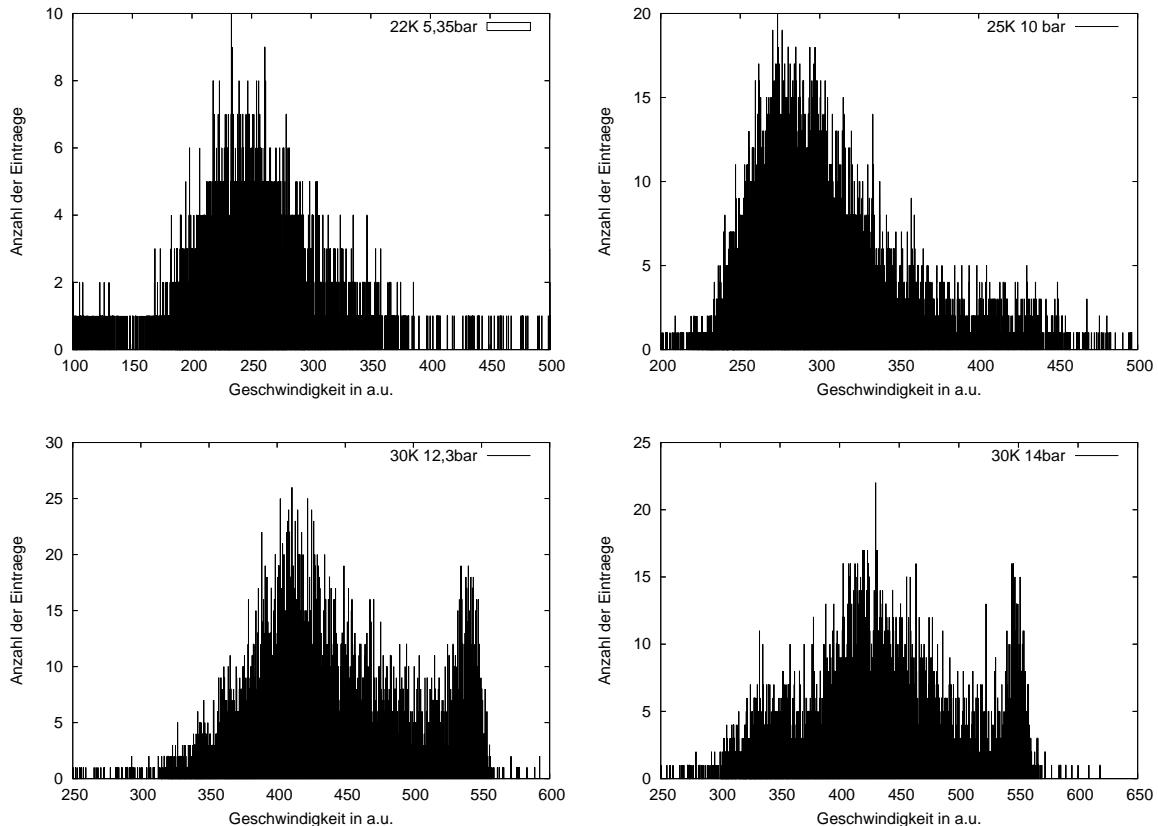


**Abbildung 7.8:** Beobachtete Geschwindigkeitsverteilung bei einem Gasdruck von 9 bar und einer Düsentemperatur von 50 K.

Verteilungen dieser Art werden in den folgenden Abschnitten weiter untersucht. Statt der Geschwindigkeit wird häufig ausschließlich die Flugzeit angegeben.

Die Breite dieser Verteilung wird durch verschiedene Faktoren bestimmt. Ein Teil ist bedingt durch die Art des Versuchsaufbaus. Die Pulsbreite der Elektronenkanone und die Aufweitung des Elektronenstrahls, sowie die intrinsische Breite der Zählers beeinflussen die Breite der beobachteten Verteilung. Nähere Erläuterungen dazu folgen in Abschnitt 7.3. Zum anderen besitzen die Cluster auch eine tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung.

In Abbildung 7.9 erkennt man, dass sich die Form der Verteilungen unterhalb der Dampfdruckkurve (s.Abb. 7.14) verändert. Hier sind plötzlich zwei Peaks zu erkennen. Ein schmaler Peak liegt bei höheren Geschwindigkeiten und ein zweiter, breiterer Peak bei tieferen Geschwindigkeiten. Es gibt also scheinbar eine Gruppe von schnellen Clustern mit geringer Verschmierung und eine weitere, größere Gruppe von Clustern, die langsamer sind und eine wesentlich breitere Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. Der schmale Peak



**Abbildung 7.9:** Geschwindigkeitsverteilungen unterhalb der Dampfdruckkurve.

Sie sind wesentlich breiter als oberhalb der Dampfdruckkurve und sollten der Theorie nach eigentlich 200-400 m/s höher liegen.

mit den schnellen Clustern wird immer kleiner gegenüber dem breiten Peak, je tiefer die Düsentemperatur ist.

Diese Peaks unterhalb der Dampfdruckkurve haben nicht nur eine andere Form als die oberhalb von ihr. Sie liegen auch bei Geschwindigkeiten, die, bezogen auf die in Kapitel 4 beschriebene, theoretische Geschwindigkeit der Cluster  $v_{max}$ , 200-400 m/s zu niedrig sind.

Die Verteilung der Geschwindigkeit ist nicht für jede Temperatur und für jeden Druck gleich breit. Vor allen Dingen unterhalb der Dampfdruckkurve und bei höheren Drücken ist sie stark verbreitert. Eine mögliche Erklärung

dafür wird in Abschnitt 7.8 geliefert.

### 7.3 Geschwindigkeitsauflösung des Messaufbaus

Der Messaufbau ist mit Unsicherheiten behaftet. Die intrinsische Unsicherheit der Zählvorrichtung, die Pulsbreite und die Strahlaufweitung der Elektronenkanone sind hier die bestimmenden Größen.

Abbildung 7.10 zeigt mit welcher Gewichtung die einzelnen Größen die Unsicherheit der beobachteten Geschwindigkeitsverteilung beeinflussen und wie groß die gesamte durch den Messaufbau verursachte Unsicherheit ist.

Die intrinsische Breite ist die vom Timer und SCAs selbst verursachte Unsicherheit der Verteilung. Ihr Anteil beträgt  $1,2 \mu\text{s}$ . Zur Bestimmung dieser Unsicherheit wurde ein Signal aus einem Tail Pulse Generator (BNC BH-1) als Startsignal und ein um  $3877 \mu\text{s}$  verzögertes Signal als Stoppsignal verwendet. Damit ist die Zeitspanne zwischen beiden Signalen bis auf die intrinsische Unsicherheit immer gleich groß. Für die Geschwindigkeitsverteilung bedeutet das eine Unsicherheit  $u_{i,v}$  von

$$u_{i,v} = v \cdot \frac{u_{i,t}}{t} = v \cdot \frac{0,6 \mu\text{s}}{t} \quad (7.1)$$

wobei  $v$  die Clustergeschwindigkeit,  $u_{i,t} = \pm 0,6 \mu\text{s}$  die intrinsisch verursachte Unsicherheit der Flugzeit und  $t$  die Flugzeit der Cluster sind.

Die Pulsbreite der Elektronenkanone beträgt  $75 \mu\text{s}$ . Während eines Pulses öffnet sich also für  $75 \mu\text{s}$  ein Zeitfenster. Die Cluster können zu jedem Zeitpunkt innerhalb dieses Zeitfensters von einem Elektron getroffen und ionisiert werden. Durch die Pulsbreite ist die Geschwindigkeitsverteilung mit einer Unsicherheit von

$$u_{pl,v} = v \cdot \frac{u_{pl,t}}{t} = v \cdot \frac{37,5 \mu\text{s}}{t} \quad (7.2)$$

behaftet, wobei  $u_{pl,t} = \pm 37,5 \mu\text{s}$  die durch die Pulsbreite verursachte Unsicherheit der Flugzeit ist. Die Strahllaufweitung des Elektronenstrahls ist auf Höhe des Clusterstrahls  $12 \pm 0,5 \text{ mm}$ . Damit verbreitert sie die Geschwindigkeitsverteilung um

$$u_{s,v} = v \cdot \frac{u_s}{s} = v \cdot \frac{6 \text{ mm}}{s} \quad (7.3)$$

$s$  ist dabei der Flugweg der ionisierten Cluster und  $u_{u,s} = \pm 6 \text{ mm}$  ist die durch die Elektronenstrahllaufweitung verursachte Unsicherheit des Flugwegs.

Insgesamt beträgt die Unsicherheit der Geschwindigkeitsverteilung nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz [Kuc94]

$$u_v = v \cdot \sqrt{\left(\frac{u_t}{t}\right)^2 + \left(\frac{u_s}{s}\right)^2} \quad (7.4)$$

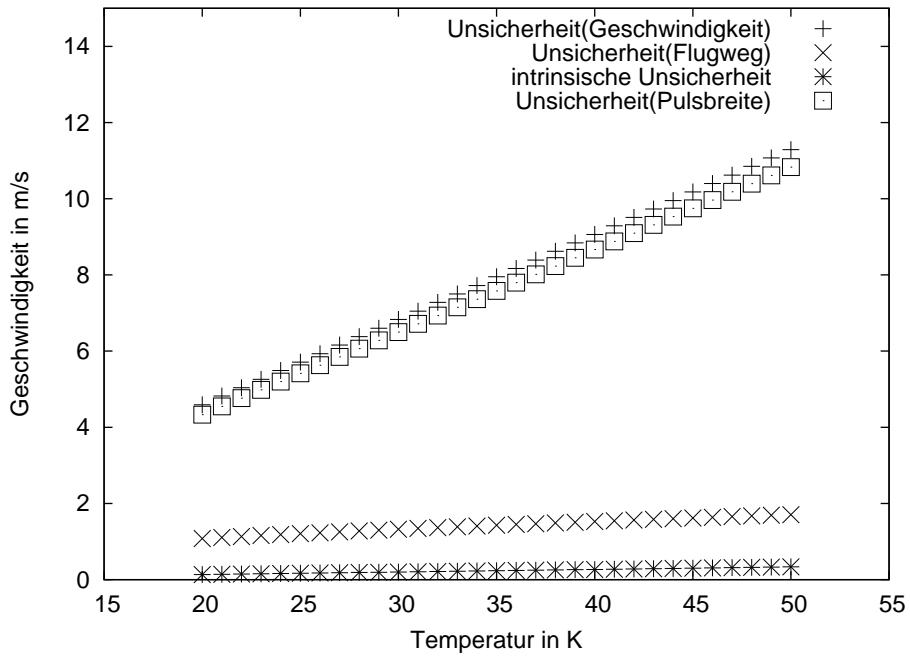
mit

$$u_t = \sqrt{u_{i,t}^2 + u_{pl,t}^2} \quad (7.5)$$

Da der Druck, wie in Kapitel 4 beschrieben, keinen Einfluss auf die Geschwindigkeit haben sollte, müsste diese Breite für jeden Druck konstant bleiben.

Bei 50 K liegt die durch den Messaufbau bedingte Unsicherheit bei  $\pm 11 \text{ m/s}$ . Dieser Wert liegt deutlich unter der Gesamtbreite der in Abbildung 7.8 gezeigten Verteilung, die bei 50 K aufgenommen worden ist. Die beobachtete Breite der Verteilung wird also nicht nur durch die durch den Messaufbau bedingten Unsicherheiten verursacht. Das deutet darauf hin, dass die Cluster bei gleichen Bedingungen nicht alle die gleiche Geschwindigkeit aufweisen, sondern eine tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung haben.

Flugzeit-Messungen, die mit dem bisherigen Aufbau aufgenommen wurden sind, unterliegen bislang einem systematischen Fehler von etwa 1%. Dies wurde bei Messungen festgestellt, die nach einem längeren Zeitraum (etwa ein Monat) bei gleichen Messeinstellungen wiederholt wurden.



**Abbildung 7.10:** Durch Messaufbau verursachte Breite der Geschwindigkeitsverteilung gegen die Temperatur.

## 7.4 Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilungen

Die Form der Verteilung in Abbildung 7.8 ähnelt stark einer Gaußverteilung. Beim Fitten mit dem Programm Gnuplot wird die Güte der Verteilungen, mit dem Verlauf der Messpunkte übereinzustimmen, bestimmt. Diese Güte wird angegeben als das reduzierte Chi-Quadrat  $\frac{\chi^2}{ndf}$  des Fits. ndf ist dabei die Anzahl der Freiheitsgrade n-m mit n als Anzahl der Messpunkte und m als Anzahl der Fitparameter. Wenn die Verteilung gut mit den Datenpunkten übereinstimmt, liegt  $\frac{\chi^2}{ndf}$  etwa bei 1. Ist  $\frac{\chi^2}{ndf}$  kleiner als 1 oder wesentlich größer als 1, so kann man davon ausgehen, dass die gewählte Modellverteilung nicht die tatsächliche Verteilung der Datenpunkte beschreibt. Das Anfitten von Gaußverteilungen ( $\frac{\chi^2}{ndf} = 0,46$ ), Lorentzverteilungen ( $\frac{\chi^2}{ndf} = 2,6$ )<sup>2</sup>, Landau-

<sup>2</sup>Das reduzierte Chi-Quadrat der Lorentzverteilung liegt zwar noch im richtigen Bereich, sieht man sich allerdings die gemessene Verteilung zusammen mit der gefitteten

verteilungen ( $\frac{\chi^2}{ndf} = 182$ ) oder Maxwell-Boltzmann-Verteilungen ( $\frac{\chi^2}{ndf} = 0,46$ ) hat jedoch ergeben, dass keine dieser Kurven wirklich der Form der gemessenen Verteilung entspricht. Trägt man in einem Graphen die Fitfunktion zusammen mit den Datenpunkten auf, so stellt man bei jeder dieser Verteilungen fest, dass die Ausläufer der Kurven wesentlich größer sind als die der Datenpunkte. Zur Beschreibung der Verteilungen bleibt daher nur die Bestimmung von Mittelwert und Standardabweichung.

Diese Mittelwerte und Standardabweichungen kann man nun für Verteilungen unterschiedlicher Temperaturen und Drücke bestimmen. Die Übereinstimmung der Mittelwerte mit den theoretisch angenommenen Werten aus Kapitel 4 für die Geschwindigkeit bei entsprechenden Temperaturen und Drücken muss überprüft werden. Zu untersuchen ist außerdem die Abhängigkeit der Standardabweichung von Druck und Temperatur.

## 7.5 Unsicherheit von Mittelwert und Standardabweichung

Die Geschwindigkeit der Cluster wird bestimmt, indem man für eine feste Temperatur und einen festen Druck die Flugzeit einzelner Cluster bestimmt. Jede Messung dauerte eine bis drei Stunden. Dabei wurden oberhalb der Dampfdruckkurve mit einer Rate von etwa einem Wert pro Sekunde Flugzeiten detektiert. Damit ergeben sich recht große Datenmengen an Flugzeiten. Die Flugzeiten haben naturgemäß nicht alle denselben Wert, sondern besitzen eine gewisse Verteilung. Man kann den Mittelwert der Stichprobe einer Einzelmessung [Pre92], also eine Messung bei einer bestimmten Temperatur und einem festen Druck, bestimmen.

---

Verteilung als Graph an, so stellt man fest, dass die Ausläufer der gefitteten Lorentz-Verteilung viel größer sind als die der gemessenen Verteilung. Die Fitfunktion stimmt nicht ausreichend mit den Datenpunkten überein.

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (7.6)$$

$\bar{x}$  ist dabei der Mittelwert der Stichprobe, n ist die Anzahl der berücksichtigten Messwerte und  $x_i$  ist der einzelne Messwert.

Ein Maß dafür, wie stark die gemessenen Werte vom Mittelwert abweichen, wird Standardabweichung  $\sigma$  genannt [Pre92].

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (7.7)$$

Um jedoch angeben zu können, wie präzise der Mittelwert bestimmt werden konnte, muss seine Unsicherheit ermittelt werden. Dazu wird eine Methode verwendet, in der die aufgenommenen Messdaten als Funktion der Zeit zunächst mit einer Konstanten gefittet werden. Beim Fitten wird die Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet. Die Funktion, die die Daten beschreiben soll, enthält verschiedene Parameter. In diesem Fall enthält sie nur den Parameter a, da die Funktion für eine Konstante lediglich  $y(x)=a$  ist. Die Parameter der Fitfunktion werden nun so lange angepasst, bis die Summe der Quadrate der y-Abstände zwischen den Messdaten und der Fitfunktion minimal ist. Dann hat dieser Parametersatz die größte Wahrscheinlichkeit, in der Messung vorgekommen zu sein (Maximum-Likelihood-Estimator) [Pre92].

Durch das Fitten der Datenpunkte mit der Konstanten a ergibt sich  $\bar{x} = a$  (s. Gleichung (7.10)). Um die Standardabweichung der Datenpunkte vom Mittelwert zu bestimmen, wird die Konstante  $y(x)=b$  an die umgerechneten Datenpunkte  $(x_i - \bar{x})^2 = (x_i - a)^2$  angefittet. Durch das fitten über n Datenpunkte ergibt sich  $b = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - a)^2$ . Der Vergleich mit (7.7) zeigt  $b \approx \sigma^2$ . Im Nenner müsste statt n eigentlich n-1 stehen (s. Gleichung (7.7)). Da hier aber die Standardabweichungen für Verteilungen mit einer großen Anzahl n an Datenpunkten bestimmt werden sollen, ist  $\sigma \equiv \sqrt{b}$ .

Wie gut diese Fitfunktion mit den Messdaten übereinstimmt, ist anhand der  $\chi^2$ -Funktion (Gleichung (7.8)) [Pre92] zu erkennen.  $a_1 \dots a_M$  sind die Pa-

rameterwerte der Fitfunktion und  $\sigma_i$  sind die Unsicherheiten der einzelnen Messpunkte.

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^n \left( \frac{y_i - y(x_i; a_1 \dots a_M)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (7.8)$$

Für den Fall  $y(x)=a$  ergibt sich Gleichung (7.9).

$$\chi^2(a) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{y_i - a}{\sigma_y} \right)^2 \quad (7.9)$$

$\sigma_i$  wird zu  $\sigma_y$ , da in diesem Fall die Unsicherheit aller Messpunkte gleich groß ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass die gewählte Funktion mit den entsprechenden Parametern die richtige ist, ist am größten, wenn  $\chi^2$  minimal wird. Also leitet man  $\chi^2$  nach  $a$  ab. Diese Ableitung muss für ein minimales  $\chi^2$  null sein und man kann den Wert für den Parameter  $a$ , der die größte Wahrscheinlichkeit besitzt, bestimmen. Dieser Wert ist für  $y(x)=a$  mit gleicher Unsicherheit aller Messpunkte der Mittelwert.

$$a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (7.10)$$

Man weiß nun zwar, dass die Unsicherheit aller Messpunkte gleich ist, aber man weiß nicht, welchen Wert sie genau hat. Man muss also einen Wert angeben, der die Unsicherheit bei der Bestimmung der Parameter beschreibt. Für die Varianz einer Funktion ergibt sich durch das Fehlerfortpflanzungsgesetz Gleichung (7.11) [Pre92].

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left( \frac{\partial f}{\partial y_i} \right)^2 \quad (7.11)$$

$\sigma_i$  ist wieder  $\sigma$  und es gilt  $f=a$ , wobei  $a$  der in Gleichung (7.10) beschriebene Mittelwert ist. Somit kann die Unsicherheit, die dem ermittelten Fit anhaftet, durch Gleichung (7.12) beschrieben werden.

$$\sigma_a = \frac{\sigma_y}{\sqrt{n}} \quad (7.12)$$

Zusätzlich muss noch ein Faktor  $\sqrt{\chi^2/(n-m)} = \sqrt{\chi^2/(n-1)}$  [Bev03] zu  $\sigma_a$  hinzugefügt werden [Pre92], da die Unsicherheit der Datenpunkte  $\sigma_i = \sigma_y$  vor der Durchführung des Fits nicht bekannt waren. m ist hier die Anzahl der Fitparameter. Da a der einzige Parameter bei der Bestimmung des Mittelwerts und dessen Unsicherheit ist, ist m=1.

Entsprechendes gilt für den zur Berechnung der Unsicherheit der Standardabweichung verwendeten Parameter b.

## 7.6 Abhängigkeit der Flugzeit von der Pulsbreite

Die Elektronenkanone gibt pro Puls  $75\ \mu s$  lang einen Elektronenstrahl ab. Diese Zeitspanne wird Pulsbreite genannt. Sie ist mitverantwortlich für die Breite der Verteilung (siehe Abschnitt 7.3, Gleichungen (7.4) und (7.5)) und auch für die genaue Position des Mittelwerts. Je kleiner die Pulsbreite ist, desto schmäler ist die Geschwindigkeitsverteilung und desto näher liegt der Mittelwert der Flugzeiten an ihrem tatsächlichen Wert.

Das hat folgenden Grund: Während eines Pulses öffnet sich für  $75\ \mu s$  ein Zeitfenster. Die Cluster können zu jedem Zeitpunkt innerhalb dieses Zeitfenzters von einem Elektron getroffen und ionisiert werden. Der Mikrocontroller beginnt bei der ansteigenden Flanke des Pulses aus dem SCA zu zählen. Der Puls aus dem SCA beginnt wiederum mit der ansteigenden Flanke des Signals aus dem Invertierer. Also wird nur von einem Cluster, das direkt zu Beginn des Elektronenstrahls ionisiert wird, auch wirklich die wahre Flugzeit gemessen. Die detektierten Flugzeiten aller später ionisierten Cluster sind bis zu  $75\ \mu s$  länger als die tatsächlichen Flugzeiten.

Die Pulsbreite ist damit ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der Clustergeschwindigkeit, der aus den analysierten Daten herausgerechnet werden muss.

Um den Mittelwert der Verteilung ohne Einfluss der Pulsbreite herauszufinden, kann man ihn für verschiedene Pulsbreiten bei ansonsten gleichen

Bedingungen ermitteln. Alle Messungen wurden bei einem Druck von 8 bar und einer Temperatur von 50 K durchgeführt.

Trägt man den Mittelwert der Flugzeit bei verschiedenen Pulsbreiten gegen die Pulsbreite auf, so erwartet man, dass sich die einzelnen Punkte mit einer Geraden mit einer Steigung von 0,5 fitten lassen.

Zur Erklärung ein Beispiel: Nimmt man eine Pulsbreite von  $100 \mu s$  und vernachlässigt vorerst die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung der Cluster, so ist die Wahrscheinlichkeit für die Cluster zu Beginn, am Ende oder irgendwo in der Mitte der Zeitspanne des Pulses von einem Elektron getroffen zu werden gleich groß. Die Cluster werden also im Mittel immer  $50 \mu s$  nach dem Pulsbeginn ionisiert. Der Mittelwert ihrer durch diesen Aufbau detektierten Flugzeit ist also gleich dem wahren Mittelwert der Flugzeit plus  $50 \mu s$ . Geht man jetzt von einer Pulsbreite von  $50 \mu s$  aus, so ist hier dement sprechend der detektierte Mittelwert der Flugzeit der wahre Mittelwert plus  $25 \mu s$ . Verringert man also die Pulsbreite um  $50 \mu s$ , so verringert sich der Mittelwert der Flugzeit um  $25 \mu s$ . Die Steigung des Graphen von Mittelwert der Flugzeit gegen Pulsbreite müsste somit theoretisch 0,5 betragen.

Abbildung 7.11 zeigt die gemessenen Flugzeitwerte für verschiedene Pulsbreiten. Die experimentellen Unsicherheiten sind im Bereich der Symbolgröße. Fittet man diese Punkte mit einer Geraden an, so hat diese eine Steigung von  $0,45 \pm 0,05$  und stimmt damit im Rahmen der Messunsicherheit mit der angenommenen Steigung uberein.

Man kann diesen ermittelten Wert für die Steigung dazu nutzen, auf den tatsächlichen Mittelwert der Flugzeit zu schließen. Da für die Ermittlung der Flugzeit bei den vorgenommenen Messungen immer eine Pulsbreite von  $75 \mu s$  eingestellt war wurde von jedem Mittelwert der Flugzeit in dieser Arbeit ein Wert von  $0,45 \cdot 75 \mu s$  abgezogen.

Die Verzerrung zu größeren Flugzeiten und damit langsameren Geschwindigkeiten lässt sich nur bis zu einem gewissen Maß von vornherein verhindern. Abbildung 7.12 zeigt im oberen Teil einen  $30 \mu s$  langen Puls, der auf die Elektronenkanone gegeben wird und im unteren Teil den Puls, den man

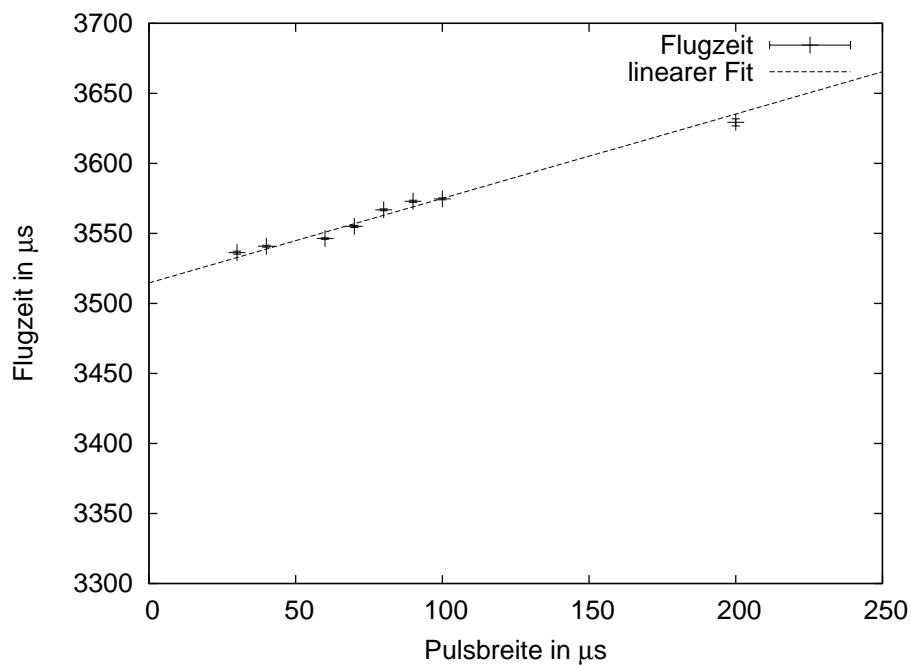


Abbildung 7.11: Mittelwert der Flugzeit als Funktion der Pulsbreite.

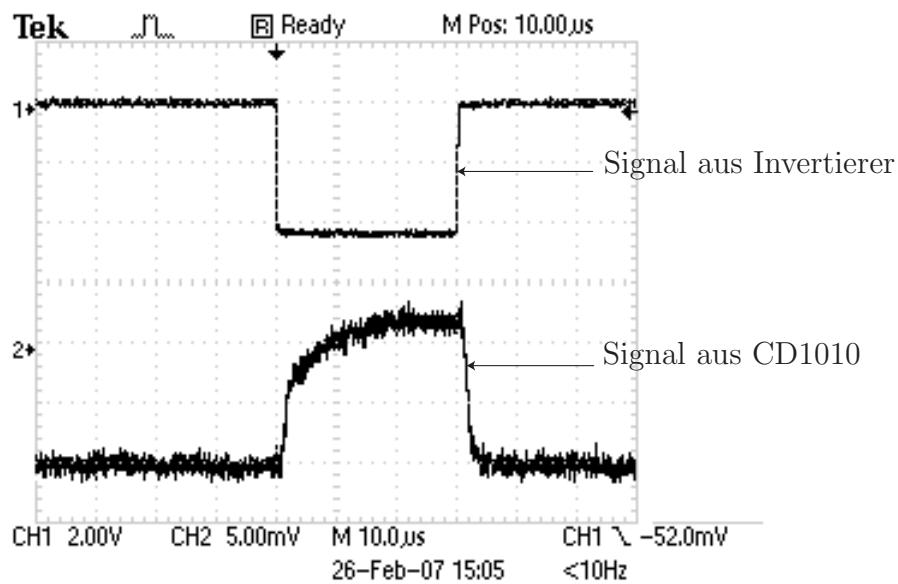


Abbildung 7.12: 30  $\mu$ s-Puls aus dem Invertierer (oben) und aus dem Amperemeter CD1010 am Faraday-Cup (unten). Das dargestellte Signal des CD1010 zeigt die zum Elektronenstrom am Faraday-Cup proportionale Spannung.

am Blindflansch auf der gegenüberliegenden Seite der Elektronenkanone registriert.

Man erkennt, dass diese beiden Pulse noch recht gut übereinstimmen. Die Elektronenkanone ist also durchaus in der Lage, derart schmale Pulse noch sauber zu verarbeiten. Die Elektronen werden ohne große Verzögerung sofort emittiert und sobald der eingehende Puls stoppt, bricht auch der Elektronenstrahl sofort ab. Der Grund warum trotzdem  $75 \mu\text{s}$  als Pulsbreite gewählt wurde ist, dass mit geringerer Pulsbreite die Cluster einfach zu selten von Elektronen getroffen werden.

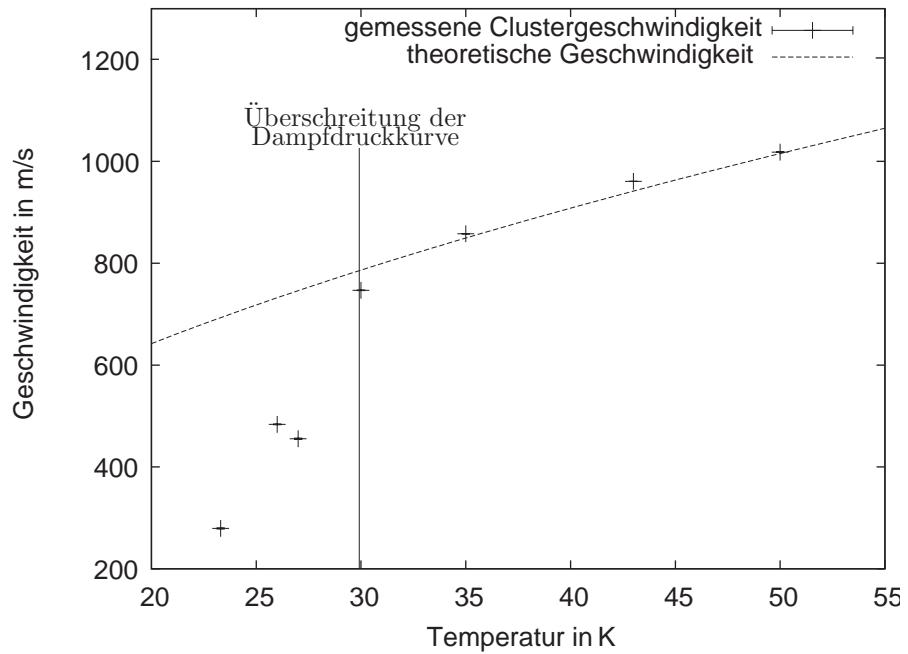
## 7.7 Abhängigkeit der Clustergeschwindigkeit von der Temperatur

In Kapitel 4 wurde die Geschwindigkeit eines Gasstroms für den Fall der größtmöglichen Expansion eingeführt.

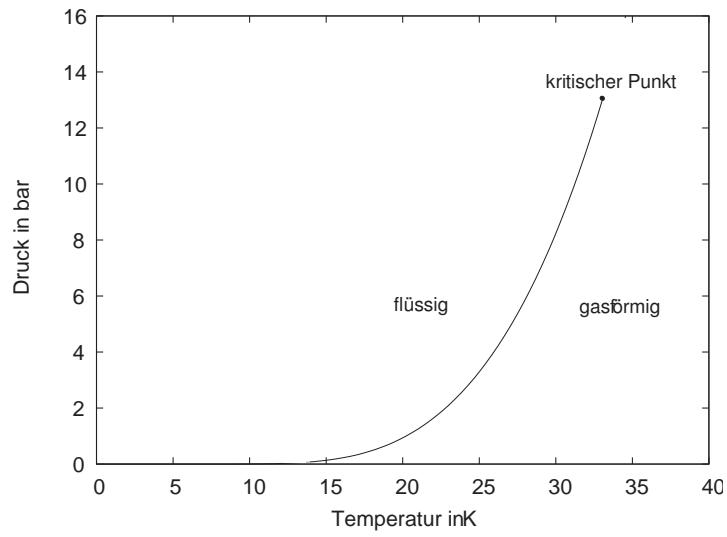
$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{R \cdot T_0}{M}} \quad (7.13)$$

Diese Gleichung für die maximale Geschwindigkeit wurde bisher für die Bestimmung der Flächendichte des Clustertargets verwendet. Als Variable geht hier lediglich die Temperatur in die Gleichung ein, der Druck spielt keine Rolle.

Bestimmt man den Mittelwert der Flugzeit für einen festen Druck bei verschiedenen Temperaturen, so erhält man für die Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur den in Abbildung 7.13 dargestellten Verlauf. Als Gasdruck wurde hierfür ein Wert von 8 bar eingestellt. Die gestrichelte Linie stellt den theoretischen Verlauf der maximalen Geschwindigkeit als Funktion der Temperatur dar. Man erkennt, dass die gemessene Geschwindigkeit zwischen 50 K und 35 K in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten ist. Bei 30 K weicht der experimentelle Wert schon etwa 5% nach unten hin von der Theorie ab und im Bereich unterhalb von



**Abbildung 7.13:** Die Clustergeschwindigkeit als Funktion der Temperatur bei konstantem Druck von 8 bar mit theoretischem Verlauf der maximalen Geschwindigkeit.

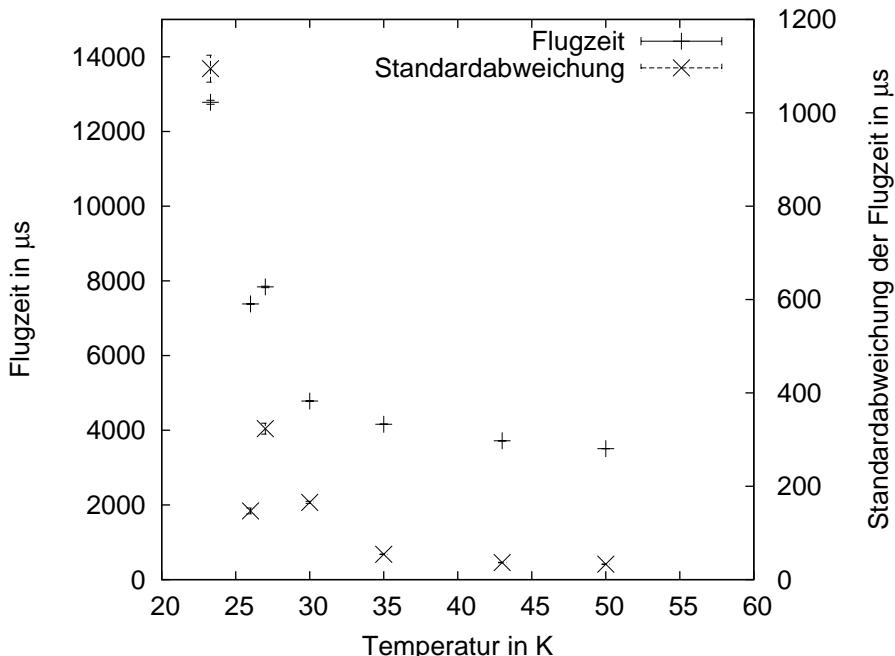


**Abbildung 7.14:** Die Dampfdruckkurve von Wasserstoff.

30 K sind die ermittelten Geschwindigkeiten 200-400 m/s kleiner als zuvor angenommen.

Dies bedeutet allerdings, dass die tatsächliche Clusterdichte in Abschnitt 6.2 unterhalb der Dampfdruckkurve nach Gleichung (5.4) in Kapitel 5 deutlich höher liegt als bisher angenommen, da die Geschwindigkeit im Nenner in die Formel zur Berechnung der Dichte eingeht.

30 K und 8 bar ist ein Punkt auf der Dampfdruckkurve von Wasserstoff (s. Abb. 7.14). Der Verlauf der experimentell ermittelten Werte in Abbildung 7.13 spiegelt also genau den Übergang vom gasförmigen zum flüssigen Wasserstoff wider. Die Geschwindigkeit der Cluster lässt sich also bei Temperaturen, die die Dampfdruckkurve ubschreiten, nicht mehr mit der Stromfaden-Theorie der Gasdynamik (s. Kapitel 4) beschreiben.



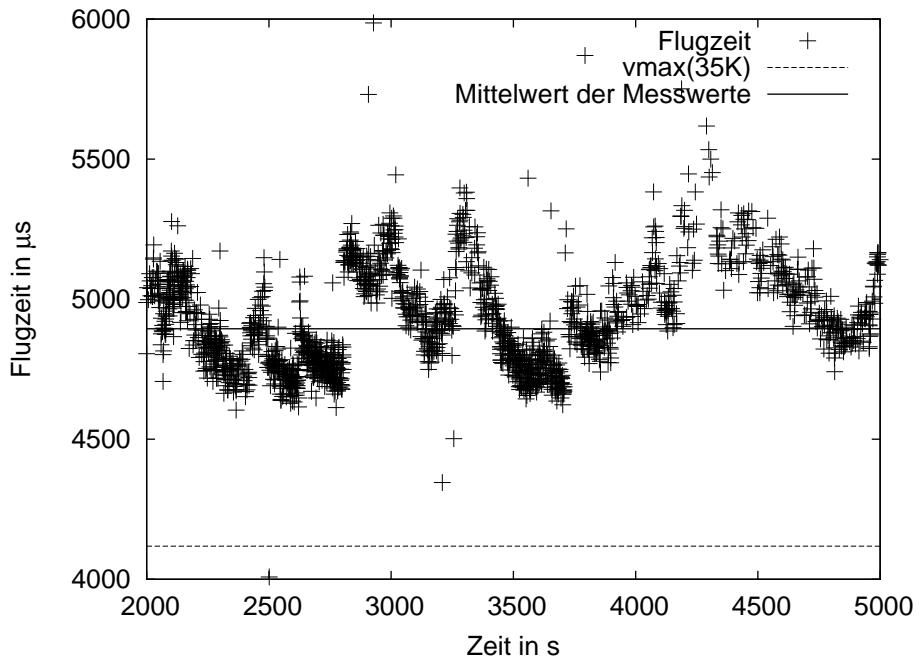
**Abbildung 7.15:** Der Mittelwert und die Standardabweichung der Flugzeit als Funktion der Temperatur bei konstantem Druck von 8 bar.

Zusätzlich zum Mittelwert kann man auch die Standardabweichung der Flugzeit-Verteilung gegen die Temperatur auftragen. In Abbildung (7.15)

ist zusätzlich zur Standardabweichung auch noch der Mittelwert der Flugzeit eingezeichnet. Genau wie in Abbildung (7.9) ist auch hier anhand der Standardabweichung eine Verbreiterung der Verteilung unterhalb der Dampfdruckkurve zu erkennen.

## 7.8 Zeitliche Struktur der Cluster-Flugzeit

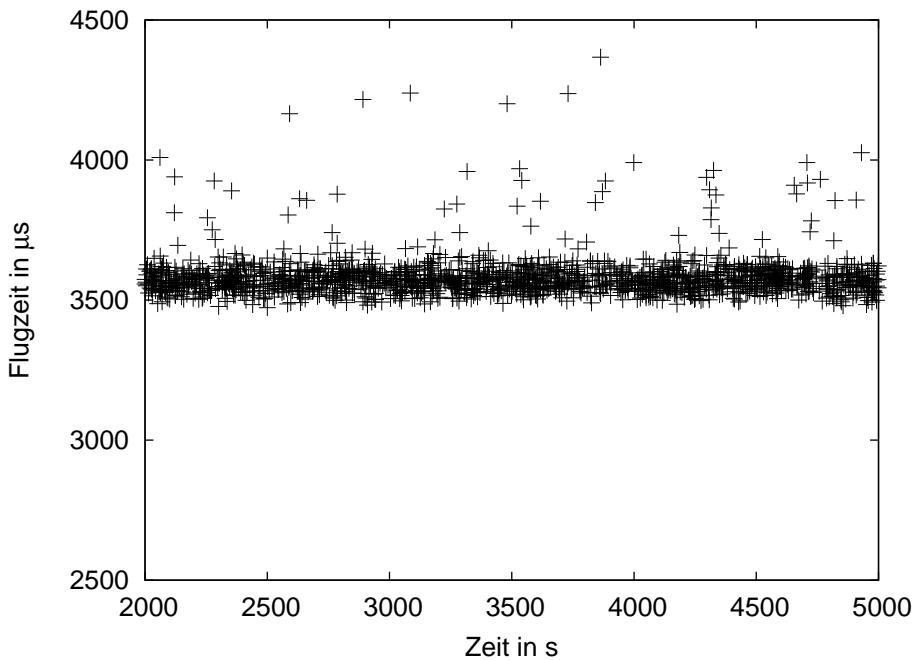
Abbildung (7.16) zeigt einen Ausschnitt von 3000 Sekunden Länge aus einer Flugzeitmessung bei 18 bar und 35 K. Man sieht deutlich, dass die Flugzeiten eine gewisse Zeitstruktur aufweisen. In einem Intervall von 200-500 s steigt die Flugzeit erst abrupt an, um dann zu einer etwa  $500 \mu\text{s}$  tiefer liegenden Flugzeit hin zu sinken. Eingezeichnet sind auch der Mittelwert und der nach  $v_{max}$  angenommene Sollwert für die Flugzeit.



**Abbildung 7.16:** Flugzeit der Cluster bei 18 bar und 35 K aufgetragen gegen die Zeit.

Dieses Phänomen ist bei höheren Temperaturen und niedrigeren Drücken nicht zu beobachten (s. Abb. 7.17). Das liegt höchstwahrscheinlich daran,

dass man sich hier in einem speziellen Bereich befindet. Die Dampfdruckkurve (Abbildung (7.14)) endet zwar bereits bei 13 bar im kritischen Punkt, würde man sie allerdings zu höheren Drücken hin verlängern, würde sie für 35 K bei etwa 17 bar liegen. Man läge also mit 18 bar knapp auf der flüssigen Seite der Dampfdruckkurve. Zumindest für Cluster ist also auch bei größeren Drücken oberhalb des kritischen Punkts, wenn auch theoretisch nicht vorgesehen, ein Effekt der Dampfdruckkurve zu bemerken. Dies ist auch beim Dichtemapping in Kapitel (6.2) zu erkennen. Hier ist anhand der Größe der Dichte deutlich ein Verlauf der Dampfdruckkurve auch oberhalb des kritischen Punkts zu erkennen.

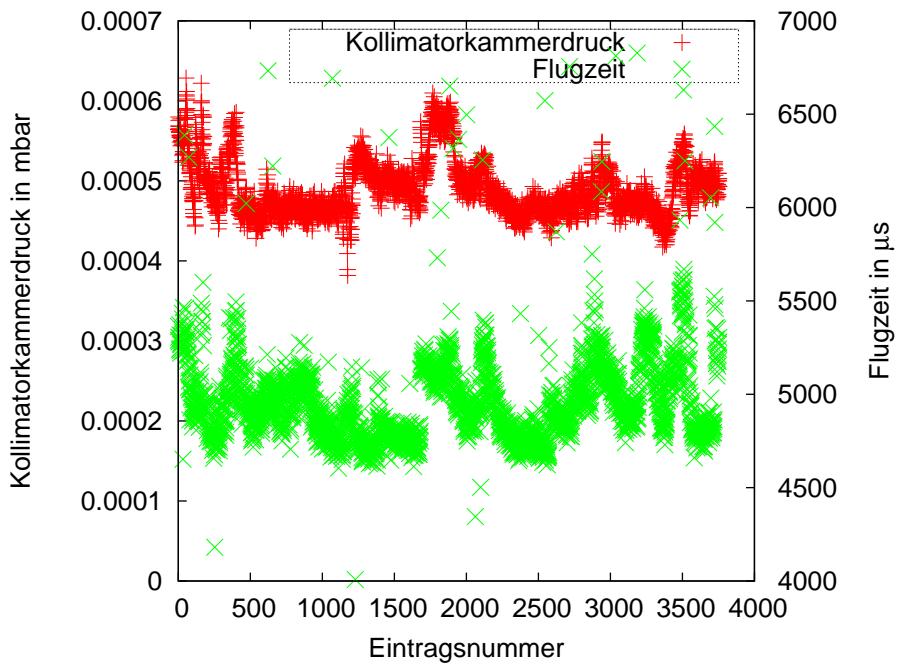


**Abbildung 7.17:** Flugzeit der Cluster bei 9 bar und 50 K aufgetragen gegen die Zeit.

Das periodische Steigen und Absinken der Flugzeit ist wahrscheinlich der Grund für die starke Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung unterhalb der Dampfdruckkurve. Die eigentliche Aufweitung der Flugzeiten scheint wesentlich schmäler, etwa  $100 \mu\text{s}$ , zu sein. Sie ist also ungefähr genau so breit wie die Verteilung oberhalb der Dampfdruckkurve (s. Abb. 7.17).

Das zeitliche Verhalten der Temperatur, des Drucks und des Gasflusses der Düse sind nicht mit dem Verhalten der Flugzeit korreliert. Lediglich der Vakuumdruck in der Kollimatorkammer und im Bereich der Kryopumpe zeigen eine sehr ähnliche Zeitstruktur.

Abbildung (7.18) zeigt einen Vergleich zwischen den nacheinander aufgenommenen Flugzeiten und dem Kollimatorkammerdruck. Fast immer steigt die Flugzeit genau zu dem Zeitpunkt an, zu dem auch der Kollimatorkammerdruck ansteigt. Auch in der Kammer, in der sich die Kryopumpe befindet, lässt sich die gleiche Korrelation beobachten, obwohl diese beiden Kammern nur durch die  $715\ \mu\text{m}$  große Kollimatoröffnung miteinander verbunden sind und damit zwei praktisch völlig voneinander unabhängige Druckbereiche darstellen.



**Abbildung 7.18:** Vergleich des Verlaufs von Kollimatorkammerdruck und Flugzeit

Mit bis zu 8 Minuten Länge sind diese Zeitintervalle enorm lang. Eine mögliche Erklärung könnte eine kurze Verflüssigung des Wasserstoffs in der Rohrleitung vor der Düse sein. Die Geschwindigkeit von Flüssigkeiten,

die durch einen engen Querschnitt ins Vakuum strömen, lässt sich mit der Bernoulli-Gleichung (7.14) [Kuc94] bestimmen.

$$v = \sqrt{\frac{2p}{\rho(T)}} \quad (7.14)$$

Diese Geschwindigkeit, die bei 18 bar einen Wert von 226 m/s hat, ist wesentlich kleiner als die in Kapitel (4.9) besprochene Geschwindigkeit von  $v_{max,35K} \approx 850$  m/s. Allerdings müsste die Flugzeit, um zu einem entsprechenden Geschwindigkeitswert zu führen, noch wesentlich höher bei  $15800 \mu s$  liegen. Es kann also keine vollständige Verflüssigung des Wasserstoffs vor der Düse vorliegen, aber es könnte sich um eine Art Zwischenzustand handeln. Vereinzelte Flüssigkeitstropfen könnten sich im Gas befinden und ab und zu könnte einer davon vor die Düsenöffnung gelangen. Die aus diesem Tropfen entstehenden Cluster, oder Mikropellets, könnten dann eine geringere Geschwindigkeit haben, die sich in einem abrupten Anstieg der Flugzeit äußern könnte. Dies würde auch die unregelmäßigen und unterschiedlich langen Zeitbereiche zwischen Anstieg und Abfall erklären.

Betrachtet man die zeitliche Änderung der Flugzeit bei Temperaturen und Drücken die unterhalb der „echten“ Dampfdruckkurve liegen, so kann man hier keine oder fast keine zeitliche Struktur mehr erkennen. Da bei manchen Flugzeitverläufen doch noch ein leichtes Steigen und Fallen der Flugzeit zu erkennen ist und die Verteilungen insgesamt wesentlich breiter sind als oberhalb der Dampfdruckkurve, könnte es sein, dass die zwischenzeitigen Verflüssigungen des Wasserstoffgases hier noch öfter auftreten und dadurch die zeitliche Struktur zu stark verwischt ist.

Die in Abschnitt 7.7 ermittelten Geschwindigkeiten sinken unterhalb der Dampfdruckkurve bis auf Werte von etwa 278 m/s bei 23,3 K ab. Sie wurden bei einem Düsenvordruck von 8 bar aufgenommen. Diesem Druck entspricht nach Bernoulli eine Geschwindigkeit von etwa 150 m/s. Auch in diesem Temperatur-Druck-Bereich scheint also keine vollständige Verflüssigung des Wasserstoffgases einzutreten.

## 7.9 Abhängigkeit der Clustergeschwindigkeit vom Druck

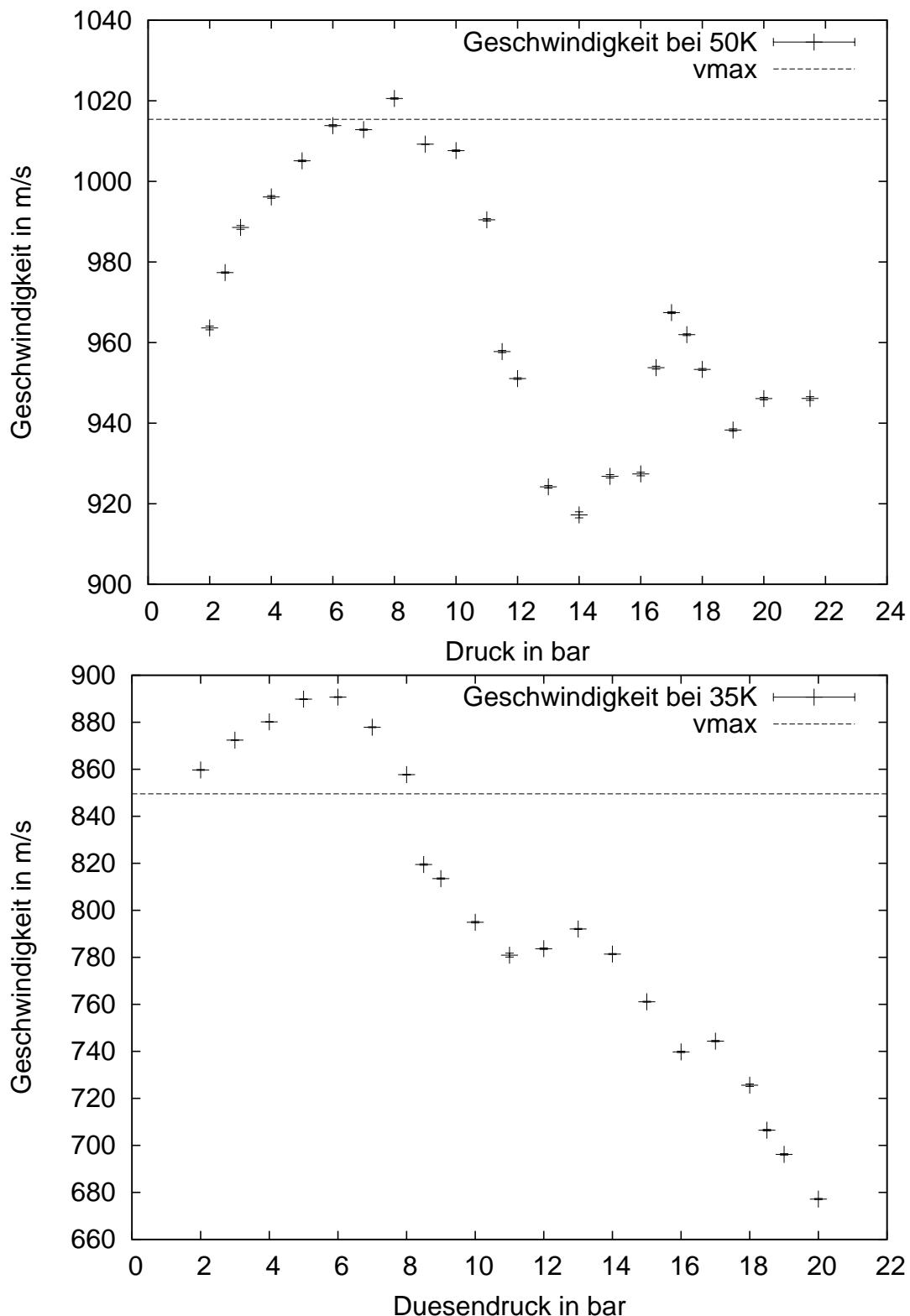
Nach Gleichung (7.13) sollte die Clustergeschwindigkeit völlig unabhängig vom Vordruck der Düse sein. Tatsächlich aber hat sich herausgestellt, dass die Geschwindigkeit sehr stark von diesem Druck beeinflusst wird.

Abbildung (7.19) zeigt die experimentell ermittelte Geschwindigkeit für verschiedene Drücke zwischen 2 bar und 22 bar bei konstant gehaltenen Temperaturen. Es wurden Messungen bei 50 K und 35 K gemacht. Die experimentellen Unsicherheiten sind im Bereich der Symbolgröße. Die gestrichelten Linien zeigen den Wert an, bei dem die theoretische Geschwindigkeit  $v_{max}$  für die jeweilige Temperatur liegt. Dieser Wert ist natürlich konstant, da die Geschwindigkeit eben gar nicht vom Düsenvordruck abhängen sollte. Die gemessenen Daten zeigen aber ein ganz anderes Verhalten.

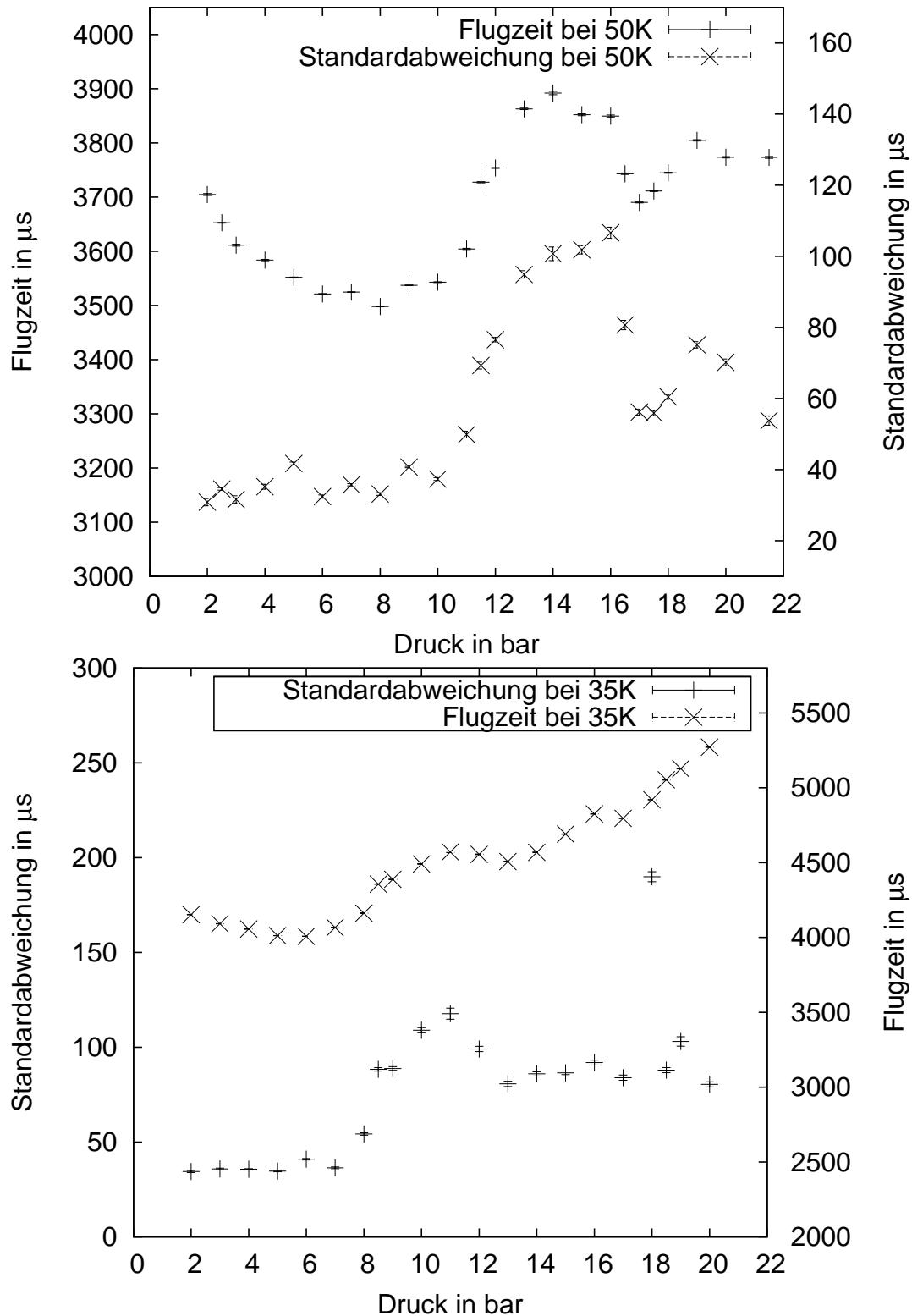
Betrachten wir zuerst die Ergebnisse bei 50 K. Im Bereich der niedrigen Drücke steigt die Geschwindigkeit zunächst mit steigendem Druck um 70 m/s an, bis sie bei 8 bar den theoretisch erwarteten Wert knapp überschreitet. Ab diesem Punkt fällt sie jedoch wieder um etwa 100 m/s ab und erreicht ihren tiefsten Wert bei 14 bar. Erhöht man den Druck weiter, folgt ein erneuter Anstieg, der in einem zweiten Peak bei 17 bar endet. Dieser Peak ist schmaler und kleiner als der bei 8 bar und liegt mehr als 50 m/s unter der theoretischen Geschwindigkeit.

Die Form des Verlaufs bei 35 K ist bei niedrigen Drücken ähnlich wie bei 50 K. Das erste Maximum wird allerdings bereits bei 6 bar erreicht, das zweite bei 13 bar. Die Messwerte zwischen 2 bar und 8 bar überschreiten die theoretische Maximalgeschwindigkeit um höchstens 5%. Der höchste Wert liegt etwa 50 m/s über dem theoretischen Wert. Der zweite Peak ist nicht so ausgeprägt wie bei 50 K. Bei 17 bar gibt es eine dritte, leichte Erhöhung, bevor die Geschwindigkeit auf ihren tiefsten, gemessenen Wert bei 20 bar, etwa 170 m/s unter ihrem erwarteten, theoretischen Wert, absinkt.

Vergleicht man die Flugzeiten, die bei den einzelnen Drücken gemessen



**Abbildung 7.19:** Abhängigkeit der Geschwindigkeit vom Druck bei konstant gehaltenen Düsentemperaturen von 50 K (oben im Bild) und 35 K (unten). Die gestrichelte Kurve markiert die theoretische Geschwindigkeit  $v_{max}$  für die entsprechenden Temperaturen.



**Abbildung 7.20:** Standardabweichung und Mittelwert der Flugzeit in Abhängigkeit des Drucks bei konstant gehaltenen Temperaturen von 50 K (oben im Bild) bzw. 35 K (unten).

worden sind mit den entsprechenden Standardabweichungen der Flugzeit-Verteilungen (Abbildung 7.20), dann erkennt man bei 50 K sehr schön, dass diese beiden Größen bis auf Ausnahmen gut miteinander korreliert sind. Je höher die Flugzeit, desto größer ist auch die Standardabweichung. Die experimentellen Unsicherheiten der Flugzeiten sind im Bereich der Symbolgröße.

Bei der Messung, in der die Temperatur konstant bei 35 K gehalten wurde ist bis zu einem Druck von etwa 14 bar das gleiche Verhalten zu sehen. Steigt die Flugzeit, so steigt auch die Standardabweichung. Bei größeren Drücken bleibt die Standardabweichung allerdings bis auf den Wert bei 18 bar relativ konstant, während die Flugzeit weiter ansteigt. Eine Erklärung für dieses Verhalten könnte in einer Art Verlängerung der Dampfdruckkurve über den kritischen Punkt hinaus liegen. Näheres dazu wird in Abschnitt 7.8 diskutiert.

## 7.10 Einfluss des Skimmerkammerdrucks auf die Clustergeschwindigkeit

In Abschnitt (7.9) wird beschrieben, dass die Geschwindigkeit sich mit dem Druck ändert, obwohl sie der Theorie nach konstant bleiben sollte. Ein Versuch, dieses Phänomen zu erklären wird unternommen, indem untersucht wird, ob das Verhalten der Geschwindigkeit mit dem Skimmerkammerdruck zusammenhängt.

Wie Gleichung (7.15) [Que97] zeigt, steigt der Skimmerkammerdruck mit steigendem Düsendruck.

$$q_V = 24,58 \cdot \frac{f^* p_0}{\sqrt{MT_0}} \cdot \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \cdot \sqrt{\kappa} \quad (7.15)$$

$q_V$  ist hierbei die Volumenstromstärke in ml/s,  $f^*$  die kleinste Düsenquerschnittsfläche in mm<sup>2</sup>,  $p_0$  der Einlassdruck in mbar, M die molare Masse in g/mol,  $T_0$  die Temperatur in K und  $\kappa$  der Adiabatenexponent.

Es gibt zwei Möglichkeiten, wie der Skimmerkammerdruck die Geschwindigkeit der Cluster beeinflussen kann. Zum einen kann die bloße Anzahl der

sich frei in der Skimmerkammer bewegenden Restgasmoleküle dazu führen, dass die Cluster mit diesen Molekülen kollidieren und dabei kinetische Energie verlieren. Zum anderen treten in der Skimmerkammer sogenannte Verdichtungsstöße auf. Diese entstehen, da die Strömung aus der Düse auf einen endlichen Druck in der Skimmerkammer trifft. Der Strahl, der aus der Düse austritt, divergiert mit fortschreitender Distanz von der Düse immer weiter auseinander. Dementsprechend sinkt der Druck in dieser Strömung senkrecht zur Strahlrichtung immer weiter ab. An einer bestimmten Stelle hinter der Düse ist dieser Druck auf die Größe des Skimmerkammerdrucks abgefallen. Es kommt zu einem schrägen Verdichtungsstoß. Der Strahl weitet sich immer weiter auf, trifft aber auf eine Wand aus Restgas und wird an dieser in Richtung Strahlachse reflektiert. Es bildet sich dadurch eine Verdichtungsfront aus. Diese Verdichtungsfront verengt sich schließlich zu einem Dichteknoten. Hinter diesem Knoten divergiert der Strahl schließlich wieder, bis sein lokaler Druck soweit abgefallen ist, dass er nochmals von der Restgasfront reflektiert wird. So kommt es zu einer Reihe von Verdichtungsstößen.

Die Strömung bewegt sich nun Richtung Skimmer auf der anderen Seite der Kammer (Abb. 3.4). Die Abstände der Verdichtungsfronten zur Düse und zueinander sind abhängig vom Skimmerkammerdruck. Im Dichteknoten ist der Druck besonders groß. An der Verdichtungsfront sinkt die Geschwindigkeit der Strömung abrupt ab [Jou04]. Je nachdem, welchen Wert der Skimmerkammerdruck gerade annimmt kann so ein Dichteknoten entweder direkt vor der Skimmeröffnung liegen oder sich in mehr oder weniger weiter Entfernung von dieser befinden. Liegt er direkt vor der Skimmeröffnung, ist die Geschwindigkeit der hindurchlaufenden Cluster besonders niedrig. Dementsprechend ist sie höher, liegt der Knoten weiter weg.

Die Lage der Dichteknoten könnte also ein Grund dafür sein, dass die Cluster bei Druckänderung unterschiedliche Geschwindigkeiten annehmen. Um dies zu überprüfen, wurde ein Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 4 mm durch eine Vakuumdurchführung in die Skimmerkammer eingeführt. Durch dieses Rohr wurde zusätzliches Wasserstoffgas in die Kammer

eingeleitet. Es wurde nun mit Hilfe eines Durchflussreglers der Druck in der Skimmerkammer soweit erhöht, dass er dem Druck eines größeren Düsenvordrucks entspricht. Zum Beispiel stellt sich bei einem Düsenvordruck von 8 bar ein Skimmerkammerdruck von  $2,5 \cdot 10^{-2}$  mbar ein. Bei 10 bar Düsenvordruck ist der Kammerdruck  $3,0 \cdot 10^{-2}$  mbar.

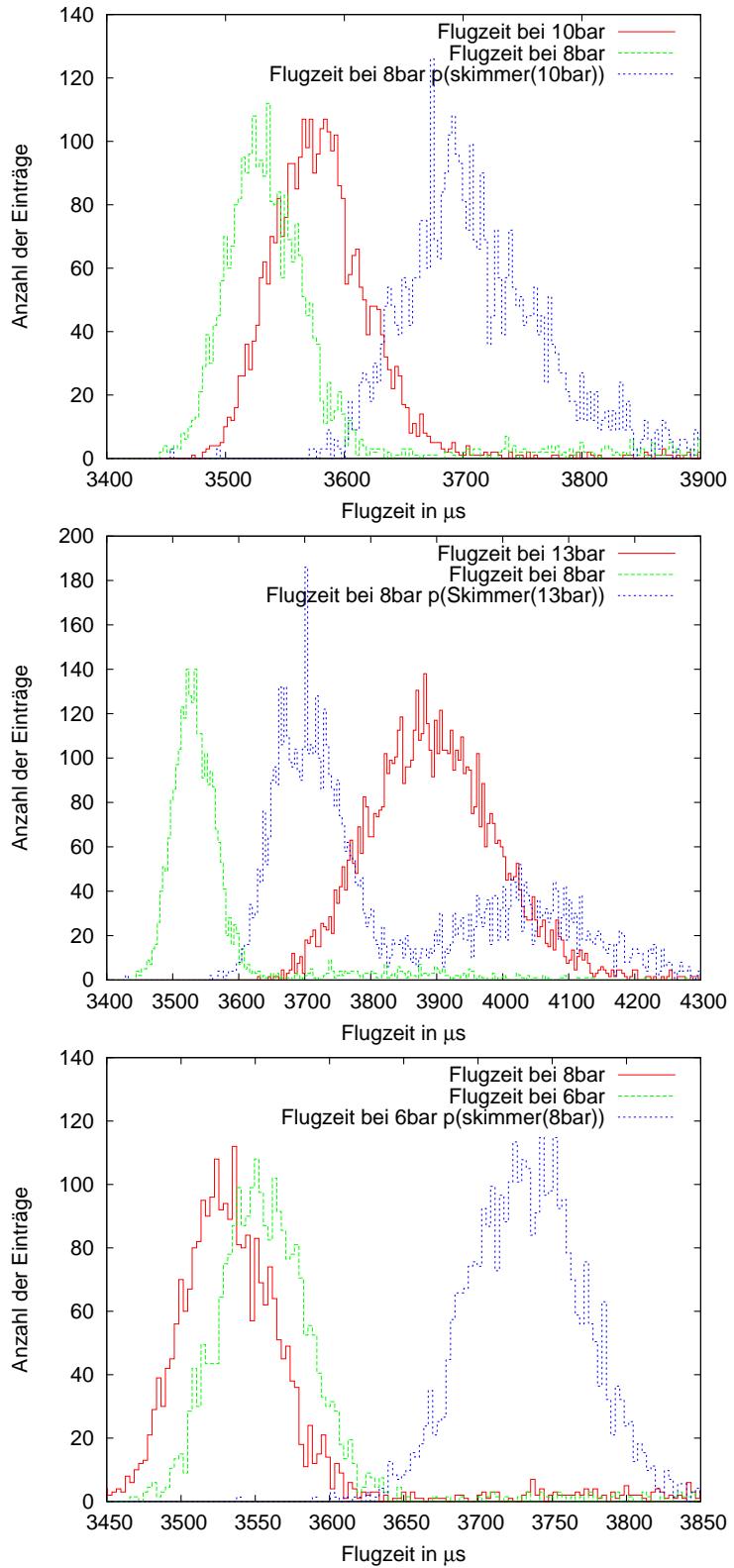
Die Flugzeit der Cluster wurde für den normalen und den erhöhten Skimmerkammerdruck aufgenommen. Abbildung (7.21, oberstes Bild) zeigt die Verteilungen der Flugzeiten bei 50 K und Düsenvordräcken von 8 bar, 10 bar und wiederum 8 bar bei einem künstlich erzeugten Skimmerkammerdruck, der dem bei einem Vordruck von 10 bar gemessenen Druck entspricht.

In Abschnitt (7.9) ist in Abbildung (7.19) zu sehen, dass die Geschwindigkeit bei 50 K und 8 bar höher liegt als die bei 50 K und 10 bar. Wie man in Abbildung (7.21, oberstes Bild) sieht, sind die detektierten Cluster bei 8 bar mit erhöhtem Skimmerkammerdruck noch wesentlich langsamer als die Cluster bei 10 bar.

Abbildung (7.21, mittleres Bild) zeigt die Flugzeiten bei einer Skimmerkammerdruckerhöhung auf  $3,4 \cdot 10^{-2}$  mbar, was einem Kammerdruck bei einem Düsenvordruck von 13 bar bei 50 K entspricht. Der Düsenvordruck, bei dem gemessen wurde, liegt wieder bei 8 bar. Hier sieht man, dass die Flugzeit bei erhöhtem Skimmerkammerdruck im Gegensatz zu Abbildung (7.21, oberstes Bild) unter der Flugzeit bei 13 bar liegt. Außerdem ist bei erhöhtem Skimmerkammerdruck ein zweiter Peak bei langsameren Flugzeiten zu erkennen.

Die Geschwindigkeit sinkt durch die Skimmerkammerdruckerhöhung also nicht im gleichen Maße wie durch die Erhöhung des Vorkammerdrucks im Bereich zwischen 8 bar und 14 bar.

In Abbildung (7.19) sieht man auch, dass die Geschwindigkeit nicht immer nur mit wachsendem Druck abfällt, sondern auch steigt. Zum Beispiel bei 50 K beim Übergang von 6 bar auf 8 bar. Nach obigen Überlegungen bezüglich der Rolle der Verdichtungstöße bei der druckabhängigen Geschwindigkeitsänderung, wäre es nun also denkbar, dass sich der Dichteknoten bei



**Abbildung 7.21:** Vergleich der Flugzeiten bei verschiedenen Skimmerkammer- und Düsenvordräcken

6 bar näher an der Skimmeröffnung befindet als bei 8 bar. Die Cluster wären deshalb bei 6 bar langsamer als bei 8 bar.

Erhöht man also den Skimmerkammerdruck bei 6 bar auf den bei 8 bar, so müsste die Flugzeit der Cluster sinken und damit die Geschwindigkeit ansteigen. Abbildung (7.21, unterstes Bild) zeigt jedoch, dass die Flugzeit auch hier wie in den beiden vorigen Fällen deutlich ansteigt.

Dies lässt folgende Schlussfolgerung zu: Die Erhöhung der Flugzeiten bei erhöhtem Skimmerkammerdruck ist kein Effekt, der auf der Knotenbildung der Verdichtungsstöße beruht. Stattdessen scheint es eher so zu sein, das mit zunehmendem Druck in der Skimmerkammer auch die Wahrscheinlichkeit für Stöße der Cluster mit dem Restgas in der Kammer zunimmt. Die Cluster würden dabei einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren und deshalb langsamer werden. Das könnte auch den zusätzlichen Flugzeitpeak bei einem auf  $3,4 \cdot 10^{-2}$  mbar erhöhten Skimmerkammerdruck (Abbildung (7.21, mittleres Bild)) erklären. Manche Cluster könnten hier noch stärker durch das Restgas beeinträchtigt werden als der Hauptanteil. Da die Cluster in diesem Fall noch auf wesentlich mehr Restgas stoßen als in Abbildung (7.21, oberstes Bild), wo kein zweiter Bereich zu erkennen ist, würde das zu der Stoß-Vermutung passen.

Die Stöße der Cluster mit dem Restgas können allerdings keine oder nur eine unvollständige Erklärung für druckabhängige Geschwindigkeitsverteilung aus Abschnitt (7.9) sein. Zum einen ist lediglich ein die Geschwindigkeit herabsenkender Effekt zu beobachten, zum anderen fällt die Geschwindigkeit bei ausschließlicher Skimmerkammerdruckerhöhung nicht im gleichen Maße ab wie bei der Düsendruckerhöhung in Abbildung (7.19).



# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, ob die Geschwindigkeit der Cluster, die einen Einfluss auf die Dichte des Clusterstrahls hat, mit der theoretisch angenommenen Geschwindigkeit übereinstimmt. Wie sich herausgestellt hat, weicht die Geschwindigkeit bei Temperaturen und Drücken unterhalb der Dampfdruckkurve stark vom angenommenen Wert ab. Oberhalb der Dampfdruckkurve entspricht sie dabei ausgesprochen gut der theoretischen Geschwindigkeit. Außerdem hat sich gezeigt, dass die Geschwindigkeit wider Erwarten druckabhängig ist. Die Geschwindigkeit sinkt oder fällt nicht kontinuierlich mit steigendem Druck, sondern sie „oszilliert“ zu höheren und niedrigeren Werten. Diese „Schwingung“ wird immer weiter abgedämpft, je weiter der Druck steigt. Die experimentell ermittelten Geschwindigkeiten liegen erwartungsgemäß fast immer unter den theoretisch vorausgesagten Werten.

Für eine  $24 \mu\text{m}$ -Düse wurde, wie schon in der Diplomarbeit von Tobias Rausmann, die Clusterdichteverteilung in Abhängigkeit vom Düsendruck und von der Düsentemperatur gemessen. Durch das Ersetzen des Wassерstoffreinigers und die Verbesserung der Pumpleistung in der Skimmerkammer ließ sich auch die Clusterdichteverteilung unterhalb der Dampfdruckkurve bestimmen. Das führte dazu, dass sich nun noch höhere Dichten erreichen lassen. Die höchste erreichbare Dichte ergibt sich momentan bei 17,5 bar

und 27,5 K und liegt bei einer angenommenen Clustergeschwindigkeit von  $v = v_{max}$  im Bereich von  $2,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Unter der Annahme der Diplomarbeit von Tobias Rausmann [Rau04] lag sie für die 24  $\mu\text{m}$ -Düse bei 14 bar und 34,5 K und hatte einen Wert von  $6,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Es konnte somit eine enorme Erhöhung der Dichte der Wasserstoffatome im Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl erreicht werden. Sie liegt jetzt, trotz des großen Abstands zwischen der Düse und dem Wechselwirkungspunkt wieder in der Größenordnung der vorherigen, wesentlich kompakteren Cluster-Jet-Targets.

Eine weitere Erhöhung dieser Dichte kommt dadurch zustande, dass die gemessene, tatsächliche Clustergeschwindigkeit im Punkt der höchsten erreichbaren Dichte ( $341,45 \pm 0,52$ ) m/s beträgt. Sie ist also um einen Faktor 2,2 kleiner als die bei der Dichteberechnung verwendete Geschwindigkeit von  $v_{max} = 753$  m/s. Damit steigt der tatsächliche Wert für die höchste erreichbare Dichte auf etwa  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^3$  an.

Die Geschwindigkeit wurde bisher nur für bestimmte Druck- bzw. Temperaturwerte ermittelt. Es wäre sehr wünschenswert einen kompletten Überblick über die Geschwindigkeiten bei jedem relevanten Druck- und Temperaturwert zu erhalten. In Kapitel 6.2 wurde bereits das Dichtemapping vorgestellt. Statt der Dichte als Farbcodierung könnte man also ein Geschwindigkeitsmapping mit der Geschwindigkeit als Farbcodierung aufnehmen. Man könnte dann auch für jeden Messpunkt die tatsächliche Geschwindigkeit im Dichtemapping verwenden.

Mit Hilfe der die Cluster ionisierenden Elektronenkanone kann man auch Rückschlüsse auf die Masse der Cluster anstellen. Dazu betreibt man die Elektronenkanone im ungepulsten Zustand. Erste Versuche zur Massenbestimmung sind bereits erfolgt. Hierbei wurde vor das Channeltron eine Elektrode gesetzt. Diese verursachte ein Gegenfeld für die positiv ionisierten Cluster. Die Anzahl der Cluster, die trotz des Gegenfelds das Channeltron erreichen, sollte mit steigendem Gegenfeld immer weiter abnehmen. Durch die Bestimmung der Teilchenzahlabnahme bei steigender Gegenfeldspannung lassen sich Rückschlüsse auf die Massenverteilung der Cluster ziehen. Aktu-

ell konnte trotz eines relativ großen Gegenfelds von 2 kV nur eine leichte Abnahme der Clusterzahl festgestellt werden. Dies deutet darauf hin, dass die Cluster wesentlich schwerer sind als angenommen wurde. Systematische Untersuchungen zur Massenverteilung der Cluster werden im Rahmen der zukünftigen Diplomarbeit von Stephan General [Gen08] durchgeführt werden.

Die momentan erreichbare Wasserstoffatomdichte im Wechselwirkungspunkt beträgt wie oben bereits erwähnt mindestens  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Die Dichte eines Pellet-Targets liegt in der Größenordnung von  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Um gleich große Dichten auch mit einem Cluster-Jet-Target erreichen zu können, ist ein Neubau des Targets mit einem leistungsstärkeren Kaltkopf geplant. Im Neubau wird es außerdem eine separate Vakuumkammer für den Kaltkopf geben. Das hat den Vorteil, dass die Kühlleistung wesentlich weniger durch Wärmeübertragung des Restgases in der Skimmer- und Kollimatkorkammer herabgesetzt werden wird. Zudem sollen Skimmer und Kollimator auf beweglichen Schienen angebracht werden, so dass eine genauere und flexiblere Justage möglich ist.



# Literaturverzeichnis

- [Bau06] *Private Mitteilung*. H. Baumeister, 2006.
- [Bev03] BEVINGTON, P.R. UND ROBINSON, D.K.: *Data Reduction and Error Analysis*. McGraw-Hill Higher Education, 2003.
- [Col98] COLLABORATION E835: *The Variable Density Gas Jet Internal Target for Experiment 835 at Fermilab*. Nucl.Instrum.Meth.A410:195-205, 1998.
- [COS98] *Annual Report 1998*. Institut für Kernphysik and COSY Research, FZ Jülich, 1998.
- [COS06] *Annual Report 2006*. Institut für Kernphysik and COSY Research, FZ Jülich, 2006.
- [Dom89] DOMBROWSKI, H. Diplomarbeit, IKP WWU Münster, 1989.
- [Gen08] GENERAL, S. Diplomarbeit in Vorbereitung, IKP WWU Münster, 2008.
- [Joh97] JOHANSSON, T.: *Experimental Studies of Threshold Meson Production at CELSIUS*. Nuclear Physics A631 (1998) 331 c-342c, 1997.
- [Jou04] JOUSTEN, K. (HRSG.): *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg-Verlag, 2004.
- [Kho05] KHOUKAZ, A.: *Internal Targets for Storage Rings*. STORI '05 IKP Forschungszentrum Jülich, 2005.

- [Kim04] KIM, Y.-K., IRIKURA, K.K. UND RUDD, M.E.: *Electron-Impact Ionization Cross Section for Ionization and Excitation Database (Version 3.0)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2004. <http://physics.nist.gov/ionxsec>.
- [Kuc94] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 1994.
- [Leh03] LEHRACH, A. UND PRASUHN, D.: *Luminosity Considerations for Internal and External Experiments at COSY*. Annual Report, IKP Forschungszentrum Jülich, 2003.
- [Leh05] LEHRACH, A. ET AL.: *COSY Ring*. STORI '05 IKP Forschungszentrum Jülich, 2005.
- [Nor06] NORDHAGE, Ö.: *On a Hydrogen Pellet Target for Antiproton Physics with PANDA*, 2006.
- [Pan05] PANDA Strong Interaction Studies with Antiprotons (Technical Progress Report). GSI Darmstadt, 2005.
- [Pov04] POVH, RITH, SCHOLZ UND ZETSCHÉ: *Teilchen und Kerne*. Springer, 2004.
- [Pre92] PRESS, W.H., VETTERLING, W.T., TEUKOLSKY, S.A. UND FLANNERY, B.P.: *Numerical Recipes in Fortran 77, Second Edition*. Cambridge, 1992.
- [Que97] QUENTMEIER, C.: *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*. Diplomarbeit, IKP WWU Münster, 1997.
- [Rau04] RAUSMANN, T.: *Arbeiten zum Aufbau eines Clustertargets für 4π-Experimente an Speicherringen und Untersuchungen zur Clusterproduktion*. Diplomarbeit, IKP WWU Münster, 2004.

- [Wut88] WUTZ, M., ADAM, H. UND WALCHER, W.: *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg-Verlag, 1988.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Skizze der vom CERN hergestellten Laval-Düse.	10
2.2	Funktionsweise der Clusterbildung. Das heruntergekühlte Wasserstoffgas wird unter hohem Druck durch die Düse geleitet. Durch Kondensationskeime entstehen Cluster. . . . .	11
3.1	Schematischer Aufbau des Clustertargets mit Flugzeit-Messaufbau. . . . .	14
3.2	Die Clusterquelle mit Vakuumpumpen. . . . .	15
3.3	Foto und schematische Zeichnung des Skimmers. Durch die Öffnung des Skimmers gelangt nur ein schmaler Ausschnitt des Clusterstrahls weiter Richtung Streukammer. . . . .	16
3.4	Mechanischer Aufbau der Clusterquelle inklusive Kryopumpe. . . . .	18
3.5	Foto des Kaltkopfs. Die Gasleitungen nach außen hin und zwischen den Kühlstufen bestehen aus Edelstahl, die Leitungen um die Kühlstufen aus Kupfer. . . . .	20
3.6	Das Strahlprofil in der Streukammer in vertikaler Richtung bei einer Düsentemperatur von 22,6 K und einem Gasdruck von 11 bar. . . . .	21
3.7	Die Halterung und die Schiebedurchführung des Detektionsplättchens. . . . .	22
3.8	Das mit dem Plättchen gemessene horizontale Strahlprofil und die zuvor generierte Simulation. Von den experimentell ermittelten Daten wurde der Untergrund abgezogen. . . . .	23

4.1	Strömungsfeld mit Stromfaden. . . . .	26
5.1	Die Cluster platzen bei Kontakt mit dem Stab auf. . . . .	30
6.1	Die zeitliche Änderung des Drucks in der mit Wasserstoff gefüllten Flasche. . . . .	38
6.2	Das Saugvermögen als Funktion des Einlassdrucks. . . . .	38
6.3	Verlauf der Dichte in Abhängigkeit von Skimmerkammer- und Düsenvordrücken berechnet mit $v = v_{max}$ . . . . .	41
7.1	Schematische Skizze der Elektronenkanone [Bau06]. . . . .	44
7.2	Simulation des Elektronenstrahls aus der Elektronenkanone. Als Elektroden dienen der Spiegel (links, -150 V), die Blende (Mitte, 0 V) und die Wände des Vakuumrohrs (oben und unten). . . . .	45
7.3	Das elektrische Potential der Elektronenkanone. . . . .	46
7.4	Das Channeltron mit Abschirmung und Blende. Die Länge des gesamten Aufbaus beträgt etwa 11 cm. . . . .	47
7.5	Wirkungsquerschnitt der Ionisation aufgetragen gegen die Energie der Elektronen [Kim04]. . . . .	48
7.6	Elektronischer Aufbau zur Messung der Clustergeschwindigkeit. . . . .	50
7.7	Vergleich der $75\mu s$ -Pulse aus dem Invertierer und dem Amperemeter CD1010. Das dargestellte Signal des CD1010 zeigt die zum Elektronenstrom am Faraday-Cup proportionale Spannung. . . . .	52
7.8	Beobachtete Geschwindigkeitsverteilung bei einem Gasdruck von 9 bar und einer Düsentemperatur von 50 K. . . . .	54
7.9	Geschwindigkeitsverteilungen unterhalb der Dampfdruckkurve. Sie sind wesentlich breiter als oberhalb der Dampfdruckkurve und sollten der Theorie nach eigentlich 200-400 m/s höher liegen. . . . .	55
7.10	Durch Messaufbau verursachte Breite der Geschwindigkeitsverteilung gegen die Temperatur. . . . .	58
7.11	Mittelwert der Flugzeit als Funktion der Pulsbreite. . . . .	64

7.12 30 $\mu$ s-Puls aus dem Invertierer (oben) und aus dem Amperemeter CD1010 am Faraday-Cup (unten). Das dargestellte Signal des CD1010 zeigt die zum Elektronenstrom am Faraday-Cup proportionale Spannung. . . . .	64
7.13 Die Clustergeschwindigkeit als Funktion der Temperatur bei konstantem Druck von 8 bar mit theoretischem Verlauf der maximalen Geschwindigkeit. . . . .	66
7.14 Die Dampfdruckkurve von Wasserstoff. . . . .	66
7.15 Der Mittelwert und die Standardabweichung der Flugzeit als Funktion der Temperatur bei konstantem Druck von 8 bar. . . . .	67
7.16 Flugzeit der Cluster bei 18 bar und 35 K aufgetragen gegen die Zeit. . . . .	68
7.17 Flugzeit der Cluster bei 9 bar und 50 K aufgetragen gegen die Zeit. . . . .	69
7.18 Vergleich des Verlaufs von Kollimatkammerdruck und Flugzeit	70
7.19 Abhängigkeit der Geschwindigkeit vom Druck bei konstant gehaltenen Düsentemperaturen von 50 K (oben im Bild) und 35 K (unten). Die gestrichelte Kurve markiert die theoretische Geschwindigkeit $v_{max}$ für die entsprechenden Temperaturen. . . . .	73
7.20 Standardabweichung und Mittelwert der Flugzeit in Abhängigkeit des Drucks bei konstant gehaltenen Temperaturen von 50 K (oben im Bild) bzw. 35 K (unten). . . . .	74
7.21 Vergleich der Flugzeiten bei verschiedenen Skimmerkammer- und Düsenvordrücken . . . . .	78



An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bedanken bei:

Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die hochinteressanten Aufgabenstellungen und die aufmerksame Betreuung,

Priv.-Doz. Dr. K. Reygers für die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen,

Dipl.-Phys. A. Täschner für die umfangreiche Betreuung, die sehr gute Zusammenarbeit und die immer verfügbare Hilfestellung bei Messungen, Auswertungen und Umbauarbeiten am Clustertarget, sowie für das Erstellen im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendeter Programme und die vielen konstruktiven Verbesserungsvorschläge beim Schreiben dieser Arbeit,

Dipl.-Ing. H.-W. Ortjohann für die äußerst nützliche Hilfe bei Umbau- und Verbesserungsarbeiten am Clustertarget,

H. Baumeister für die großartige Hilfe bei der Konstruktion u.a. des Flugzeit-Messaufbaus und die Bereitstellung technischer Zeichnungen,

S. General, P. Goslawski, Dipl.-Phys. T. Mersmann, M. Mielke, N. Milke, M. Papenbrock, Dipl.-Phys. T. Rausmann, Dipl.-Phys. A. Täschner und Dipl.-Phys. A. Winnemöller für die großartige Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe,

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

Ganz besonderer Dank aber gilt meinen Eltern und Stephan dafür, dass sie mich immer in all meinen Unternehmungen unterstützt haben.



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

Münster, 24.07.2007