



Masterarbeit

Das Cluster-Jet Target MCT1S und die Analyse von Clusterstrahlen

The cluster-jet target MCT1S and the analysis of cluster beams

Silke Grieser

- Institut für Kernphysik -

Prof. Dr. A. Khoukaz

März 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die laserinduzierte Ionenbeschleunigung	5
2.1	Grundlagen der Lasertechnik	6
2.2	Beschleunigungsmechanismen für Teilchen in Wechselwirkung mit Laserpulsen	10
2.3	Laser-Cluster-Wechselwirkung	16
3	Das Cluster-Jet Target MCT1S	25
3.1	Clusterproduktion	26
3.2	Aufbau	31
3.2.1	Clusterquelle	35
3.2.2	Wechselwirkungskammer und Auffänger	42
3.3	Das Vakuumsystem	43
3.4	Leitwertbestimmung und Saugvermögensbestimmung	47
4	Die Slow Control Software	55
4.1	Benutzeroberfläche	56
4.2	Quellcode	60

4.3	Temperaturregelung	65
5	Die Inbetriebnahme des Cluster-Jet Targets MCT1S	71
5.1	Erste Tests und Kontrollmessungen	72
5.2	Stabilität des Targets	81
5.3	Erste Messungen und Optimierungen an der Wechselwirkungskammer	85
6	Die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls	95
6.1	Bestimmung der Intensität	95
6.2	Ermittlung der Clusterstrahldichte	113
6.3	Kernstrahlstrukturen	122
6.4	Stabilität des Clusterstrahls	123
6.5	Bestimmung der Clustergröße	133
7	Zusammenfassung und Ausblick	137
A	Anhang	141
	Literatur	153

1 Einleitung

Das Schönste, was wir entdecken können, ist das Geheimnisvolle.

-Albert Einstein-

Albert Einstein legte die Grundlage der Lasertechnik im Jahre 1917, als er die stimulierte Emission von elektromagnetischer Strahlung beschrieb [Ein17]. Der erste funktionstüchtige Laser wurde 1960 von Theodore H. Maiman gebaut und in Betrieb genommen [Mai60]. Seitdem hat die Entwicklung des Lasers enorme Fortschritte durchlaufen. Es wurden immer wieder neue Techniken entwickelt um die Intensität der Laser um mehrere Größenordnungen zu steigern. Mit den heutzutage erreichbaren Laserintensitäten von $\approx 10^{21} \text{ W/cm}^{-2}$ [Raa11] ist es möglich Ionen indirekt durch die Wechselwirkung eines Lasers mit einem Target zu beschleunigen. Durch die laserinduzierte Ionenbeschleunigung bietet sich die Möglichkeit in einem zweiten Schritt, mittels einer Wechselwirkung des Ionenstrahles mit einem Target, beispielsweise aus Beryllium, Neutronen zu erzeugen [Rot+13]. Für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung wurden bislang Laserpulse auf ein Folien- bzw. Gas-Jet Target fokussiert. Der entscheidende Nachteil eines Folientargets

ist die Beschädigung bei jedem Laserpuls und des damit verbundenen Austausch der Folie. Ein Gas-Jet Target liefert kontinuierlich Targetmaterial, jedoch finden dort lediglich Wechselwirkungen an einzelnen Atomen bzw. Molekülen statt. Eine gute Alternative ist die Verwendung eines Cluster-Jet Targets, welches ebenfalls kontinuierlich Targetmaterial liefert, hingegen aus Teilchen bzw. Clustern mit mehr als 10^6 Atomen besteht. Ein solches Cluster-Jet Target sollte zunächst in Kombination mit einem Titan:Saphir Lasersystem am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf getestet werden, um Messungen zur Laserimpuls-Cluster-Wechselwirkung zu realisieren. Während des Targetbetriebs und der Analyse des Clusterstrahles an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster ergab sich die Möglichkeit, das Target direkt in Verbindung mit dem leistungsstärkeren Arcturus-Hochleistungslaser zu betreiben. Die Installation erfolgt im Sommer 2014. Aufgrund der höheren Leistung des Arcturus-Lasers werden nicht nur Untersuchungen zur Wechselwirkung von Laserpulsen mit Clustern ermöglicht, sondern auch Messungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung. In einer zweiten Phase können die beschleunigten Ionen mit einem Berylliumtarget interagieren und somit gerichtete Neutronenstrahlen erzeugen. Dies bietet eine kostengünstige und kompakte Alternative zu den bisherigen Neutronenstrahlquellen aus Kernspaltungen oder Kernreaktionen [Kri13]. Die Anwendung gerichteter Neutronenstrahlen reicht von der Biologie, über die Materialwissenschaften und Ingenieurwissenschaft bis zur Medizin [Rad10], [Gre13]. Neutronen ermöglichen die Visualisierung von Strukturen in Festkörpern, da Neutronen keine elektrische Ladung besitzen und somit lediglich mit den Kernen des zu untersuchenden Materials interagieren. Eine weitere Anwendung der Neutronenstrahlen ist beispielsweise die Strahlentherapie in der Onkologie.

Das Ziel dieser Arbeit ist neben dem Aufbau des Cluster-Jet Targets MCT1S (Münsteraner Cluster-Jet Target 1 Silke) nach den Anforderungen für die Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung am Institut für Laser- und Plasmaphysik die Inbetriebnahme des Targets sowie die Erprobung einer durch J. Sohn [Soh13] entwickelten Slow Control Software. Zudem wurden Tests und Kontrollmessungen für einen stabilen Langzeitbetrieb durchgeführt. Da die Kenntnis der Clusterstrahleigenschaften relevant für Simulationen bzw. Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung sind, wurde dazu in dieser Arbeit ein neues Analyseverfahren entwickelt. Bisher wurde zur Analyse des Clusterstrahles beispielsweise am Prototyp für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ (Anti-Proton ANnihilation at DArmstadt) Experiment MCT2 (Münsteraner Cluster-Jet Target 2) ein Monitorsystem verwendet. Der Clusterstrahl wird dabei schrittweise horizontal bzw. vertikal von einem Stab durchfahren. Durch die Wechselwirkung mit den Stäben brechen die Cluster auf und induzieren einen Druckanstieg. Anhand der dadurch aufgezeichneten Strahlprofile können die Eigenschaften des Clusterstrahles, wie beispielsweise die Position, Größe und Dichte des Clusterstrahles, ermittelt werden [Köh10], [Täs13]. Da die kompakte Bauweise des Cluster-Jet Targets MCT1S ein solches Monitorsystem nicht zulässt, wurde ein neues Verfahren eingesetzt. Im Rahmen dieser Methodik wurde erstmalig erfolgreich der Clusterstrahl in einer Entfernung von 33 cm von der Düse durch die Kombinationen von einem Punktlaser mit einer CCD Kamera visualisiert. Basierend auf diesen Messungen wurde ein Analyseverfahren entwickelt, welches mit unterschiedlichen Aufnahmen des Clusterstrahles arbeitet und diese auswertet. Die Analyse gibt Aufschlüsse über Dichte, Radius, Ausschmierung und Stabilität des Clusterstrahles. Der Clusterstrahl wurde anhand dieses Analyseverfahrens systematisch im Temperaturbereich 21 K - 38 K und im Druckbereich 5 bar - 16 bar

untersucht. Dabei konnte eine relative Intensitätsverteilung bei verschiedenen Einstellungen von Druck und Temperatur an der Düse aufgezeigt werden. Eine weitere Untersuchung, basierend auf dem gemessenen Vakuumdruck, ergab eine Verteilung der Targetdichte. Zudem wurden die bereits am Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 entdeckten Kernstrukturen des Clusterstrahles bestätigt. Durch eine Langzeitmessung konnte die Stabilität der Clusterstrahlparameter bestimmt und dargestellt werden. Die Ermittlung der Photonen, welche bei den Aufnahmen des Clusterstrahles in der CCD Kamera nachgewiesen werden, bestätigte die Realisierbarkeit zur Untersuchung der Clustergröße mittels sogenannter Mie-Streuung am Cluster-Jet Target MCT1S.

2 Die laserinduzierte Ionenbeschleunigung

An dem Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (ILPP) sind in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster Experimente zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung geplant. Die bisherigen Untersuchungen dazu wurden mittels Folien- oder Gastargets [Büs+11] durchgeführt. Folien- und Gastargets weisen jedoch einige Einschränkungen auf, die im Folgenden näher dargelegt werden. Eine alternative Möglichkeit ist die Nutzung eines Cluster-Jet Targets als Targetquelle [Sak+04], [Sym+07]. Aus diesem Grund wurde ein Cluster-Jet Target geplant und im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Zudem wurde eine Analyse des Clusterstrahles durchgeführt, da die laserinduzierte Beschleunigung der Ionen nicht nur von den Laserparametern, sondern auch von der Targetdichte abhängig ist. Nach Abschluss verschiedener Tests und Analysen wird das Target in Kombination mit einem Titan:Saphir Lasersystem am ILPP zur Untersuchungen der Laser-Cluster-Interaktion betrieben. Für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung werden Laser mit hohen Intensitäten $\left(I\lambda^2 > 10^{24} \frac{\text{W}\mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}\right)$ [Raa11], λ ist die Wellenlänge des Lasers, benötigt. Im Verlauf dieses Kapitels wird zunächst die Funktionsweise

und die Entwicklung des Lasers beschrieben. Bei der Interaktion eines Laserpulses mit verschiedenen Targets können unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen auftreten, die im Folgenden näher erläutert werden. Abschließend findet eine genaue Beschreibung des geplanten Versuchsaufbaus am Institut für Laser- und Plasmaphysik sowie des gegebenen Lasersystems statt.

2.1 Grundlagen der Lasertechnik

Die Grundlage der Lasertechnik wurde durch Albert Einstein im Jahre 1917 gelegt. In einem Dokument mit dem Namen „On the quantum theory of radiation“ beschrieb er die stimulierte Emission von elektromagnetischer Strahlung, um das Plancksche Strahlungsgesetz zu erklären [Ein17]. Der erste funktionstüchtige Laser¹ wurde 1960 von Theodore H. Maiman in den Hughes Research Laboratories entwickelt [Mai60]. Dabei handelte es sich um einen Rubinlaser, welcher zu den Festkörperlaser mit einer Emissionslinie bei 694,3nm gehört. Das Prinzip eines Lasers ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei einem Laser wird durch sogenanntes Pumpen Energie in das aktive Medium eingespeist. Dieses Lasermedium kann je nach Lasertyp fest, flüssig oder gasförmig sein, besteht aus einer festen Anzahl N an Atomen oder Molekülen und verfügt über unterschiedliche diskrete Energieniveaus E_i . Aufgrund der Energiezufuhr wird in dem Medium eine gewisse Anzahl N_j an Atomen oder Molekülen von dem unteren Energieniveau in ein höher liegendes überführt, sodass es zu einem Unterschied in den Besetzungszahlen $\Delta N = N_i - N_j$ der Inversion kommt. N_i ist hierbei die Anzahl der Atome oder Moleküle in dem

¹ Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung).

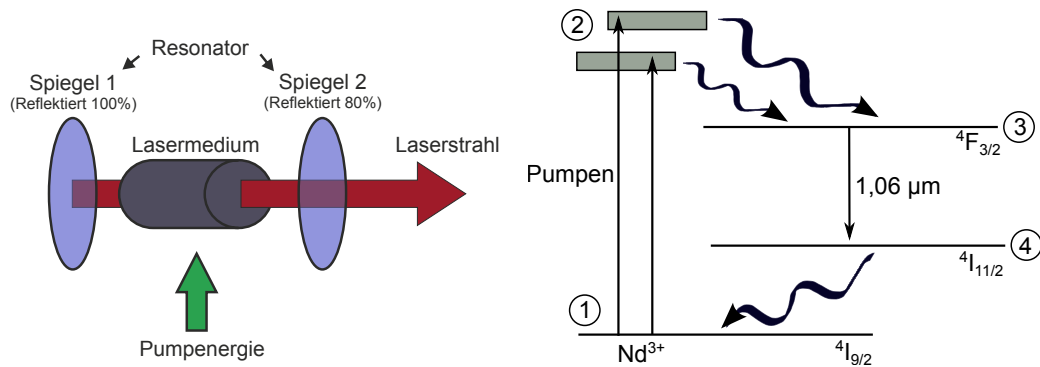


Abbildung 2.1: Links: Funktionsweise eines Lasers. Pumpenergie wird dem LasermEDIUM zugeführt, welches sich zwischen den optischen Bauelementen des Resonators befindet. Aufgrund des Resonators gelangt die elektromagnetische Strahlung mehrmals durch das aktive Medium und wird somit zum Verstärker und Sender dieser Strahlung. Rechts: Niveau-Schema eines Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat-Lasers (Nd:YAG-Laser). (1) ist der Grundzustand. Bei diesem Festkörperlaser wird durch das Hinzufügen von Energie der Zustand (2) besetzt. Ein strahlungsloser Übergang findet von Zustand (2) zu Zustand (3) statt. Von Zustand (3) zum Zustand (4) werden Photonen mit $1,06\ \mu\text{m}$ ausgesendet. Der Übergang von Zustand (4) in den Grundzustand erfolgt strahlungslos. Für die einzelnen Zustände ist die Feinstruktur zusätzlich angegeben (vgl. [Rad10]).

unteren Energieniveau E_i . Eine Besetzungsinversion liegt vor, wenn mehr Atome ein höheres Energieniveau als ein darunterliegendes Niveau besetzen ($\Delta N < 0$). Da dieser Zustand energetisch ungünstig ist, gehen die Atome oder Moleküle wieder in den Grundzustand über. Dabei werden Photonen mit der Energie $E = \hbar\omega$ abgestrahlt, wobei \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und ω die Kreisfrequenz ist. Um das aktive Medium herum befindet sich ein Resonator. Durch diesen propagiert die emittierte elektromagnetische Strahlung kontinuierlich durch das angeregte LasermEDIUM und eine resonante Eigenschwingung tritt auf. Demzufolge wird das Medium nicht nur zu einem Verstärker der Strahlung, sondern sendet diese zudem

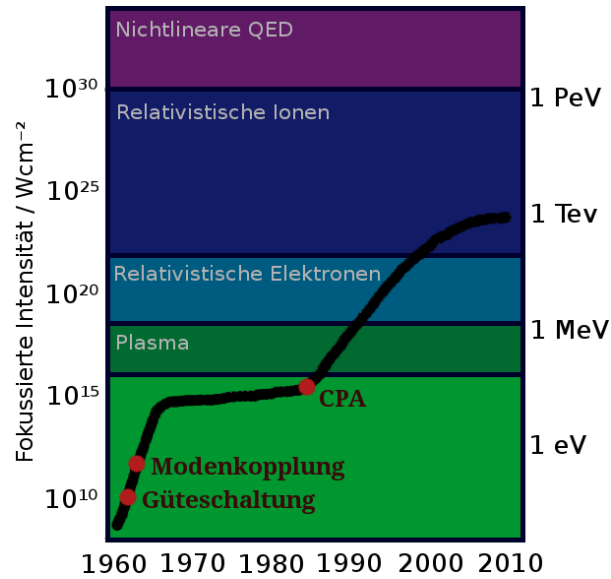


Abbildung 2.2: Entwicklung der Laserintensitäten von 1960 bis 2010. Eingezeichnet sich wichtige Mechanismen (Güteschaltung, Modenkopplung und Chirped Pulse Amplification (CPA)), welche zur Steigerung der Intensitäten beigetragen haben. Zudem sind die Einsatzmöglichkeiten, welche mit entsprechender Laserintensität realisiert werden können, gezeigt. Auf der rechten Ordinate sind die Energien der beschleunigten Teilchen im Plasma aufgetragen. Die linke Ordinate zeigt die Laserintensitäten im fokussierten Strahl (vgl. [MT12]).

auch aus. Die Strahlung, die ein Laser aussendet, weist eine geringe Divergenz und spektrale Linienbreite auf. Zudem können hohe Intensitäten erreicht werden und es besteht die Option den Laser gepulst zu betreiben [KS95], [EE90], [Rad10]. Nach der Inbetriebnahme des ersten Lasers fand eine stetige Entwicklung in der Lasertechnik statt, dargestellt in Abbildung 2.2. Insbesondere die Intensität der Laserstrahlung wurde innerhalb der letzten 50 Jahre um fast 15 Größenordnungen gesteigert. Nach der Entwicklung des ersten Lasers im Jahre 1960 stieg die Intensität bis 1970 erheblich an. Dies gelang durch zwei wesentliche Techniken: Güteschaltung (Q-Switch) und Modenkopplung (Mode-locking). Bei der Güteschaltung wird ein

Schalter (z.B. akustooptischer Modulator) an dem Laser angebracht. Dieser verzögert die Pulse im Resonator durch Änderung der Frequenz, der Ausbreitungsrichtung oder der Intensität und somit werden die Pulse verkürzt und intensiviert. Im Falle der Modenkopplung werden die schwingenden Eigenzustände, sogenannte Moden, synchronisiert. Das bedeutet, dass die unterschiedlichen Moden möglichst mit identischer Amplitude und einer festen und konstanten Phasenbeziehung zueinander schwingen [KS95], [Gre13]. In den darauf folgenden Jahren bis 1985 stagnierte die Entwicklung des Lasers. Erst mit einer neuen Technik namens Chirped Pulse Amplification (CPA), entwickelt von Gerard Mourou et al., gelang ein erneuter kontinuierlicher Anstieg der Laserintensität [PMM87]. Bei diesem Verfahren wird die Intensität des Anfangsimpulses durch dessen zeitliche Streckung verringert und daraufhin durchläuft dieser Puls einen Verstärker. Anschließend wird der Laserpuls wieder im Vakuum komprimiert, sodass die Intensität des Lasers ansteigt. Der Vorteil dieser Methode ist, dass außerordentlich hohe Intensitäten realisiert werden können, während gleichzeitig durch die Streckung des Pulses die optischen Bauteile des Verstärkers jedoch nicht beschädigt werden. Die erreichten Intensitäten reichen aus, um ein Plasma zu erzeugen, welches geladene Teilchen bis zu relativistischen Energien beschleunigen kann. Aufgrund dieser hohen Laserleistungen finden Laser Anwendung beispielsweise in der Kommunikationstechnik, der Materialverarbeitung, der Medizin und bei der Ionenbeschleunigung [Rad10], [Gre13].

2.2 Beschleunigungsmechanismen für Teilchen in Wechselwirkung mit Laserpulsen

Elektronen können direkt durch einen Laserpuls beschleunigt werden. Da selbst die leichtesten Ionen eine viel höhere Trägheit als Elektronen besitzen, können Ionen bisher nur indirekt, mittels Wechselwirkungen mit Targets, beschleunigt werden [Raa11]. Für eine direkte Ionenbeschleunigung sind Laserleistungen von $I\lambda^2 > 10^{24} \frac{\text{W}\mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}$ [Raa11] notwendig, λ ist die Wellenlänge des Lasers. Die bisher erreichten Laserintensitäten sind drei Größenordnungen geringer. Daher werden für die indirekte laserinduzierte Ionenbeschleunigung Targets, in der Regel Folien- oder Gastargets, verwendet [Kar+13], [Büs+11], [Lem+12]. Folientargets besitzen Dichten im Bereich von $10^{17} - 10^{19} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ [Eks95]. Ein Nachteil bei der Verwendung von Folientargets, ist die Zerstörung der dünnen Folie (im Bereich von einigen μm [Kar+13]) durch den Laserpuls. Somit muss die Folie nach jeder Laserinteraktion ausgetauscht werden. Interagiert ein Laserpuls mit einem Folientarget, können folgende Beschleunigungsmechanismen auftreten: Radiation Pressure Acceleration, Target Normal Sheath Acceleration und Break-Out Afterburner. Bei dem Beschleunigungsmechanismus Radiation Pressure Acceleration (RPA) gibt es aufgrund der Reflexion des Lasers an der Targetoberfläche einen Impulsübertrag des Lasers auf das Target. Dadurch werden die Elektronen in das Target gedrückt bzw. komprimiert und es entstehen hohe elektrische Felder, welche die Ionen instantan beschleunigen. Bei diesem Mechanismus wird das gesamte Target in Form des Plasmas beschleunigt und es können nur dünne Folientargets ($< 50 \text{ nm}$ [Hen+09]) verwendet werden. Die momentan erreichten Laserintensitäten reichen nicht aus, um den erforderlichen Strahlungsdruck (Druck, welcher durch die elektrische Strahlung

2.2 Beschleunigungsmechanismen für Teilchen in Wechselwirkung mit Laserpulsen

auf eine Fläche wirkt) für diesen Mechanismus bereitzustellen. Eine Änderung der Laserpolarisation von linear zu zirkular polarisierten Laserimpulsen reduziert die benötigte Leistung und realisiert dieses Verfahren [Dra12], [Rei12], [Hen+09]. Ein anderer Beschleunigungsmechanismus für Ionen in der Wechselwirkung von einem Laserpuls mit einem Folientarget ist die Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Das Prinzip der TNSA ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Beim Auftreffen des Laserpulses auf das Target wird an dessen laserzugewandten Seite ein Plasma gezündet. Das bedeutet, dass Elektronen heraus getrennt werden. Der Hauptimpuls des Lasers wechselwirkt mit dem erzeugten Plasma und beschleunigt somit heiße Elektronen durch das Target hindurch in Laserausbreitungsrichtung. Bei heißen Elektronen befindet sich die mittlere Energie über dem zugehörigen Gleichgewichtswert der Gittertemperatur. Es bildet sich eine Ladungstrennung zwischen den beschleunigten Elektronen und den Ionen von Verunreinigungen (Kohlenwasserstoffe, Wasser, Fette) auf der laserzugewandten Seite des Folientargets. Das quasi-statische elektrische Feld ist senkrecht zur Targetoberfläche gerichtet. Es erreicht Feldstärken von bis zu $100 \frac{\text{GeV}}{\text{m}}$ [Gre13] und erstreckt sich typischerweise bis wenige μm hinter der Targetoberfläche. Aufgrund dieser starken Ladungstrennung werden die zunächst zurück gebliebenen Ionen ebenfalls entlang der Targetnormalen beschleunigt [Sch08], [Gre13], [Raa11], [Dra12]. Der Mechanismus der Break-Out Afterburner (BOA) Beschleunigung ähnelt der TNSA (vgl. Abbildung 2.4). Die erste Phase dieses Beschleunigungsmechanismus entspricht der TNSA: Durch den Laserpuls wird eine heiße Elektronenwolke erzeugt, welche aufgrund der Ladungstrennung Ionen in Vorwärtsrichtung beschleunigt. Durch die dadurch sinkende Elektronendichte in dem Target steigt die Eindringtiefe des Lasers und die Anzahl der heißen Elektronen wird erhöht. Es besteht die Möglichkeit, dass

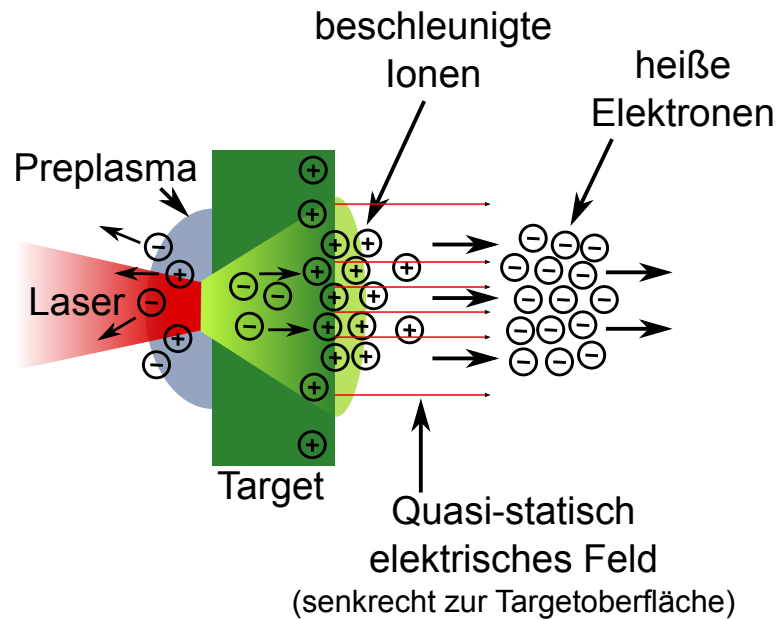


Abbildung 2.3: Mechanismus der Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Durch einen Laserpuls wird eine Ladungstrennung erzeugt, welche stark genug ist, um Ionen und vor allem Protonen von Verunreinigungen auf der Targetrückseite senkrecht zur Targetoberfläche zu beschleunigen (vgl. [Sch+06]).

die Energie des Lasers ausreicht, um alle in einem hinreichend dünnen (100 nm [Jun12]) Target vorhandenen Elektronen in heiße Elektronen umzuwandeln. Falls dies gelingt, wird das anfänglich überdichte Target unterdicht, es wird für den Laser transparent, die Elektronen werden beschleunigt und somit werden auch die Ionen voran getrieben [Jun12]. Unterdichte Plasmen sind transparent für den Laser, an überdichten Plasmen wird der Laser reflektiert. Gas-Jet-Targets haben gegenüber Folientargets den Vorteil, dass kontinuierlich Targetmaterial nach geliefert wird. Die Volumendichten von Gastargets liegen typischerweise im Bereich von $10^{11} - 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ [Gru+89]. Allerdings treten dabei lediglich Wechselwirkungen einzelner Atome mit dem Laser auf. Wenn ein ultra kurzer hoch intensiver

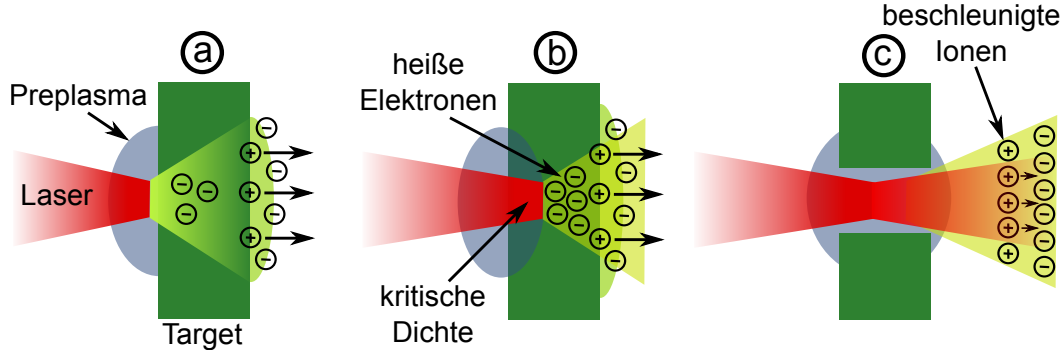


Abbildung 2.4: Prinzip des Break-Out Afterburner (BOA). a) Die erste Phase entspricht dem Prinzip der Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). b) Zwischenphase in der immer mehr Elektronen des Targets in heiße Elektronen umgewandelt werden. c) Laser Break-Out Afterburner Phase. In dieser Phase wird das Plasma unterdichtet und für den Laserstrahl transparent. Es kommt zur Ionenbeschleunigung (vgl. [Jun12]).

Laserpuls mit einer Energie von $\approx 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ [Büs+11] auf ein Gastarget trifft, wird ein unterdichtetes Plasma erzeugt. Mit diesem ist es möglich Elektronen bis zu Energien von $\approx 300 \text{ MeV}$ [Büs+11] zu beschleunigen. Bei gleicher Energie würde mit einem Folientarget ein überdichtetes Plasma entstehen und Ionen bzw. Protonen können auf Energien von bis zu $\approx 10 \text{ MeV}$ [Büs+11] beschleunigt werden. Bei der Wechselwirkung von einem Laserpuls mit einem Gastarget kann die sogenannte Laser Wake Field Acceleration (LWFA) auftreten. Dabei propagiert der Laserpuls durch das Plasma, verdrängt Elektronen durch die ponderomotive Kraft und es entstehen Plasmawellen [Mal+08]. Durch die elektrischen Felder innerhalb der Wellen werden die Elektronen direkt aus dem Plasma beschleunigt. Am effizientesten ist dieser Mechanismus, wenn sich Teilchen und Wellen mit der gleichen Geschwindigkeit, am besten mit nahezu Lichtgeschwindigkeit, bewegen [Mal+06]. Der Prozess ist vergleichbar mit dem Hecksee eines fahrenden Schiffes. Eine besondere Form der LWFA ist die Laser Wakefield Bubble Regime Beschleunigung [MKT12]. Hierbei ist

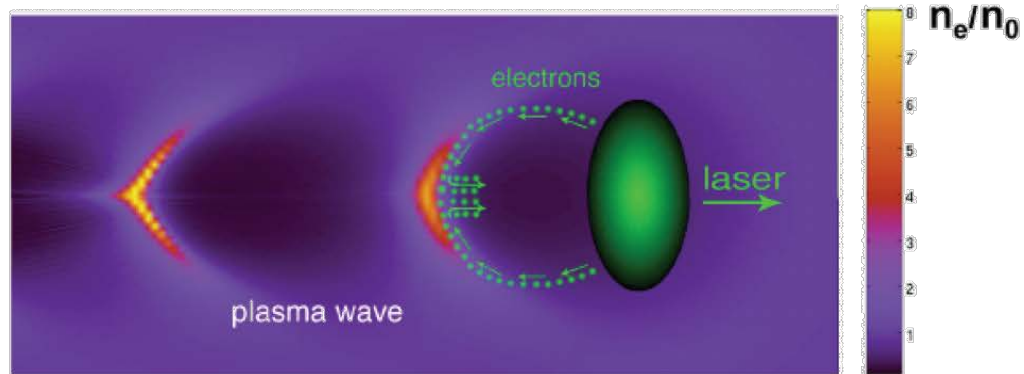


Abbildung 2.5: Laser Wakefield Bubble Regime Beschleunigung. Die Farbskala gibt die Plasmaelektronendichte (n_e/n_0) an. Hinter dem Laser ist eine Blase zu erkennen (dunkel), in welcher sich wenige Elektronen befinden. Zudem ist die Wanderung der Elektronen von dem Laserpuls entlang der Blasenwand bis zum Stagnationspunkt (hell) eingezeichnet. Von diesem Punkt aus werden sie aufgrund eines Soges in Vorwärtsrichtung beschleunigt. Dieser Mechanismus ist vergleichbar mit einem Wasserskiläufer, welcher auf der Sogwelle eines vorausfahrenden Bootes eigenständig gleitet [Mal+08].

der Strahlungsdruck des Lasers, welchen die Elektronen vor dem Laserpuls erfahren, so hoch, dass sich hinter diesem eine Blase bildet, die frei von Elektronen ist. Die Elektronen bewegen sich ausgehend von dem Laserpuls entlang der Oberfläche dieser Blase bis zum hinteren Ende, dem Stagnationspunkt. An dieser Stelle ist die Elektronenkonzentration sehr hoch. Die Beschleunigung dieser Elektronen erfolgt nun durch einen Sog in die Blase. Abbildung 2.5 zeigt den Mechanismus der Laser Wakefield Bubble Regime Beschleunigung. Eine Alternative zu Folien- bzw. Gas-Jet Targets ist die Nutzung sogenannter kryogener gekühlter Targets. Dazu gehören beispielsweise Pellet-, Micro-Jet und Cluster-Jet Targets. Diese Targets liefern kontinuierliches Targetmaterial, welches aus Ansammlungen mehrerer Atome bestehen und somit eine innere Struktur aufweisen. Das Pellettargt liefert einen

2.2 Beschleunigungsmechanismen für Teilchen in Wechselwirkung mit Laserpulsen

Strahl mit gefrorenen Flüssigkeitstropfen (Pellets) mit einem Strahldurchmesser im Bereich von 2 – 4 mm bzw. Pelletdurchmesser von 20 – 30 μm in einem mittleren Abstand von 5 mm. Die Dichten liegen typischerweise im Bereich von über $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ [Ber+08]. Wenn ein Laserpuls auf ein solches Pellet-Target fokussiert wird, findet beispielsweise der Beschleunigungsmechanismus der TNSA statt. Da die Pellets jedoch eine zeitliche Struktur aufweisen, müsste der Laserpuls auf diese zeitlich getriggert werden. Gleiches gilt für das Micro-Jet Target. Bei diesem findet ein Aufbruch eines Flüssigkeitsstrahles in kleine Tröpfchen (Droplets) statt mit einem Durchmesser von $\approx 5 \mu\text{m}$. Es werden Dichten im Bereich von $\approx 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ erreicht [Küh+09]. Die zeitliche Divergenz erfordert auch hier eine Abstimmung mit dem Laserpuls. Bei einem Cluster-Jet Target hingegen erfolgt eine kontinuierliche Produktion des Targetmaterials mit Dichten im Bereich von $10^{14} - 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ (COSY-11², ANKE³, MCT2 (Prototyp für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ⁴ Experiment) [Täs+11]). Die Dichte ist zeitlich konstant und über mehrere Wochen stabil und kann über die Temperatur- und Druckeinstellung an der Düse geregelt werden. Mittels einer Blende, dem sogenannten Kollimator, kann die Form und Größe des Clusterstrahles definiert werden. Aufgrund dieser vorteilhaften Eigenschaften bietet sich ein Cluster-Jet Target zur Erzeugung von laserinduzierten beschleunigten Ionen an.

² Abgeschlossenes Experiment am COoler SYnchrotron COSY in Jülich.

³ Apparatus for studies of Nucleon and Kaon Ejectiles (COSY, Jülich).

⁴ Anti-Proton ANnihilation at DArmstadt (Hochenergiespeicherring HESR, Darmstadt).

2.3 Laser-Cluster-Wechselwirkung

Als Cluster wird die Verbindungen mehrerer Atome oder Moleküle zu einer Einheit bezeichnet. Dabei befinden sich bis zu 10^6 Teilchen in einem Cluster mit einer Größe von $\approx 1 \mu\text{m}$ [Dor+06]. Wenn ein fokussierter Laserpuls ($\approx 10 \mu\text{m}$) auf ein solchen Cluster trifft, so ist die Größe des Laserfokus wesentlich höher als die eines Clusters. Als Ursache für die Beschleunigung mittels Cluster-Jet Targets gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen wird ein Plasma durch den fokussierten Laser auf den Cluster erzeugt und Elektronen werden beschleunigt. Aufgrund der Ladungstrennung entstehen elektrische Felder und diese beschleunigen die zunächst zurückgebliebenen Ionen in Vorwärtsrichtung. Zum anderen findet ein Auseinanderdriften der Ionen des Clusters durch eine Ladungstrennung im Inneren aufgrund der hohen Energie der heißen Elektronen statt. In beiden Fällen bricht daraufhin der Cluster durch die extrem hohe positive Ladung in einer sogenannten Coulomb-Explosion auf und dabei verlassen Ionen diesen [Gre13], [Dit+96].

Ursprünglich sollte die Laser-Cluster Wechselwirkung an dem Titan:Saphir Lasersystem am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf untersucht werden. Titan:Saphir Laser haben eine Zentralwellenlänge von $\approx 800 \text{ nm}$, decken aber eine mögliche Bandbreite von $670 - 1100 \text{ nm}$ ab [Hah10]. Die benötigte Pumpenergie für diesen Laser stammt bei dem Titan:Saphir Lasersystem aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm , der wiederum seine Energie durch einen Diodenlaser erhält. Mittels des bereits beschriebenen Verfahrens der CPA (vgl. Kapitel 2.1) wird der Anfangspuls durch Dispersion verstärkt. Dabei läuft der gestreckte Puls neunmal durch einen Titan:Saphir-Kristall, welcher ebenfalls seine Pumpenergie

aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser mit einer Repetitionsfrequenz von 1 kHz erhält. Aufgrund dieses Prinzips wird die maximale Repetitionsrate des Lasersystem auf 1 kHz festgelegt, es können jedoch auch Laserpulse bei 1 Hz und 10 Hz gewählt werden. Der Laserpuls, welcher das Lasersystem verlässt, besitzt eine Leistung von 400 mW, eine Pulsdauer von 7,5 fs und eine Wellenlänge von 800 nm. Durch ein evakuiertes Rohrsystem erfolgt die Strahlführung des Laserpulses zu einer von drei möglichen Versuchskammern [Hah10]. Im Laufe der Testphase bzw. Analyse des Clusterstrahles an der Kernphysik der Westfälische Wilhelms-Universität Münster ergab sich die Möglichkeit das Cluster-Jet Target an dem leistungsstärkeren Arcturus-Hochleistungslaser zu testen. Die Installation des Targets ist im Sommer 2014 geplant. Dieser Laser ist ein Titan:Saphir-Laser mit einer Leistung von 200 TW, einer Wellenlänge von 800 nm, einer Pulsdauer von 25 fs und einer Repetitionsrate von 10 Hz. Der Laserpuls kann auf 10 μm fokussiert werden [Büs13b]. Durch die Nutzung des leistungsstärkeren Arcturus Lasers kann nicht nur die Laser-Cluster-Wechselwirkung untersucht werden, sondern auch aufgrund der hohen Laserintensitäten (200 TW) die Beschleunigung von Ionen induziert werden. Zudem können in einer weiteren Wechselwirkung mit einem Berylliumtarget Neutronenstrahlen erzeugt werden. Neutronen finden ihre Anwendung in der Biologie, der Materialwissenschaft, der Ingenieurwissenschaft und der Medizin [Rot+13]. Neutronen werden durch Kernspaltung und Kernreaktionen geliefert. Bei der Spaltung von Atomkernen werden Neutronen aus ihren Spaltfragmenten freigesetzt und infolgedessen werden diese emittiert. Bei Kernreaktionen im Kernreaktor werden aus Beschleunigern oder radioaktiven Nukliden stammende geladene Teilchen zum Zusammenstoß mit Atomkernen gebracht. Beide Methoden benötigen riesige und teure Komplexe [Kri13]. Die Neutronenstrahlerzeugung

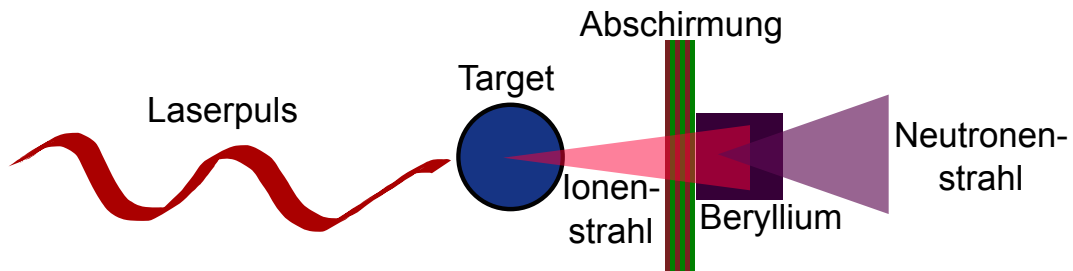


Abbildung 2.6: Neutronenstrahlerzeugung durch einen laserinduzierten, beschleunigten Ionenstrahl. Der Laserpuls wird auf ein Folientarget fokussiert. Der daraus entstandene Ionenstrahl wird beispielsweise auf ein Berylliumtarget gelenkt und in diesem werden Neutronenstrahlen mit MeV Energien erzeugt (vgl. [Rot+13]).

durch eine Laser-Target-Wechselwirkung bietet die Möglichkeit, kompakte und kostengünstige Neutronenquellen bereit zu stellen. Des Weiteren können diese mit Pulsen im Bereich von Femtosekunden arbeiten [Che+13]. Für die Art von Neutronenstrahlerzeugung wurden bisher Laserpulse auf ein Folientarget, bestehend aus den Kunststoffen CH_2 oder CD_2 (deutert), fokussiert. Der daraus entstandene beschleunigte Protonenstrahl wird wiederum auf ein Berylliumtarget gelenkt, das die Aufgabe eines Konverters übernimmt. Um Plasmareste, die mit dem erzeugten Protonenstrahl das Target verlassen, abzuschirmen, befinden sich vor dem Berylliumtarget abwechselnde Kupfer- und Kunststoffschichten. Beryllium hat die Eigenschaft, dass es einen besonders hohen Wirkungsquerschnitt bei gleichzeitiger Minimierung der entstehenden Bremsstrahlung bei der Neutronenproduktion hat. In dem Beryllium werden Neutronen durch die folgenden Kernreaktionen produziert: ${}^9\text{Be}(\text{d},\text{n})$, ${}^9\text{Be}(\text{p},\text{n})$ und durch die Auftrennung des Deuterons. Dieses Prinzip ist in Abbildung 2.6 dargestellt [Rot+13]. Am ILPP soll in Zukunft der Arcturus Laser auf ein Cluster-Gas-Gemisch fokussiert werden, um Ionenstrahlen zu erzeugen, welche dann für die Erzeugung von Neutronenstrahlen verwendet

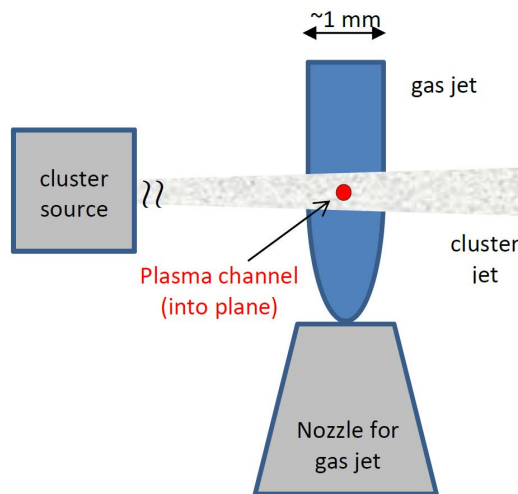


Abbildung 2.7: Geplanter Versuchsaufbau am Arcturus Laser. Der Laserpuls (Propagationsrichtung aus der Bildebene herauszeigend) trifft senkrecht auf ein Cluster-Gas-Gemisch und beschleunigt Ionen [Büs13a].

werden können. Der geplante Versuchsaufbau ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Bei dem Cluster- und Gas-Jet Gemisch handelt es sich um eine Mischung aus überdichten und unterdichten Targets. Aus diesem Grund werden wahrscheinlich zwei verschiedene Beschleunigungsmechanismen zu beobachten sein, die Wakefield Bubble Regime Beschleunigung und die Break-Out Afterburner Beschleunigung. Aufgrund der kontinuierlichen Lieferung von Targetmaterial, sowohl beim Cluster-Jet Target als auch beim Gas-Jet Target, kann das Experiment bei jeder beliebigen Repetitionsrate des Lasers betrieben werden. Die Abbildung 2.8 zeigt eine Simulation der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Wasserstoffcluster umgeben von Wasserstoffgas, angefertigt im Rahmen der Diplomarbeit von P. Greven [Gre13]. Die Simulation wurde mit EPOCH⁵ auf JuRoPA⁶ durchgeführt.

⁵ Electric Power and Communication Synchronizing Simulator.

⁶ Jülich Research on Petaflop Architectures, Supercomputer.

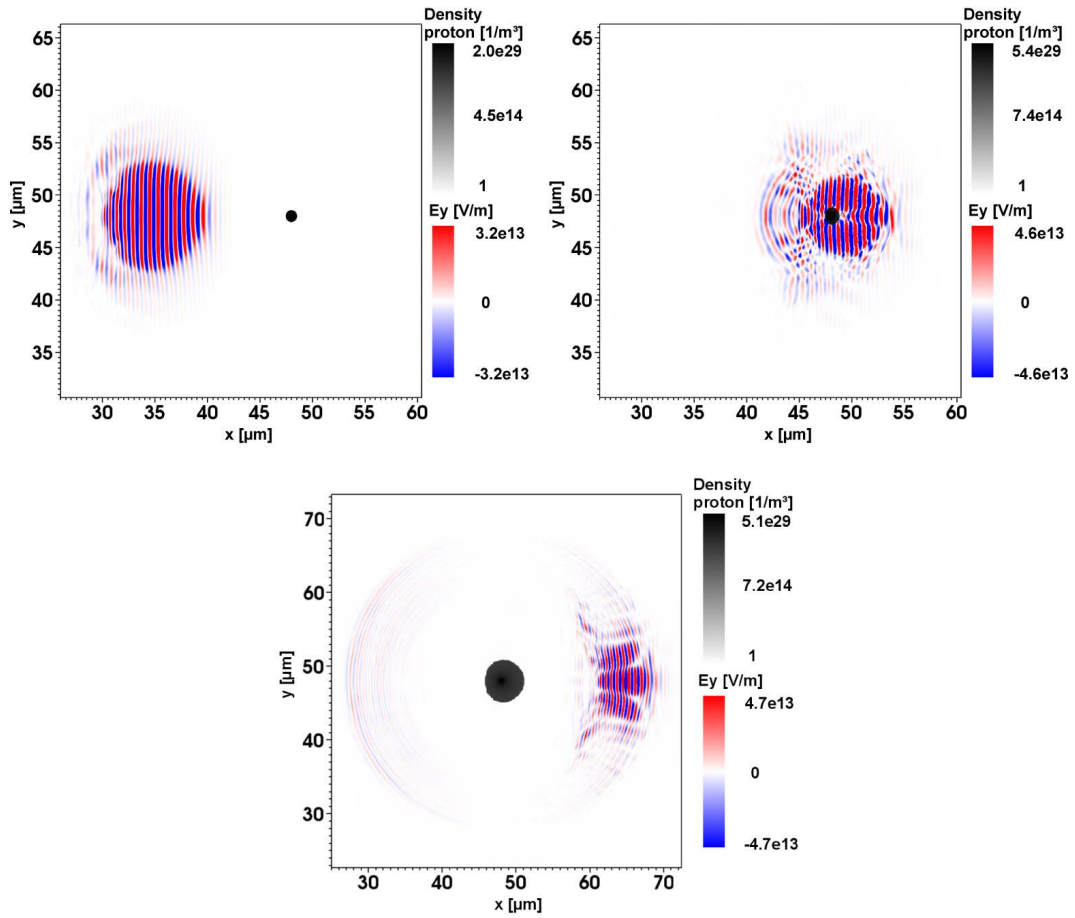


Abbildung 2.8: Simulation Laser-Cluster-Wechselwirkung. Das elektrische Feld ausgehend von dem Laser ist farbig und die Dichte der Protonen schwarz dargestellt. Oben links vor dem Auftreffen des Laserpulses auf die Protonen nach 100 fs. Oben rechts während des Interaktionsprozesses nach 150 fs. Unten nach 200 fs folgt die Expansion der Protonen und die Ionen werden beschleunigt. Für die Simulationen wurden die Parameter des Arcturus Laser gewählt: $10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $10 \mu\text{m}$, 25 fs, 2,5 J. Der Durchmesser des Wasserstoffclusters wurde auf $1 \mu\text{m}$ festgesetzt [Gre13].

Erkennbar ist die bereits beschriebene Ausdehnung der Protonen durch die Interaktion mit dem Laserpuls. Durch die Simulation wird zudem deutlich, dass die Anzahl der beschleunigten Ionen von der Anzahl der mit dem Laserpuls getroffenen Cluster abhängt. Um die Effizienz einer solchen Versuchsanordnung abschätzen zu können, wurden im Rahmen der Diplomarbeit von P. Greven unterschiedliche Energie Spektren simuliert, zu sehen in Abbildung 2.9. Durch diese Simulation wird deutlich, dass die Beschleunigung von Protonen aus dem Gasuntergrund durch die Anwesenheit von Clustern gesteigert werden kann.

Für das Experiment zur Neutronenstrahlerzeugung durch die primäre Wechselwirkung eines Cluster-Gas-Gemisches mit einem Laserpuls am Arcturus Laser wird die Clusterquelle direkt an die vorhandene Laser-Target-Wechselwirkungskammer angeschlossen. Die Experimentierhallen, in welchen die Messungen stattfinden werden, der Aufbau des Arcturus Lasers und die Wechselwirkungskammern sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Die Adaption der Clusterquelle des in Münster aufgebauten Cluster-Jet Targets MCT1S an die Wechselwirkungskammer des Arcturus Lasers lässt sich durch minimale Modifikationen des Gestells der Clusterquelle realisieren. Durch die kompakte Bauweise des Targets kann der Einbau in die Experimentierhalle ohne Einschränkungen erfolgen. Der Aufbau des Cluster-Jet Targets wird im folgenden Kapitel 3 beschrieben.

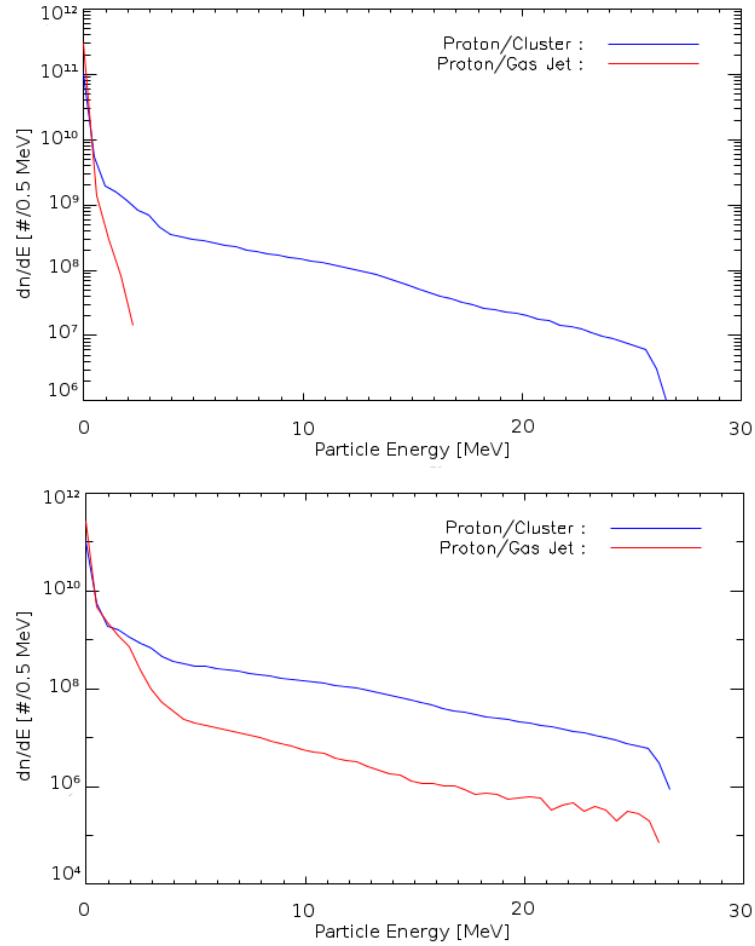


Abbildung 2.9: Simulierte Energiespektren. Oben: Simuliertes Spektrum für Protonen sowohl aus einem reinen Wasserstoffcluster (blau) als auch reinen Wasserstoffgas (rot). Unten: Simuliertes Spektrum für Protonen aus einem kombinierten Wasserstoffcluster-Gas Target. Die Energien der Protonen, welche ursprünglich aus dem Wasserstoffgas stammen, gehen hoch (rot), während das Spektrum der Protonen aus dem Cluster um ca. 10 % steigt (blau) ([Gre13], bearbeitet).

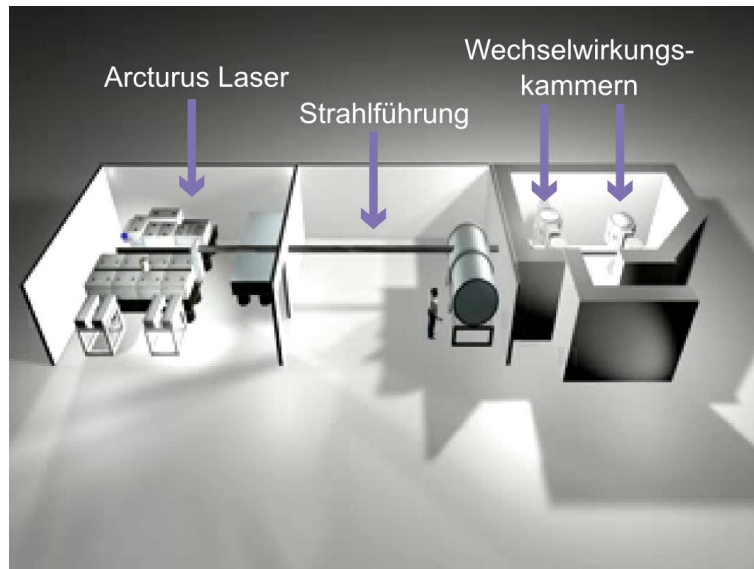


Abbildung 2.10: Experimentierhallen zu dem Arcturus Laser. Links ist der Aufbau des Lasers zu sehen. Von dort führt von links nach rechts eine Strahlführung zu der Experimentierhalle, in der sich zwei Wechselwirkungskammern befinden [Wil14].

3 Das Cluster-Jet Target MCT1S

Für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung wurden bisher Folien- oder Gastargets verwendet. Die Anwendungen beider Targets weisen jedoch Einschränkungen auf. Zum einen wird das Targetmaterial des Folientargets bei jedem Laserpuls zerstört und muss ausgetauscht werden. Zum anderen liefert ein Gastarget kontinuierlich Targetmaterial nach, jedoch finden dort lediglich Wechselwirkungen mit einzelnen Atomen bzw. Molekülen statt. Eine mögliche Alternative ist der Einsatz eines Cluster-Jet Targets, das ebenfalls kontinuierlich Targetmaterial liefert, mit Teilchen von bis zu 10^6 Atomen und Dichten im Bereich von $10^{14} - 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Aus diesen Grund wurde das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT1S im Frühjahr 2013 als Schwerpunkt dieser Arbeit an der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster aufgebaut. Die Clusterquelle des MCT1S wird zukünftig für Experimente zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung am Institut für Laser- und Plasmaphysik (ILPP) der Heinrich-Heine-Universität in Düsseldorf eingesetzt. Maßgeblich für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung sowie für Simulationen sind die Laserparameter, aber vor allem auch die Eigenschaften des Clusterstrahles (Position, Breite, Dichte, Clustergrößen, etc.). Um Aussagen über diese Strahlparameter zu treffen, wurde das Cluster-Jet Target MCT1S im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich in Betrieb

genommen und eine ausführliche Analyse des Clusterstrahles durchgeführt. Nachdem zunächst der Clusterproduktionsprozess in einer Lavaldüse beschrieben wird, werden anschließend der Aufbau und die Funktionsweise des Cluster-Jet Targets erläutert, dessen zentrale Komponenten ein Quellwagen und ein Pumpstand sind. Abschließend wird das Vakuumsystem des Cluster-Jet Targets MCT1S dargestellt.

3.1 Clusterproduktion

Herzstück jedes Münsteraner Cluster-Jet Targets (COSY-11 [Dom+97], ANKE [Dom+97], $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ [Täs+11]) ist die sogenannte Lavaldüse. Sie wurde nach dem Schweden Carl Gustav de Laval benannt, der diese im Jahr 1883 entwickelte. Die besondere Form der Lavaldüse wird durch eine Querschnittszeichnung in Abbildung 3.1 verdeutlicht. Die Düse lässt sich in zwei Bereiche gliedern. Der konvergente Einlassbereich verringert kontinuierlich seine kreisförmige Querschnittsfläche und endet im engsten Querschnitt der Düse. Aktuell wird im Cluster-Jet Target MCT1S eine Lavaldüse mit einem Durchmesser von $20\text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Nach dem engsten Querschnitt folgt der divergente Auslassbereich mit einer sich vergrößernden Querschnittsfläche. Die Minimierung von Reibungsverlusten in der Düse bestimmen die Öffnungswinkel und die Längen der beiden Abschnitte.

Strömt Gas in die Lavaldüse, wird es bis zum engsten Querschnitt der Düse beschleunigt. Im engsten Querschnitt erreicht das Gas Schallgeschwindigkeit, falls der Einlassdruck viel größer ist als der Auslassdruck ist [Wut08]. Am Cluster-Jet Target MCT1S wird mit Einlassdrücken von $\geq 5\text{ bar}$ und Auslassdrücken von $\leq 4 \times 10^{-2}\text{ mbar}$ in die Skimmerkammer gearbeitet. Aufgrund der Volumenvergrößerung nach dem engsten Querschnitt erfolgt eine adiabatische

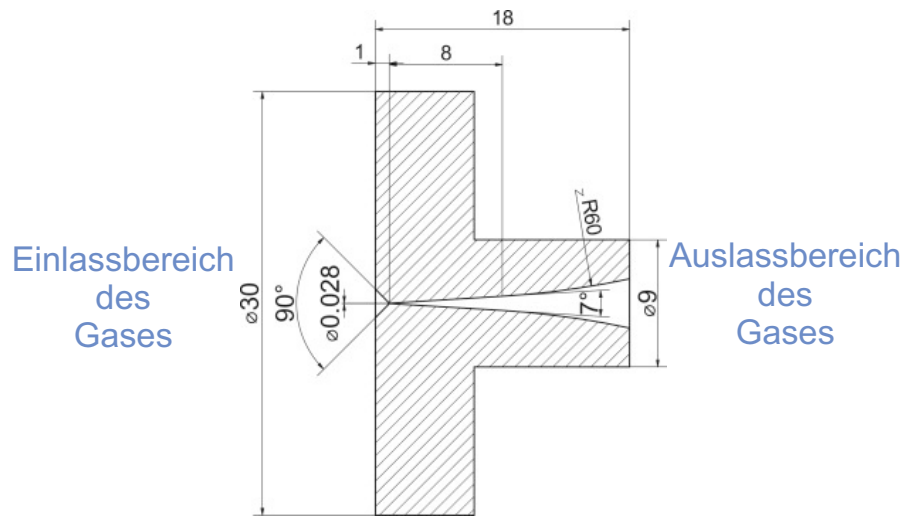


Abbildung 3.1: Querschnittszeichnung einer Laval-Düse. Zu erkennen ist der konvergente Einlassbereich, welcher im engsten Querschnitt der Düse endet. Darauf folgt der divergente Auslassbereich [Täs13].

Expansion des Gases. Der Joule-Thomson-Effekt beschreibt die Verringerung der Temperatur durch die Zunahme des mittleren Teilchenabstandes bei einer solchen adiabatischen Gasexpansion [Nol03]. Infolge der Temperaturabsenkung besitzen die Gasmoleküle annähernd alle die gleiche Geschwindigkeit, schematisch zu sehen in Abbildung 3.2. Durch diese sehr niedrigen Relativgeschwindigkeiten können zwei Moleküle unter Abführung der Stoßenergie an ein drittes Molekül miteinander wechselwirken. Es finden sogenannte Drei-Körper-Stöße statt, welche Kondensationskeime entstehen lassen können [Dem09]. An diese Kondensationskeime können sich weitere Gasmoleküle anlagern. So entstehen Cluster in der Größe zwischen einigen hundert bis zu 10^6 Molekülen [Dem09]. Die erzeugten Cluster werden im Falle von Wasserstoff durch die Van-der-Waals Kraft zusammen gehalten. Um über einen klar definierten Clusterstrahl zu verfügen, ist eine Extraktion der Cluster vom Restgas notwendig, da nur ein kleiner Teil des Gases Cluster bildet.

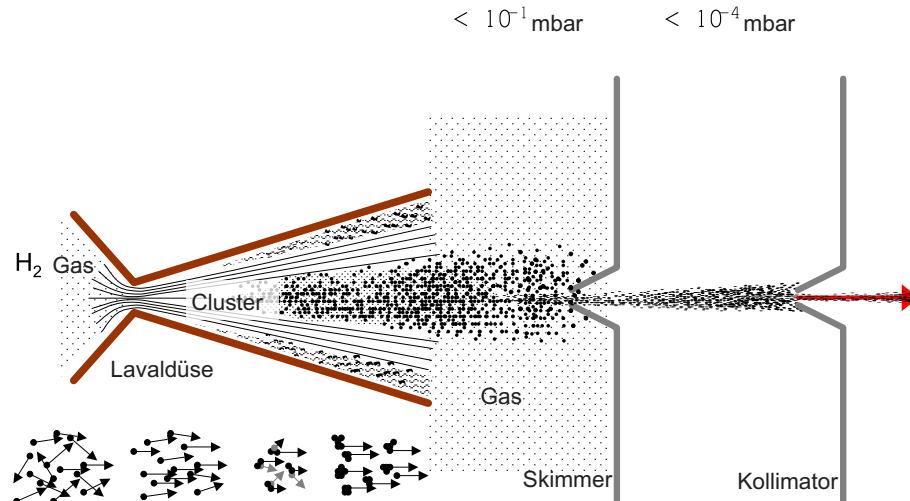


Abbildung 3.2: Dargestellt ist der Clusterproduktionsprozess. Strömendes Gas durch die Lavaldüse bildet Cluster, welche durch den Skimmer vom Restgas getrennt werden. Der darauf folgende Kollimator dient dazu, die Größe und Form des Clusterstrahles zu definieren. Zudem ist unten links schematisch die Geschwindigkeitsverteilung während der Clusterproduktion aufgezeigt. Das einströmende Gas im Einlassbereich der Düse hat erheblich voneinander abweichende Relativgeschwindigkeiten, welche im engsten Querschnitt der Düse stark reduziert werden. Dadurch können sich Kondensationskeime bilden, welche durch Anlagerungen weiterer Moleküle zu Clustern ausgebildet werden (erstellt von E. Köhler, bearbeitet).

Die Abbildung 3.2 zeigt das Prinzip des Clusterproduktionsprozesses, die Extraktion und Formgebung des Clusterstrahles sowie die Geschwindigkeitsverteilung während dieses Prozesses.

Für die Separation des entstandenen Clusterstrahles vom Restgas befindet sich eine kegelförmige Blende, der sogenannte Skimmer, im Strahlengang. Dieser befindet sich in einer Vakuumkammer, der Skimmerkammer. Die typische Form solch eines Skimmers ist in der Abbildung 3.3 zu sehen. Der Skimmer besitzt eine konkave

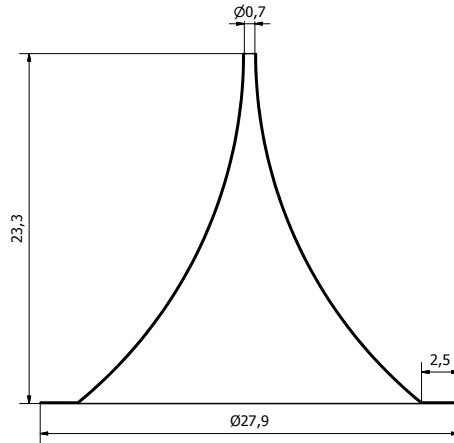


Abbildung 3.3: Querschnittszeichnung eines Skimmers (erstellt von A. Täschner). Deutlich zu sehen ist die kegelförmige Mantelfläche, welche Reflexionen der Cluster beim Eintritt in den Skimmer und Reflexionen der Cluster innerhalb des Skimmers reduzieren.

Mantelfläche, wodurch sowohl die Reflexionen von Clustern beim Eintritt in den Skimmer als auch innerhalb des Skimmers reduziert werden. Zurzeit wird ein Skimmer mit einer Öffnung von 0,7 mm am Cluster-Jet Target MCT1S verwendet. Nach dem Skimmer folgt eine zweite kegelförmige Blende im Strahlengang, der Kollimator. Er definiert die Größe und die Form des Clusterstrahles. Derzeit ist ein Kollimator mit einem Durchmesser von 0,7 mm eingebaut. Die Präparation von Clusterstrahlen durch verschiedene Kollimatoren wurde in der Masterarbeit von A.-K. Hergemöller [Her13] und in der Doktorarbeit von E. Köhler [Köh14] untersucht (vgl. Abbildung 3.4).

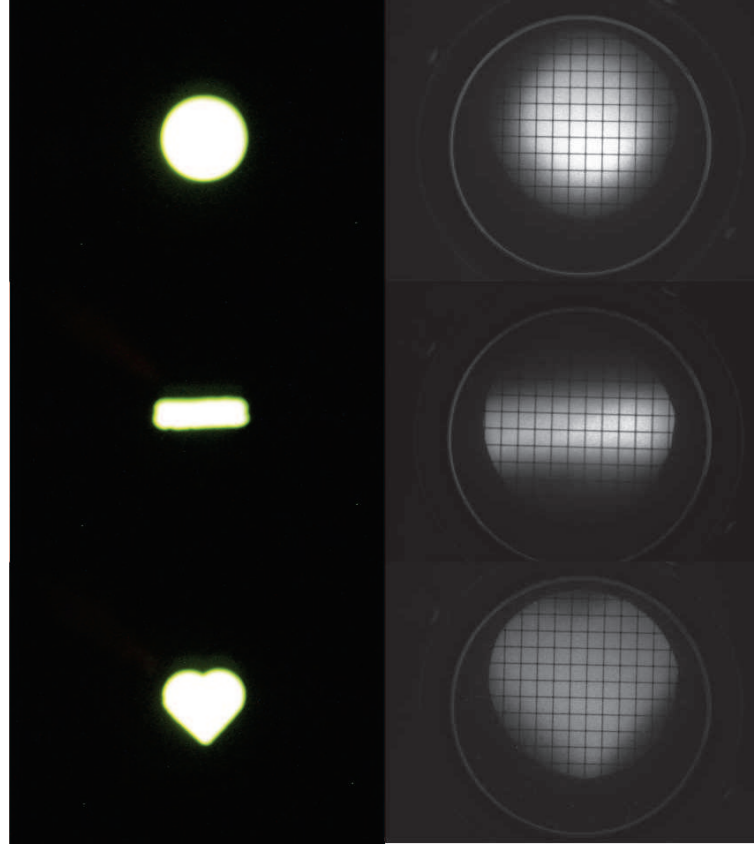


Abbildung 3.4: Das Bild zeigt die Möglichkeit der Definition des Clusterstrahles durch den Einsatz eines Kollimators. Links sind Aufnahmen durch ein Lichtmikroskop von einem kreisförmigen ($\varnothing \approx 0,5$ mm), einem schlitzförmigen ($(0,77 \times 0,19)$ mm) und einem herzförmigen (max. Breite $\approx 0,76$ mm) Kollimator abgebildet. Rechts sind die daraus resultierenden Clusterstrahlen dargestellt, welche durch ein MCP-Detektorsystem (MicroChannel Plate) in einer Entfernung von ungefähr 4 m hinter der Düse aufgenommen wurden [Zan12], [Köh14]. Dieses MCP-Detektorsystem besteht aus einem geordneten Gitter, welches einen Gitterabstand von 2,5 mm aufweist, zwei MCPs, welche sich in der Chevron-Anordnung befinden, und einem Phosphorschirm mit CCD Kamera. Bevor der Clusterstrahl auf den MCP-Detektor trifft, muss dieser zunächst ionisiert werden, zum Beispiel durch einen Elektronenstrahl. Diese Messungen wurden an dem Prototypen MCT2 für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Cluster-Jet Target durchgeführt [Täs+11], [Köh+13], [Täs13].

3.2 Aufbau

Der komplette Aufbau des Cluster-Jet Target MCT1S ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Aufgrund der Montage der Komponenten auf zwei Gestellen, beläuft sich der Aufbau des Cluster-Jet Targets MCT1S auf $2\text{ m} \times 2\text{ m} \times 2\text{ m}$. Es besteht aus zwei wesentlichen Bestandteilen, zum einen dem Quellwagen und zum anderen dem Pumpstand. Auf dem Quellwagen befinden sich die drei wichtigen Komponenten: Clusterquelle, Wechselwirkungskammer und Auffänger. Die Clusterquelle dient der Erzeugung von Clustern und zur Extraktion und Definition des Clusterstrahles. Der Clusterstrahl gelangt dann in die Wechselwirkungskammer. Da zwei Seiten der Kammer mit Glasfenstern ausgestattet sind, ist es möglich den Clusterstrahl an dieser Stelle zu visualisieren und zu analysieren (vgl. Kapitel 5.3). Im Anschluss an die Wechselwirkungskammer folgt der Auffänger. Er dient dazu, die Cluster aufbrechen zu lassen und sie anschließend abzupumpen. Zudem sind Kollimatorkammer und Auffänger mit Turbomolekularpumpen ausgestattet. Das Kanya¹-Gestell des Quellwagens ist im Gegensatz zu dem Pumpstand auf vier Rollen angebracht, wobei zwei Rollen mit Feststellbremsen gesichert werden können. Somit ist der Quellwagen frei beweglich und erleichtert den Transport zum Institut für Laser- und Plasmaphysik. In Abbildung 3.6 ist der Quellwagen mit seinen Hauptbestandteilen gezeigt. Um ein Vakuum im Bereich von maximal 10^{-1} mbar innerhalb der Quelle zu erzeugen, ist eine Anordnung von Vakuumpumpen notwendig. Ein höherer Druck würde zur Zerstörung der Cluster führen [Kho+99]. Die verwendeten Vakuumpumpen befinden sich auf einen separaten Pumpstand. Dieser besteht aus einer Vorpumpe und zwei Rootspumpen. Diese Pumpen sind in ein Kanya-Gestell

¹ Profilkomponenten aus Aluminium.

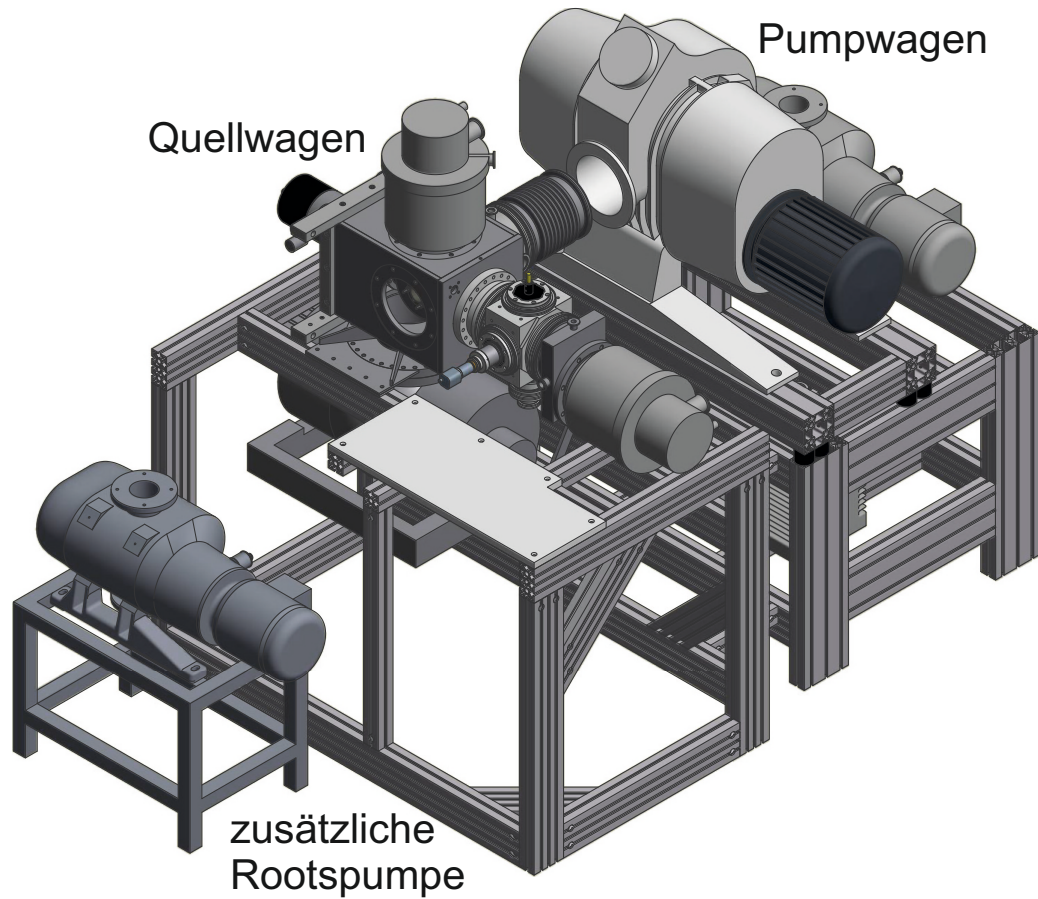


Abbildung 3.5: Aufbau des Cluster-Jet Targets MCT1S. Erkennbar ist der Pumpwagen, welcher mit dem Quellwagen über ein Wellbalg verbunden ist. Außerdem ist eine zusätzlich integrierte Rootspumpe, zur Verbesserung des Saugvermögens, zu sehen (Zeichnung: D. Bonaventura, bearbeitet).

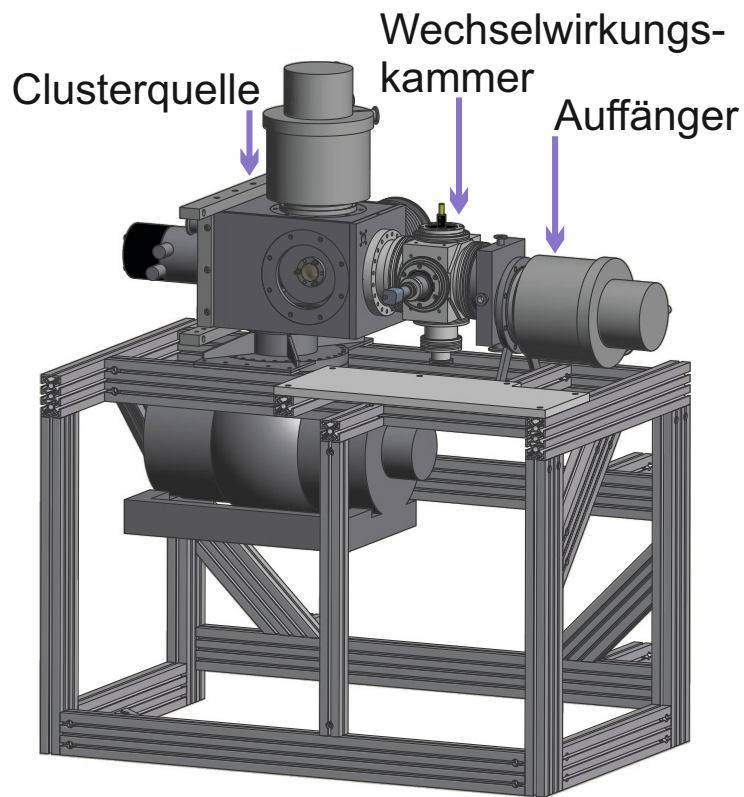


Abbildung 3.6: Der Quellwagen des MCT1S. Dargestellt ist die Clusterquelle, die Wechselwirkungskammer und der Auffänger. Zudem sind die drei Turbomolekularpumpen abgebildet. Diese Bauteile befinden sich auf einem Kanya-Gestell (Zeichnung: D. Bonaventura, bearbeitet).

montiert, welches sich auf zwei Schienen bewegen lässt und durch eine Bremse festgestellt werden kann. Der Pumpstand ist in der Abbildung 3.7 dargestellt. Der Pumpstand und der Quellwagen sind über einen Wellbalg miteinander verbunden. Diese Verbindung erlaubt es mögliche Vibrationen durch den Betrieb der Pumpen gegen den Quellwagen zu unterdrücken. Der Pumpstand hat zwei Aufgaben, er sorgt für das Vakuum in der Skimmerkammer und ist gleichzeitig das Vorvakuumssystem für die Turbomolekularpumpen an der Kollimator-kammer bzw.

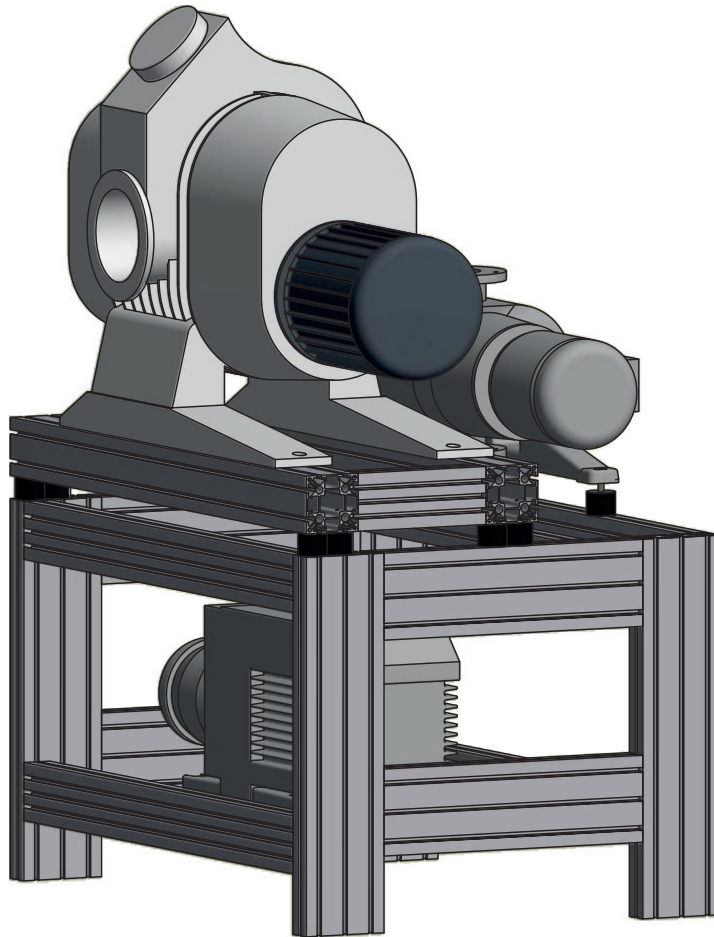


Abbildung 3.7: Der Pumpwagen des MCT1S. Zu sehen ist die Vorpumpe (unten) und die beiden Rootspumpen (oben), welche in das Kanya-Gestell eingebettet sind (Zeichnung: D. Bonaventura).

Wechselwirkungskammer. Für hohe Flüsse in die Skimmerkammer ($1,3 \frac{\ell_n}{\text{min}}$) ist das Vorvakuum für die Turbomolekularpumpen nicht ausreichend, deswegen wurde eine zusätzliche Rootspumpe zwischen dem Pumpstand und den Turbomolekularpumpen eingebaut. Weitere Details zum Vakuumsystem werden in Abschnitt 3.3 dargelegt. In Abbildung 3.8 zeigen die beiden Fotografien die zusätzliche Integration der benötigten Elektronik für das Target in den Quellwagen. Zu sehen sind der Kompressor (1), welcher für den Betrieb des Kaltkopfes notwendig ist, die Auslesegeräte (2) für die am Target verwendeten Messgeräte, die Frequenzwandler der Turbomolekularpumpen und das Netzgerät für die Heizpatrone. Der Wasserstoffreiniger (3) und ein Computer (4), auf welchen durch die Slow Control Software die Beobachtung und Steuerung des Targets geregelt wird, sind ebenfalls integriert.

3.2.1 Clusterquelle

Die am Cluster-Jet Target verwendete Clusterquelle stammt von dem Cluster-Jet Target MCT1 [Rau04],[Täs13], dem Vorgänger des Prototypen MCT2 für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Experiment. Die Clusterquelle besteht aus zwei Kammern, der Skimmerkammer und der Kollimatorkammer. Die Kollimatorkammer umschließt die Skimmerkammer und dient somit zudem als Stützvakuunkammer für den Kaltkopf. Dadurch wird der Wärmeaustausch zwischen dem Äußeren und dem Inneren der Clusterquelle möglichst klein gehalten. Die Skimmerkammer ist durch einen Wellbalg mit der Außenwand der Clusterquelle verbunden und dort ist auch die Verbindung zum Pumpstand lokalisiert. Die Skimmerkammer ist fast komplett vakuumdicht von der Kollimatorkammer getrennt, lediglich der Skimmer bildet eine Verbindung der beiden Kammern. Die Clusterquelle ist der Abbildung 3.9 zu sehen. Für die

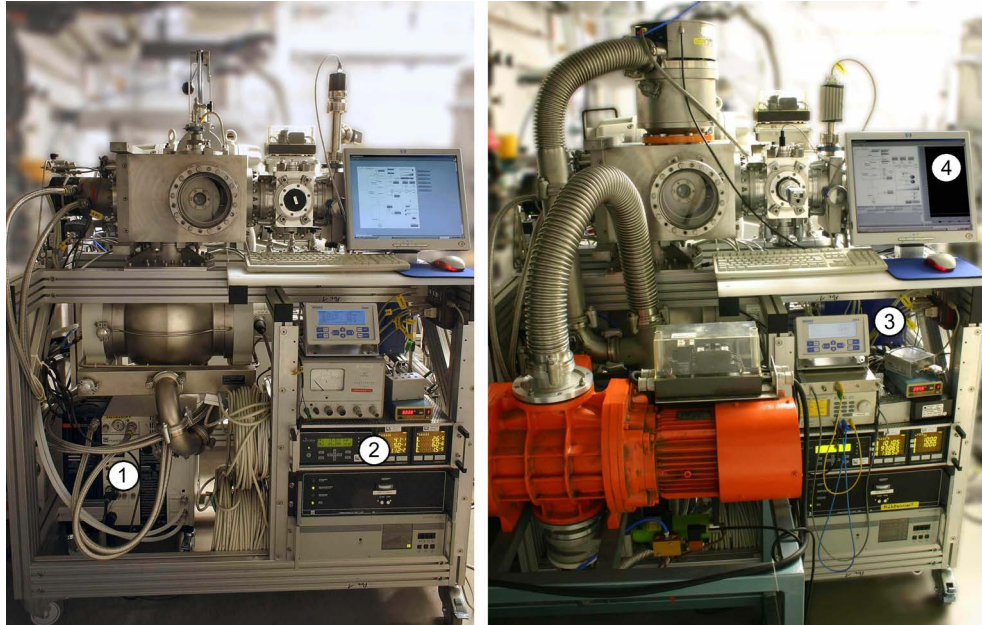


Abbildung 3.8: Fotos des Targets MCT1S. Links ist die Elektronik zu erkennen. Rechts ist der aktuelle Aufbau abgebildet und die zusätzliche Rootpumpe im Vordergrund zu sehen. (1) Kompressor für den Betrieb des Kaltkopfes. (2) Auslesegeräte der Messgeräte des Targets, Frequenzwandler für die Turbomolekularpumpen und Netzgerät für die Heizpatrone. (3) Wasserstoffreiniger. (4) Computer, auf welchen mittels Slow Control Software das Target überwacht und gesteuert werden kann (Fotos: W. Hassenmeier, bearbeitet (vgl. [Soh13])).

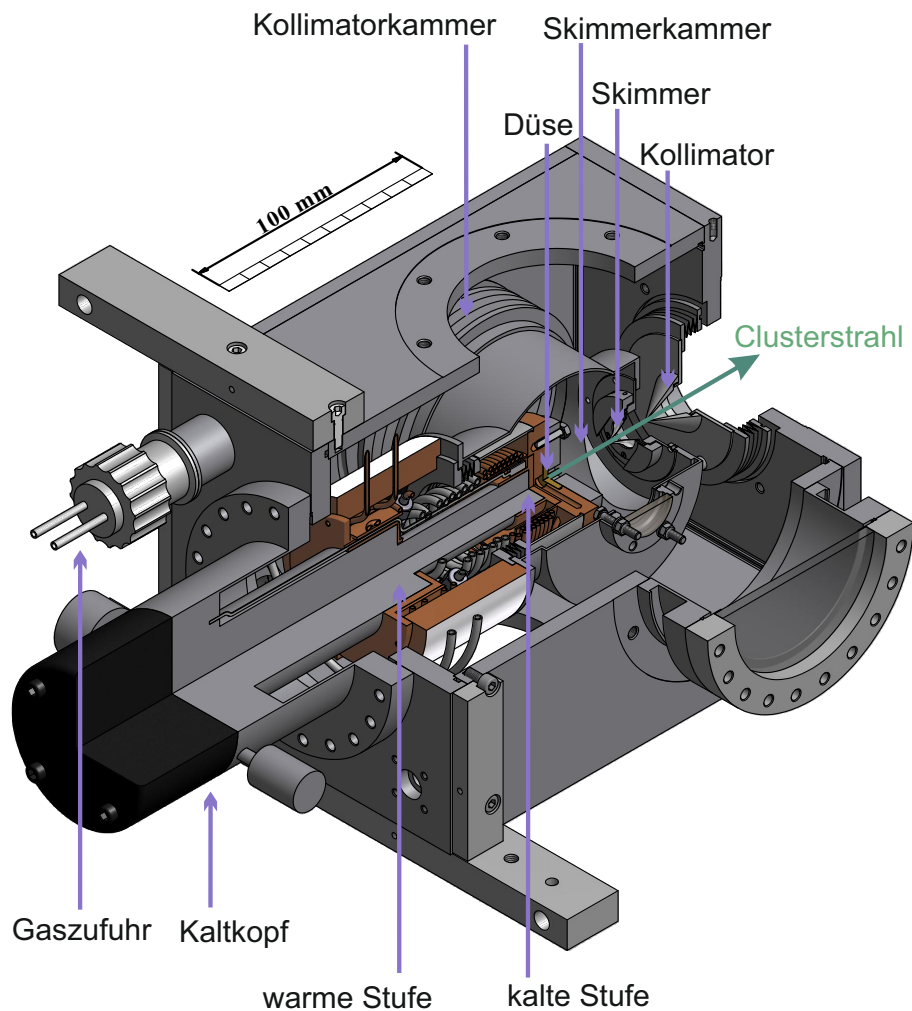


Abbildung 3.9: Schnitt durch die Clusterquelle von MCT1S. Zu sehen ist der Kaltkopf mit seiner warmen und kalten Stufe und die Gaszufuhr. Nach der Kondensation der Cluster in der Lavalldüse wird durch den Skimmer der Clusterstrahl vom Restgas separiert und der darauf folgende Kollimator formt und definiert die Größe des Strahles ([Täs13], bearbeitet).

Clusterproduktion wird gekühltes und gereinigtes Wasserstoffgas benötigt. Das am Cluster-Jet Target verwendete Wasserstoffgas hat eine Reinheit von 99,999 %, wird jedoch zusätzlich von einem Wasserstoffreiniger (HP-50) von der Firma Johnson Matthey gereinigt. Dazu wird die Palladiummembran des Reinigers auf 400 °C erhitzt. Die Wasserstoffgasmoleküle, welche auf die Palladiummembran treffen, trennen sich auf und gelangen dann durch die Membran. Auf der anderen Seite der Palladiummembran rekombinieren die Wasserstoffatome wieder zu molekularem Wasserstoff [Mat12]. Das Wasserstoffgas direkt hinter dem Reiniger besitzt eine Reinheit von 9.0 (99,9999999 %). Somit kann die Anlagerung von Verunreinigungen in der feinen Düse verhindert werden. Der Reiniger arbeitet mit Drücken bis zu 17 bar und hat einen Bleed-Out-Ausgang, über welchen die angesammelten Rückstände an der Membran heraus gespült werden können. Das gereinigte Wasserstoffgas strömt durch einen Durchflussregler und Druckregler der Firma Brooks Instruments, welche über eine Slow Control Software, die im Rahmen einer Bachelorarbeit entwickelt wurde [Soh13], ausgelesen und angesteuert werden können, um die optimalen Bedingungen für die Clusterproduktion einzustellen. Daraufhin gelangt das Wasserstoffgas in einen zweistufigen Kaltkopf (RGD 1245) der Firma Leybold. Kaltköpfe dienen zur Erzeugung tiefer Temperaturen in Verbindung mit Kompressor-Einheiten. Die beiden Geräte arbeiten nach dem Prinzip des Gifford-McMahon-Verfahrens in einem geschlossenen Heliumgas-Kreislauf. Dabei findet eine Verdichtung des Heliumgases im Kompressor und eine anschließende Entspannung im Kaltkopf statt [Wut08]. Der verwendete Kaltkopf erreicht mit der ersten Stufe (45 W) eine Temperatur von 80 K und mit der zweiten Stufe (12 W) eine Temperatur von 20 K [Ley96]. Das Gasleitungssystem im Inneren der Clusterquelle besteht vorwiegend aus Kupferleitungen, die um die warme und kalte

Stufe des Kaltkopfes gewickelt sind, da diese eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit ($\lambda_{\text{Cu},20^\circ\text{C}} = 399 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ [Kuc07]) aufweisen. Dadurch wird ein besserer Transport der Kühlung zwischen dem Kaltkopf und dem Gas realisiert. Jedoch ist die Leitung zwischen den beiden Stufen und das Rohr, welches von der warmen Stufe nach Außen führt, aus Edelstahl gefertigt. Der Grund hierfür liegt im deutlichen Unterschied der Wärmeleitfähigkeit ($\lambda_{\text{Edelstahl},20^\circ\text{C}} = 15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ [Kuc07]) dieser beiden Elemente. Edelstahl leitet die Wärme schlechter als Kupfer und wurde deshalb an den Stellen verwendet, an denen Rohre die Kühlleistung des Kaltkopfes an die Umgebung abgeben können. Zwischen den beiden Stufen des Kaltkopfes und den Windungen der Kupferleitungen sind kupferne Gaskühler angebracht. Die Kupferleitungen sind mit diesen beiden Gaskühlern verlötet. Die Lavaldüse befindet sich am Gaskühler der kalten Stufe, der gleichzeitig als Halterung für die Düse dient. Auch hier wird ein Indiumdichtring verwendet. Ein zusätzlicher Düsenhalter drückt durch Verschraubungen die Düse an den Gaskühler und fixiert diese somit. In einer Bohrung unterhalb der Düse in dem Gaskühler befindet sich eine Temperaturdiode. Diese misst die Gastemperatur in der Nähe der Düse und wird von einem LakeShore 208 Messgerät ausgelesen. Im Gassystem direkt vor der Düse befindet sich zudem ein Sinterfilter, welcher als Partikelfilter dient und somit gröbere Verunreinigungen der Düse vermeiden soll. In einer weiteren Bohrung im Gaskühler der kalten Stufe befindet sich eine Heizpatrone. Diese hat bis zu 50 W Heizleistung und mittels einer im Rahmen der Bachelorarbeit von J. Sohn entwickelten Slow Control Software lässt sich diese Heizleistung der Heizpatrone regeln, sodass die jeweils gewünschte Temperatur erreicht werden kann. Eine genaue Ansicht des Gaskühlsystems des MCT1S ist in Abbildung 3.10 zu sehen [Täs13]. Von der Rückseite der Düse führt eine Gasrückleitung direkt zu einem Baratron der Firma MKS. Dieses erlaubt das

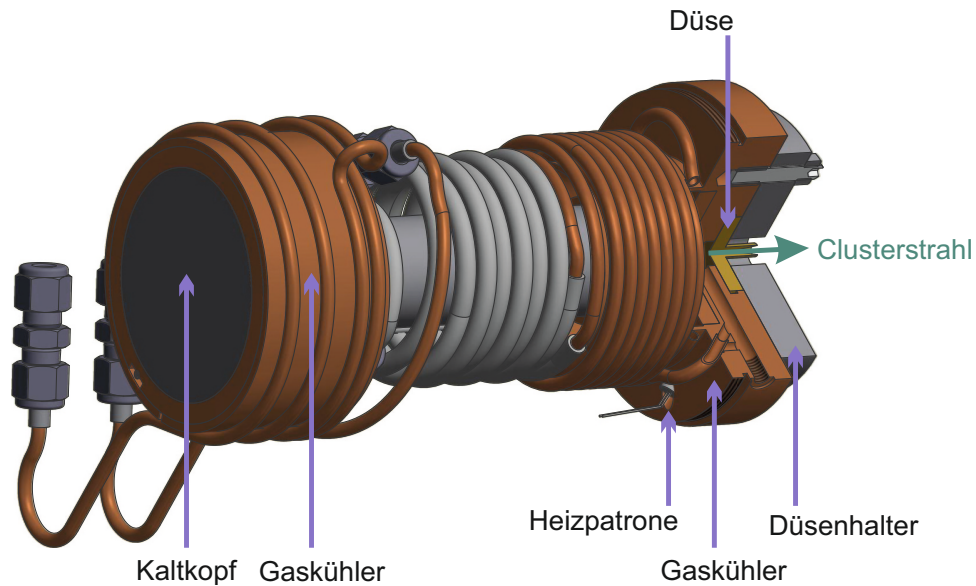


Abbildung 3.10: Gaskühlsystem in der Clusterquelle von MCT1S. Gezeigt ist der Kaltkopf, auf welchem sich die Gaskühler befinden. Um diese sind wiederum die Kupferleitungen gewickelt. Zwischen den beiden Stufen des Kaltkopfes werden Edelstahlrohre verwendet. Über die Heizpatrone kann die Temperatur an der Düse geregelt werden (Zeichnung: D. Bonaventura, bearbeitet).

Messen der vorliegenden Drücke an der Düse. Zudem ermöglicht diese Zuleitung das Spülen des kompletten Gassystems des Targets mit Wasserstoff, um somit eventuell auftretende Verunreinigungen zu beseitigen. Zudem kann über diese Rückleitung beim Aufwärmen des Targets auftretender Überdruck an der Düse abgelassen werden (vgl. Abbildung 3.14). Das gereinigte und gekühlte Wasserstoffgas, welches in die Laval Düse gelangt, kondensiert nach dem bereits beschriebenen Prinzip des Clusterproduktionsprozesses zu Clustern (vgl. Kapitel 3.1). Beim Austritt aus der Düse befinden sich die Cluster und das Restgas in der Skimmerkammer. Dort extrahiert der Skimmer die Cluster und diese gelangen in die Kollimatorkammer. Hier sorgt der Kollimator für die Formgebung des Clusterstrahles.

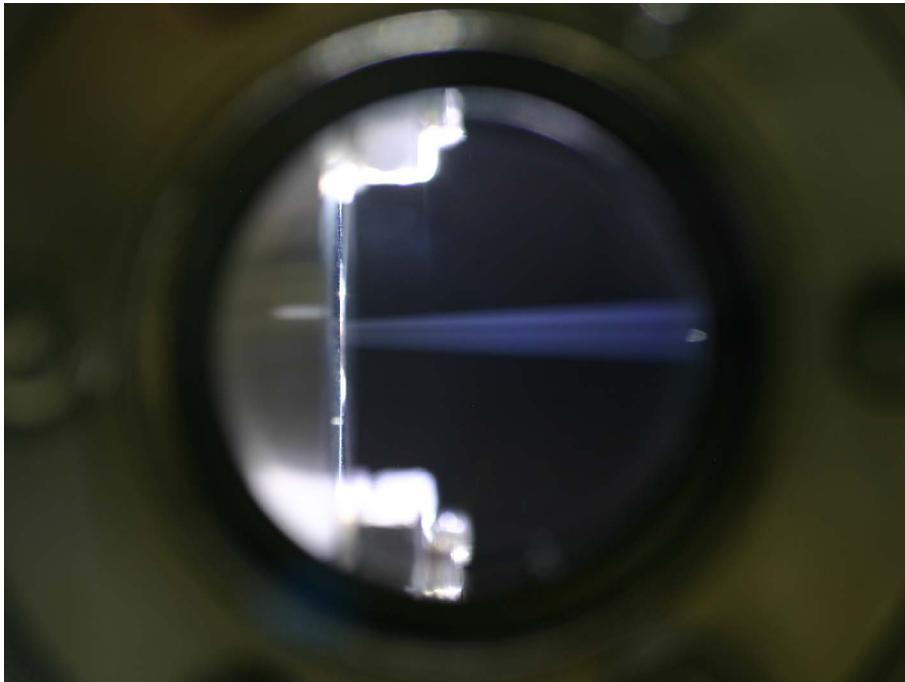


Abbildung 3.11: Foto eines Clusterstrahls in der Skimmerkammer des MCT1S. Die Cluster fliegen von links nach rechts. Links ist die Düsenhalterung zu erkennen. Rechts ist die Spitze des Skimmers zu sehen. Beleuchtet wird der Clusterstrahl durch vier weiße LEDs in der Skimmerkammer (Foto: W. Hassenmeier).

Da sowohl die Skimmerkammer als auch die Kollimatorkammer ein Fenster besitzen, ist es möglich den Clusterstrahl zwischen der Düse und dem Skimmer zu beobachten. Ein Foto des Clusterstrahles ist in der Abbildung 3.11 dargestellt. Der Clusterstrahl kann an dieser Stelle durch vier weiße und vier infrarote LEDs beleuchtet werden. Diese sind auf einer Platte montiert, welche in die Skimmerkammer gelegt wird. In der Abbildung 3.12 sind die LEDs unten in der Skimmerkammer zu erkennen. Eine weitere Besonderheit ist die Düsenklappe, welche sich ebenfalls in der Skimmerkammer befindet. In ihrer Normalstellung befindet sie sich außerhalb des Clusterstrahls. Bei Bedarf wird die Klappe jedoch in den Strahlengang gebracht und

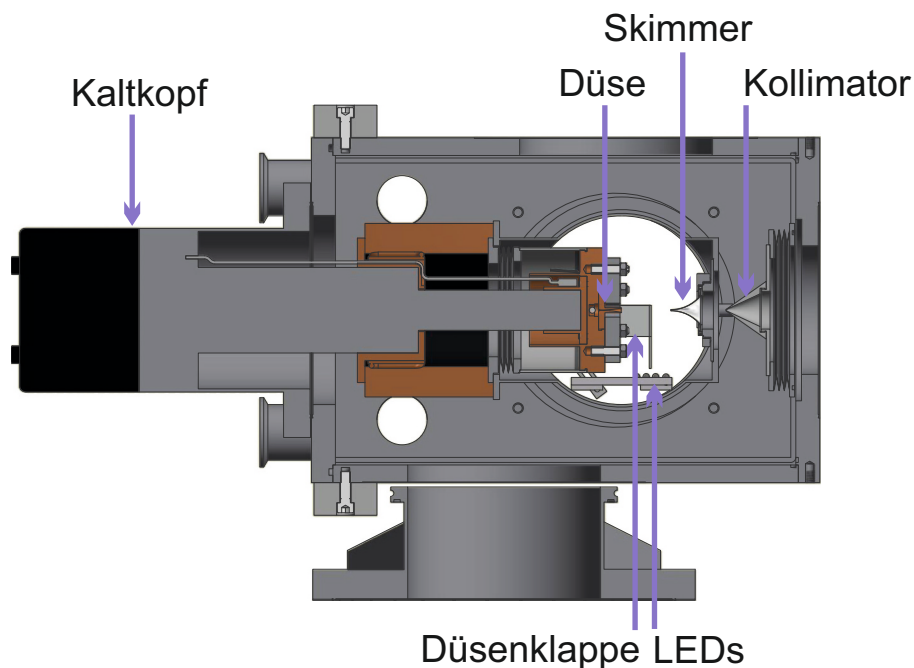


Abbildung 3.12: Querschnitt durch die Clusterquelle. Neben der Düse, dem Skimmer und dem Kollimator ist die Platte, auf welcher sich die LEDs zur Beleuchtung des Clusterstrahles befindet, eingezeichnet. Die Düsenklappe stellt eine weitere nützliche Besonderheit dar, durch diese kann ein Erreichen der Cluster in die Kollimatorkammer und die Wechselwirkungskammer verhindert werden (Zeichnung: D. Bonaventura, bearbeitet).

fixiert. Dadurch wird verhindert, dass die Cluster in die Kollimatorkammer und die Wechselwirkungskammer gelangen. Die Relevanz dieser Düsenklappe wird zudem bei der späteren Clusterstrahlanalyse deutlich, die in Kapitel 5.3 dargestellt wird.

3.2.2 Wechselwirkungskammer und Auffänger

Auf die Clusterquelle folgt die Wechselwirkungskammer. Der definierte Clusterstrahl, welcher den Kollimator verlässt, gelangt somit unmittelbar in die

Wechselwirkungskammer. Die Wechselwirkungskammer besteht aus einem Würfel mit einer Flanschfassung an jeder Seite. Durch eine Öffnung fliegen die Cluster in die Wechselwirkungskammer und auf der gegenüberliegenden Seite verlässt der Clusterstrahl die Kammer und gelangt zum Auffänger. Die obere Seite der Wechselwirkungskammer ist mit einem Fenster ausgestattet. Durch dieses Fenster wird mit einem Laser der Klasse 2 mit einer Wellenlänge von 650 nm und einer Leistung von 1 mW der Clusterstrahl beleuchtet. Gegenüber dem Laser befindet sich ein Laser-Beam-Dump, welcher das Streulicht des Lasers in der Kammer minimieren soll. Dieser besteht aus einem geschwärzten Kegel. In einem Winkel von 90° befindet sich ein weiteres Fenster. Für dieses Fenster wurde eine Fassung angefertigt, welche es erlaubt eine CCD-Kamera vor dieses Fenster anzubringen. Mit dieser CCD-Kamera (pco.pixelfly usb der Firma pco mit einem Quantenwirkungsgrad von bis zu 65 % [pco10]) ist es erstmalig erfolgreich gelungen den Clusterstrahl in einer Entfernung von 33 cm von der Düse sichtbar zu machen (vgl. Kapitel 5.3). Dies ermöglicht eine Analyse des Clusterstrahles zum Beispiel bezüglich seiner räumlichen Ausdehnung und Lage. Abbildung 3.13 zeigt eine Übersicht über die Wechselwirkungskammer. Den Übergang zum Auffänger bildet ein Versatzstück, worauf eine Turbomolekularpumpe folgt. Das Versatzstück sorgt dafür, dass die Cluster nicht direkt auf die Rotationsachse der Turbomolekularpumpe gelangen, sondern auf ihre Leitbleche, wodurch ein Reflektieren der Cluster verhindert wird.

3.3 Das Vakuumsystem

Für das Cluster-Jet Target MCT1S werden verschiedene Vakuumpumpen eingesetzt, da sowohl Grob- ($10^3 - 10^0$ mbar), Fein- ($10^0 - 10^{-3}$ mbar) als auch Hochvakuum

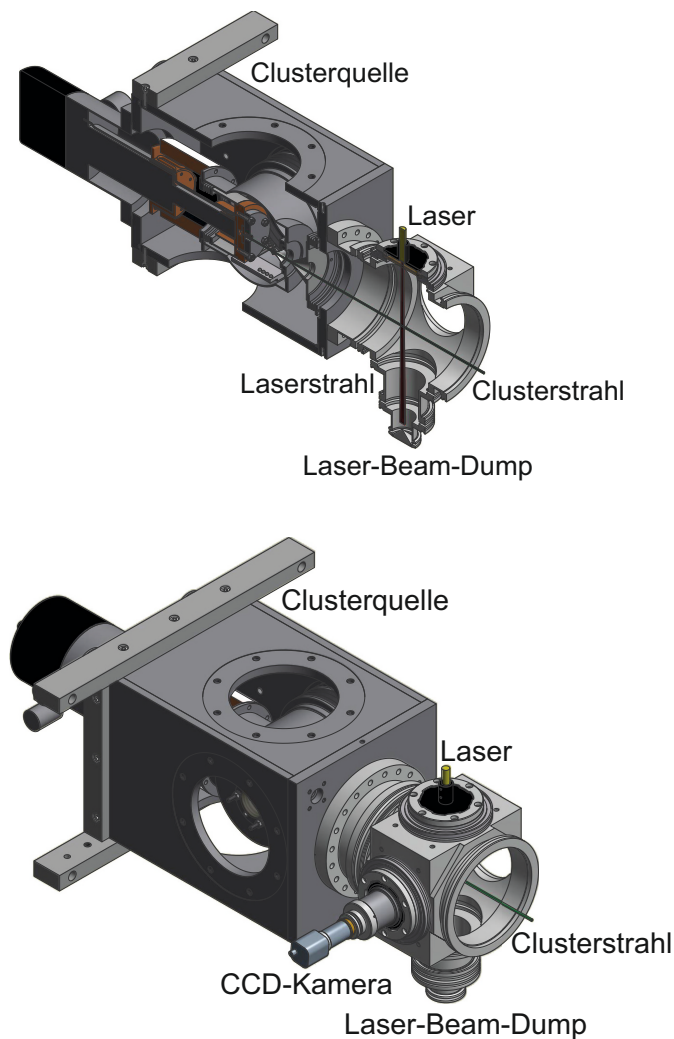


Abbildung 3.13: Oben: Querschnitt durch die Clusterquelle und Wechselwirkungskammer. Dargestellt ist der Clusterstrahl, der Laserstrahl und der Laser-Beam-Dump, welcher das Streulicht in der Wechselwirkungskammer reduzieren soll. Unten: Äußere Ansicht der Clusterquelle und Wechselwirkungskammer. Zu sehen ist der Laser, die CCD-Kamera und der Clusterstrahl. Der Laserstrahl und der Clusterstrahl sind in dieser Abbildung nicht maßstabsgetreu (Zeichnung: D. Bonaventura, bearbeitet).

n	Vorpumpe VP _n [$\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$]	Rootspumpe RP _n [$\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$]	Turbomolekularpumpe TP _n [$\frac{\ell}{\text{s}}$]
1	65	505	2800
2		2050	900
3		600	900

Tabelle 3.1: Saugvermögen der am Cluster-Jet Target MCT1S verwendeten Pumpen. Die Abbildung 3.14 zeigt die Nummerierung der Pumpen und ihre Lage im Vakuumsystem. Für die Vorpumpen und die Rootspumpen sind die Saugvermögen für Luft angegeben, für die Turbomolekularpumpen für Wasserstoff.

($10^{-3} - 10^{-7}$ mbar) benötigt wird (Einteilung nach [Wut08]). Die verwendeten Pumpen mit ihrem jeweiligen Nennsaugvermögen sind in Tabelle 3.1 aufgestellt. Die Saugvermögen der Vorpumpen und der Rootspumpen sind für Luft angegeben, die der Turbomolekularpumpen für Wasserstoff. Für das Grobvakuum sorgt eine Drehschieberpumpe (VP₁, Trivac Typ D65B der Firma Leybold (vgl. Abbildung 3.14)) mit einem Saugvermögen von $65 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$. Der Abgasausgang dieser Pumpe ist an das ATEX² gerechte Abluftsystem angeschlossen. Dann folgt eine Rootspumpe RP₁ der Firma Leybold, die ein Saugvermögen von $505 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ besitzt. Zwischen den beiden Pumpen wird der Druck mittels eines Ceravac CTR100 (1000 Torr) der Firma Leybold bestimmt. Zudem besteht hier die Möglichkeit einen pneumatischen Schieber (v₁) zu schließen. Der ersten Rootspumpe folgt eine zweite Leybold Rootspumpe RP₂ mit einem Saugvermögen von $2050 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$. In der Verbindung der beiden Rootspumpen wird der Druck mit einem Ceravac CTR100 (1000 Torr) ermittelt. Die Vorpumpe und die beiden Rootspumpen befinden sich in dem bereits beschriebenen Pumpwagen. Sie sind direkt mit der Skimmerkammer durch einen Wellbalg verbunden. Dadurch werden Drücke von 4×10^{-2} mbar im Bereich höchster Dichte (16 bar und 22 K) in der Skimmerkammer erreicht. Der Druck in

² Atmosphère Explosibles: Explosionsschutzrichtlinien der Europäischen Union.

der Skimmerkammer wird mit einem Ceravac CTR100 (10 Torr) gemessen. Bei Bedarf kann der Pumpstand von dem Quellwagen durch einen Handschieber (v_3) vakuumdicht getrennt werden. Um bei einem maximalen Gasfluss von $1,3 \frac{\ell_n}{\text{min}}$ in die Skimmerkammer einen Vakuumdruck von $< 4 \times 10^{-2}$ mbar in der Kammer zu erreichen, wird eine solche Kombination von Rootspumpen und Vorpumpe benötigt. Diese haben ein ausreichendes Saugvermögen, um die Gaslast zu bewältigen und für die nötige Kompression zu sorgen. An der Clusterquelle wird ein differentiell Pumpsystem verwendet. Um trotz der hohen Flüsse ($1,3 \frac{\ell_n}{\text{min}}$) einen Vakuumdruck in der Wechselwirkungskammer im Bereich $< 10^{-4}$ mbar erreichen zu können, wird der Clusterstrahl durch verschiedene Vakuumkammern geführt, die durch Blenden (Skimmer und Kollimator) verbunden sind. Der Gasfluss des Restgases wird dadurch stufenweise minimiert. Die Kollimatkammer wird neben den schon beschriebenen Pumpen zusätzlich durch zwei Turbomolekularpumpen gepumpt. Dabei handelt es sich zum einen um eine Turbomolekularpumpe (TP_1 , TPU 2200) der Firma Pfeiffer, die ein Saugvermögen von $2800 \frac{\ell}{s}$ vorweist, und zum anderen um eine Turbomolekularpumpe TP_2 der Firma Leybold vom Typ Turbovac 1000 ($900 \frac{\ell}{s}$). Diese erlauben es, Drücke in der Kollimatkammer von 5×10^{-4} mbar im Betrieb bei höchsten Dichten zu realisieren. Zwischen den Turbomolekularpumpen und der leistungstärkeren Rootspumpe befindet sich zudem eine Alcatel Rootspumpe RSV 601B (RP_3) mit einem Saugvermögen von $600 \frac{m^3}{h}$. Diese Rootspumpe dient dazu, das für die Turbomolekularpumpen notwendige Saugvermögen zu liefern. Direkt im Anschluss der Alcatel Rootspumpe befindet sich ein pneumatisches Ventil (v_4), welches im Bedarfsfall geschlossen werden kann. Am Auffänger befindet sich ebenfalls eine Turbomolekularpumpe Turbovac 1000 von Leybold ($TP_3, 900 \frac{\ell}{s}$). Diese dient dazu die aufgebrochenen Cluster abzusaugen. Der vorliegende Druck

in der Kollimatorkammer und im Auffänger werden jeweils durch ein Ionivac ITR200 der Firma Leybold bestimmt. In Abbildung 3.14 ist das am MCT1S verwendete Vakuumsystem skizziert. Es besteht die Möglichkeit das Target über zwei Belüftungsventile (v_2 und v_5) zu belüften. Ein Belüftungsventil befindet sich zwischen den beiden Leybold Rootspumpen, über dieses wird der Pumpstand belüftet. Das zweite ist zwischen der Alcatel Rootspumpe und den Turbomolekularpumpen angebracht. Dieses dient dazu den Quellwagen, die Wechselwirkungskammer und den Auffänger zu belüften. Zur Überwachung und Steuerung des Cluster-Jet Targets wurde eine Slow Control Software entwickelt und programmiert, welche im Kapitel 4 erläutert wird.

3.4 Leitwertbestimmung und Saugvermögensbestimmung

Das Saugvermögen des verwendeten Pumpsystems ist eine charakteristische Eigenschaft und entscheidend für den Clusterbetrieb. In der Skimmerkammer muss mindestens ein Druck im Bereich von 10^{-1} mbar vorliegen, da ansonsten die Stabilität der Cluster stark eingeschränkt wird [Kho+99]. Entscheidend für die Bestimmung des Saugvermögens sind die verwendeten Vakuumverbindungen, da diese das Saugvermögen stark verringern können. Die Berechnung des effektiven Saugvermögens S_{eff} berücksichtigt die Verbindungsleitungen über [Wut08]:

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{C} \quad (3.1)$$

$$\Leftrightarrow S_{\text{eff}} = \frac{C \cdot S}{C + S} = \frac{S}{1 + \frac{S}{C}}. \quad (3.2)$$

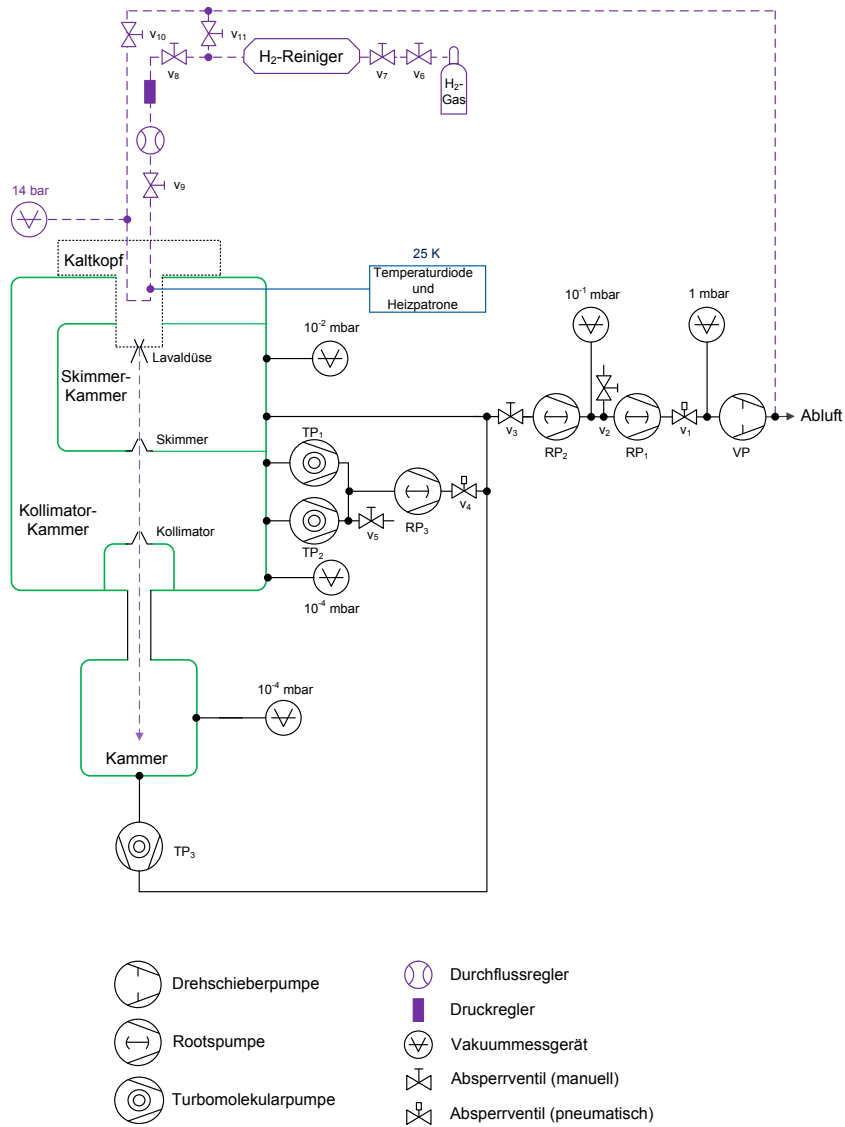


Abbildung 3.14: Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT1S. Eingetragen sind die verwendeten Pumpen, deren Saugvermögen in Tabelle 3.1 dargestellt sind, und die Messgeräte. Das Gassystem ist in lila eingezeichnet.

Dabei bezeichnet S das nominelle Saugvermögen der Vakuumpumpe und C ist der Leitwert eines Verbindungsstückes. Dieser Leitwert, welcher auch als Kehrwert des Strömungswiderstandes R bekannt ist, wird durch die Form der Verbindungsstücke und der Art der Strömung bestimmt. Die Strömung in einem Cluster-Jet Target kann annähernd als molekulare Strömung beschrieben werden. Dabei ist der Durchmesser einer Verbindungsleitung klein im Vergleich zu der mittleren freien Weglänge der Wasserstoffmoleküle [Wut08]. Daher treten bei der molekularen Strömung oft Stöße der Teilchen mit den Wänden der Leitungen auf, aber kaum Stöße dieser untereinander, da die Teilchen sich unabhängig voneinander bewegen. In der Verbindung von der Vorpumpe (VP) zur ersten Rootspumpe (RP₁) liegt laminare Strömung vor. Daher ist die Berechnung des Leitwertes für diese Verbindung lediglich eine Näherung. Für den Leitwert C eines Verbindungsstückes mit rundem Querschnitt gilt [Wut08]:

$$C = \frac{\pi}{16} \cdot \bar{c} \cdot d^2 \cdot \frac{14 + 4\frac{l}{d}}{14 + 18\frac{l}{d} + 3\left(\frac{l}{d}\right)^2}. \quad (3.3)$$

Hierbei stellt $\bar{c} = 1761 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ die mittlere Teilchengeschwindigkeit für Wassertoff bei ca. 20 °C dar. Der Durchmesser der Leitung ist d und l die Länge der Leitung. Für die Kombination mehrerer Verbindungsstücke ergibt sich:

- Serienschaltung

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (3.4)$$

- Parallelschaltung

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (3.5)$$

Eine genauere Bestimmung des Gesamtleitwertes von aufeinander folgender Verbindungen liefert die Formel [Wut08]:

$$C_{1n} = \left(\left(\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{C_i} - \frac{4}{\bar{c} \cdot A_i} \right) + \frac{4}{\bar{c}} \cdot \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{1}{A_{i+1}} - \frac{1}{A_i} \right) \cdot \delta_{i,i+1} \right) + \left(\frac{4}{\bar{c} \cdot A_1} \right) \right)^{-1}. \quad (3.6)$$

Bei dieser Gleichung wird eine Änderung des Querschnittes bei der Hintereinanderschaltung von Bauelementen berücksichtigt. Falls der Querschnitt größer wird oder sich nicht verändert, liegen keine Einströmverluste vor. Diese Verluste treten jedoch auf, wenn sich die Querschnittsfläche verkleinert. A_i gibt die Querschnittsfläche der i-ten Leitung an, wobei in Strömungsrichtung gezählt wird. Im Falle einer Querschnittsvergrößerung ($A_1 < A_2$) ergibt sich $\delta_{i,i+1} = 0$. Für eine Querschnittsverkleinerung ($A_1 > A_2$) gilt $\delta_{i,i+1} = 1$. In Tabelle 3.2 sind die Leitwerte der am MCT1S verwendeten Verbindungsleitungen aufgetragen. Dabei wurde die Annahme benutzt, dass steife Kreisrohre eingesetzt werden. In der Realität werden häufig flexible Leitungen, wie Wellbälge, verwendet, daher sind die Leitwerte nur Näherungen. Die Leitwerte der einzelnen Verbindungen wurden mit Gleichung 3.3 bestimmt. Für die Kombination mehrerer Leitungsstücke wurde Gleichung 3.6 verwendet. Mittels der berechneten Leitwerte für die eingesetzten Leitungen ist es nun möglich, das effektive Saugvermögen (Gleichung 3.1) der

3.4 Leitwertbestimmung und Saugvermögensbestimmung

Verbindung	Länge ℓ [m]	Durchmesser d [m]	Leitwert C $\left[\frac{\text{m}^3}{\text{h}}\right]$	Gesamtleitwert C_{Gesamt} $\left[\frac{\text{m}^3}{\text{h}}\right]$
VP zu RP ₁	4,97 ± 0,05	0,070 ± 0,001	115 ± 5	1047 ± 109
	0,31 ± 0,05	0,041 ± 0,001	288 ± 42	
RP ₁ zu RP ₂	0,40 ± 0,05	0,070 ± 0,001	1047 ± 109	
RP ₂ zu RP ₃	0,36 ± 0,05	0,150 ± 0,001	8875 ± 801	
	0,08 ± 0,05	0,070 ± 0,001	2943 ± 911	
	0,12 ± 0,05	0,051 ± 0,001	1039 ± 280	47 ± 4
	2,20 ± 0,05	0,041 ± 0,001	50 ± 4	
RP ₃ zu TP ₁	1,31 ± 0,05	0,070 ± 0,001	387 ± 21	
RP ₃ zu TP ₂	2,43 ± 0,05	0,070 ± 0,001	219 ± 10	219 ± 10
RP ₂ zu TP ₃	0,36 ± 0,05	0,150 ± 0,001	8875 ± 801	136 ± 12
	0,74 ± 0,05	0,041 ± 0,001	137 ± 13	
RP ₂ zu SK	0,40 ± 0,05	0,150 ± 0,001	8290 ± 695	8290 ± 695
TP ₁ zu KK	0,08 ± 0,05	0,150 ± 0,001	18478 ± 3824	18478 ± 3824

Tabelle 3.2: Ermittelte Leitwerte der am MCT1S eingesetzten Leitungen. Zu sehen sind Lokalisierung, Länge und Durchmesser des Verbindungsstückes. Für die Verbindung von der Vorpumpe (VP) zur ersten Rootspumpe (RP₁) ist der angegebene Wert eine Näherung, da dort laminare Strömung vorliegt.

verwendeten Vakuumpumpen zu bestimmen (vgl. Tabelle 3.3). Hierbei wurde der Fall einer Serienschaltung betrachtet. Auffällig ist das geringe effektive Saugvermögen $S_{\text{eff}} = (46 \pm 4) \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ der Rootspumpe RP₂ an der Rootspumpe RP₃. Ursache dafür ist die sehr dünne $((0,041 \pm 0,001) \text{ m})$ und lange $((2,20 \pm 0,05) \text{ m})$ Verbindungsleitung am Testaufbau. Diese Leitung muss jedoch nicht für den Betrieb des Targets ausgetauscht werden. Die Rootspumpe RP₂ soll lediglich als Vorpumpe für die Rootspumpe RP₃ dienen.

Abbildung 3.15 zeigt die Saugvermögungskurve einer Turbomolekularpumpe in Abhängigkeit vom Einlassdruck. Die Rootspumpe (RP₃) erreicht das entsprechende Vorvakuum für die Turbomolekularpumpen. Grundsätzlich gilt jedoch möglichst kurze Verbindungsleitungen mit passendem Durchmesser zu verwenden, um das effektive Saugvermögen nicht zu stark zu beeinträchtigen.

Pumpe	Position	Nominelles Saugvermögen	Effektives Saugvermögen
		$S \left[\frac{\text{m}^3}{\text{h}} \right]$	$S_{\text{eff}} \left[\frac{\text{m}^3}{\text{h}} \right]$
VP	RP ₁	65	36 ± 1
RP ₁	RP ₂	505	341 ± 12
RP ₂	RP ₃	2050	46 ± 4
RP ₃	TP ₁	600	235 ± 8
RP ₃	TP ₂	600	161 ± 5
RP ₂	TP ₃	2050	127 ± 11
RP ₂	SK	2050	1644 ± 27
		$S \left[\frac{\ell}{\text{s}} \right]$	$S_{\text{eff}} \left[\frac{\ell}{\text{s}} \right]$
TP ₁	KK	2800	1812 ± 132
TP ₂	KK	900	900
TP ₃	AF	900	900

Tabelle 3.3: Berechnetes effektives Saugvermögen der am Cluster-Jet Target MCT1S verwendeten Pumpen.

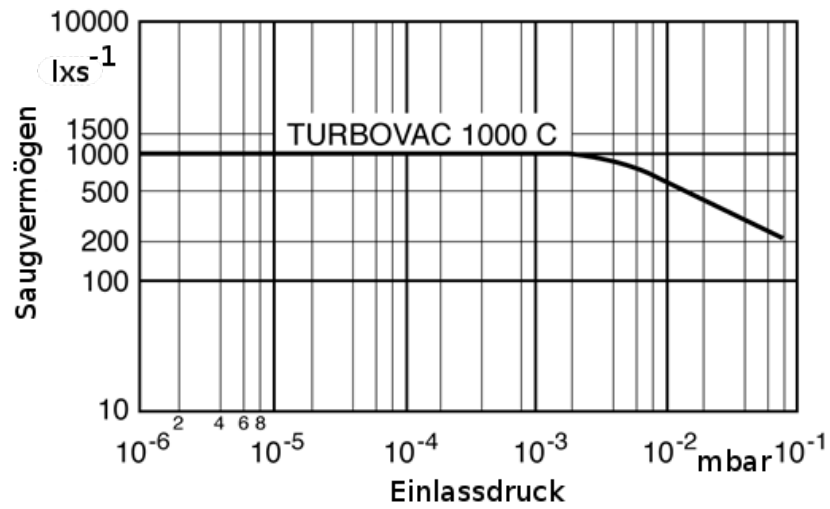


Abbildung 3.15: Saugvermögenskurve einer Turbomolekurlarpumpe. Dabei handelt es sich um die Turbovac 1000C der Firma Leybold mit einem Nennsaugvermögen von $1000 \frac{\ell}{\text{s}}$ für Wasserstoff [Tur].

4 Die Slow Control Software

Die Steuerung und Überwachung ausgewählter Komponenten des Cluster-Jet Targets werden durch eine speziell entwickelte Slow Control Software ermöglicht. Die Anforderung an die Software wurden gemeinsam mit J. Sohn erarbeitet. Die Programmierung wurde im Rahmen der Bachelorarbeit von J. Sohn durchgeführt [Soh13]. Grundvoraussetzung ist ein fehlerfreier und stabiler Ablauf des Programmes. Während des Targetbetriebs ist es notwendig, dass jederzeit die Messgrößen, wie zum Beispiel der Druck und die Temperatur an der Düse oder die Drücke in den Kammern, abgelesen werden können. Zudem sollte es möglich sein, dass diese Werte nicht nur ausgelesen, sondern auch direkt dargestellt und in sogenannte Logdateien gespeichert werden. Die direkte Darstellung erlaubt grafisch den zeitlichen Verlauf und eventuell auftretende Änderungen unmittelbar zu identifizieren. Zudem können die abgespeicherten Daten für weitere Analysen genutzt werden. Die reine Überwachung des Targets ist jedoch nicht die einzige Aufgabe der Slow Control Software. Eine weitere Funktion sollte die Steuerung relevanter Eigenschaften des Targets sein. Für den Betrieb des Cluster-Jet Targets sind die Eigenschaften Druck und Temperatur des an der Düse vorliegenden Gases entscheidend. Diese beiden Größen sind verantwortlich für das Entstehen der Cluster und die Eigenschaften

des Clusterstrahles. Deshalb sollte die Slow Control Software die Möglichkeit bieten, den Druck und die Temperatur des Gases zu regeln. Grundsätzlich ist nicht auszuschließen, dass ein Gerät aufgrund eines Defektes ausfällt. Die Slow Control Software muss solche Ereignisse registrieren, speichern und über dies hinaus den Benutzer informieren. Zunächst wird die Benutzeroberfläche der Slow Control Software dargestellt und anschließend erfolgt ein Überblick der Programmiersprache. Darauf folgend wird der Quellcode hinter der Benutzeroberfläche gezeigt und erläutert. Die implementierte Temperaturregelung ist eine essenzielle Aufgabe der Slow Control Software, da sie für den Betrieb des Targets im Bereich höchster Dichten entscheidend ist. Die Temperatur an der Lavaldüse wird über eine Heizpatrone gesteuert und da dies eine komplexe Programmierung verlangt, wird sie am Ende dieses Kapitels genauer erläutert.

4.1 Benutzeroberfläche

Für die Implementierung der Slow Control Software wurde das grafische Programmiersystem LabVIEW¹ von der Firma National Instruments verwendet. LabVIEW gliedert sich in zwei Bereiche, zum einem dem Frontpanel, welches die Benutzeroberfläche darstellt und in das Blockdiagramm, welches den grafischen Quellcode enthält.

Das Frontpanel des Programmes besteht aus zwei Hauptkomponenten, die in Abbildung 4.1 und 4.2 zu sehen sind.

¹ Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench.

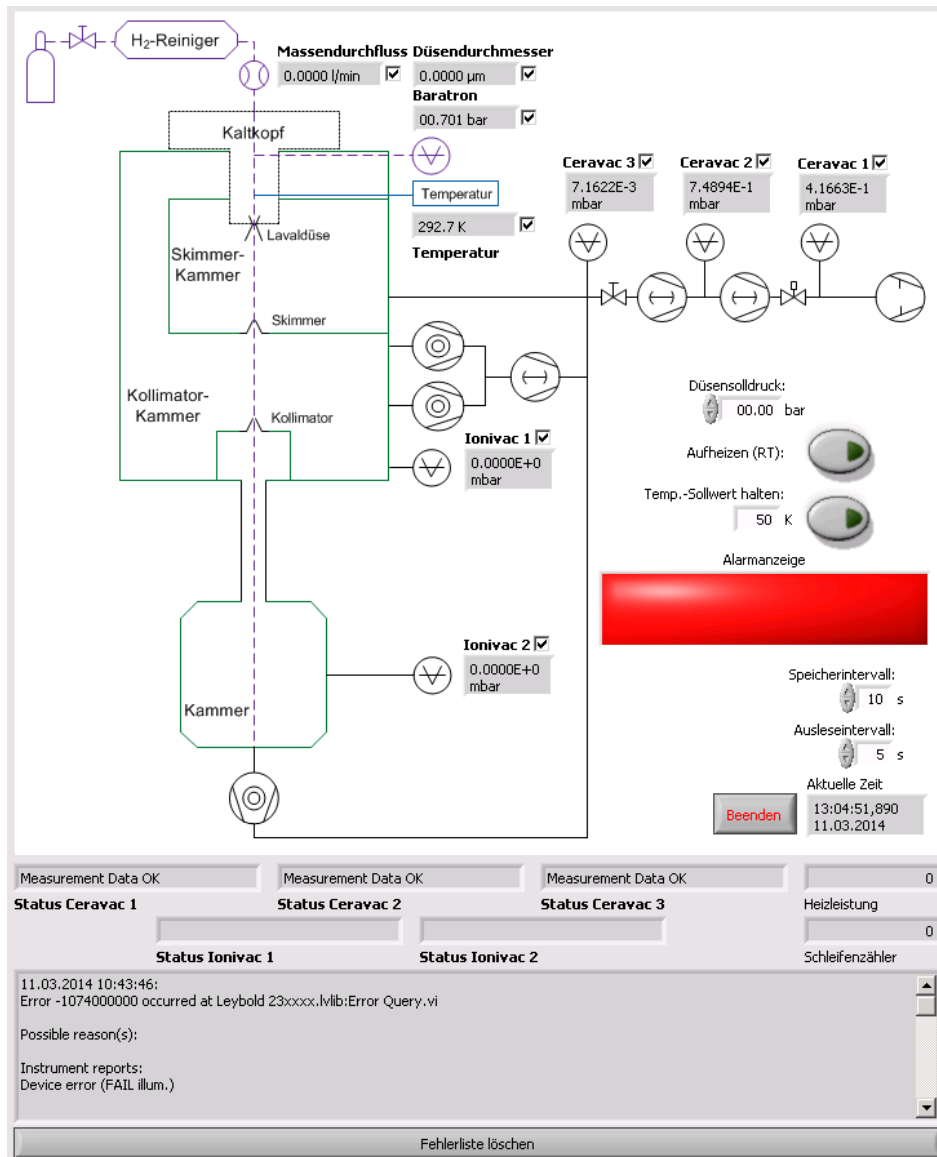


Abbildung 4.1: Linke Seite der Benutzeroberfläche. Im Hintergrund ist eine Vakuumzeichnung des Cluster-Jet Targets MCT1S zu sehen. An den jeweiligen Symbolen für die Messgeräte sind die aktuellen Messwerte dargestellt. Düsensolldruck und Düsensolltemperatur können durch Bedienelemente eingestellt werden. Auftretende Fehler führen zu einem Blinken der Alarmanzeige und zu einem Eintrag in die Fehlerliste.

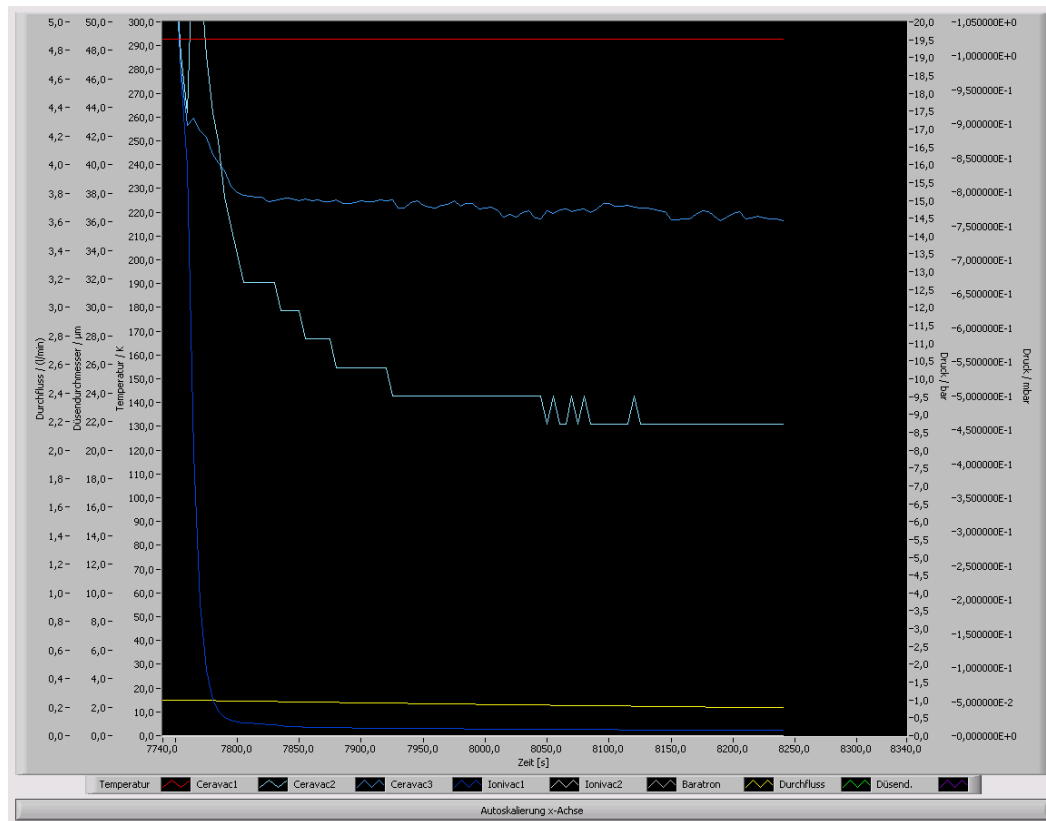


Abbildung 4.2: Rechte Seite der Benutzeroberfläche. Durch Aktivierung von Kontrollkästchen (siehe Abbildung 4.1) werden hier ausgewählte Messwerte grafisch abgebildet. Dargestellt ist die Temperatur an der Düse (rot), der Vakuumdruck an der Vorpumpe (hellblau), an der Rootpumpe (mittelblau), der Skimmerkammer (dunkelblau) und der Druck an der Düse (gelb). Die Ordinaten werden passend zur Auswahl der darzustellenden Messwerte abgebildet.

Die Abbildung 4.1 zeigt die linke Seite der Benutzeroberfläche. Die Grundlage bildet eine erste Version der Vakuumzeichnung des Cluster-Jet Targets. Neben den eingezeichneten Messgeräten befindet sich jeweils eine Textbox, welche den aktuellen Messwert darstellt. Dadurch bleibt die Übersichtlichkeit des Frontpanels erhalten und eine direkte Zuordnung der Messwerte zu den entsprechenden

Geräten ist möglich. Der Druck, welcher an der Düse vorliegen soll, kann über ein numerisches Bedienelement mittels Pfeilschaltflächen eingestellt werden. Außerdem gibt es die Möglichkeit einen Aufheizvorgang zu starten oder einen festen Temperaturwert einzustellen, welcher dann gehalten wird. Dies wird über die Temperaturregelung realisiert, welche im Abschnitt 4.3 noch genauer erläutert wird. Falls ein definierter Wert aufgrund einer Störung überschritten, ein Messgerät kurzzeitig nicht ansprechbar ist oder ein anderer Fehler auftritt, so blinkt der Balken der Alarmanzeige rot, damit der Benutzer dies sofort wahrnimmt. Die genaue Ursache dafür wird dann in der Fehlerliste hinterlegt, welche sich ganz unten befindet. Der Anwender der Slow Control Software hat zudem die Auswahl, in welchen Zeitintervallen die Messwerte ausgelesen und in die Logdateien gespeichert werden sollen. Des Weiteren ist der Statusreport der Druckmessgeräte, die aktuelle Zeit und die Heizleistung abgebildet. Eine weitere wichtige Größe, der Düsendurchmesser, wird ebenfalls berechnet, um ein Zufrieren oder Verstopfen der Düse zu registrieren. Der rechte Abschnitt der Benutzeroberfläche (Abbildung 4.2) bietet die Möglichkeit, die Messwerte grafisch darzustellen. Dadurch wird der zeitliche Verlauf oder auch starke Abweichungen der Messwerte sichtbar. Über die Kontrollkästchen hinter den jeweiligen Größen in der linken Seite (Abbildung 4.1) kann durch ein Häkchen der Messwert aktiviert und in der Grafik abgebildet werden. Dabei wird zudem zu jedem ausgewählten Messwert die passende Ordinatenbeschriftung angezeigt. Die Abszisse repräsentiert die Zeit und stellt die vergangenen 500s dar. Dadurch ist immer der aktuelle Ist-Zustand des Targets im Fokus. Es gibt jedoch auch die Alternative, eine Autoskalierung der Abszisse zu wählen.

Zusätzlich werden die in dem Frontpanel dargestellten Messwerte auf eine Website projiziert. Diese ist in Abbildung 4.3 abgebildet. Dadurch kann der Status des



Status des Münsteraner Cluster Targets MCT2					
Gassystem			Clusterquelle		
Düsendruck	6.5652	bar	VP (Stützvakuum)	0.00e+0	mbar
	6.3360	bar	Stützvakuum	6.32e-7	mbar
Gasfluss	7.5	ml/s			
	4.7	%	Vorpumpe 1	2.04e-1	mbar
Düsentemperatur	50.00	K	Vorpumpe 2	0.00e+0	mbar
Heizleistung	37	%	Rootspumpe 1	0.00e+0	mbar
Düsendurchmesser	29.0	µm	Rootspumpe 2	0.00e+0	mbar

Abbildung 4.3: Ein Ausschnitt der Website, welche jederzeit den aktuellen Status des Targets zeigt (aufgenommen von J. Sohn).

Targets jederzeit und allerorten über das Internet abgefragt werden. Im Alarmfall werden von dem Server, über welchen auch die Website läuft, Alarm-E-mails an die entsprechenden Benutzer versendet. Dadurch wird der Benutzer über den Alarm informiert und kann unmittelbar eingreifen. Ist das Programm in Betrieb, werden in dem angegebenen Speicherintervall alle Messwerte in eine Logdatei gespeichert. Dies ermöglicht eine einwandfreie Weiterverarbeitung der Daten. Eine weitere Eigenschaft der Slow Control Software ist das Speichern der auftretenden Fehler in eine Datei. So können diese auch im Nachhinein eingesehen und analysiert werden.

4.2 Quellcode

LabVIEW ist eine grafische Programmiersprache und besteht daher aus einzelnen grafischen Strukturen. Eine grobe Übersicht über die wichtigsten elementaren Strukturen ist Abbildung 4.4 zu sehen. Die Abbildung 4.5 zeigt das Blockdiagramm der Slow Control Software. Das Blockdiagramm stellt die erste Ebene des Quellcodes dar.

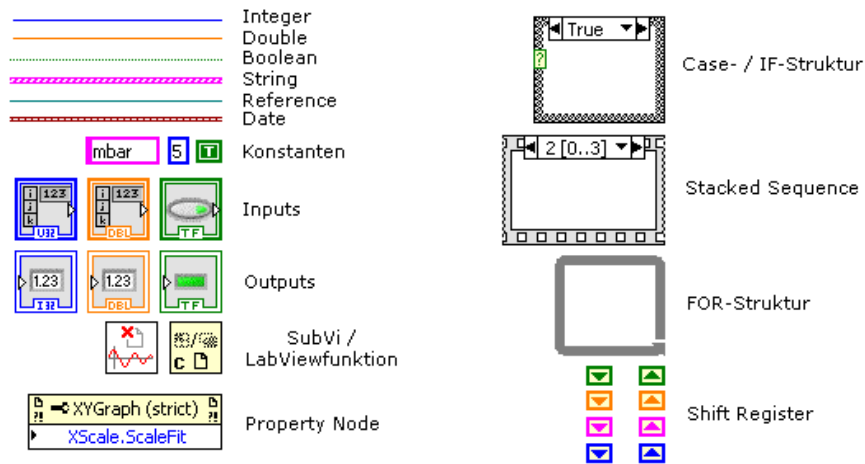


Abbildung 4.4: Übersicht über die wichtigsten und elementarsten Strukturen der grafische Programmiersprache LabVIEW [Soh13].

In dem Quellcodeabschnitt (1) wird die Kopfzeile der späteren Logdatei erstellt. Diese beinhaltet die jeweiligen Messgeräte mit den entsprechenden Maßeinheiten. Zudem wird an dem Temperaturcontroller die gewünschte Maßeinheit und eine Alarmschwelle übergeben. Daraufhin schließt sich eine Schleife an, die das eigentliche Programm bildet. Zunächst wird das Auslese- und Speicherintervall festgelegt (2). Das Speicherintervall muss immer einem Vielfachen des Ausleseintervalls entsprechen. Gleichzeitig wird mittels einer Logik sichergestellt, dass diese nicht zu gering sind, da die Übertragungsrate des Temperaturmessgerätes 300 Bits entspricht. Wenn das gewünschte Speicherintervall erreicht wird, wird die Case-Struktur aktiviert und die Messwerte werden in die Logdatei gespeichert. Der Quellcodebereich (3) übernimmt die Kommunikation mit den Vakuum- und Gassysteminstrumenten. Desweiteren werden hier die Anzeigen auf dem Frontpanel, die Formatierung für die Logdatei, das Übergeben von Alarmschwellen, das Umgehen mit Fehlern und das Bereitstellen für die Website der Messwerte geregelt. Das Plotten der Messwerte auf der Benutzeroberfläche und die dazugehörigen Aufgaben übernimmt der Abschnitt

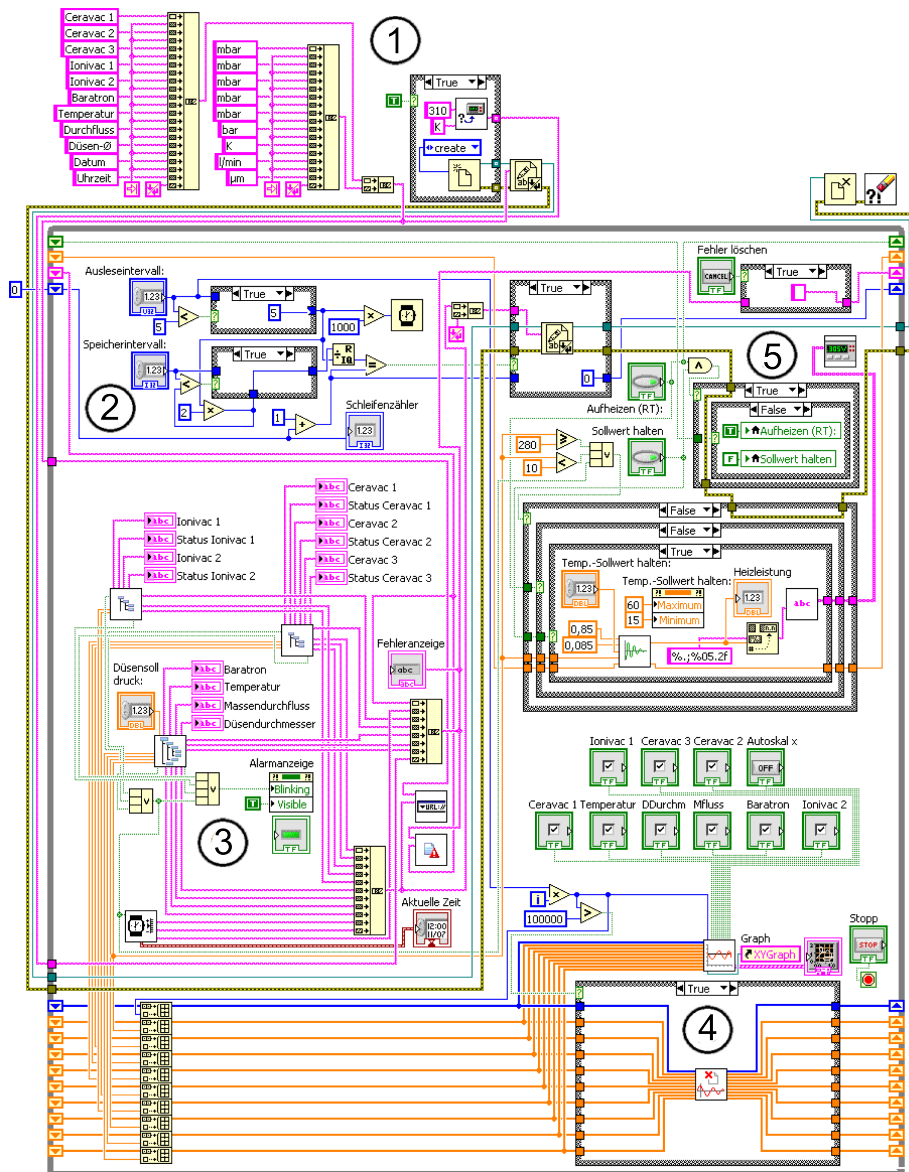


Abbildung 4.5: Das Blockdiagramm, welches die oberste Ebene des grafischen Quellcodes der Slow Control Software zeigt. (1) Erstellung der Kopfzeile der Logdatei. (2) Festlegung des Auslese- und Speicherintervalls. (3) Kommunikation mit den Vakuum- und Gassysteminstrumenten. (4) Erstellen der Grafik auf der Benutzeroberfläche. (5) Regelung der Temperatur (J. Sohn, bearbeitet).

(4). Der Bereich (5) sorgt für die Temperaturregelung, diese wird in Abschnitt 4.3 noch ausführlich diskutiert.

Damit die Übersicht des Quellcodes erhalten bleibt, wurden Unterprogramme, sogenannte SubVis programmiert. Eine Liste dieser erstellten SubVis ist in Tabelle 4.1 dargestellt.










Symbol	Bezeichnung
	Vakuummessgeräte
	Gassystemmessinstrumente
	Brooks-Massendurchflussmesser und -Druckregler
	LakeShore-Temperaturmessgerät
	Düsendurchmesserberechnung
	Quasi-Echtzeitplotting
	Speicherbereinigung
	Fehlerlogging
	Temperaturregelung

Tabelle 4.1: Darstellung der programmierten und verwendeten SubVis mit ihrer jeweiligen Bezeichnung.

Das SubVi zu dem Vakuummessgeräten hat die Aufgabe, die beiden verwendeten Center Three Geräte, an welche die Ceravacs und Ionivacs angeschlossen sind, auszulesen und mit entsprechender Maßeinheit auf der Benutzerfläche darzustellen. Zudem werden die Messwerte für die spätere Speicherung in die Logdatei und die Darstellung als Grafik weitergegeben. Ferner wird die Alarmschwelle überprüft und

im Notfall ein Alarm ausgelöst. In dem Unterprogramm zu den Gassysteminstrumenten wird der Düsendruck ausgelesen, auf der Benutzeroberfläche angezeigt, für die Logdatei und den Plot weiter geleitet und falls notwendig ein Alarm ausgelöst. In dem Gassysteminstrumenten-SubVi befinden sich jedoch noch weitere SubVis: Der Brooks-Massendurchfluss und -Druckregler, das LakeShore-Temperaturmessgerät und die Düsendurchmesserberechnung. Der Brooks-Massendurchfluss und -Druckregler liest den Massendurchfluss aus und regelt den Druck an der Düse über ein Ventil, bis der gewünschte Druck erreicht ist. Der Messwert des Massendurchflusses wird wie bei den vorherigen SubVis für die Weiterverarbeitung übergeben. In dem Unterprogramm zu dem LakeShore-Temperaturmessgerät wird zunächst die ausgewählte Einheit eingestellt, dann wird der Wert ausgelesen, angezeigt und weitergeben. Außerdem wird hier wieder ein Alarmschwellwert überprüft.

Die Düsendurchmesserberechnung ist ein wichtiges Unterprogramm. Die Anzeige des Düsendurchmessers erlaubt es eine Blockade oder Zufrieren der Düse zu erkennen. Der Düsendurchmesser lässt sich mittels des Volumendurchflusses q_V [Wut08]

$$q_V = A^* \frac{p_0}{\sqrt{MT_0}} \frac{T_N}{p_N} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \sqrt{\kappa R} \quad (4.1)$$

und $A^* = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2$ zu

$$d = 2 \sqrt{\frac{\sqrt{MT_0}}{p_0} \frac{p_N}{T_N} \frac{q_V}{\pi \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \sqrt{\kappa R}}} \quad (4.2)$$

bestimmen, wobei A^* die kritische Fläche und somit den Durchmesser des engsten Querschnitts der Düse angibt. p_0 und T_0 spiegeln den aktuellen Druck bzw. die aktuelle Temperatur an der Düse wider, $p_N = 1,01325$ bar und $T_N = 273,15$ K geben

den Normaldruck und -temperatur an. Dabei ist $R = 8,314472 \frac{\text{J}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$ [Kuc07] die universelle Gaskonstante, $M = 2,01588 \text{ g/mol}$ (für H_2 [Taf]) die molare Masse und $\kappa = \frac{5}{3}$ (für tiefe Temperaturen) der Adiabatenindex. Diese Gleichung gilt allerdings nur für klassisches Gas und hohe Temperaturen. Das bedeutet, dass sie nicht im Bereich der Clusterproduktion, wo flüssiger Wasserstoff durch die Düse gelangt, gültig ist. Das Erkennen des Zufrierens oder Verstopfens der Düse bleibt jedoch auch bei niedriger Temperatur unterhalb der Dampfdruckkurve (vgl. Kapitel 6.1) erhalten.

Das SubVi Quasi-Echtzeitplotting reagiert auf die Kontrollkästchen hinter den Messwerten auf der Benutzeroberfläche. Die Werte, welche mit einem Häkchen versehen sind, werden grafisch abgebildet und die entsprechenden Ordinatenachsen werden eingeblendet. Das Unterprogramm Speicherbereinigung dient dazu, regelmäßig Werte innerhalb des Programmes zu löschen, damit der Arbeitsspeicher nicht überlastet wird.

Jeder der oben beschriebenen SubVis benutzt einen selbst geschriebenen sogenannten Errorhandler. Dieser ignoriert im Vergleich zu dem automatischen Errorhandler die Dialoge und leitet die Fehlermeldung an das eigentliche Programm weiter. Somit ist gewährleistet, dass die Slow Control Software einen sicheren Betrieb des Cluster-Jet Targets regelt.

4.3 Temperaturregelung

Das Einstellen der Temperatur des Wasserstoffes in der Lavaldüse ist essenziell für die Clusterproduktion. Die Temperatur entscheidet darüber, ob überhaupt Cluster entstehen und determiniert beispielsweise die Dichte des Clusterstrahles.

Eine gleichbleibende Temperatur führt unter Annahme eines stabilen Drucks zu einer konstanten Dichte des Clusterstrahles. Aus diesen Gründen ist es notwendig, dass eine Temperaturregelung implementiert wird, die das Einstellen auf eine Solltemperatur und das Halten dieser Temperatur realisiert.

Die von J. Sohn programmierte Temperaturregelung benutzt den Mechanismus eines Proportional-Integral-Reglers (PI-Regler). Dabei wird stets der aktuelle Wert mit dem gewünschten Sollwert verglichen und falls notwendig angepasst. Das führt dazu, dass letztendlich der Sollwert erreicht und gehalten wird. Dabei setzt sich der Wert des PI-Reglers additiv aus dem Proportionalteil und dem Integralteil zusammen [Lak13]:

$$f(t) = P \cdot e(t) + I \cdot \int_0^t e(t) dt. \quad (4.3)$$

Der Proportionalteil ist ein Produkt der Proportionalitätskonstante P mit dem aktuellen Unterschied zwischen dem Sollwert und dem Istwert $e(t)$. Dieser Summand gibt immer einen Wert zurück, welcher proportional zu dieser Differenz ist. Der Integralteil bildet das Integral über alle Abweichungen und multipliziert dieses mit der Konstanten des Integralteils I . Diese Kombination ist üblich für träge Systeme wie zum Beispiel die Temperaturregelung. Die Verknüpfung dieser beiden Bestandteile führt zu einer angemessenen Regelgeschwindigkeit und zu einer weichen Anpassung der Temperatur. Üblich wird ein Zusammenhang von $I \approx 0,1 P$ der beiden Konstanten gewählt. In der Bachelorarbeit von J. Sohn wurden die beiden Konstanten zu $P = 0,85$ und $I = 0,085$ bestimmt. Eine schematische Darstellung des Ergebnisses des PI-Reglers ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Die Implementierung dieser Temperaturregelung bildet ein SubVi. Dieses benötigt die Werte der beiden

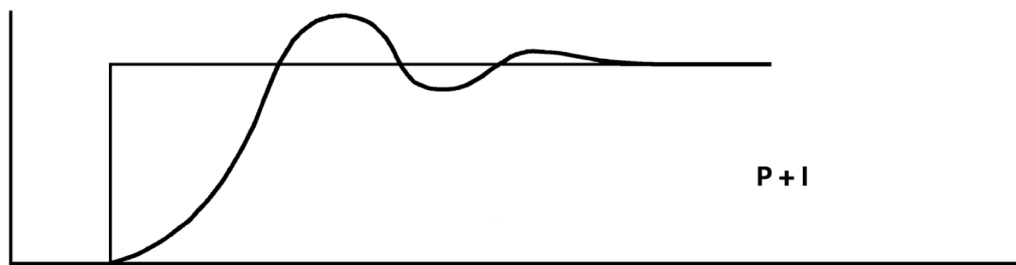


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Mechanismus des PI-Reglers. Nach einem Überschwinger beginnt das Einschwingen auf einen Sollwert und wird dann gehalten [Lak13].

Konstanten P und I , den Sollwert und den Istwert der Temperatur. Zunächst wird die Differenz zwischen Soll- und Istwert bestimmt, dann wird der Proportionalteil anschließend der Integralteil und letztendlich ihre Summe ermittelt. Die Heizpatrone in dem Gassystem des Targets erfährt nun über ein Netzgerät eine Heizspannung im Umfang des Wertes des Reglers. Diese Heizspannung ist auf $0 - 35\text{ V}$ begrenzt, da dies für den Betrieb des Targets ausreichend ist.

In Abbildung 4.7, 4.8 und 4.9 sind bei verschiedenen Drücken die Einschwingvorgänge auf unterschiedliche Temperatursollwerte gezeigt. Deutlich zu sehen sind die Über- oder Unterschwinger über die Solltemperatur hinaus. Nach dem kurzen Einschwingvorgang wird die Temperatur gehalten, bis diese wiederum umgestellt wurde.

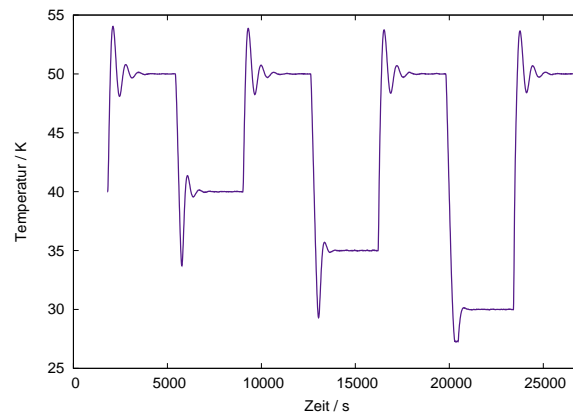


Abbildung 4.7: Messungen von Temperatureinschwingvorgängen. Dargestellt ist das Einschwingverhalten bei 5 bar auf verschiedene Temperatursollwerte. Ausgehend von 40 K wurde die Temperatur auf 50 K gestellt. Darauf wurden folgende Temperatureinstellungen vorgenommen: 40 K, 50 K, 35 K, 50 K, 30 K und 50 K.

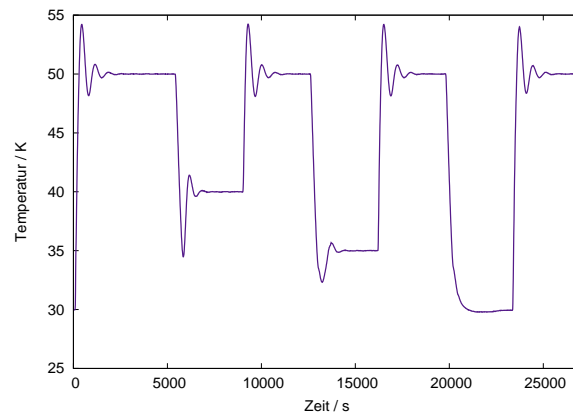


Abbildung 4.8: Messungen von Temperatureinschwingvorgängen. Zu sehen ist das Einschwingen auf verschiedene Temperatursollwerte für 14 bar. Ausgehend von 30 K wurde die Temperatur auf 50 K gestellt. Darauf wurden folgende Temperatureinstellungen vorgenommen: 40 K, 50 K, 35 K, 50 K, 30 K und 50 K. Das Fehlen der Überschwinger bei den tiefsten Temperaturen (35 K und 30 K) erklärt sich dadurch, dass hier die Dampfdruckkurve von Wasserstoff erreicht ist und erheblich viel Energie aufgewendet werden muss, um Temperaturen unterhalb der Dampfdruckkurve erreichen zu können.

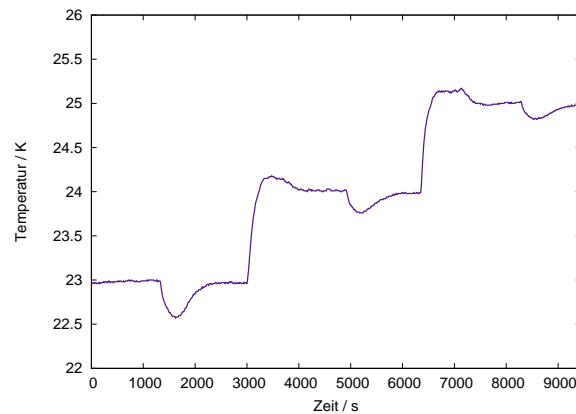


Abbildung 4.9: Messungen von Temperatureinschwingvorgängen. Abgebildet ist das Einschwingverhalten beim Produktionsprozess bei 14 bar auf 23 K, 24 K und 25 K zu sehen. Die Solltemperatur wird jeweils nach einem Überschwinger erreicht. Die Ursache für das Einbrechen der Temperatur in der Mitte der jeweiligen Temperaturabschnitte liegt an dem Schließen der Düsenklappe.

Bis auf Schwankungen der Temperatur um $\pm 0,05$ K wird die Solltemperatur konstant gehalten (siehe Kapitel 5.2). Bei der Temperaturregelung ist jedoch darauf zu achten, dass die Temperatur am Kaltkopf nicht über $T = 323,15$ K steigt, da dies die Aktivität des Kaltkopfes einschränken könnte [Ley96]. Damit dies nicht geschieht, wurde in der Temperaturregelung eine Alarmschwelle festgelegt. Wird diese überschritten, sinkt die Heizleistung auf 0 V und ein Überhitzen des Kaltkopfes ist nicht mehr möglich. Darüber hinaus wurde eine elektrische Notabschaltung zwischen das Netzgerät und die Heizpatrone eingebaut. In dem Fall, dass die Slow Control Software nicht reagiert, wird durch diese Notabschaltung die Spannungsverbindung der beiden Geräte unterbrochen. Im Rahmen der Bachelorarbeit von J. Sohn wurde festgestellt, dass diese Hardware-Abschaltung keinen Einfluss auf die Messung der Düsentemperatur hat.

5 Die Inbetriebnahme des Cluster-Jet Targets MCT1S

Nach dem erfolgreichen Aufbau des Cluster-Jet Targets wurden in dieser Arbeit Messungen zur Kontrolle der Dichtigkeit bezüglich des Vakuums und Langzeitmessungen zum Betrieb des Cluster-Jet Targets durchgeführt. Ausgewählte Ergebnisse der Lecktests, der gängigen Vorgänge beim An- und Ausschalten des Targets (evakuieren, abkühlen und aufwärmen) und zur Stabilität der vorhandenen Drücke in den einzelnen Targetkammern werden vorgestellt. Zudem wird die Umsetzung der Visualisierung des Clusterstrahles in der Wechselwirkungskammer zur Analyse des Clusterstrahles beschrieben. Da hier nicht die Möglichkeit besteht, wie am MCT2 mit einem Monitorsystem horizontal und vertikal den Strahl zu scannen, wurde eine neue Anwendung installiert, bestehend aus einem Punktlaser in Kombination mit einer CCD Kamera. Diese beeinflusst den Clusterstrahl nicht und stellt daher eine Einsatzmöglichkeit am $\overline{\text{PANDA}}$ Experiment zur Justage und Untersuchung des Clusterstrahles während des Betriebes am Beschleuniger dar.

5.1 Erste Tests und Kontrollmessungen

Vor dem gesamten Aufbau des Targets MCT1S wurde zunächst das Kanya-Gestell für den Quellwagen designt (D. Bonaventura) und aufgebaut. Zudem mussten sämtliche Messgeräte kalibriert und ihre Ausleseeinheiten für den Gebrauch am Target eingestellt werden. Die Clusterquelle, die seit dem erfolgreichen Betrieb des Cluster-Jet Targets MCT1¹ nicht mehr im Einsatz war, wurde zuvor zerlegt, die einzelnen Komponenten gereinigt und die Dichtungen überprüft bzw. ausgetauscht. In Abbildung 5.1 ist die geöffnete Clusterquelle dargestellt. Des Weiteren wurden eine Lavalldüse (20 μm), ein Skimmer (0,7 mm) und ein Kollimator (0,7 mm) vermessen und in die Clusterquelle eingesetzt.

Nach dem Aufbau des Cluster-Jet Targets wurden vor der Inbetriebnahme erste Kontrollmessungen gemacht. Begonnen wurde mit einem Leck- und Überdrucktest der Wasserstoffzuleitung sowie einen Lecktest des gesamten Targets. Die neu verlegten Wasserstoffleitungen von der Wasserstoffversorgung bis zur Gaszufuhr im Kaltkopf wurden zunächst evakuiert, um mögliche Verunreinigungen im Gassystems zu entfernen. Anschließend wurde Wasserstoff mit einem Druck von 17 bar auf diese Leitungen gegeben. Daraufhin wurden die Leitungen und speziell die Verschraubungen der Leitungen mit einem Lecksuchspray überprüft.

Als nächstes wurde die Dichtheit der Clusterquelle, der Wechselwirkungskammer und des Auffängers und ihre jeweiligen Verbindungen getestet. Dazu wurde über das Belüftungsventil der Clusterquelle ein Helium Leckdetektor der Firma Leybold mit dem Vakuumsystem des Targets verbunden. Bei einem Druck von $1,5 \times 10^{-2}$ mbar wurden alle Komponenten des Targets inklusive ihrer Verbindungen

¹ Vorgänger des Prototypen MCT2 für PANDA.

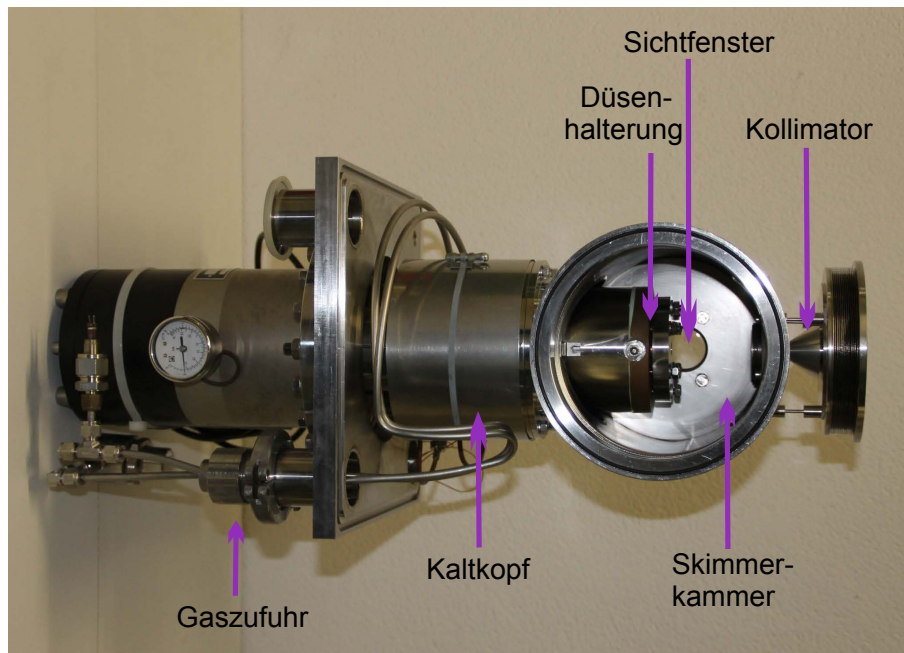


Abbildung 5.1: Foto der geöffneten Clusterquelle. Links ist der Kaltkopf zu sehen, welcher für die Gaskühlung an der Düse sorgt. Zu erkennen ist die Skimmerkammer mit der Halterung für die Düse und dem eingebauten Sichtfenster. Die umgebene Kollimatkammer wird erst wieder beim Zusammenbau geschlossen, der Kollimator ist bereits eingebaut (Foto: A. Khoukaz).

und Verschraubungen von außen mit Helium besprüht. Bei einem Leck gelangt das Helium in das Vakuumsystem und wird dann durch den Lecksucher nachgewiesen. Der Lecktest verlief erfolgreich, da lediglich Leckraten von etwa $2,5 \times 10^{-7} \text{ mbar} \frac{\ell}{\text{s}}$ erreicht wurden. Diese geringe Leckage lässt sich durch die Verwendung von O-Ringen aus Viton als Dichtungen erklären. Die Leckage ist jedoch so gering, dass keine signifikante Beeinträchtigung im Vakuumdruck noch eine Explosionsgefahr durch das Leck auftritt.

Um ein mögliches Leck zwischen der Skimmerkammer und der Kollimatkammer ausschließen zu können, wurde der erwartete Kollimatkammerdruck berechnet und

mit dem erzielten Enddruck verglichen. Der zu erwartende Kollimatorkammerdruck kann durch [Wut08]:

$$p_K = \frac{p_S}{1 + \frac{S_K}{L}} \quad (5.1)$$

berechnet werden. p_K steht für den Druck in der Kollimatorkammer und p_S für den Druck in der Simmerkammer. $S_K = 2712 \pm 132 \frac{\ell}{s}$ gibt das effektive Saugvermögen in der Kollimatorkammer an (vgl. Abschnitt 3.4). Der Leitwert L des Skimmers kann näherungsweise durch den sogenannten Blendenleitwert bestimmt werden mit [Wut08]

$$L = \frac{\bar{c}}{4} \cdot A. \quad (5.2)$$

Die mittlere Teilchengeschwindigkeit für Wassertoff bei ca. 20 °C wird durch $\bar{c} = 1761 \frac{m}{s}$ wiedergegeben und A stellt die Querschnittsfläche der Öffnung dar. Für die Querschnittsfläche ergibt sich mit einer Skimmeröffnung von 0,7 mm ein Wert von $A = 3,8 \times 10^{-7} m^2$ und somit ein Leitwert für den Skimmer von $L = 0,6 \frac{m^3}{h}$. Das Vakuummessgerät an der Skimmerkammer ist bei Raumtemperatur außerhalb seines Betriebsbereiches. Daher wurde der Skimmerkammerdruck auf Basis einer 40 minütigen Messung der Volumenstromstärke in Abhängigkeit von der sinkenden Temperatur (von 50 K auf 27 K bei 5 bar) auf Raumtemperatur extrapoliert und ergab einen Wert von $p_S = (6,2 \pm 0,2) \times 10^{-3}$ mbar. Damit ergibt sich der erwarteter Kollimatorkammerdruck zu $p_K = (3,8 \pm 0,2) \times 10^{-7}$ mbar. Der gemessene Kollimatorkammerdruck beläuft sich auf $7,6 \times 10^{-7}$ mbar. Diese geringe Leckage lässt sich durch die Verwendung von O-Ringen aus Viton als Dichtung zwischen den Kammern erklären. Die Leckage zeigt jedoch keine signifikanten

Position	Endvakuumdruck
	p_{end} in mbar
Kollimator-kammer	$2,7 \times 10^{-7}$
Wechselwirkungskammer	$1,1 \times 10^{-7}$

Tabelle 5.1: Erreichte Endvakuumdrücke bei Raumtemperatur ohne Gaszufuhr.

Beeinträchtigungen der Vakuumdrücke und ist dadurch vernachlässigbar.

Zu den grundlegenden Vorgängen beim An- und Ausschalten des Targets gehört vor allem die Evakuierung des Targets, das Herunterkühlen des Targetmaterials bzw. der Düse und das Aufwärmen der Düse. Typische Drücke und Temperaturen in Abhängigkeit von der Zeit wurden aufgezeichnet. Abweichungen dieser Werte dienen zur Identifikation von Störungen bzw. Fehlern. Zunächst wurde eine Evakuierung aufgezeichnet. Diese gibt den zeitlichen Verlauf der Vakuumdrücke an den verschiedenen Komponenten an, während ausgehend von Normaldruck die Vakuumpumpen nacheinander eingeschaltet wurden. Ein typischer Druckverlauf ist in Abbildung 5.2 und 5.3 dargestellt. In den Evakuierungskurven ist jeweils deutlich das Einschalten der Pumpen und das Öffnen des Schiebers zu sehen. In Tabelle 5.1 sind die erreichten Enddrücke bei Raumtemperatur ohne Gaszufuhr dargestellt. Nach der Evakuierung des Targets wird die Düse mit > 5 bar für mehrere Stunden gespült, um beim Abkühlvorgang das Zufrieren der Düse zu vermeiden. Vom Standby-Zustand (5 bar und 50 K mit Gasflüssen um $0,18 \frac{\ell_n}{\text{min}}$) ist ein schneller Wechsel (≈ 30 Minuten) zum Clusterbetrieb mit hohen Dichten (im Bereich von $10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$) möglich. In Tabelle 5.2 sind die Vakuumdrücke im Standby-Zustand aufgelistet. Ein Abkühlvorgang von Raumtemperatur in diesen Standby-Zustand bzw. in den niedrigsten Betriebszustand ist in Abbildung 5.4 bzw. 5.5 dargestellt. In beiden Abkühlvorgängen ist ein rasches Absinken der Temperatur zu erkennen. In der

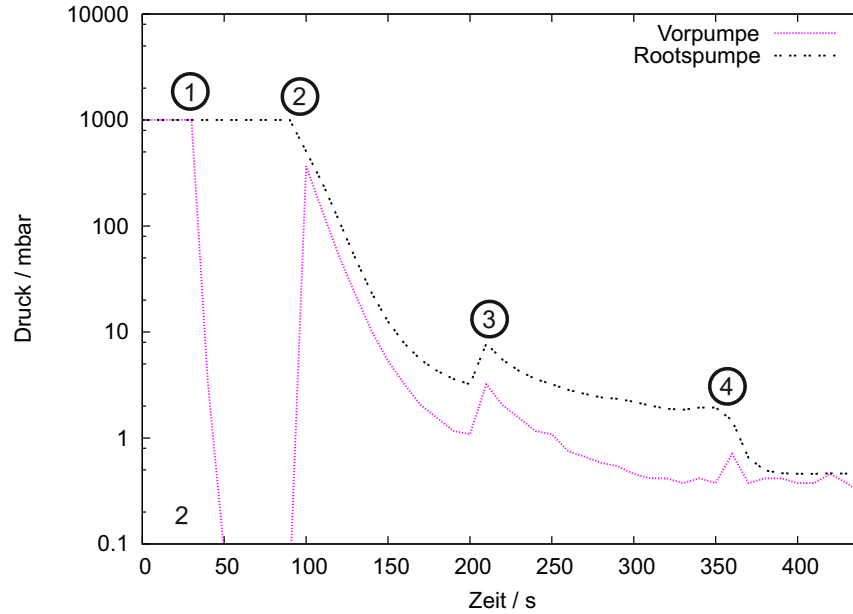


Abbildung 5.2: Ausgehend vom Normaldruck wurde die Evakuierung für 7 Minuten aufgezeichnet (siehe auch Abbildung 5.3). Alle Ventile sind geöffnet (vgl. Abbildung 3.14), bis auf die beiden Belüftungsventile (v_2 und v_5) und das Ventil zwischen der Vorpumpe und der ersten Rootspumpe (v_1). Die aufgezeichneten Drücke an der Vorpumpe und der Rootspumpe sind hier gezeigt. Eingezeichnet sind zudem folgende Vorgänge: (1) Anschalten der Vorpumpe (VP). (2) Das Ventil (v_1) zwischen der Vorpumpe und der Rootspumpe, und somit zu dem kompletten Target, wird geöffnet. (3) Anschalten der ersten Rootspumpe (RP_1). (4) Anschalten der zweiten Rootspumpe (RP_2). Der Messbereich ist hier auf die Betriebsbereiche ($>10^{-1}$ mbar) der verwendeten Messgeräte eingeschränkt.

Position	Standby-Druck
	p_{Standby} in mbar
Kollimatorkammer	$1,9 \times 10^{-6}$
Wechselwirkungskammer	$4,2 \times 10^{-6}$

Tabelle 5.2: Erzielte Vakuumdrücke im Standby-Zustand.

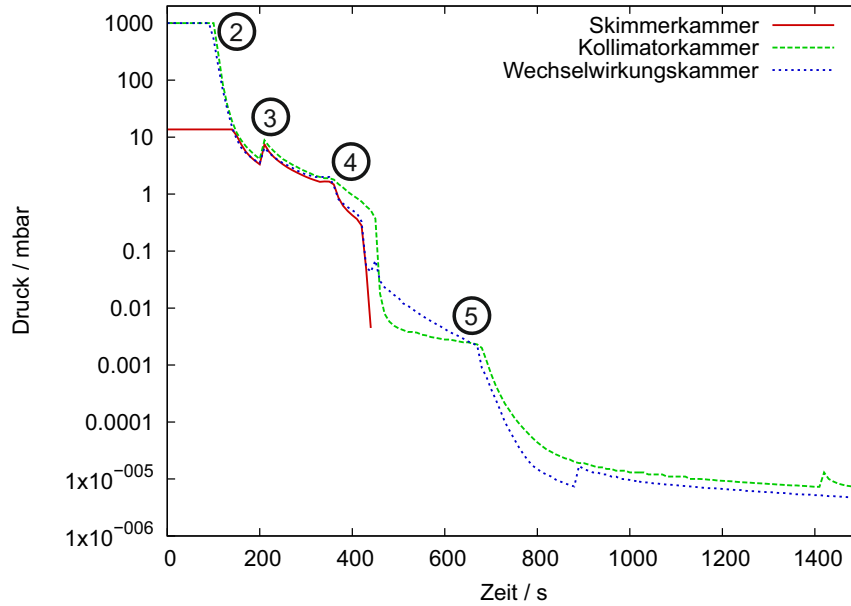


Abbildung 5.3: Aufgetragen sind die Drücke bei einer Evakuierung für 25 Minuten ausgehend von Normaldruck (siehe auch Abbildung 5.2). Zu sehen ist der zeitliche Verlauf für die Drücke an der Skimmerkammer, der Kollimatorkammer und der Wechselwirkungskammer. Zudem sind folgende Vorgänge dargestellt: (2) Öffnen des Ventils (v_1) zwischen der Vorpumpe und der Rootspumpe. (3) Anschalten der ersten Rootspumpe (RP_1). (4) Anschalten der zweiten Rootspumpe (RP_2). (5) Bei einem Druck im Bereich von 10^{-1} mbar in der Kollimatorkammer und Wechselwirkungskammer werden die Turbomolekularpumpen angeschaltet. Das Vakuummessgerät an der Skimmerkammer ist bei einem Druck $<10^{-3}$ mbar außerhalb seines Betriebsbereiches.

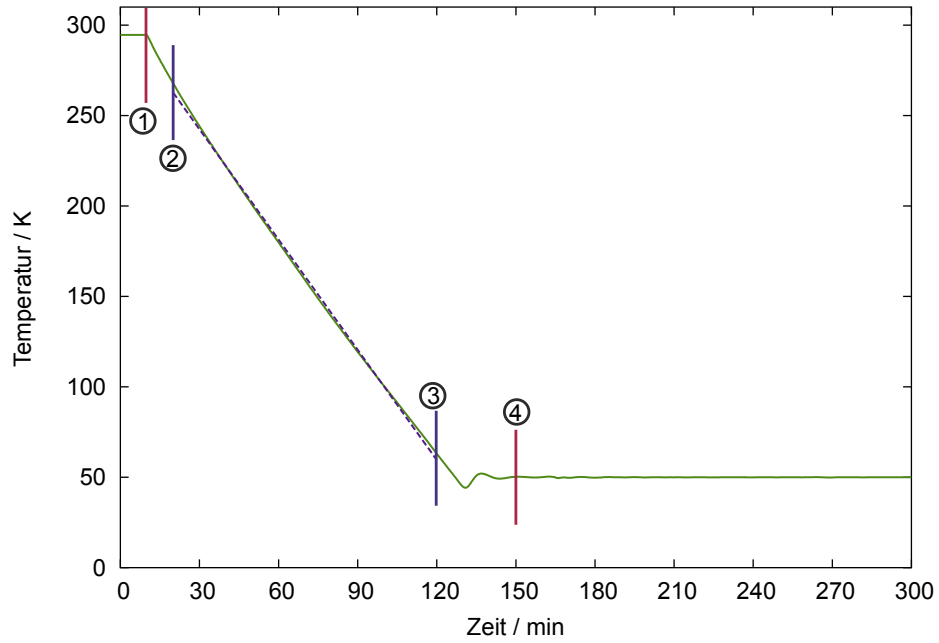


Abbildung 5.4: Abkühlvorgang von Raumtemperatur auf 50 K bei einem Druck von 5 bar an der Düse. (1) Beginn des Kühlvorgangs. (4) Erreichen der Temperatur von 50 K. Zwischen (2) und (3) liegt ein linearer Abschnitt mit einer Kühlrate von $(2,032 \pm 0.003) \frac{\text{K}}{\text{min}}$. Der Standby-Zustand wird nach 2:20 h erreicht. Dort beträgt der Gasfluss $\approx 0,18 \frac{\ell_n}{\text{min}}$.

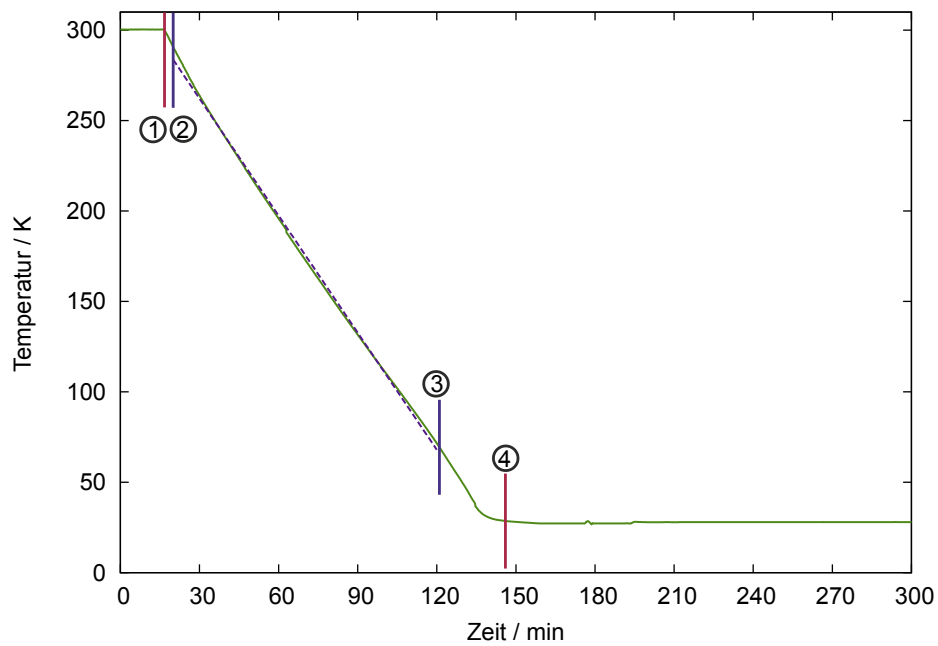


Abbildung 5.5: Abkühlkurve von Raumtemperatur auf 27 K bei einem Düsendruck von 5 bar. (1) Start des Kühlprozesses. (4) Die eingestellte Endtemperatur wird erreicht. Die Kühlrate wurde anhand des linearen Abschnittes zwischen (2) und (3) zu $(2,158 \pm 0.003) \frac{\text{K}}{\text{min}}$ berechnet. Die gewünschte Endtemperatur wird nach 2:30 h erreicht. Bei dieser Einstellung beträgt der Gasfluss $\approx 0,16 \frac{\ell_n}{\text{min}}$.

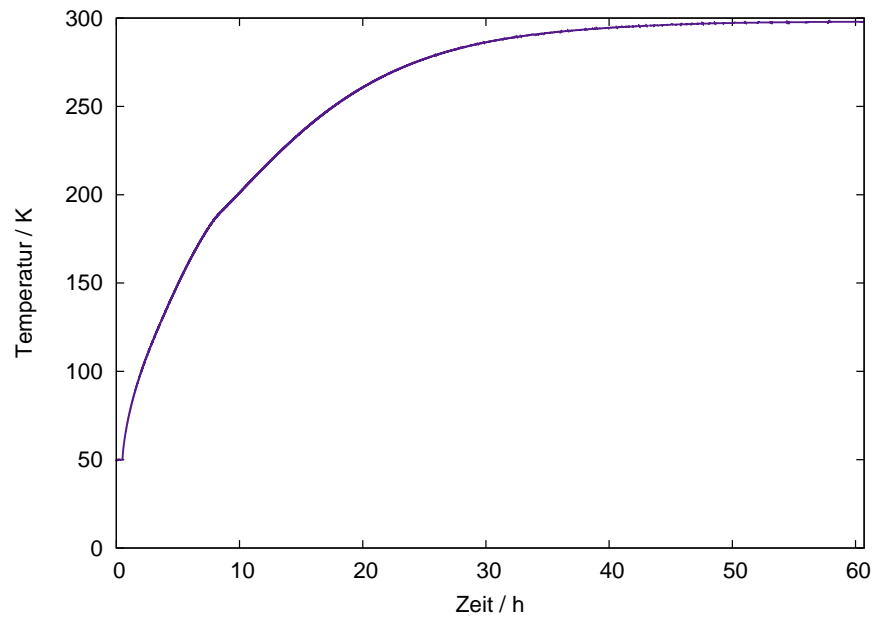


Abbildung 5.6: Aufwärmvorgang von 50 K auf Raumtemperatur bei einem Düsendruck von 5 bar. Die Raumtemperatur wird nach 37 h erzielt.

Abkühlkurve, die im Standby-Zustand endet, ist ein Einschwingen auf die Standby-Temperatur von 50 K zu erkennen. Dieser Einschwinger fällt bei der Abkühlkurve auf 27 K weg, da die gewünschte Endtemperatur nahe der Dampfdruckkurve von Wasserstoff liegt und bei diesen Einstellungen die Temperatur nicht weiter abgesenkt werden kann. Die Solltemperatur von 50 K wird nach etwa 2:20 h und die Temperatur von 27 K nach etwa 2:30 h ausgehend von Raumtemperatur erreicht. Der Verlauf dieser Vorgänge ist vergleichbar mit dem der aufgezeichneten Kühlkurven der Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT1 [Rau04] und MCT2 [Zan12].

Der gegenteilige Prozess, ein Aufwärmvorgang, ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Hier wird bei einer Temperatur von 50 K die Kompressor-Einheit für den Kaltkopf und die Heizpatrone am Kaltkopf ausgeschaltet. Das Gas an der Düse erwärmt sich bis auf Raumtemperatur. Am Anfang ist der Unterschied zwischen Gastemperatur und

Temperatur T in K	Druck p in bar	max. Abweichung %
50	5	0,1
40	5	0,4
40	14	0,1
25	14	0,3

Tabelle 5.3: Maximale Abweichungen von der eingestellten Solltemperatur an der Düse.

Umgebungstemperatur sehr groß, deswegen steigt die Temperatur rasch an. Da diese Differenz immer kleiner wird, erhöht sich die Temperatur immer langsamer. Insgesamt dauert diese Aufwärmphase 37 h.

5.2 Stabilität des Targets

Essenziell für den Betrieb des Cluster-Jet Targets im Bereich höchster Dichten ist die Temperatur und der Druck an der Lavalldüse. Diese beiden Größen werden mittels der Slow Control Software eingestellt. Die Wahl dieser beiden Parameter bestimmt die Dichte des Clusterstrahles. Damit diese konstant bleibt, ist es notwendig, dass sowohl die Temperatur, als auch der Druck an der Lavalldüse stabil ist. Aufgrund dessen wurden Stabilitätsmessungen durchgeführt. Die Temperatur an der Düse wurde für den Stanby-Betrieb (50 K und 5 bar), für den Clusterbetrieb (25 K und 14 bar) und für 40 K bei zwei verschiedenen Druckeinstellungen (5 bar und 14 K) untersucht. Die Messungen liefen über 15 Stunden. In Abbildung 5.7 und 5.8 ist die Stabilität der Temperaturen während dieser Messungen dargestellt.

Dabei ergeben sich von der eingestellten Solltemperaturen während der gesamten Messung die in Tabelle 5.3 dargestellten Abweichungen. Die Messungen zur Stabilität

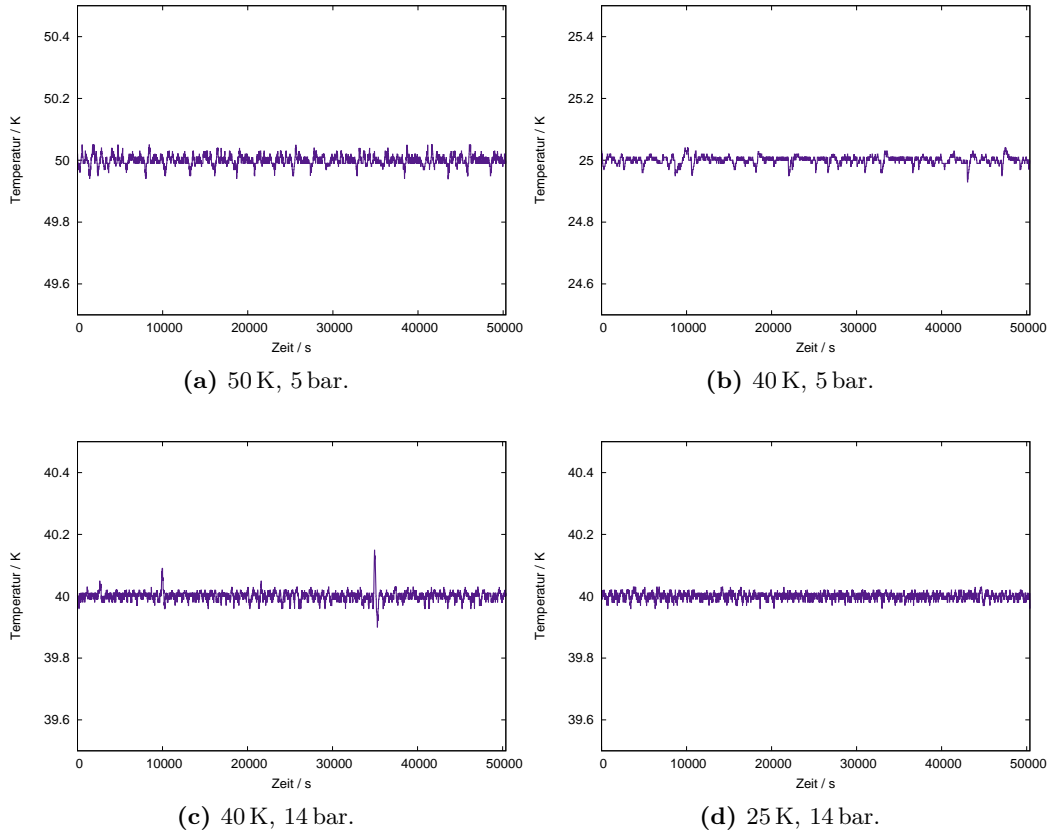


Abbildung 5.7: Stabilitätsmessungen zur Temperatur über 15 Stunden. Die Messung bei 50 K und 5 bar zeigt das Target im Standby-Modus. Die Einstellungen 25 K und 14 bar zeigen die Stabilität während der Clusterproduktion.

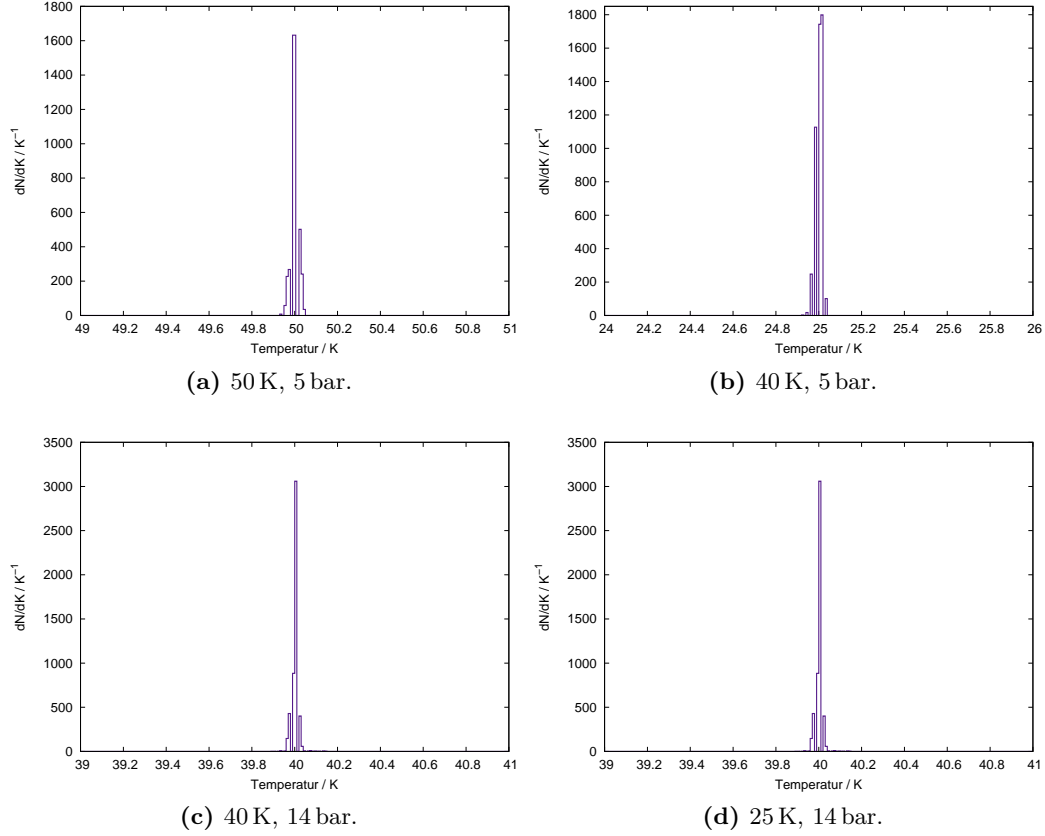


Abbildung 5.8: Dargestellt sind Stabilitätsmessungen zur Temperatur über 15 Stunden. Die Messung bei 50 K und 5 bar zeigt das Target im Standby-Modus. Die Einstellungen 25 K und 14 bar zeigen die Stabilität während der Clusterproduktion. Die Standardabweichungen betragen: $\sigma_{50K,5bar} = (1,63 \pm 0,02) \times 10^{-2}$ (0,03 % vom Mittelwert), $\sigma_{40K,5bar} = (1,58 \pm 0,02) \times 10^{-2}$ (0,04 % vom Mittelwert), $\sigma_{40K,14bar} = (1,58 \pm 0,02) \times 10^{-2}$ (0,04 % vom Mittelwert) und $\sigma_{25K,14bar} = (1,34 \pm 0,01) \times 10^{-2}$ (0,05 % vom Mittelwert).

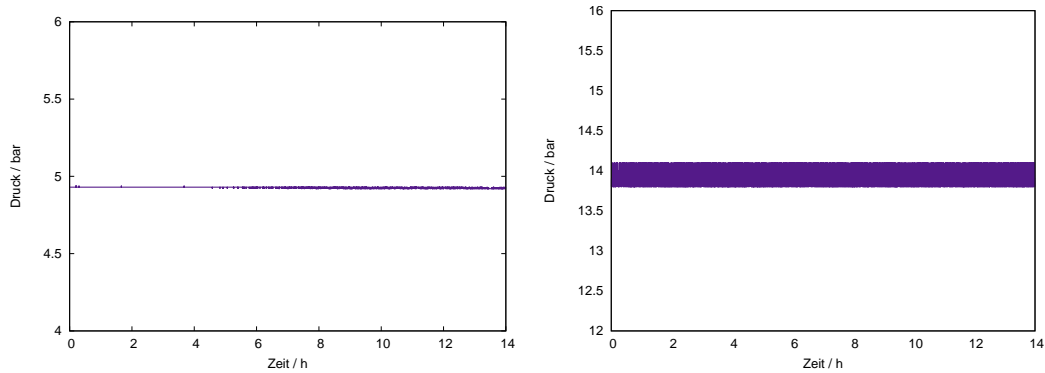


Abbildung 5.9: Stabilitätsmessungen des Druckes an der Lavaldüse. Links im Standbymodus bei 5 bar und 50 K. Rechts im Clusterbetrieb bei 14 bar und 25 K. Beide Messungen wurden über einen Zeitraum von 14 Stunden aufgenommen.

Temperatur T in K	Druck p in bar	max. Abweichung %
50	5	2,5
25	14	1,7

Tabelle 5.4: Maximale Abweichungen von dem eingestellten Solldruck an der Düse.

des Druckes an der Lavaldüse liefen über einen Zeitraum von 14 Stunden. Dabei wurde zum einen die Einstellung 5 bar und 50 K und zum anderen die Einstellung 14 bar und 25 K untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.9 und 5.10 zu sehen. Die eingestellten Drücke werden bis auf geringfügige Schwankungen ($<1\%$) konstant gehalten, die maximalen Abweichungen von den eingestellten Solldrücken ist in Tabelle 5.4 dargestellt. Des Weiteren wurden die Vakuumdrücke an den eingesetzten Vakuummessgeräten über 14 Stunden sowohl im Standbymodus als auch im Clusterbetrieb aufgezeichnet. Für den Standbymodus sind die Messungen an der Kollimatorkammer und der Wechselwirkungskammer in der Abbildung 5.11 und 5.12 dargestellt. Die anderen Vakuummessgeräte sind im Standbymodus außerhalb ihres Betriebsbereiches und deswegen wird an dieser Stelle auf die Darstellung

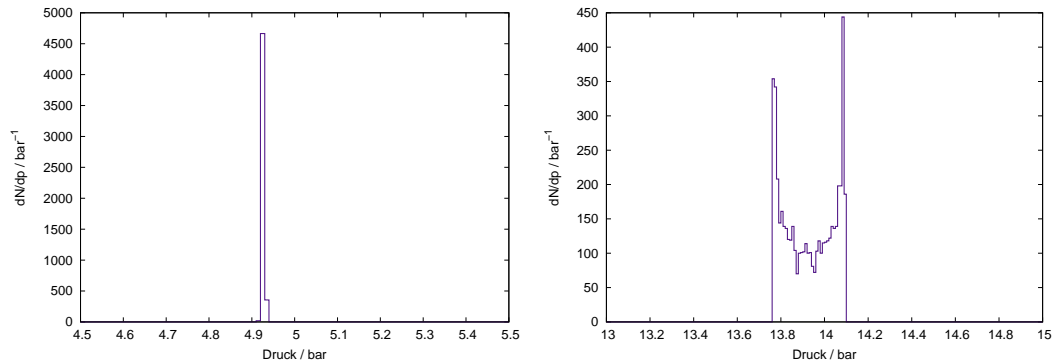


Abbildung 5.10: Stabilitätsmessungen des Druckes an der Lavaldüse. Links im Standbymodus bei 5 bar und 50 K. Die Standardabweichung beträgt $(2,59 \pm 0,03) \times 10^{-3}$ (0,1 % vom Mittelwert). Rechts im Clusterbetrieb bei 14 bar und 25 K. Die Standardabweichung beläuft sich auf $0,115 \pm 0,001$ (0,8 % vom Mittelwert). Beide Messungen wurden über einen Zeitraum von 14 Stunden aufgenommen.

dieser Messungen verzichtet. Die Messungen der Drücke im Clusterbetrieb sind in Abbildung 5.13 und 5.14 gezeigt. Dabei wurden die Vakuumdrücke an Vorpumpe, Rootspumpe, Skimmerkammer, Kollimatorkammer und Wechselwirkungskammer gemessen. Sowohl im Standbymodus als auch im Clusterbetrieb treten jeweils nur geringe Schwankungen ($<6\%$) auf. Dies sichert eine hohe Stabilität des Cluster-Jet Targets in beiden Betriebsmodi.

5.3 Erste Messungen und Optimierungen an der Wechselwirkungskammer

Die Visualisierung des Clusterstrahles in der Wechselwirkungskammer, das heißt in 33 cm Entfernung von der Düse, ist erstmalig gelungen und ist ein wichtiges Ergebnis

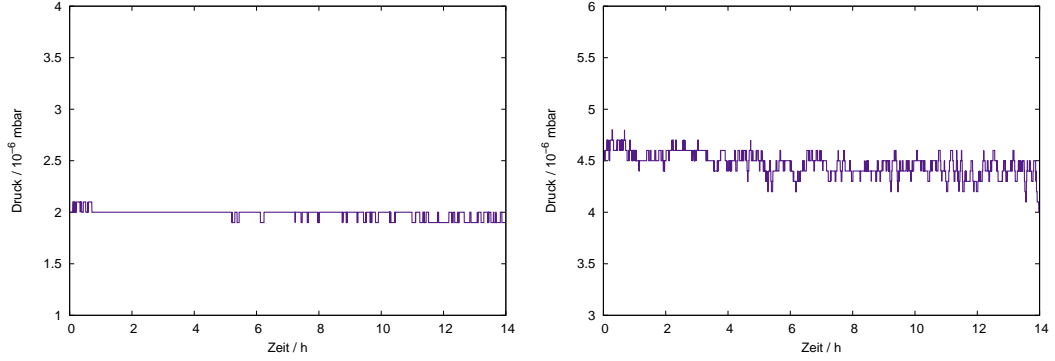


Abbildung 5.11: Stabilitätsmessungen des Druckes im Standbymodus bei 5 bar und 50 K. Links in der Kollimatorkammer. Rechts in der Wechselwirkungskammer. Die Messung wurde über 14 Stunden aufgezeichnet.

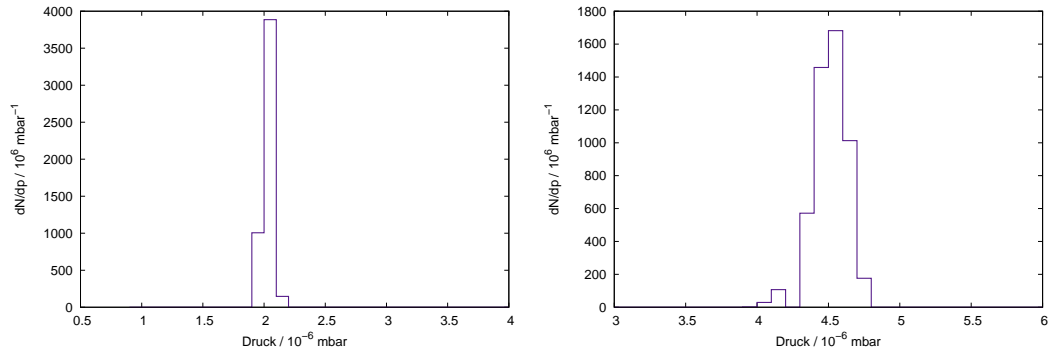


Abbildung 5.12: Stabilitätsmessungen des Druckes im Standbymodus bei 5 bar und 50 K. Links in der Kollimatorkammer. Die Standardabweichung beträgt $(4,47 \pm 0,04) \times 10^{-8}$ (2,2 % vom Mittelwert). Rechts in der Wechselwirkungskammer. Die Standardabweichung ist $(1,13 \pm 0,01) \times 10^{-7}$ (2,5 % vom Mittelwert). Die Messung wurde über 14 Stunden aufgezeichnet.

5.3 Erste Messungen und Optimierungen an der Wechselwirkungskammer

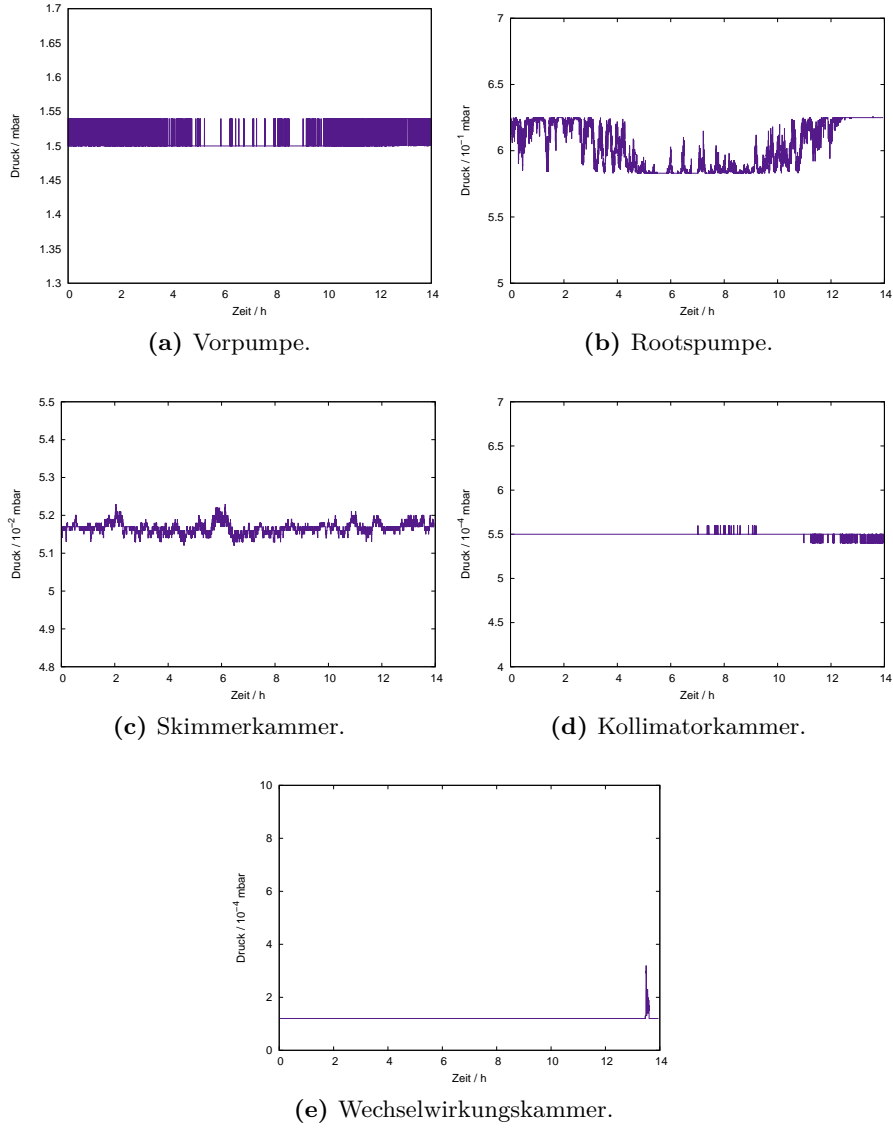


Abbildung 5.13: Stabilitätsmessungen des Druckes im Clusterbetrieb bei 14 bar und 25 K. Die Messung wurde über 14 Stunden aufgezeichnet.

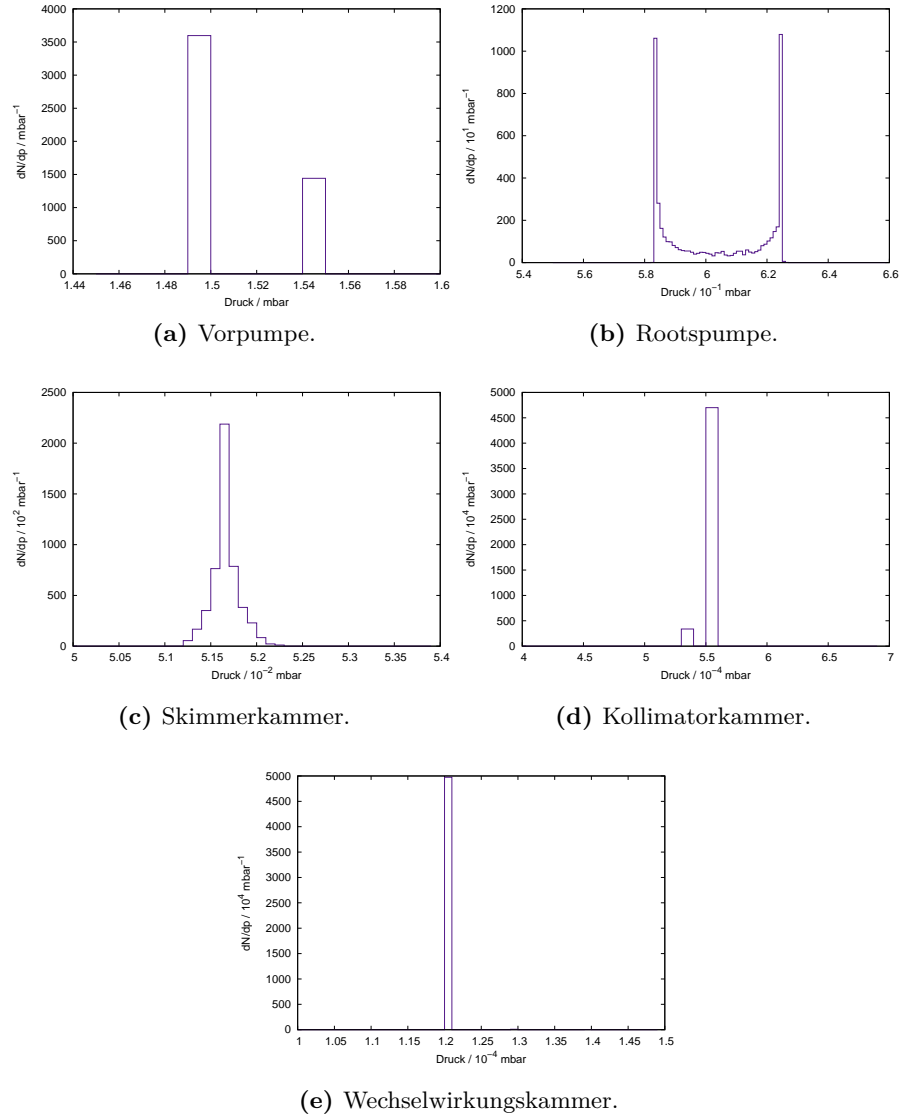


Abbildung 5.14: Stabilitätsmessungen des Druckes im Clusterbetrieb bei 14 bar und 25 K. Die Messung wurde über 14 Stunden aufgezeichnet. Die Standardabweichungen betragen: $\sigma_{VP} = (1,88 \pm 0,02) \times 10^{-2}$ (1,2 % vom Mittelwert), $\sigma_{RP} = (1,73 \pm 0,02) \times 10^{-2}$ (2,9 % vom Mittelwert), $\sigma_{SK} = (1,46 \pm 0,01) \times 10^{-4}$ (0,3 % vom Mittelwert), $\sigma_{KK} = (2,65 \pm 0,03) \times 10^{-6}$ (0,5 % vom Mittelwert) und $\sigma_{WW} = (7,10 \pm 0,07) \times 10^{-6}$ (5,9 % vom Mittelwert).

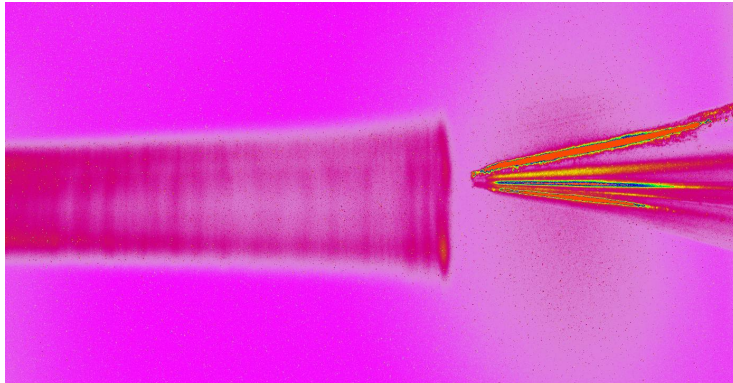


Abbildung 5.15: Darstellung des Clusterstrahles in Falschfarben. Das Bild wurde am MCT2 aufgenommen. Dabei wird der Clusterstrahl direkt hinter der Düse mit einem Punktlaser angeleuchtet und von einer CCD Kamera aufgenommen. Der Clusterstrahl breitet sich von links nach rechts aus. Rechts ist die Spitze des Skimmers zu sehen. Das Bild wurde bei einem Druck von 18,5 bar und einer Temperatur von 37 K aufgezeichnet (aufgenommen von E. Köhler).

dieser Arbeit. Zunächst wurde die Realisierbarkeit dieses Vorhabens überprüft. Dafür wurde eine CCD-Kamera (pco.pixelfly usb) der Firma pco. in eine vorher konstruierte Kamerahalterung (vgl. Abbildung 3.13) eingesetzt. Diese Kamera besitzt eine Auflösung von 1392×1040 Pixeln und einen Quantenwirkungsgrad von bis zu 65 % [pco10]. Es wurde diese CCD-Kamera ausgewählt, da mit der gleichen Kamera bereits der Clusterstrahl am Prototypen MCT2 für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Cluster-Jet Target direkt hinter der Düse aufgenommen wurde (vgl. Abbildung 5.15). Für diese Aufnahmen wurde der Clusterstrahl mit einem Punktlaser angestrahlt. Dieser wurde ebenfalls für erste Tests am MCT1S verwendet. Die Abbildung 5.16 zeigt die erste Aufnahme des Clusterstrahles in der Wechselwirkungskammer des Cluster-Jet Targets MCT1S. Auf dem Bild ist in der Mitte deutlich ein horizontaler Streifen hoher Intensität zu erkennen. Um sicherzustellen, dass dieser Streifen tatsächlich den Clusterstrahl

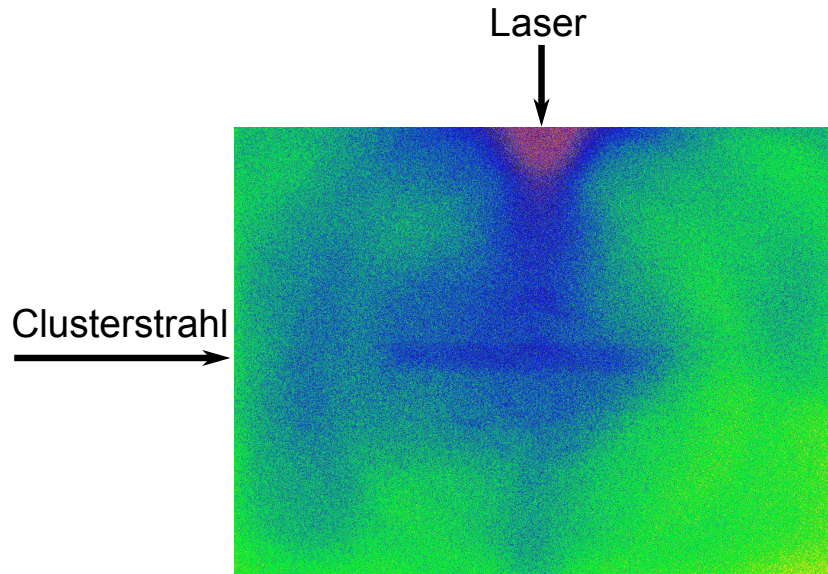


Abbildung 5.16: Erste Aufnahme des Clusterstrahles in der Wechselwirkungskammer in Falschfarben. Der Clusterstrahl gelangt von links in die Kammer und der Laser beleuchtet diesen von oben. Die Aufnahme wurde bei einer Temperatur von 24 K und einem Druck von 16 bar an der Düse bei einer Belichtungszeit von 30 s aufgenommen.

repräsentiert, wurde das Target kurz erwärmt, sodass ein Clusterstrahl mit einer wesentlich geringeren Dichte erzeugt wurde. Der horizontale Streifen war nicht mehr sichtbar (vgl. Abbildung 6.1). Neben dem Clusterstrahl sind weitere Flächen höherer Intensität zu erkennen. Diese Bereiche sind auf Reflexionen des Lasers in der Wechselwirkungskammer zurückzuführen. Dieses Streulicht wurde infolgedessen reduziert, um ein definierteres Bild des Clusterstrahles zu erhalten. Zunächst wurden dafür die Plexiglasscheiben mit einem Brechungsindex von 1,49 [Kuc07] an der Wechselwirkungskammer, welche vor dem Laser und der Kamera eingebaut waren, durch Fensterglasscheiben (N-BK7, Brechungsindex von 1,52 [SCH13]) ersetzt. Nach dem Brechungsgesetz [Kuc07] wird bei dem Fensterglas aufgrund

des höheren Brechungsindexes der Laserstrahl stärker zum Lot hin gebrochen und dadurch wird das Streulicht in der Kammer reduziert. Ein weiterer Vorteil des Fensterglases ist, dass dieses unempfindlicher ist und somit weniger verkratzt, was zu weiterem Streulicht führen könnte. Für die gegenüber liegende Seite des Lasers, wurde ein Laser-Beam-Dump konstruiert und eingebaut. Des Weiteren wurde das Fensterglas, welches sich vor dem Laser befindet, bis auf ein kleines Loch in der Mitte, durch welches der Laserstrahl geht, von innen geschwärzt. Zudem wurde es von innen mit einer matt schwarzen Pappe, mit einer Aussparung für den Laserstrahl, ausgekleidet. Abbildung 5.17 zeigt die stufenweise Reduzierung der Reflexionen in der Streukammer. Für die weiteren Untersuchungen wurde ein Punktlaser der Firma Laser Components mit einer Wellenlänge von 650 nm und einer Leistung von 1 mW (Laserklasse 2) verwendet. Dieser hat eine geringere Ausweitung als der Laser, welcher am MCT2 verwendet wird. Speziell für diesen Laser wurde eine Halterung entwickelt, die eine vertikale, gerade und feste Ausrichtung des Lasers ermöglicht. In Abbildung 5.18 ist diese Laserhalterung und der Laser-Beam-Dump schematisch zu sehen. Für die spätere Analyse des Strahles bezüglich seiner Lage, Ausdehnung oder auch Dichte (vgl. Kapitel 6.1) ist es notwendig alle verbleibenden Reflexionen beseitigen zu können. Aufgrund dessen wurde eine Düsenklappe eingebaut, welche es ermöglicht den Clusterstrahl vor dem Skimmer zu stoppen und somit ein Gelangen des Strahles in die Kollimatorkammer und Wechselwirkungskammer zu vermeiden. Abbildung 5.19 zeigt das Prinzip der Düsenklappe. Die Bilder bei geöffneter Düsenklappe zeigen den Clusterstrahl und die verbleibenden Reflexionen. Bei geschlossener Düsenklappe sind lediglich die Reflexionen des Lasers in der Wechselwirkungskammer zu sehen. Die Differenz beider Aufnahmen resultiert in einer deutlichen Intensitätsverteilung des Clusterstrahles bei minimalen Reflexionen.

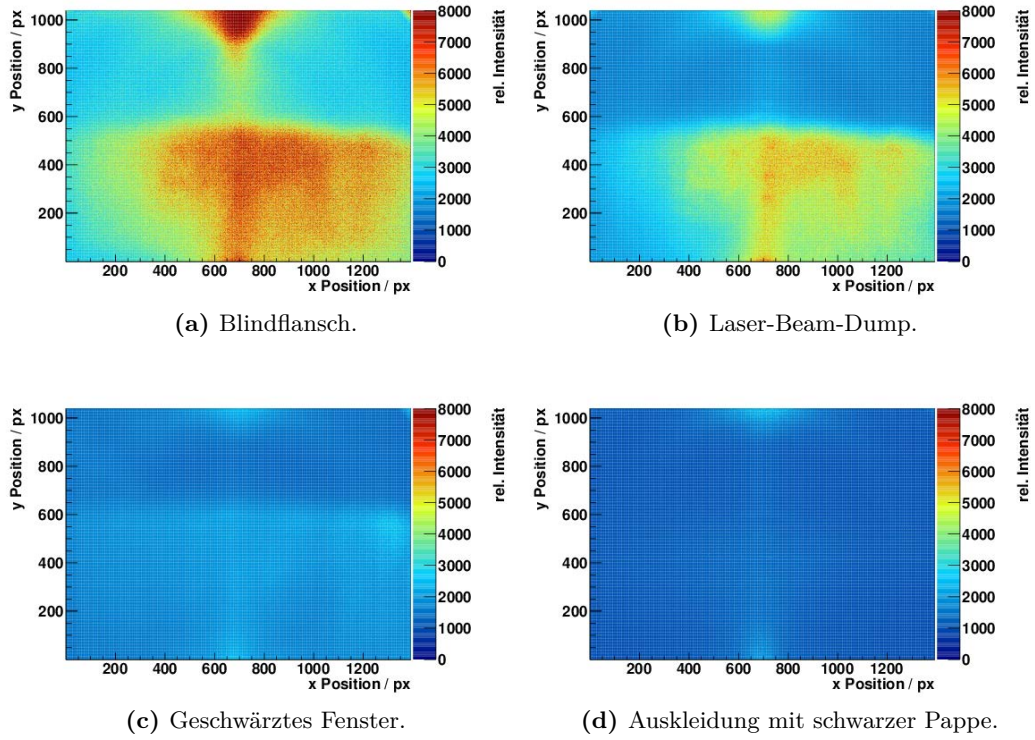


Abbildung 5.17: Reduktion der Reflexionen in der Wechselwirkungskammer. (a) Einbau eines geschwärzten Blindflansches an der gegenüberliegenden Seite des Lasers. (b) Austausch des Blindflansches durch einen Laser-Beam-Dump (vgl. Abbildung 5.18). (c) Zusätzliches Schwärzen des Sichtfensters, durch welches der Laserstrahl in die Kammer gelangt. (d) Zusätzliche schwarze Pappe am Sichtfenster. Alle Aufnahmen wurden bei einer Belichtungszeit von 9 s aufgenommen.

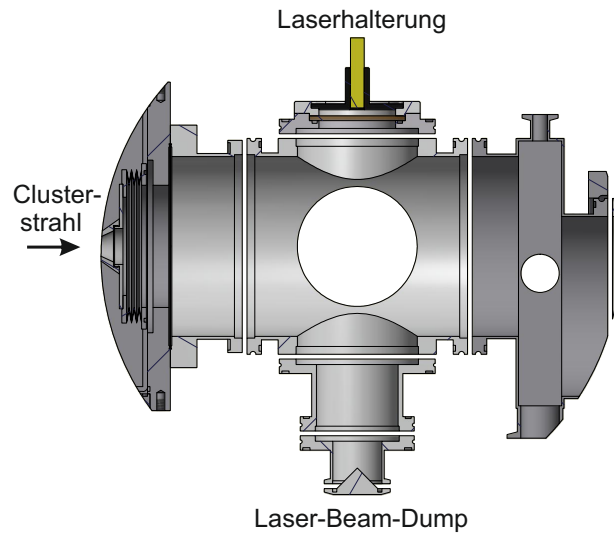


Abbildung 5.18: Schematische Ansicht der Laserhalterung (oben) und des Laser-Beam-Dumps (unten) an der Wechselwirkungskammer (Zeichnung: D. Bonaventura).

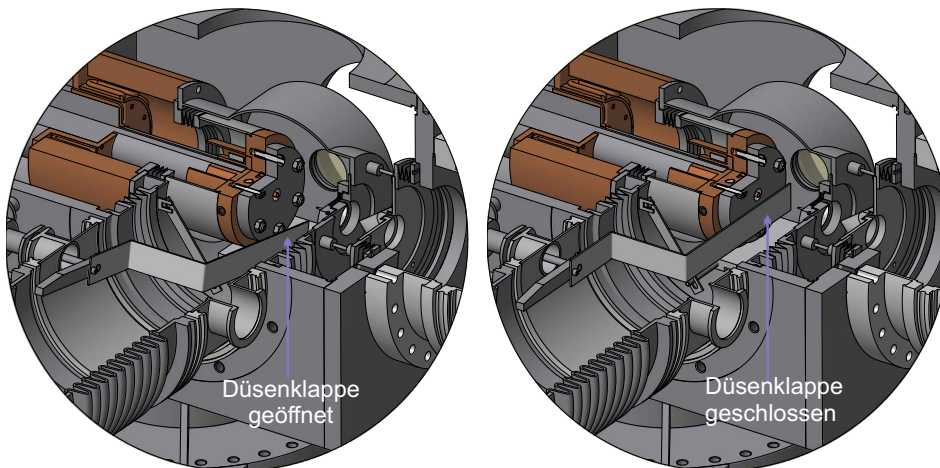


Abbildung 5.19: Prinzip der Düsenklappe. Links: Düsenklappe geöffnet. Rechts: Düsenklappe geschlossen (Zeichnung: D. Bonaventura).

Abschließend wurden äußere Einflüsse auf die Aufnahmen untersucht. Die Raumbeleuchtung und die LEDs in der Skimmerkammer (vgl. Kapitel 3.2.1) zeigten keine Einwirkung auf die Aufnahmen, trotzdem blieben die LEDs bei sämtlichen Messungen immer ausgeschaltet. Ein Drehen des Lasers um nur einen kleinen Winkel veränderte die Bilder, da der Laserstrahl nicht komplett rund aufgeweitet wird. Aus diesem Grund wurde der Laser in der Halterung mit zwei Schrauben bei einer festen Position fixiert und während der Messungen nicht verändert. Basierend auf der Möglichkeit den Clusterstrahl in der Wechselwirkungskammer zu visualisieren wurde ein Analyseverfahren für die Bestimmung der Eigenschaften des Clusterstrahles entwickelt. Diese Methodik und die Ergebnisse der Untersuchung des Clusterstrahles sind im folgenden Kapitel dargestellt.

6 Die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls

Das aufgebaute und in Betrieb genommene Cluster-Jet Target wird für Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Universität Düsseldorf eingesetzt werden. Für diese Messungen wird der Arcturus Laser mit einer Größe von $10\mu\text{m}$ auf den Clusterstrahl fokussiert. Damit weitere Justagen des Lasers entfallen, ist eine stabile Position des Clusterstrahles notwendig. Die Kenntnis von Größe und Ausschmierung des Clusterstrahles an seinen Rändern ist zudem entscheidend für die Justage des Lasers. Die Beschleunigung der Ionen hängt neben den Laserparametern vor allem von der Dichte des Targetmaterials ab. Aus diesen Gründen wurden Untersuchungen des Clusterstrahles durchgeführt.

6.1 Bestimmung der Intensität

Zur Bestimmung der Eigenschaften des Clusterstrahles wird, wie im vorherigen Kapitel bereits erläutert, in der Wechselwirkungskammer in einer Entfernung von

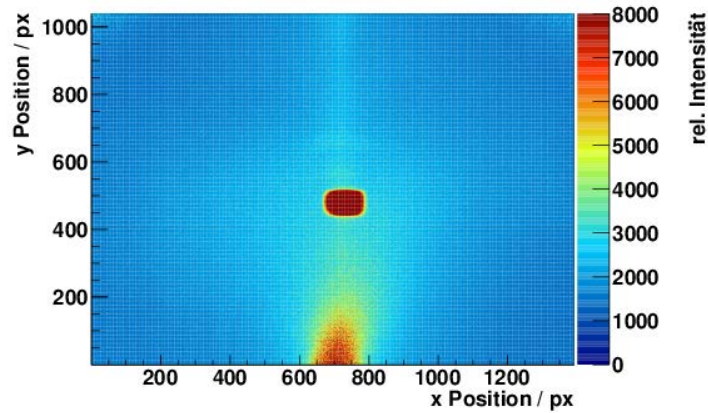


Abbildung 6.1: Aufnahme des Clusterstrahles. Die Abszisse gibt die x-Position und die Ordinate die y-Position an. Der Farbcode gibt die Intensität an. Bei der Aufnahme ist die Düsenklappe geöffnet. Zu sehen ist der Clusterstrahl und das Streulicht des Lasers in der Kammer. Das Bild wurde bei einer Temperatur von 22 K und einem Druck von 16 bar an der Düse mit einer Belichtungszeit von 15 s erstellt.

33 cm von der Düse, der Clusterstrahl mittels eines Lasers beleuchtet. Eine CCD Kamera nimmt in einem Winkel von 90° Bilder des Clusterstrahles auf. Zu jeder Aufnahme, in welcher der Strahl zu sehen ist, wird zudem ein Aufnahme mit der Düsenklappe im Strahlengang aufgenommen. Diese Bilder zeigen lediglich die Reflexionen des Lasers in der Wechselwirkungskammer ohne Clusterstrahl. Um eine Abbildung des Clusterstrahles mit minimalem Untergrund zu erhalten, wird für jede Messung die Differenz des Bildes mit Clusterstrahl und ohne Clusterstrahl gebildet. Abbildung 6.1, 6.2 und 6.3 zeigen ein solches Vorgehen. Der gering verbleibende Untergrund (senkrechter Streifen durch den Clusterstrahl), zeigt die Wechselwirkung des Lasers mit dem Clusterstrahl.

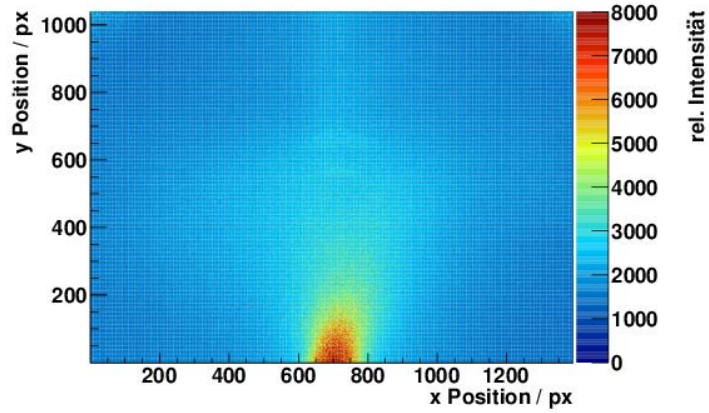


Abbildung 6.2: Aufnahme der Reflexionen in der Wechselwirkungskammer. Die Abszisse gibt die x-Position und die Ordinate die y-Position an. Die Farbskala gibt die Intensität an. Bei dieser Aufnahme ist die Düsenklappe geschlossen. Es sind lediglich die Reflexionen des Lasers in der Kammer zu erkennen. Die Belichtungszeit bei dieser Aufnahme betrug 15 s. Das Bild wurde bei einer Temperatur von 22 K und einem Druck von 16 bar an der Düse aufgenommen.

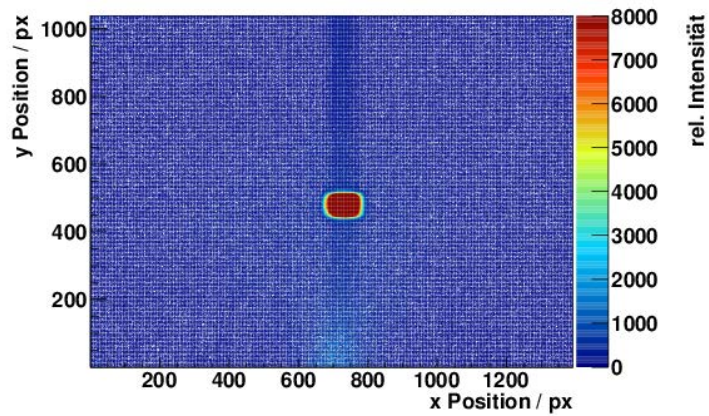


Abbildung 6.3: Differenz des Bildes mit und ohne Clusterstrahl (siehe Abbildung 6.1 und 6.2). Die Abszisse gibt die x-Position und die Ordinate die y-Position an. Der Farbcode gibt die Intensität an. Deutlich sichtbar ist der Clusterstrahl.

Da diese Interaktion nur während der Aufnahmen mit dem Clusterstrahl stattfindet, werden diese durch die Bildung der Differenz nicht aufgehoben. Vergleiche von Aufnahmen des Clusterstrahles bei unterschiedlichen Einstellungen von Druck und Temperatur an der Düse zeigten, dass bei weniger dichten Clusterstrahlen der Untergrund geringer ist als bei dichteren Clusterstrahlen. Für die Analyse werden die Projektionen der Untergrund bereinigten Aufnahmen verwendet. Die Projektion auf die Abszisse zeigt die Charakteristik des Laserstrahles. Wenn der Laserstrahl einen komplett parallelen Strahlengang hätte, würde man eine rechteckige Verteilung erwarten. Da dies nicht der Fall ist, ist in der Projektion auf die Abszisse zu erkennen, wie der Strahl sich aufweitet und wie er am Rand seines Kegels den Clusterstrahl beleuchtet. Dies muss bei der Analyse berücksichtigt werden. Die Projektion auf die Ordinate spiegelt die Struktur des Clusterstrahles wieder. Abbildung 6.4 und 6.5 zeigen die beiden Projektionen. Die folgenden Bilder, (Abbildung 6.4 - 6.10) die beispielhaft die Analyse zeigen, stammen von einer Messung bei 16 bar und 22 K. Damit die bereits erläuterte Aufweitung des Lasers das Ergebnis nicht beeinflusst, wird im folgenden nicht die komplette Abbildung auf die Ordinate projiziert, sondern nur der Teil des Clusterstrahles, welcher homogen von dem Laserstrahl beleuchtet wird. Abbildung 6.6 zeigt den ausgewählten Bereich. Um diese Projektion auf die Ordinate, das sogenannte Strahlprofil, zu beschreiben und somit die Clusterstrahleigenschaften zu bestimmen, wurde die folgende Funktion gewählt [Täs13]:

$$I(y) = I_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{y-\frac{d}{2}}^{y+\frac{d}{2}} \rho(x', y') dy'. \quad (6.1)$$

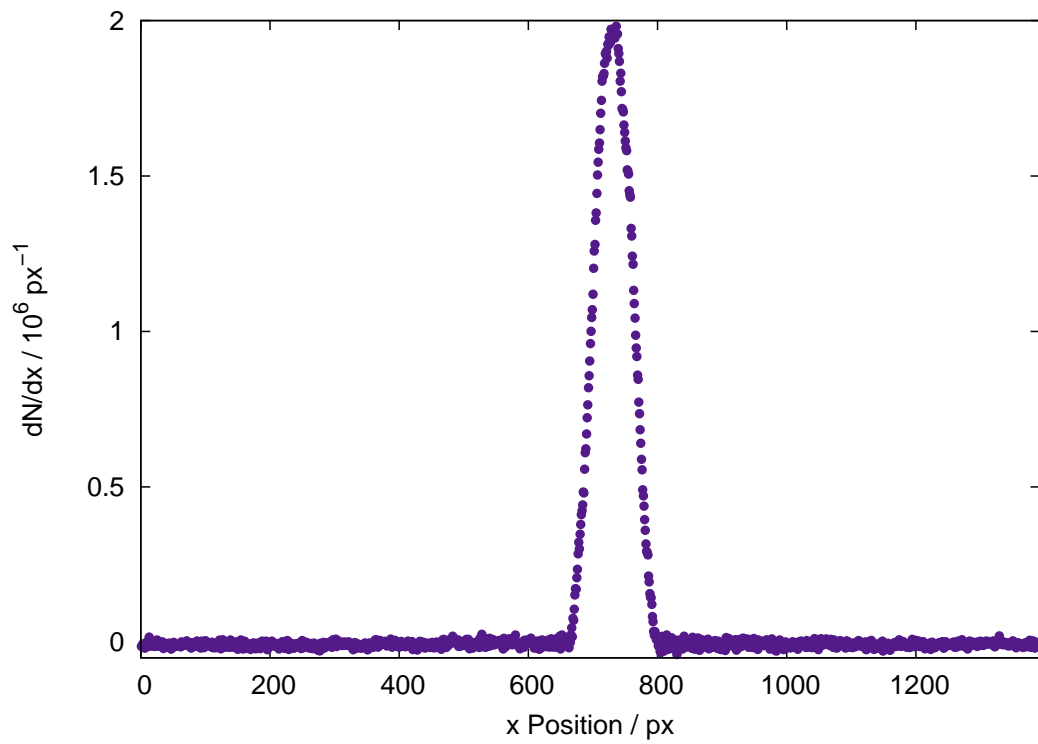


Abbildung 6.4: Projektion auf die Abszisse. Diese Projektion spiegelt die Charakteristik des Lasers wider.

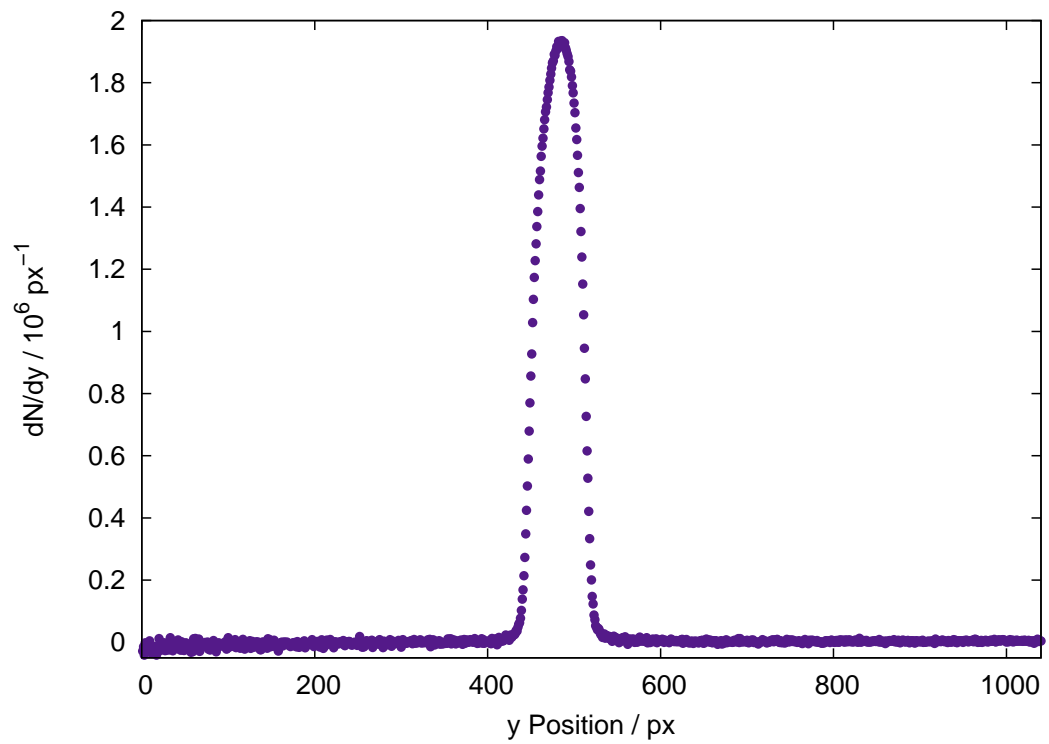


Abbildung 6.5: Projektion auf die Ordinate. Diese Projektion zeigt die Struktur des Clusterstrahles.

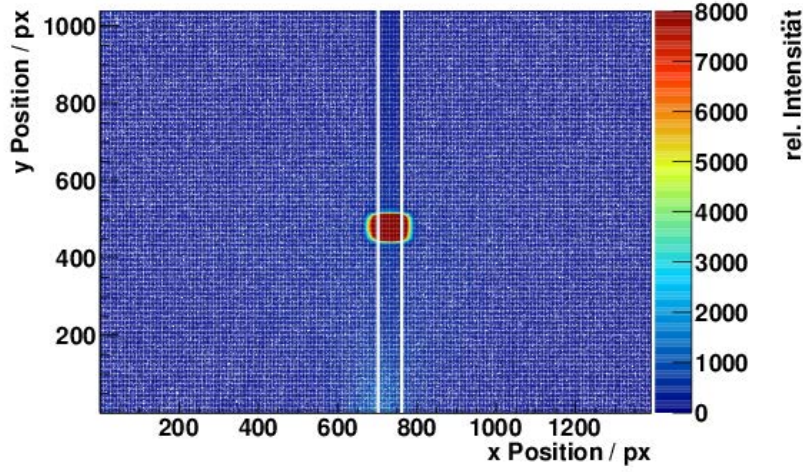


Abbildung 6.6: Aufnahme des Clusterstrahles. Abszisse und Ordinate geben die Position an. Die Farbskala gibt die Intensität an. Aufgrund der Beleuchtungseffekte des Lasers am Rand des Clusterstrahles wird nur der Bereich zwischen den beiden weißen Linien zur Bildung der Projektion auf die Ordinate ausgewählt. Mit dieser Projektion wird die weitere Analyse durchgeführt.

Dabei ist I_0 ein Vorfaktor und $\rho(x', y')$ stellt eine Dichteverteilung dar. Die Distanz zwischen der Verteilung und ihrem Mittelpunkt wird durch $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ beschrieben. Die Breite der Auflösung wird mittels d angegeben. Da das Bild Pixel für Pixel aufgenommen wurde, ergibt sich $d = 1$ Pixel. Die Annahme, dass die Verteilung nur ungleich Null für einen kleinen Bereich im Vergleich zur Bildbreite (Abszisse) ist, führt zu einer Integration über die komplette Bildbreite.

Zunächst wurde für die radiale Dichteverteilung $\rho(r)$ eine Rechteckfunktion angenommen, da von einer homogenen Verteilung mit scharfen Rändern ausgegangen wird:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & \text{für } r < R \\ 0 & \text{für } r \geq R. \end{cases}$$

Die Ausführung der Integration liefert die Funktion $f_{\text{hom}}(y)$. Diese beschreibt einen konstanten Untergrund I_U in Kombination mit einer Wuzelfunktion zur Anpassung an die Projektion:

$$f_{\text{hom}}(y) = \begin{cases} I_U & \text{für } y < y_0 - R \text{ und } y > y_0 + R \\ I_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(y-y_0)^2}{R^2}} + I_U & \text{sonst.} \end{cases}$$

Der Vorfaktor wird durch I_0 angegeben und y_0 spiegelt die Lage des Maximums wider. Die Breite des Peaks wird durch R angegeben und stellt somit den Radius des Clusterstrahles dar. Abbildung 6.7 zeigt eine Anpassung mit der obigen Funktion an die Projektion auf die Ordinate der gemessenen Daten. Wie in Abbildung 6.7 zu erkennen, wird die Ausschmierung des Clusterstrahles an seinen Rändern nicht sehr gut beschrieben. Das χ_{red}^2 beläuft sich auf 4,6. Abbildung 6.8 zeigt die Differenz zwischen der angepassten Wurzelfunktion und den gemessenen Daten. Die Annahme, dass die radiale Dichteverteilung $\rho(r)$ einer Faltung, bestehend aus einer Rechtecksfunktion mit einer Gaußverteilung, entspricht, führt zu:

$$\rho(r) = \frac{1}{2} \left(1 - \text{erf} \left(\frac{r - R}{s} \right) \right). \quad (6.2)$$

Diese Funktion enthält die Errorfunktion:

$$\text{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-\tau^2} d\tau. \quad (6.3)$$

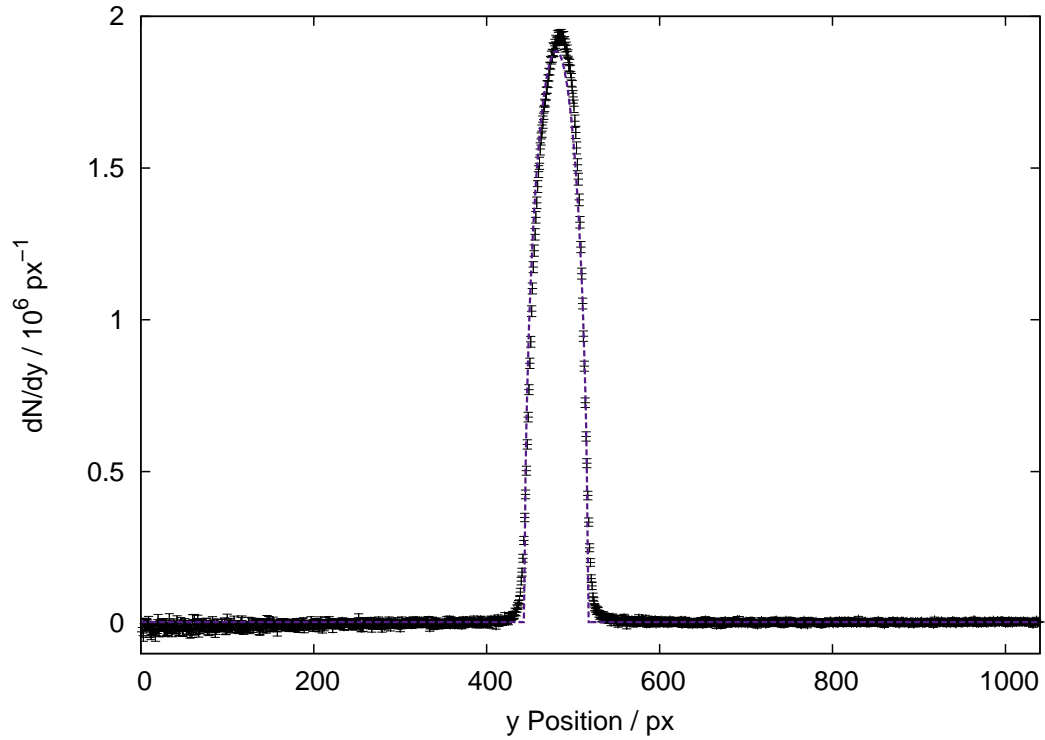


Abbildung 6.7: Projektion mit entsprechender Anpassung durch die Wurzelfunktion. Die Ausschmierung des Clusterstrahles wird nicht gut beschrieben. Das χ_{red}^2 beläuft sich auf 4,6. Die Unsicherheiten ergeben sich aus der Wurzel der Zählrate skaliert mit dem χ_{red}^2 aus der Anpassung mit der Funktion $f_{\text{erf}}(y)$.

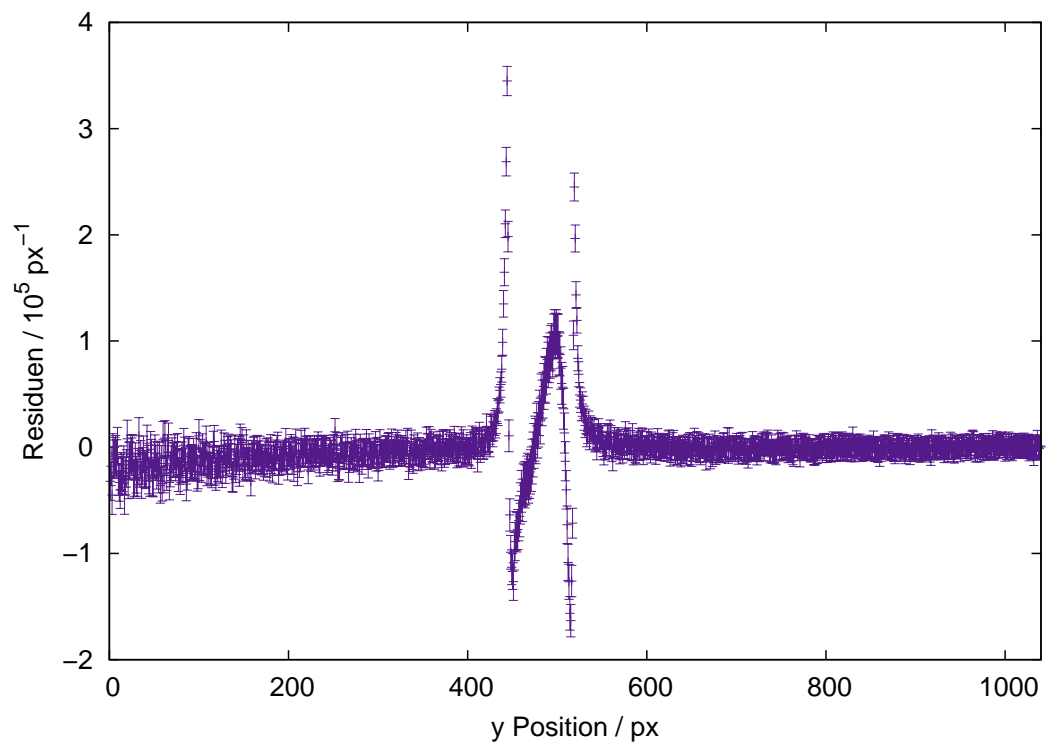


Abbildung 6.8: Differenzen zwischen der Projektion und der Anpassung durch die Wurzelfunktion. Es sind große Abweichungen (bis zu $1,6 \times 10^5$) im Bereich der Kantenverschmierung des Clusterstrahles, als auch im Bereich des Peaks zu erkennen.

Durch diese Verteilung in Kombination mit Gleichung 6.1 ergibt sich für die Beschreibung der Profile von runden Clusterstrahlen ([Her13]):

$$f_{\text{erf}}(y) = I_0 \cdot f_e(y - y_0) + I_U$$

mit
$$f_e(y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{y-\frac{d}{2}}^{y+\frac{d}{2}} \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r-R}{s} \right) \right) dy. \quad (6.4)$$

Dabei ist I_0 die Höhe des Peaks, was die Intensität des Clusterstrahles zeigt. Die Lage des Peaks wird durch y_0 beschrieben. I_U gibt den Untergrund und R die halbe Breite der Verteilung und somit den Radius des Clusterstrahles an. Der Verschmierungsparameter s gibt den Grad der Ausschmierung an den Rändern des Clusterstrahles wider. Abbildung 6.9 zeigt die Anpassung an ein gemessenes Strahlprofil mit der Funktion aus Gleichung 6.4 für einen runden Clusterstrahl. Bei einer Anpassung mit Gleichung 6.4 sind geringere Abweichungen als in Abbildung 6.7 zu erkennen. Durch den Parameter s wird die Ausschmierung des Clusterstrahles besser beschrieben und die Anpassung mit der Funktion $f_{\text{erf}}(y)$ ist zutreffender. Abbildung 6.10 stellt die Differenz zwischen den gemessenen Daten und einer Anpassung durch Gleichung 6.4 dar. Für die Analyse des Clusterstrahles wurden verschiedene Einstellungen an der Düse ausgewählt, die im erwarteten Bereich liegen, bei dem die laserinduzierte Ionenbeschleunigung durchgeführt wird. Abbildung 6.11 zeigt die Dampfdruckkurve von Wasserstoff und die gewählten Einstellungen an der Düse für die Messungen. Unterhalb dieser Kurve befindet sich der Wasserstoff im gasförmigen, oberhalb der Kurve im flüssigen Zustand. Oberhalb des kritischen Punktes (33,19 K und 13,10 bar [HW95]) liegt ein überkritisches Fluid vor. Es wurden sowohl Aufnahmen oberhalb der Dampfdruckkurve, da hier die höchsten Dichten des Clusterstrahles zu erwarten sind, als auch im Bereich der Dampfdruckkurve

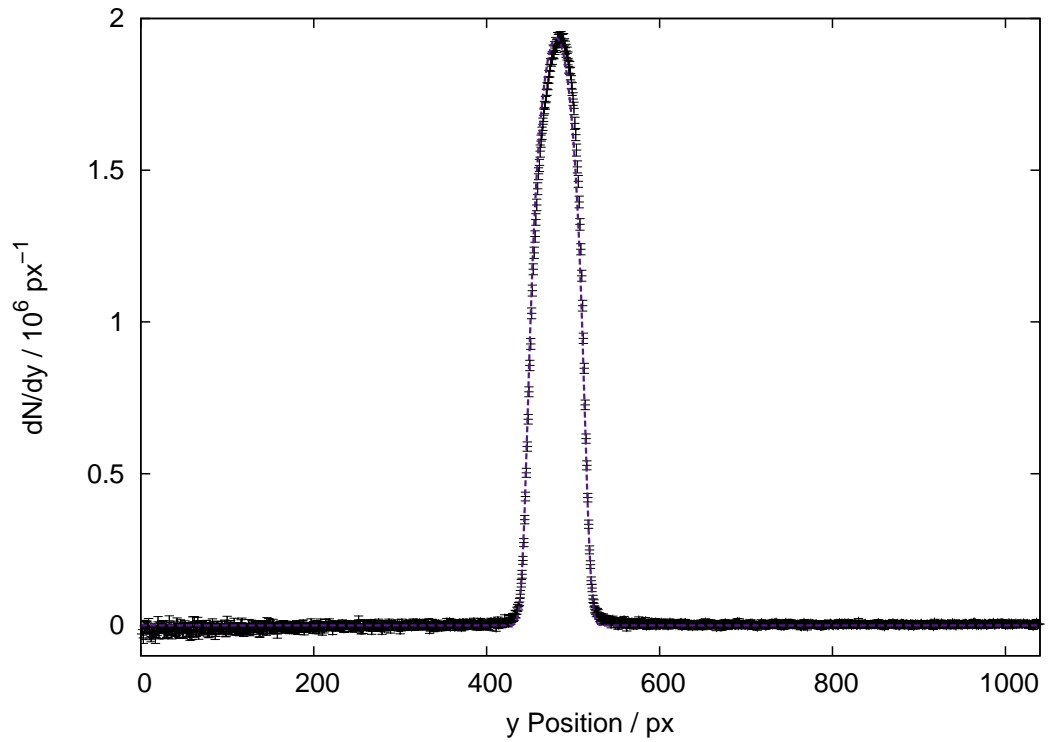


Abbildung 6.9: Gemessenes Strahlprofil mit Anpassung mittels der Verteilung eines runden Clusterstrahles. Deutlich ist die Beschreibung der Ausmierung des Clusterstrahles zu erkennen. Das χ^2_{red} beträgt 1.

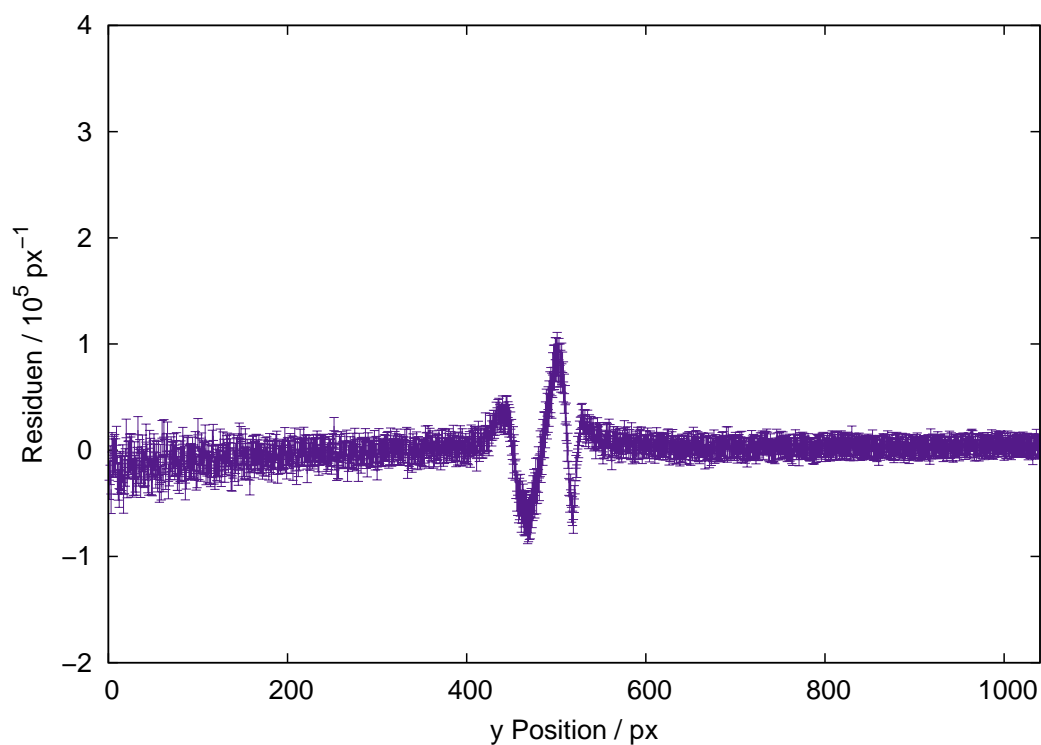


Abbildung 6.10: Differenzen zwischen der Projektion und der Anpassung mittels eines runden Strahlprofiles. Zu sehen sind kleine Abweichungen (bis zu $6,7 \times 10^4$) im Bereich des Peaks. Die Ausschmierung des Clusterstrahles wird gut beschrieben.

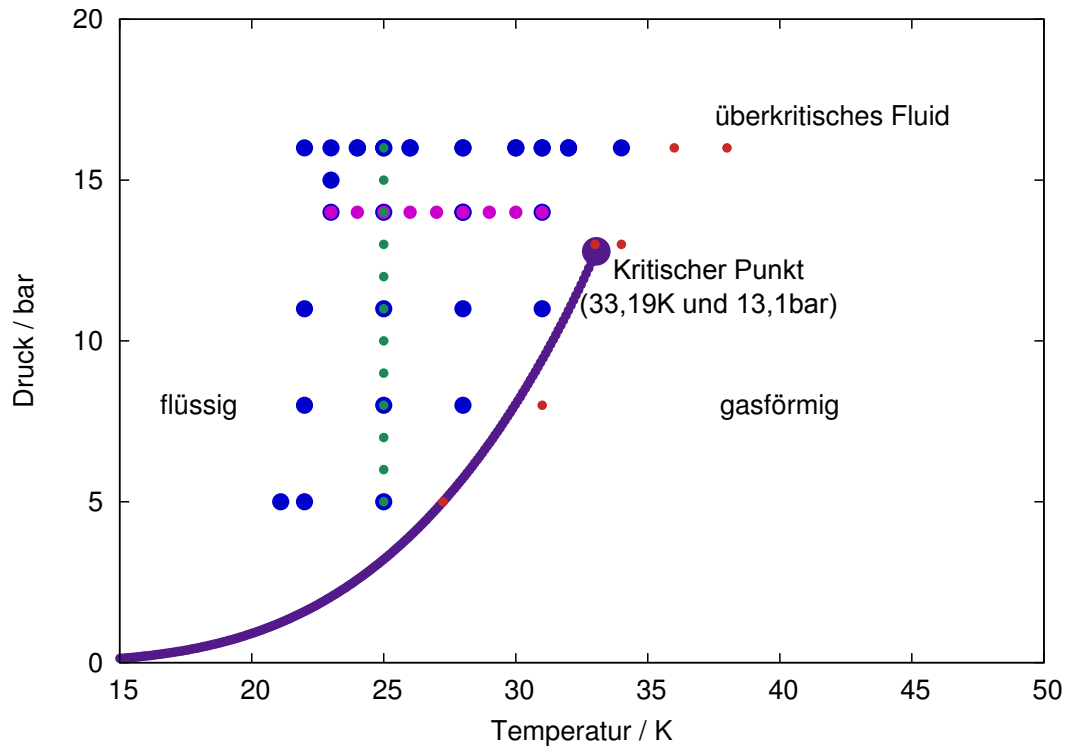


Abbildung 6.11: Ausgewählter Messbereich. Zunächst wurde ein grobes Raster oberhalb der Dampfdruckkurve untersucht (blau), da in diesem Bereich der Clusterstrahl bereits beim MCT2 sichtbar gemacht wurde [Köh10]. Daraufhin wurden Aufnahmen von einer Isobaren bei 15 bar (lila) und einer Isothermen bei 25 K (grün) an der Düse aufgenommen. Zusätzlich wurde im Bereich der Dampfdruckkurve und im überkritischen Fluid (rot) gemessen.

und im überkritischen Fluid aufgenommen. Bei jeder untersuchten Druck- und Temperatureinstellung wurden jeweils zwanzig Bilder mit geöffneter und zwanzig Bilder mit geschlossener Düsenklappe aufgenommen. Die angegebenen Parameter sind die gemittelten Ergebnisse für diese zwanzig Messungen. Einige Einstellungen an der Düse wurden mehrfach wiederholt. Von diesen wird ebenfalls der Mittelwert angegeben. Die Belichtungszeit bei diesen Untersuchungen belief sich auf 15 s. Die Ergebnisse der angepassten Parameter für jede Einstellung sind in Tabelle A.1

aufgelistet und in Abbildung 6.12 ist die Intensität der gemessenen Strahlprofile dargestellt. Zu erkennen ist, dass je tiefer die Temperatur und je höher der Druck des Gases an der Düse ist, die Intensität des Strahlprofiles steigt. Abweichungen von diesem Verlauf, wie zum Beispiel die Messung bei 14 bar und 27 K deuten auf eine innere Struktur des Clusterstrahles hin, welche in Abschnitt 6.3 genauer erläutert werden. Bei der Angabe der Parameter, welche aus der Anpassung stammen, muss berücksichtigt werden, dass sie in Einheiten von Pixeln angegeben sind. Um eine Umrechnung von Pixeln in eine Längeneinheit zu ermöglichen, wurde mit der Kamera bei unveränderter Fokussierung Aufnahmen von einem Maßband mit 0,5 mm-Genauigkeit gemacht. Die Auswertung ergab, dass die Bins quadratisch sind und eine Ausdehnung von $(0,033 \pm 0,001 \times 0,033 \pm 0,001)$ mm haben. In einer Entfernung von 33 cm von der Düse wird bei der Verwendung eines Kollimators mit einer Öffnung von 0,7 mm ein Clusterstrahl mit einem Radius von $\approx 1,16$ mm erwartet. Aus allen Anpassungen ergibt sich ein durchschnittlicher Radius des Clusterstrahles von $1,21 \pm 0,09$ mm. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmt die gemessene Größe des Clusterstrahles mit der Erwartung überein. Am Cluster-Jet Target Prototypen MCT2 für $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ wurden durch die Untersuchung des Clusterstrahles in der Streukammer in einer Entfernung von 2,1 m von der Düse Werte im Bereich von 1,35 mm für die Ausschmierung eines runden Clusterstrahles ermittelt [Her10]. Daher wird mit einer Kantenverschmierung des Clusterstrahles am MCT1S in der Wechselwirkungskammer von $\approx 0,21$ mm gerechnet. Anhand der Analyse wurde eine durchschnittliche Ausschmierung von $0,27 \pm 0,16$ mm ermittelt. Auch hier zeigt sich eine Übereinstimmung von der Erwartung mit dem gemessenen Wert.

Die Ergebnisse der folgenden Messungen im Bereich der Dampfdruckkurve sind

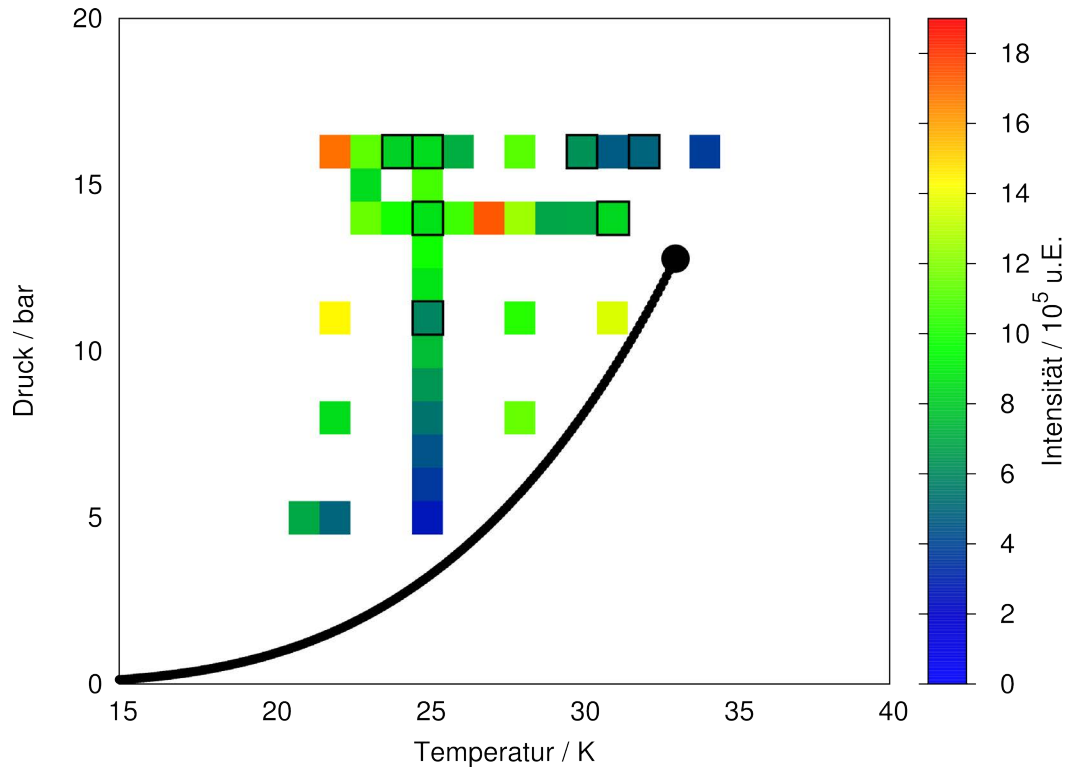


Abbildung 6.12: Ermittelte Intensitäten der gemessenen Strahlprofile. Aufgetragen ist die Intensität in Abhängigkeit von Druck und Temperatur an der Düse. Zusätzlich ist die Dampfdruckkurve für Wasserstoff eingezeichnet. Für jeden Messpunkt wurden zwanzig Bilder mit geöffneter und zwanzig Bilder mit geschlossener Düsenklappe bei einer Belichtungszeit von je 15 s aufgenommen. Einige Einstellungen wurden mehrmals gemessen, daher werden die gemittelten Werte dargestellt. Die schwarz umrandeten Messpunkte zeigen eine Abweichung von mehr als 10 % bei der Mittelwertbildung der einzelnen Messungen untereinander, wobei der Mittelwert als Bezugswert diente. Diese Abweichungen entstehen durch das Vorhandensein von Kernstrahlstrukturen (vgl. Kapitel 6.3).

aufgrund eines Umbaus und der damit verbundenen neuen Justage der Kamera mit den vorherigen Ergebnissen nicht vergleichbar (siehe Abbildung 6.12). Bei diesen Messungen wurde zudem aufgrund der geringen Intensitäten der Bilder die Belichtungszeit auf eine Minute erhöht. Es wurden je zehn Bilder mit Strahl und zehn Bilder ohne Strahl aufgenommen. Bei der Auswertung wurden zunächst jeweils fünf Bilder gemittelt, bevor die Anpassung durch die Funktion stattfand. Die Intensitäten sind in Abbildung 6.13 dargestellt. Die ermittelten Parameter sind ebenfalls in Tabelle A.1 aufgelistet. Die Intensität des Clusterstrahles wurde im flüssigen Bereich und in der Nähe der Dampfdruckkurve ($21 - 38$ K und $5 - 16$ bar) von Wasserstoff untersucht. Die Analyse des Clusterstrahles konnte lediglich an zwei Einstellungen (8 K, 31 bar und 38 K, 16 bar) an der Düse nicht analysiert werden, da hier der Clusterstrahl auf den Aufnahmen nicht sichtbar war. Es zeigt sich, dass je tiefer die Temperatur und je höher der Druck ist, desto höher ist die Intensität des Clusterstrahles. Abweichungen von dieser Struktur und starke Abweichungen der Messergebnisse bei gleichen Einstellungen untereinander, liegen an der Existenz von Kernstrahlstrukturen, welche in Kapitel 6.3 untersucht werden. Aufgrund dieser Ergebnisse werden für die Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung möglichst niedrige Temperaturen und hohe Drücke an der Düse eingestellt. Die Dichte des Clusterstrahles ist eine wichtige Eigenschaft für Simulationen und Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung. Im folgenden Abschnitt wird diese berechnet und zusätzlich der Zusammenhang zwischen der Intensität und der Dichte des Clusterstrahles bestimmt.

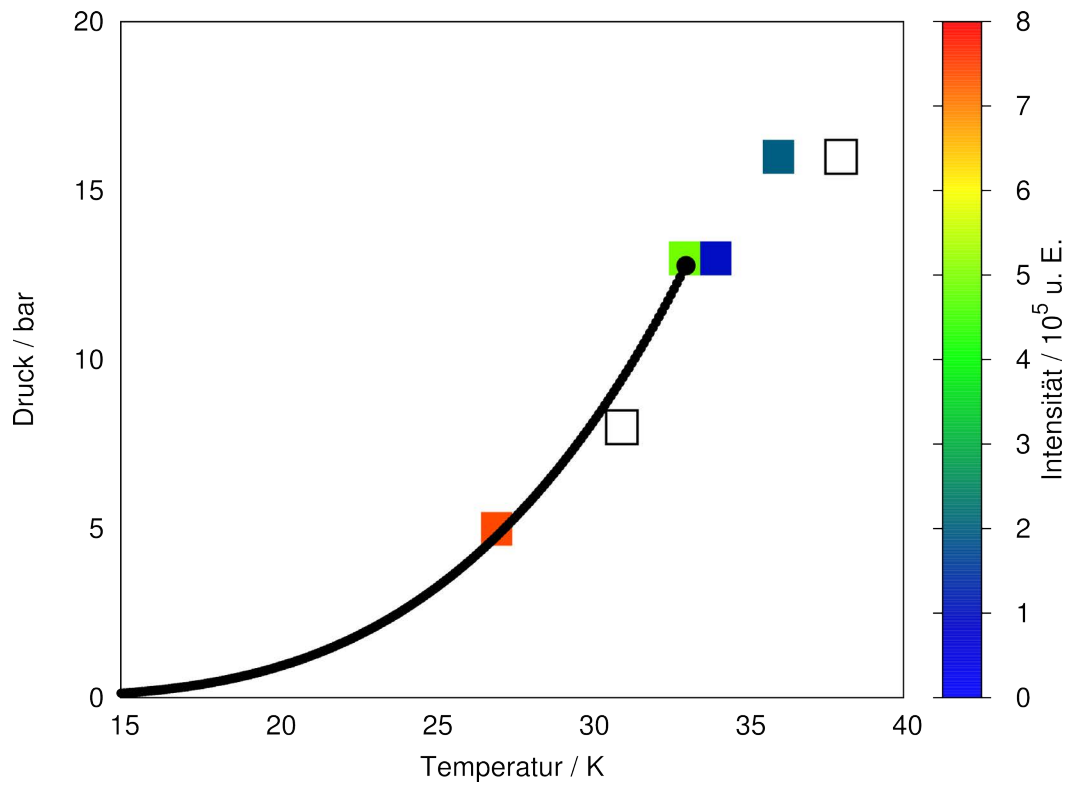


Abbildung 6.13: Ermittelte Intensitäten der gemessenen Strahlprofile im Bereich der Dampfdruckkurve. Aufgetragen ist die Intensität in Abhängigkeit von Druck und Temperatur an der Düse. Zusätzlich ist die Dampfdruckkurve für Wasserstoff eingezeichnet. Für jeden Messpunkt wurden zehn Bilder mit geöffneter und zehn Bilder mit geschlossener Düsenklappe bei einer Belichtungszeit von je eine Minute aufgenommen. Die beiden schwarzen Kästchen zeigen Einstellungen, die ebenfalls untersucht wurden, wo jedoch kein Clusterstrahl sichtbar gemacht werden konnte.

6.2 Ermittlung der Clusterstrahldichte

In dem vorherigen Kapitel wurden die Intensitäten des Clusterstrahles zueinander anhand der Visualisierung des Clusterstrahles in der Wechselwirkungskammer bestimmt. Die absolute Dichte ist ein wichtiges Merkmal des Clusterstrahles, dessen Kenntnis bedeutend für Simulationen und Untersuchungen zur Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Clusterstrahl ist. Eine Möglichkeit die absolute Dichte des Clusterstrahles anzugeben, basiert auf dem gemessenen Vakuumdruck in der Wechselwirkungskammer bzw. Auffänger. Dieser Zusammenhang wird im Folgenden hergeleitet. Die zugrunde liegenden theoretischen Überlegungen wurden in der Doktorarbeit von A. Täschner erarbeitet [Täs13]. Es existiert ein Zusammenhang zwischen dem Druck p in einer Kammer, dem Saugvermögen S der verwendeten Pumpen, welche mit dieser Kammer verbunden sind und der pV -Stromstärke q_{pV} [Wut08]:

$$q_{pV} = p \cdot S \quad (6.5)$$

$$p = \frac{q_{pV}}{S}. \quad (6.6)$$

Mit der Zustandsgleichung des idealen Gases [Nol03]:

$$pV = \nu \cdot R \cdot T \quad (6.7)$$

$$= \frac{m \cdot R \cdot T}{M_M} \quad (6.8)$$

kann die pV -Stromstärke in Zusammenhang mit der Massenstromstärke q_m gebracht werden. Dabei ist ν die Stoffmenge, R die universelle Gaskonstante und T die Temperatur. Die Masse wird durch m angegeben und M_M bezeichnet die

molare Masse der Gasmoleküle. Durch die Bildung des zeitlichen Differentials der Gleichung 6.8:

$$\frac{d}{dt}(pV) = \frac{dm}{dt} \frac{R \cdot T}{M_M} \quad (6.9)$$

$$q_{pV} = q_m \cdot \frac{R \cdot T}{M_M} \quad (6.10)$$

ergibt sich die direkte Proportionalität. Eine Kombination dieser Gleichung mit der Gleichung 6.6 beschreibt die Verknüpfung des Druckes in der Kammer mit der Massenstromstärke:

$$p = \frac{q_m \cdot R \cdot T}{S \cdot M_M}. \quad (6.11)$$

Unter der Annahme, dass der gesamte Clusterstrahl in der Wechselwirkungskammer aufgestaut wird, würde ein Druckanstieg in dieser Kammer folgen. Dieser Druckanstieg ist abhängig von dem Volumen der aufgestauten Cluster und von der Volumendichte ρ . Die Massenstromstärke lässt sich als Produkt dieser beiden Eigenschaften berechnen:

$$q_m = \rho \cdot \frac{dV}{dt}. \quad (6.12)$$

Das Volumen dV , welches aufgestaut wird, ergibt sich aus der Fläche A_{CS} des Clusterstrahles multipliziert mit der Aufstauungstrecke dx :

$$dV = A_{CS} \cdot dx. \quad (6.13)$$

Die zeitliche Änderung der Aufstauungsstrecke $\frac{dx}{dt}$ gibt gerade die Geschwindigkeit v der Cluster an. Dadurch kann die Massenstromstärke auch beschrieben werden als:

$$q_m = \rho \cdot A_{CS} \cdot v. \quad (6.14)$$

Damit ergibt sich die Gleichung 6.11 zu:

$$p = \frac{\rho \cdot A_{CS} \cdot v \cdot R \cdot T}{S \cdot M_M}. \quad (6.15)$$

Diese gibt nun den Zusammenhang zwischen dem Druckanstieg in der Kammer und der Volumendichte an. Mit der Volumendichte $[\rho] = \frac{\text{kg}}{\text{cm}^3}$ lässt sich die Teilchendichte $[\rho_N] = \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ oder die Targetdichte ρ_T bestimmen, da diese die Atome pro cm^2 angibt. Die Verknüpfung geschieht mittels der Stoffmenge ν :

$$\frac{m}{M_A} = \nu = \frac{N}{N_A}. \quad (6.16)$$

Diese kann zum einen aus der Masse m und zum anderen aus der Anzahl N der Gasatome bestimmt werden. N_A stellt die Avogadro-Konstante dar. Damit ergibt sich für die Teilchendichte ρ_N die folgende Proportionalität:

$$\rho_N = \rho \cdot \frac{N_A}{M_A}. \quad (6.17)$$

Dabei gibt M_A die molare Masse eines Gasatoms an. Die Kombination von Gleichung 6.15 mit Gleichung 6.17 gibt die Teilchendichte ρ_N in Abhängigkeit des Druckanstiegs an:

$$\rho_N = \frac{p \cdot S \cdot N_A \cdot M_M}{A_{CS} \cdot v \cdot R \cdot T \cdot M_A}. \quad (6.18)$$

Die Cluster des Cluster-Jet Targets MCT1S bestehen aus Wasserstoff, für diesen gilt $M_M = 2 \cdot M_A$. Die Targetdichte ρ_T bestimmt sich aus der Multiplikation der Teilchendichte ρ_N mit dem Durchmesser des Clusterstrahles. Da die Targetdichte ρ_T für einen infinitesimalen Bereich in Ausbreitungsrichtung des Clusterstrahles gelten soll, reichen zwei Raumrichtungen zur Bestimmung der Dichte aus:

$$\rho_T = \frac{p \cdot S \cdot N_A \cdot 2}{A_{CS} \cdot v \cdot R \cdot T} \cdot \varnothing_{CS}. \quad (6.19)$$

Der Druckanstieg p in der Wechselwirkungskammer wird als Differenz zwischen dem Druck, welcher vorliegt bei geöffneter Düsenklappe, und dem Druck, welcher bei geschlossener Düsenklappe angezeigt wird, ermittelt. Das effektive Saugvermögen in der Wechselwirkungskammer bzw. dem Auffänger wurde bereits im Kapitel 3.4 zu $S = 900 \frac{\ell}{s}$ bestimmt. Die Fläche A_{CS} und der Durchmesser des Clusterstrahles wird durch die Ergebnisse der Analyse (vgl. Abschnitt 6.1) ermittelt. T gibt die Normaltemperatur an. Die Clustergeschwindigkeiten wurden im Rahmen der Diplomarbeit von E. Köhler am Cluster-Jet Target MCT2 in Abhängigkeit von den Einstellungen an der Düse gemessen [Köh10]. Bei diesen Messungen wurde eine Düse mit einem Durchmesser von $28 \mu m$ verwendet und die Geschwindigkeiten ergaben sich je nach Temperatur zu $(200 - 1000) \frac{m}{s}$.

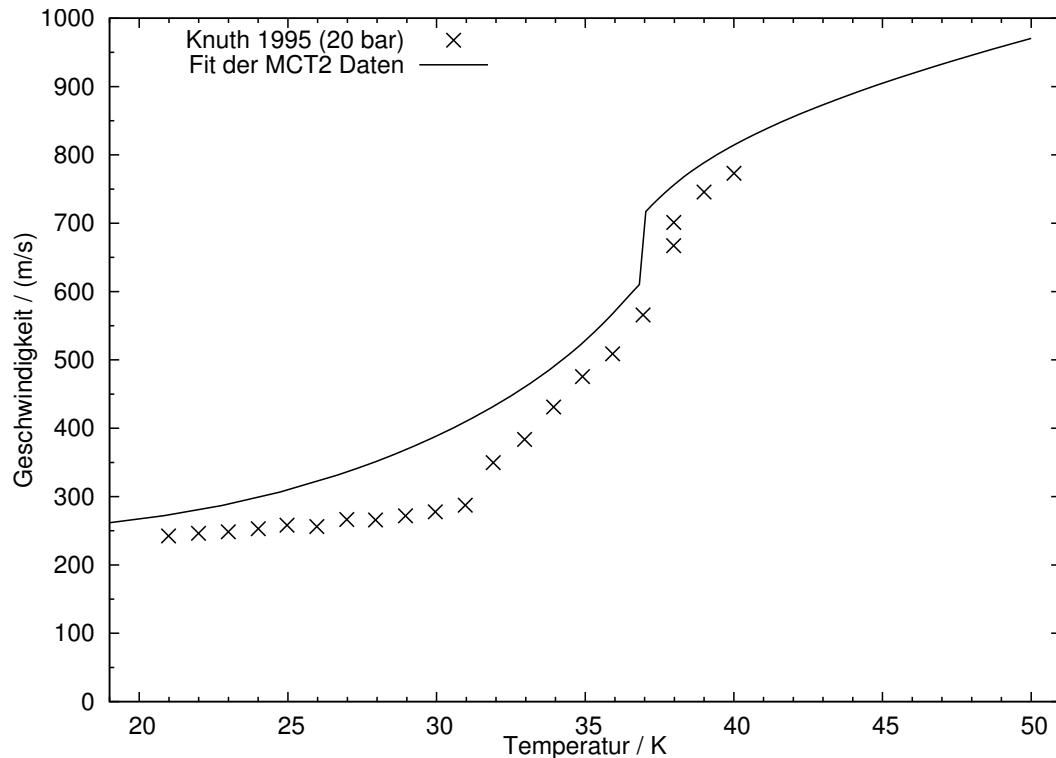


Abbildung 6.14: Gemessene Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Temperatur. Zum einen ist die Anpassung von A. Täschner an die durch E. Köhler gemessenen Geschwindigkeiten am MCT2 mit einer Düse mit einem Durchmesser von $28\text{ }\mu\text{m}$ gezeigt. Zum anderen die Ergebnisse von E. Kuhn, F. Schünemann und J. Toennies [KST95] mit einer Düse mit einer Öffnung von $5\text{ }\mu\text{m}$. Zu sehen ist, dass beide Geschwindigkeitsverteilungen einen ähnlichen Verlauf aufweisen (Erstellt von A. Täschner).

Aufgrund dieser gemessenen Daten wurde im Rahmen der Doktorarbeit von A. Täschner eine Geschwindigkeitsverteilung ermittelt und ein Simulationsprogramm zur Bestimmung der Geschwindigkeiten erstellt [Täs13]. Da am Cluster-Jet Target MCT1S eine Düse mit einem Durchmesser von $20\text{ }\mu\text{m}$ verwendet wird, ist die Geschwindigkeit nicht exakt zutreffend. E. Kuhn, F. Schünemann und J. Toennies [KST95] haben die Geschwindigkeitsverteilung für eine $5\text{ }\mu\text{m}$ Düse bei einem Druck

von 20 bar in Abhängigkeit der Temperatur an der Düse gemessen. Beide gemessene Geschwindigkeitsverteilungen haben einen ähnlichen Verlauf und befinden sich in dem Bereich von $(200 - 1000) \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (vgl. Abbildung 6.14). Des Weiteren wurde in der Doktorarbeit von A. Täschner gezeigt, dass die erreichten Endgeschwindigkeiten der Cluster fast unabhängig von dem Durchmesser der Düse sind, daher wird bei der folgenden Analyse mit den Geschwindigkeiten gerechnet, welche das Simulationsprogramm von A. Täschner liefert. In Abbildung 6.15 sind die ermittelten Untergrenzen der Dichten des Clusterstrahles dargestellt. Im Bereich niedriger Temperaturen und hoher Drücke steigt die Dichte an. Abweichungen von diesem Verhalten deuten auf Strukturen innerhalb Clusterstrahl hin. Dies wird im Kapitel 6.3 genauer untersucht. Es wurde eine maximale Dichte von $\approx (7,7 \pm 1,3) \times 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ erreicht. Für die späteren Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung ist zu beachten, dass die Targetdichte proportional zum Abstand abfällt: $\rho_T \propto \frac{1}{r^2}$. Die bestimmten Dichten sind eine Untergrenze für die absoluten erreichten Dichten. Da hier die Annahme gemacht wird, dass alle Cluster aufgestaut werden. In der Realität werden einige Cluster jedoch sofort durch die Turbomolekularpumpe abgepumpt und liefern somit keinen Einfluss auf den gemessenen Druck in der Kammer. Der Zusammenhang zwischen den ermittelten Dichten und den bereits bestimmten Intensitäten aus den Anpassungen ist in der Abbildung 6.16 dargestellt. Zudem wurde das Verhältnis von der Targetdichte zur Intensität bestimmt (siehe Abbildung 6.17). Somit ist die Intensität ein Maß für die relative Dichte.

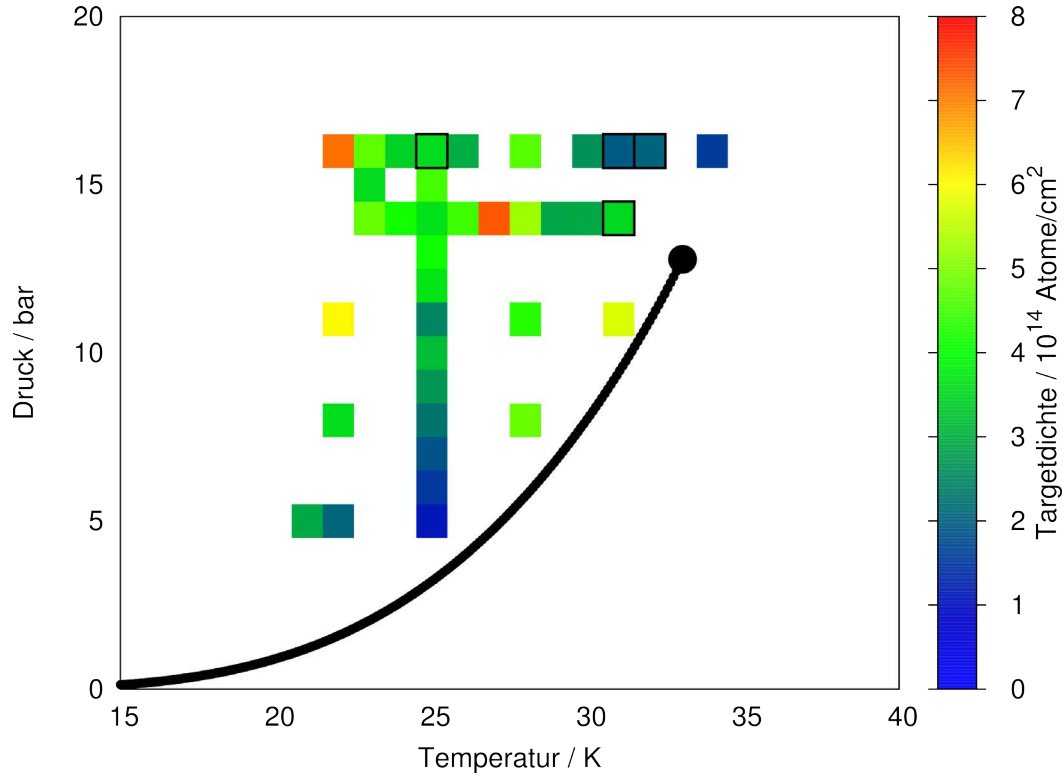


Abbildung 6.15: Untergrenze der Dichte. Aufgetragen ist die Targetdichte in Abhängigkeit von Temperatur und Druck an der Düse. Zudem ist die Dampfdruckkurve von Wasserstoff eingezeichnet. Die Dichten wurden mittels Gleichung 6.19 bei unterschiedlichen Druck- und Temperatureinstellungen an der Düse bestimmt. Einige Einstellungen wurden mehrmals gemessen, daher werden die gemittelten Werte dargestellt. Messpunkte, die eine Abweichung von mehr als 10 % bei der Mittelwertbildung der einzelnen Messungen untereinander zeigen, wobei der Mittelwert als Bezugswert diente, sind schwarz umrandet. Diese Abweichungen entstehen durch das Vorhandensein von Kernstrahlstrukturen (vgl. Kapitel 6.3). Es werden Dichten bis zu $\approx (7,7 \pm 1,3) \times 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ erreicht.

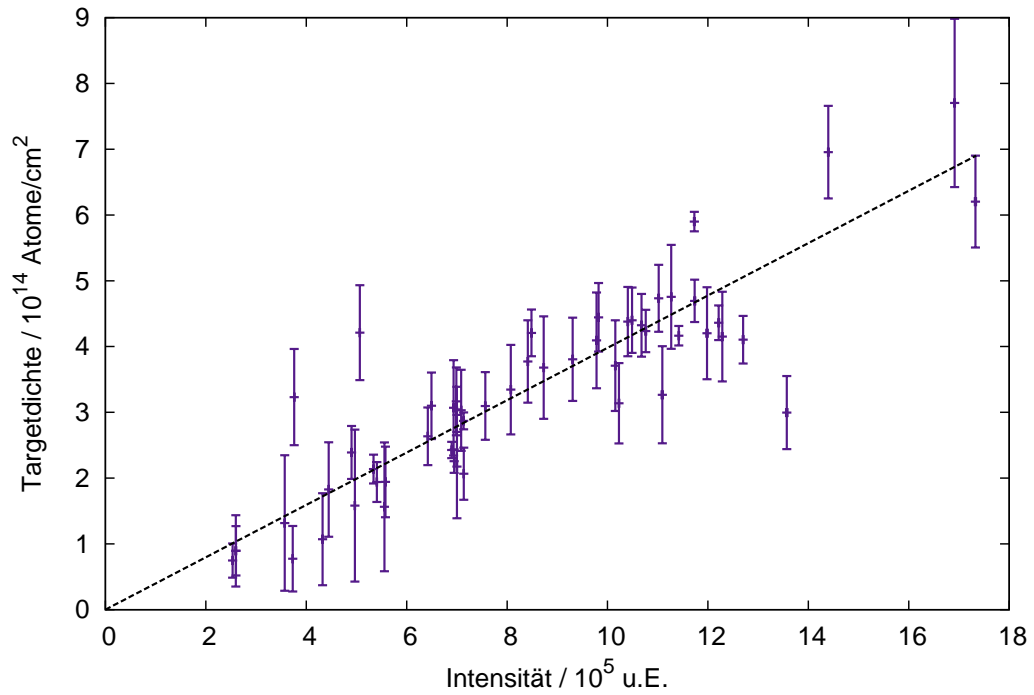


Abbildung 6.16: Ermittelte Dichten aufgetragen gegen die aus den Anpassungen ermittelten Intensitäten. Es ist ein näherungsweise linearer Zusammenhang im Bereich niedriger Intensitäten und niedriger Dichten zu erkennen. Zudem ist eine lineare Ausgleichsgerade eingezeichnet: $g(x) = (0,40 \pm 0,01) \cdot x$. Das χ^2_{red} beträgt 3,2.

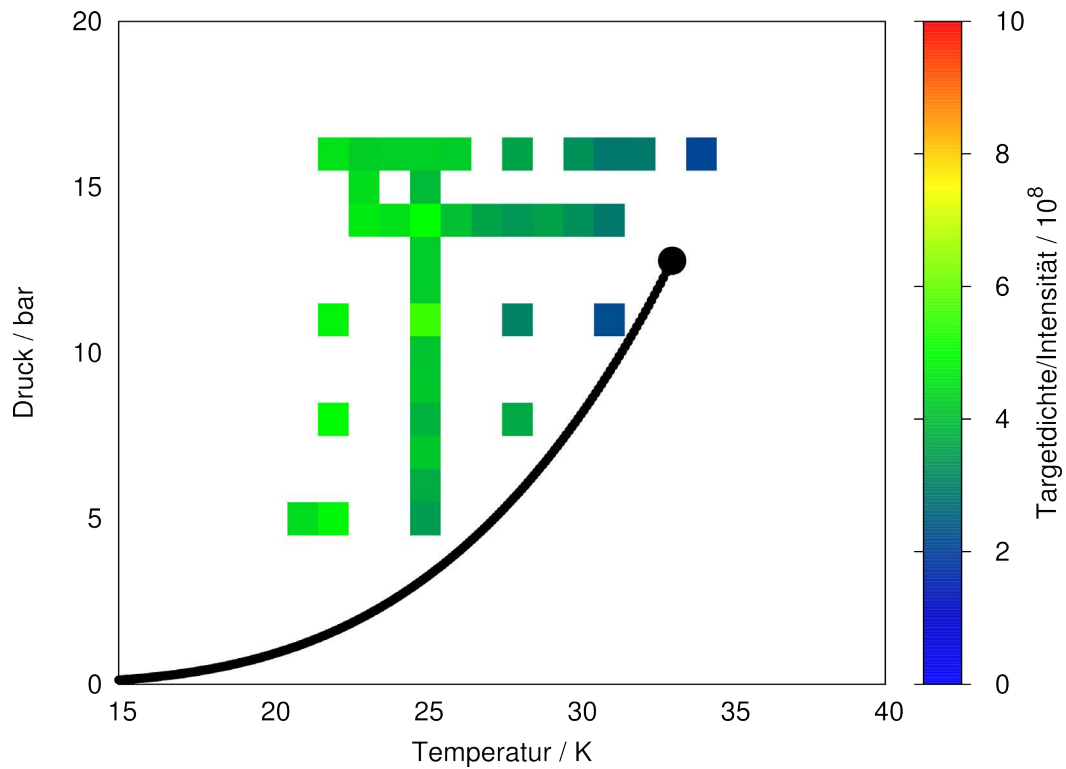


Abbildung 6.17: Verhältnis Targetdichte zur Intensität. Aufgetragen ist das Verhältnis in Abhängigkeit von Temperatur und Druck an der Düse. Zudem ist die Dampfdruckkurve von Wasserstoff eingezeichnet.

6.3 Kernstrahlstrukturen

Am Cluster-Jet Target MCT2, dem Prototypen für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Experiment, wurde der Clusterstrahl in der Skimmerkammer direkt hinter der Düse durch die Kombination von einem Punktlaser mit einer CCD Kamera visualisiert. Diese Aufnahmen zeigen bei niedrigen Drücken und hohen Temperaturen (≈ 7 bar und ≈ 35 K) einen homogenen Clusterstrahl. Im Betrieb des Targets bei höchsten Dichten (> 17 bar und < 25 K) sind jedoch hellere Strukturen innerhalb des Clusterstrahles zu erkennen (vgl. Abbildung 6.18). Durch die Untersuchung der Dichte des Clusterstrahles in der Streukammer in einer Entfernung von 2,1 m hinter der Düse mittels zwei beweglicher Stäbe (horizontal und vertikal) wurde festgestellt, dass die helleren Strukturen zu Bereichen höherer Dichte korrespondieren.

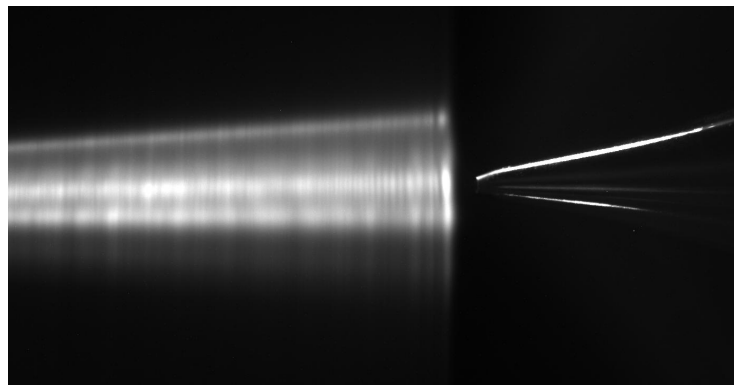


Abbildung 6.18: Darstellung des Clusterstrahles mit Kernstrahlen. Das Bild wurde am MCT2 direkt hinter der Düse mit einer CCD Kamera aufgenommen. Der Clusterstrahl wird dabei mit einem Punktlaser beleuchtet. Der Clusterstrahl breitet sich von links nach rechts aus. Rechts ist die Spitze des Skimmers zu sehen. Das Bild wurde bei einem Druck von 18,5 bar und einer Temperatur von 19 K aufgezeichnet. Die helleren Strukturen korrespondieren zu Bereichen höherer Dichte (Aufgenommen von E. Köhler).

Die Position dieser sogenannten Kernstrahlen ist nicht symmetrisch und hängt stark von den Druck- und Temperatureinstellungen an der Düse ab [Köh10].

Aufgrund dieser Beobachtungen und den Ergebnissen des Kapitels 6.1 wurde untersucht, ob Bereiche höherer Dichte innerhalb des Clusterstrahles auch am MCT1S existieren. Deswegen wurden zweimal für eine Isobare bei 16 bar ausgehend von 25 K bis 34 K jeweils in 1 K Schritten ein Foto mit einer Canon EOS 1100D aufgenommen. Dabei wurde ein Makroobjektiv verwendet mit einer Brennweite von 100 mm und einem Blendenwert von 8 EV. Die ISO-Empfindlichkeit wurde auf 100 gestellt und die Belichtungszeit betrug 6 Minuten. Abbildung 6.19 zeigt ein aufgenommenes Foto bei 25 K. In dieser sind deutlich unterschiedlich helle Bereiche innerhalb des Clusterstrahles zu erkennen. In Abbildung 6.21 ist eine der beiden kompletten Fotoreihen dargestellt, jedoch wurden hier die Bilder zugeschnitten, sodass der Clusterstrahl im Fokus steht. Die zweite analog aufgenommene Fotoreihe zeigt das gleiche Verhalten. Anhand Abbildung 6.21 wird deutlich, dass beim Cluster-Jet Target MCT1S die Kernstrahlen sehr stark von den Einstellungen an der Düse abhängen und unsymmetrisch verteilt sind. Die Kernstrahlen sind auch die Ursache für die teilweise auftretenden Unterschiede bei der Ermittlung der Intensitäten von zwei verschiedenen Messungen bei jedoch gleichen Einstellungen an der Düse (vgl. Kapitel 6.1). Das bedeutet, dass bei einer Messung mit einer höheren Intensität ein Bereich mit höherer Intensität bzw. Dichte extrahiert wurde.

6.4 Stabilität des Clusterstrahls

Die Stabilität des Clusterstrahles ist essenziell für Untersuchungen mit einem Cluster-Jet Target. Bei der laserinduzierten Ionenbeschleunigung wird ein 10 μm

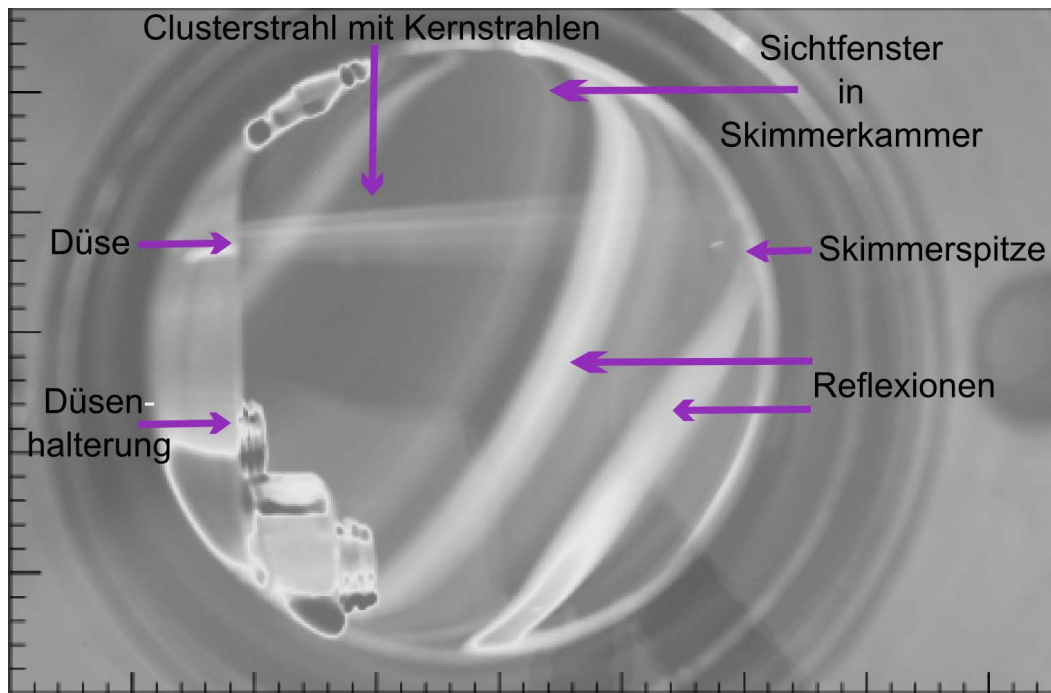


Abbildung 6.19: Foto des Clusterstrahles direkt hinter der Düse. Die Aufnahme wurde mit einer Canon EOS 1100D durch das Sichtfenster in die Skimmerkammer gemacht. Zudem wurde die Aufnahme in Graustufen konvertiert. Die Einstellungen an der Düse beliefen sich auf 16 bar und 25 K. Von links ausgehend ist die Düsenhalterung zu erkennen, in welcher die Düse sitzt. Der Clusterstrahl verlässt diese und gelangt zum Skimmer, welcher den Clusterstrahl vom Restgas separiert. Deutlich ist der Clusterstrahl mit inhomogenen Strukturen zu sehen.

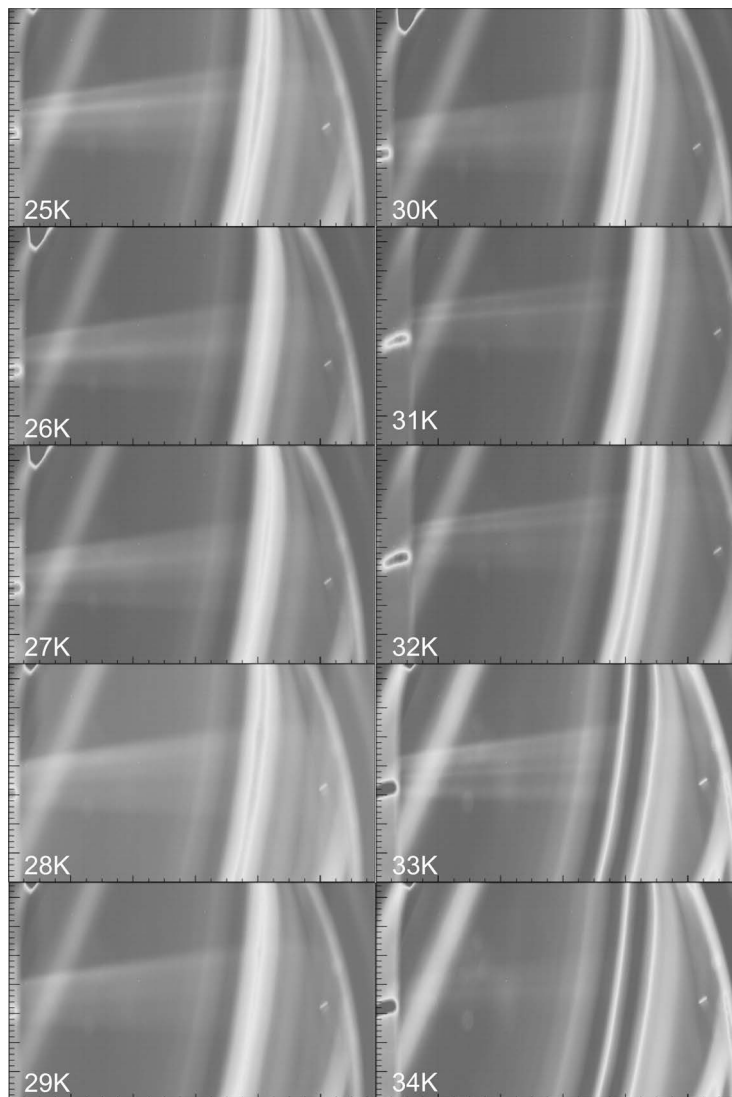


Abbildung 6.20: Fotoreihe des Clusterstrahles. Die hier gezeigten Fotos wurden zugeschnitten, um den Fokus auf den Clusterstrahl zu setzen. Zudem wurden die Aufnahmen in Graustufen konvertiert (Abbildung A.1 zeigt dieselben Aufnahmen in Falschfarben). Bei 16 bar wurde ausgehend von 25 K bis 34 K jeweils in 1 K Schritten ein Foto aufgenommen. Die Veränderung und Verschiebung der Kernstrahlen in Abhängigkeit von der Temperatur an der Düse ist zu erkennen.

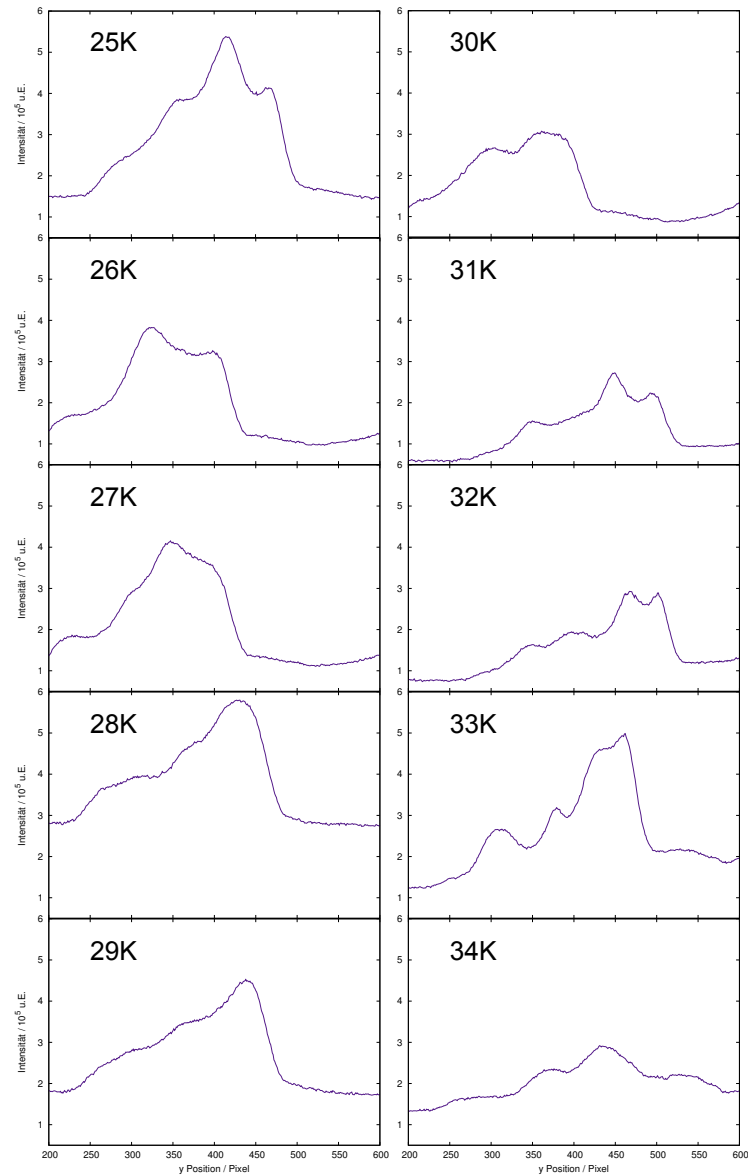


Abbildung 6.21: Projektionen auf die Ordinaten von den Aufnahmen der Fotoreihe des Clusterstrahles. Für die Projektionen wurde ein kleiner Bereich gewählt, welcher den Clusterstrahl zeigt. Zwischen den einzelnen Aufnahmen lagen ca. 20 Minuten. Die Struktur und Lage der Kernstrahlen in Abhängigkeit von der Temperatur an der Düse ist zu erkennen.

großer Laserpuls auf den Clusterstrahl fokussiert. Sollte der Clusterstrahl keine feste Position aufweisen, wäre es notwendig, den Laser neu zu justieren. Zudem ist bei diesen Messungen die konstante Dichte des Clusterstrahles wichtig, sie beeinflusst die Rate der Interaktionen zwischen dem Laser und den Clustern. Eine stabile Dichte des Clusterstrahles führt somit zu konstanten Bedingungen bei den Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung. Die Stabilitäten wurden anhand einer 28 stündigen Messung bei 15 bar und 25 K ermittelt. Um die Stabilität des Clusterstrahles zu ermitteln wurden in der Wechselwirkungskammer mit der CCD Kamera der durch den Punktlaser beleuchtete Clusterstrahl aufgezeichnet. Innerhalb der ersten 6 Stunden der Messung wurden stündlich je zwanzig Bilder mit geöffneter und geschlossener Düsenklappe aufgenommen. Darauf folgte eine 14 stündige Phase, in welcher das Target weiter bei den Einstellungen betrieben wurde, aber keine Aufnahmen aufgezeichnet wurden. Im letzten Schritt der Messung wurden dann über 8 Stunden wieder stündlich vierzig Aufnahmen gemacht. Die Aufnahmen des Clusterstrahles werden wie bereits im Kapitel 6.1 beschrieben, ausgewertet und analysiert. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle A.3 aufgelistet und zudem in den folgenden Abbildungen (6.22 - 6.24) darstellt. Die Konstanz der Einstellungen während dieser Messungen an der Düse wurden bereits untersucht (Temperatur: Abbildung 5.8 und Druck: Abbildung 5.9), dabei konnten nur die 14 stündige Messpause zu Grunde gelegt werden, da das Öffnen und Schließen der Düsenklappe zu Veränderungen des Druckes und der Temperatur an der Düse führt. Gleiches gilt für die gemessenen Drücke in den Kammern des Targets (vgl. Abbildung 5.14), welche zugleich die Stabilität des Clusterstrahles bezüglich seiner Dichte bestätigen, da die Clusterstrahldichte proportional zu dem vorliegenden Druck in den Kammern ist (vgl. Kapitel 6.2). Bis auf geringe

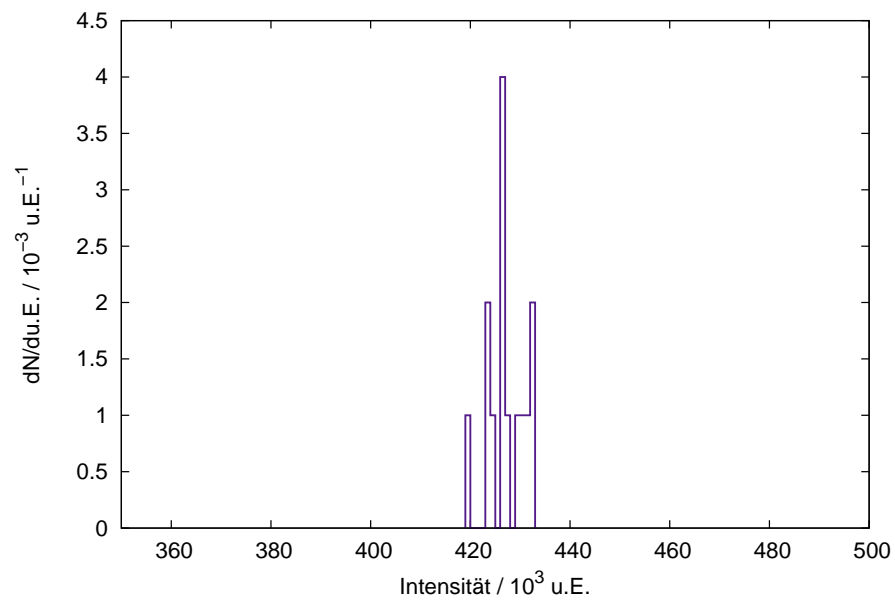


Abbildung 6.22: Stabilität der Intensität des Clusterstrahles. Gemessen wurde in zwei Abschnitten über insgesamt 14 Stunden mit einer Pause dazwischen von 14 Stunden. Die Standardabweichung beträgt hierbei (4029 ± 761) u.E. (0,94 % vom Mittelwert).

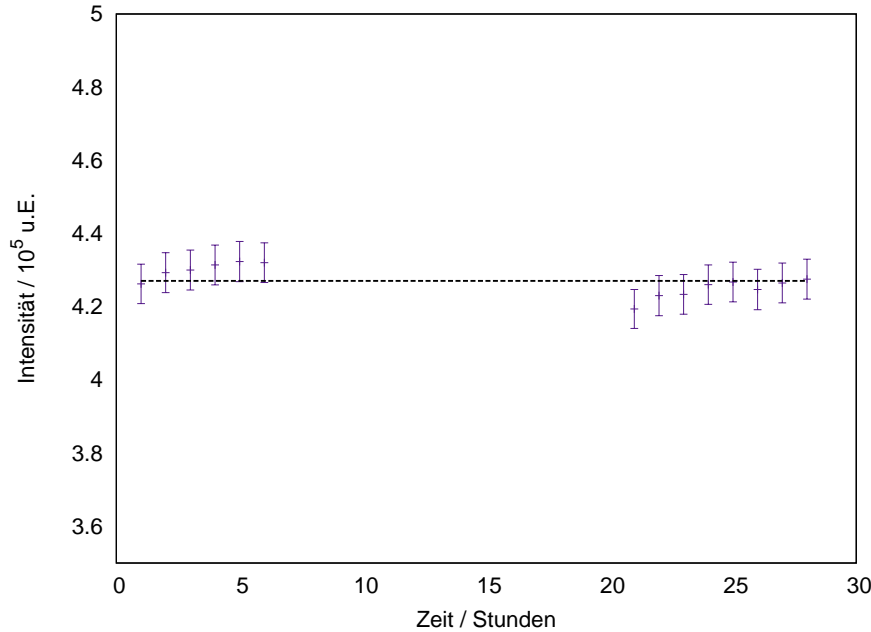


Abbildung 6.23: Stabilität der Intensität des Clusterstrahles. Gemessen wurde über 14 Stunden mit einer Pause von 14 Stunden.

Schwankungen ist das Verhalten der Parameter des Clusterstrahles während der gesamten Dauer der Messung sehr stabil. Die Stabilität der Dichte des Clusterstrahles bestimmt sich durch die bereits untersuchte Stabilität des Vakuumdruckes in der Wechselwirkungskammer während der Messzeit. Dies ist in Abbildung 5.14 bereits untersucht worden. Diese Untersuchung bot zudem die Möglichkeit, die Stabilität der Laserintensität zu bestimmen. Die Leistung des Lasers wird indirekt über das Streulicht in der Wechselwirkungskammer aufgezeichnet. Es wurden bei allen aufgenommen Bildern, welche nur die Reflexionen in der Kammer zeigen und nicht den Clusterstrahl, die Gesamtintensität bestimmt und in Abbildung 6.27 aufgetragen. Bei der Untersuchung zur Stabilität des Clusterstrahles wurde anhand einer Messung über mehrere Stunden im Clusterbetrieb (25 K und 15 bar) die Intensität und die Lage des Clusterstrahles ermittelt. Eine gleichbleibende Intensität des Clusterstrahles

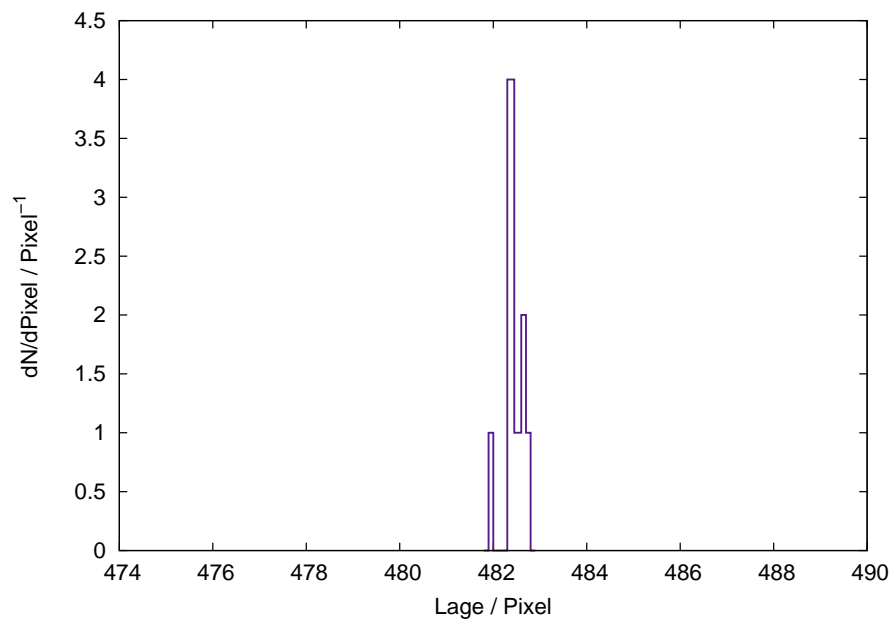


Abbildung 6.24: Stabilität der Lage des Clusterstrahles. Gemessen wurden 14 Positionen über einen Zeitraum von insgesamt 28 Stunden. Die Standardabweichung ergibt sich zu $(0,20 \pm 0,04)$ Pixel (0,04 % vom Mittelwert).

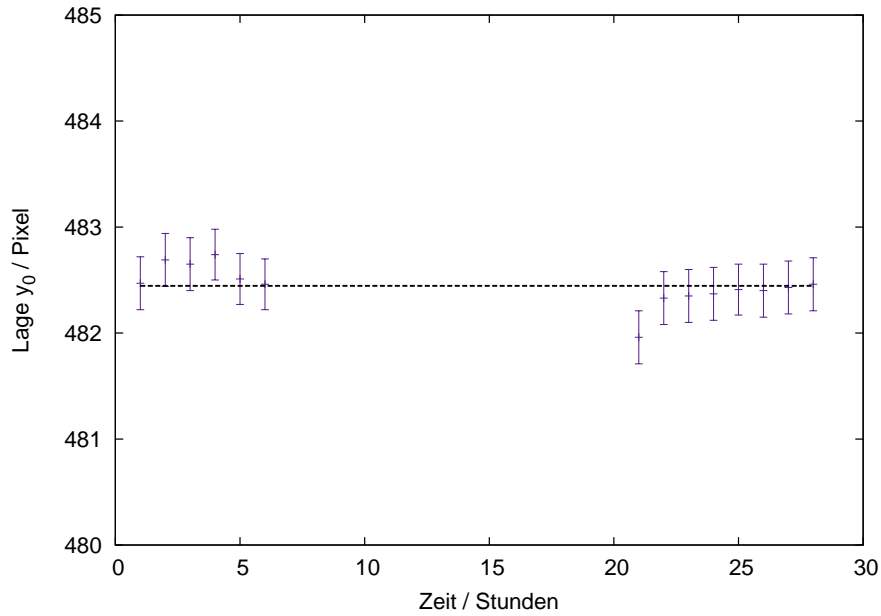


Abbildung 6.25: Stabilität der Lage des Clusterstrahles. Insgesamt lief die Messung 28 Stunden mit einer Pause von 14 Stunden.

bedeutet auch eine gleichbleibende Dichte des Clusterstrahles. Dies ist auch mittels der Stabilität des gemessenen Vakuumdruckes in der Wechselwirkungskammer im Clusterbetrieb (siehe Abbildung 5.14) gezeigt worden, da der Druck in der Kammer proportional zur Targetdichte ist. Um stabile Bedingungen bei Untersuchungen zur Laser-Cluster-Wechselwirkung zu erhalten, ist eine konstante Dichte über mehrere Stunden notwendig. Die Intensität des Clusterstrahles ist, bis auf geringfügige Schwankungen $< 1\%$, stabil. Die Stabilität der Lage des Clusterstrahles ist notwendig für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung, damit weitere Justagen des Laserfokus entfallen. Ermittelt wurde, dass die Lage des Clusterstrahles nur eine geringe Schwankung $< 1\%$ aufweist. Um einen Einfluss der Schwankung der Laserintensität auf die Analyse der Clusterstrahleigenschaften auszuschließen, wurde

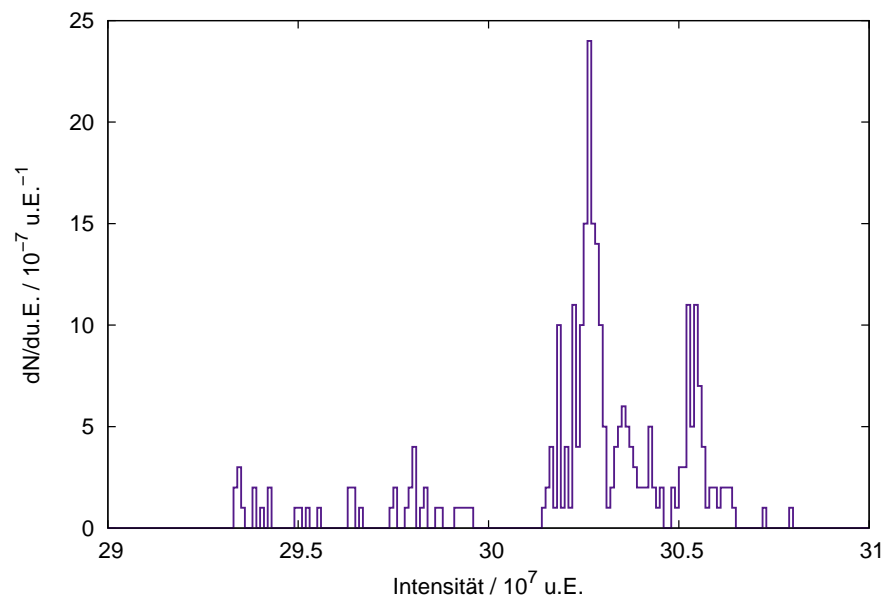


Abbildung 6.26: Intensität des Lasers. Aufgetragen ist jeweils die Gesamtintensität der Bilder, welche die Kammer ohne Clusterstrahl zeigen. Die Standardabweichung beträgt (2880719 ± 121733) u.E. (0,95 % vom Mittelwert).

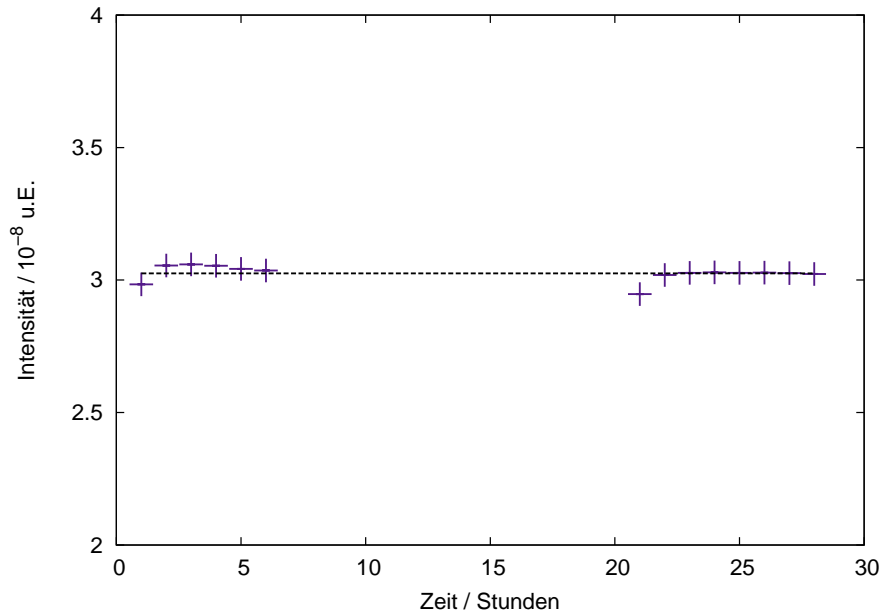


Abbildung 6.27: Intensität des Lasers. Jeder Punkt besteht aus zwanzig gemittelten Werten.

diese untersucht. Dabei wurden lediglich Schwankung $< 1\%$ bestimmt, daher ist diese bei der Analyse des Clusterstrahles zu vernachlässigen.

6.5 Bestimmung der Clustergröße

Die Größe der Cluster ist eine wichtige Eigenschaft der Cluster. Die Kenntnis erlaubt tiefere Einblicke in den Prozess der Clusterproduktion. Die Größe der Cluster ist entscheidend für Simulationen und Untersuchungen bei Wechselwirkungen der Cluster mit anderen Teilchen, wie beim $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Experiment, oder mit einem Laserpuls bei der laserinduzierten Ionenbeschleunigung. Zudem ist die Clustergröße mit vielen anderen wichtigen Eigenschaften des Clusterstrahles verknüpft, wie

beispielsweise mit der Geschwindigkeit. Die Bestimmung der Clustergröße ist ein entscheidender Schritt, um noch mehr über die Cluster und ihre Eigenschaften in Erfahrung zu bringen. Die Größe der Cluster könnte am MCT1S mittels sogenannter Mie-Streuung untersucht werden. Die Mie-Streuung beschreibt durch die exakte Lösung der Maxwell Gleichungen die Streuung elektromagnetischer Wellen an sphärischen Objekten [Hul81]. Dabei ist die Größe der Objekte im Bereich der Wellenlänge der verwendeten Strahlung. Das Verfahren zur Analyse des Clusterstrahles bietet zusätzlich die Möglichkeit die Anzahl der Photonen zu bestimmen, welche in der CCD Kamera bei einer Aufnahme nachgewiesen werden. Mit diesem Ergebnis könnte eine Machbarkeitsstudie durchgeführt werden, ob die Möglichkeit besteht, aufgrund der Zählrate der Photonen die Mie-Streuung zu untersuchen. Dafür wurde zusätzlich die Photonenzahl auf das Raumwinkelement einer Glasfaser extrapoliert. Zur Bestimmung der Photonenzahl wird zunächst, bei einer festen Kombination von Druck und Temperatur an der Düse, eine Aufnahme des Clusterstrahles und folgend eine Aufnahme mit geschlossener Düsenklappe aufgenommen. Von diesen beiden Bildern werden jeweils die Projektionen auf die Ordinaten und anschließend deren Differenz gebildet. Die daraus folgende Projektion wird nun mit den Werten einer Anpassung durch Gleichung 6.4 an eine analoge Messung mit niedrigerer Belichtungszeit verglichen. Mittels der aus dem Vergleich resultierenden statistischen Schwankung der Intensitäten wird die Anzahl der Photonen bestimmt. Die Intensität, welche durch die Aufnahmen ermittelt werden kann, ergibt sich zu:

$$I = c \cdot N, \tag{6.20}$$

dabei ist N die Anzahl der Photonen. c ist eine Konstante der Kamera, welche den Zusammenhang zwischen der Intensität und der Photonenzahl bestimmt, diese ist jedoch unbekannt. Die statistische Schwankung der Intensität ΔI kann nach der obigen Gleichung geschrieben werden als:

$$\Delta I = c \cdot \sqrt{N}. \quad (6.21)$$

\sqrt{N} beschreibt hierbei die Unsicherheit der Photonenzahl. Das Verhältnis der Schwankung der Intensität zur Intensität

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\sqrt{N}}{N} \quad (6.22)$$

ist unabhängig von der Konstanten der Kamera. Aus Gleichung 6.22 lässt sich durch umformen die Anzahl der Photonen bestimmen:

$$N = \left(\frac{I}{\Delta I} \right)^2. \quad (6.23)$$

Die Untersuchung wurde bei zwei verschiedenen Temperaturen an der Düse, zum einen bei 16 bar und 25 K zum anderen bei 28 K, durchgeführt. Die ausgewählten Belichtungszeiten beliefen sich dabei bei der 25 K-Messung auf 10 s und 40 s und bei der 28 K-Messung auf 15 s und 50 s, da bei diesen Einstellungen gute Zählraten erreicht wurden. Bei den Projektionen der Messungen mit geringerer Belichtungszeit wird jeweils eine Anpassung gemäß Gleichung 6.4 durchgeführt. Im folgenden Schritt

werden die Anpassungen auf die jeweilige Projektion der längeren Belichtungszeit skaliert und Pixelweise voneinander subtrahiert. Das reduzierte χ^2 lässt sich durch

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\sum \text{Abstandsquadrate der Differenzen}}{\text{Freiheitsgrade} - 1} \quad (6.24)$$

bestimmen. Dabei ist die Anzahl der Freiheitsgrade gleich der Anzahl der Pixel und beträgt 1040. Die Schwankung der Intensität ΔI ergibt sich aus $\sqrt{\chi_{\text{red}}^2}$. Damit lässt sich durch Summation der berechneten ΔI über alle Pixel die Anzahl der Photonen, welche in die Kamera gelangt sind, bestimmen. Für die Messung bei 16 bar und 25 K ergab sich eine Anzahl von $\approx 15000 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ und für die Einstellungen 16 bar und 28 K wurden $\approx 10000 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ berechnet. Die Extrapolation dieser Anzahl auf das Raumwinkelement einer Glasfaser ergab eine hinreichend hohe Zählrate für die Durchführung der Mie-Streuung. Daher wird im Anschluss an die Clusterstrahlanalyse die Mie-Streuung im Rahmen der Doktorarbeit von A.-K. Hergemöller [Her14] durchgeführt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Das Cluster-Jet Target MCT1S wurde im Rahmen dieser Arbeit am Institut für Kernphysik der Universität Münster für Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Universität Düsseldorf aufgebaut. Neben Untersuchungen zur Laser-Cluster-Wechselwirkung wird die Entstehung von Neutronenstrahlen mittels der erzeugten Ionenstrahlen getestet. Die Installation des Targets wird Sommer 2014 erfolgen. Nachdem das Target erfolgreich in Betrieb genommen wurde, folgten erste Tests und Kontrollmessungen. Es wurden typische Vorgänge beim An- bzw. Ausschalten des Targets (evakuieren, abkühlen und aufwärmen) aufgezeichnet. Dies bietet die Möglichkeit zur Identifikation von Störungen bzw. Fehlern, wenn Abweichungen von den aufgezeichneten Sollwerten auftreten. Die Anforderungen an die Slow Control Software für das Cluster-Jet Target wurden gemeinsam mit J. Sohn erarbeitet. Im Rahmen der Bachelorarbeit von J. Sohn erfolgte die anschließende Entwicklung und Implementierung der Software. Der fehlerfreie Betrieb dieser Software während der Analyse und diverse Messungen zum Einschwingverhalten der eingestellten Solltemperatur bestätigten den einwandfreien Betrieb der Software. Die Einstellungen von Temperatur und Druck an der Düse sind maßgeblich für die Dichte

des Clusterstrahles. Eine Stabilität dieser beiden Größen führt zu einer konstanten Dichte. Eine stabile Dichte ist entscheidend für Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung. Eine Messung über 14 Stunden im Standby-Modus, als auch im Clusterbetrieb, ergab maximale Abweichungen von 0,4 % von der eingestellten Solltemperatur und maximal 2,5 % vom eingestellten Solldruck. Dies deutet auf stabile Voraussetzungen in beiden Betriebsmodi hin. Die Vakuumdrücke in den einzelnen Bereichen des Targets unterlagen im Standby- und Clusterbetrieb lediglich Schwankungen von maximal 5,9 %.

Für die Analyse des Clusterstrahles wurde erstmalig der Clusterstrahl in einer Entfernung von 33 cm von der Düse visualisiert. Dafür wurde ein Punktlaser in Kombination mit einer CCD Kamera benutzt. Da dieses Analyseverfahren den Clusterstrahl nicht beeinflusst, ist dies eine gute Möglichkeit, den Clusterstrahl am zukünftigen $\overline{\text{PANDA}}$ Experiment zu monitoren. Bei dieser Methode wird zunächst eine Aufnahme des Clusterstrahles in der sogenannten Wechselwirkungskammer gemacht. Anschließend wird eine weitere Aufnahme bei geschlossener Düsenklappe aufgezeichnet. Da die Düsenklappe ein Gelangen des Clusterstrahles in die Kammer verhindert, sind lediglich die Reflexionen des Lasers innerhalb der Wechselwirkungskammer zu sehen. Die Subtraktion der Projektionen auf die Ordinaten dieser beiden Aufnahmen beschreibt die Charakteristik des Clusterstrahles. Für die Analyse wurde ein ausgewählter, homogener Bereich verwendet, da an den Randbereichen des Lasers die Intensität abnimmt. Die Analyse des Clusterstrahles wurde für Einstellungen des Druckes im Bereich von 5 – 16 bar und im Temperaturbereich von 21 – 38 K durchgeführt. Dabei wurde speziell das Gebiet abgedeckt, in welchen sich der Wasserstoff im flüssigen Zustand befindet, da dort höchste Dichten vorliegen. Zudem wurden auch Messungen nahe der Dampfdruckkurve und im Bereich

des superkritischen Fluides durchgeführt. Für jeden Messpunkt wurden jeweils zwanzig Aufnahmen mit und ohne Clusterstrahl aufgenommen und die beschriebene Analyse durchgeführt. Aus der Anpassung an die aufgenommenen Strahlprofile kann die Intensität des Clusterstrahles extrahiert werden. Diese wurde für die aufgezeichneten Aufnahmen gemittelt. Einige Einstellungen an der Düse wurden mehrmalig untersucht. Von diesen Messungen wurde ebenfalls der Mittelwert gebildet. Basierend auf diesen Daten konnte eine Intensitätsverteilung gemessen werden. Es zeigt sich, dass je geringer die Temperatur und je höher der Druck ist, desto höher ist die Intensität des Clusterstrahles. Einzelne Abweichungen von diesem Verhalten deuten auf Strukturen innerhalb des Clusterstrahles hin. Zudem kann mittels der Anpassung der Radius des Clusterstrahles bestimmt werden. Entsprechend den Erwartungen ergab sich der Radius zu $1,21 \pm 0,09$ mm. Die erwartete Ausschmierung konnte durch einen Wert von $0,27 \pm 0,16$ mm bestätigt werden. Der Druckanstieg in der Wechselwirkungskammer durch Aufstauen des gesamten Clusterstrahles ist proportional zur Targetdichte. Daher wurde ebenfalls eine Targetdichteverteilung bestimmt. Auch hier zeigt sich, je geringer die Temperatur und je höher der Druck, desto höher ist die Targetdichte. Es wurde eine Untergrenze für die Dichte von bis zu $(7,7 \pm 1,3) \times 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ bestimmt. Die Verteilung der Intensität und der Targetdichte zeigten eine gute Übereinstimmung, sodass zusätzlich ein proportionales Verhältnis dieser beiden Parameter gezeigt werden konnte. Die Abweichungen innerhalb dieser Messungen deuten auf Kernstrahlen höherer Dichten innerhalb des Clusterstrahles hin. Aus diesem Grund wurden Aufnahmen des Clusterstrahles direkt hinter der Düse mittels einer Kamera aufgenommen. Die Variation der Temperatur an der Düse zeigt eine starke Abhängigkeit der Position des Kernstrahles innerhalb des Clusterstrahles von der Temperatur. Aufgrund dieser Eigenschaft

kommt es dazu, dass teilweise der dichtere Kernstrahl durch den Skimmer extrahiert wird und somit höhere Dichten erzielt werden. Da die Stabilität der Intensität des Clusterstrahles und somit auch die Dichte relevant für Untersuchungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung sind, wurde diese in einer Messung bei 15 bar und 25 K über 28 Stunden untersucht. Es zeigte sich, dass die Intensität lediglich Schwankungen unter 1 % obliegt. Auch wurde durch diese Messung gezeigt, dass die Lage des Clusterstrahles eine Abweichung von weniger als 0,05 % aufweist. Das bedeutet, dass der Laserpuls einmal auf den Clusterstrahl fokussiert keine neuen Justagen benötigt. Die Kenntnis der Clustergröße erlaubt tiefere Einblicke in den Prozess der Clusterproduktion. Zudem ist diese entscheidend für Simulationen und Untersuchungen bei Wechselwirkungen der Cluster mit Laserpulsen oder anderen Teilchen. Die sogenannte Mie-Streuung bietet die Möglichkeit die Größe der Cluster zu bestimmen, wenn diese sich im Bereich der Wellenlänge der verwendeten Strahlung befindet. Aufgrund dessen wurde die Anzahl der Photonen ermittelt, welche während der Analyse in der Kamera nachgewiesen wurden. Dies ergab Zählraten von $\approx 15000 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ für die Einstellungen 16 bar und 25 K und $\approx 10000 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ für 16 bar und 28 K. Eine Extrapolation auf das Raumwinkelement einer Glasfaser bestätigte die Machbarkeit der Mie-Streuung an dem Cluster-Jet Target MCT1S. Nach dem Abschluss der Analyse wird durch A.-K. Hergemöller die Clustergröße mittels Mie-Streuung an dem Cluster-Jet Target MCT1S untersucht. Im Sommer 2014 wird die Clusterquelle in Kombination mit dem Arcturus Laser in Düsseldorf zur Untersuchung der laserinduzierten Ionenbeschleunigung in Betrieb genommen.

A Anhang

Druck p [bar]	Temperatur T [K]	Intensität I ₀ [u.E.]	Radius R [Pixel]	Ausschmierung s [Pixel]	Lage y ₀ [Pixel]
16	22	1691181 ± 800	35,88 ± 0,01	7,42 ± 0,03	480,54 ± 0,01
16	23	1126960 ± 541	36,21 ± 0,01	6,92 ± 0,03	480,54 ± 0,01
16	24	814685 ± 350	36,90 ± 0,01	7,22 ± 0,02	479,74 ± 0,01
16	25	843803 ± 363	36,86 ± 0,01	7,62 ± 0,02	479,00 ± 0,01
16	26	706565 ± 218	37,10 ± 0,01	6,97 ± 0,02	477,93 ± 0,01
16	28	1106847 ± 804	37,14 ± 0,01	7,71 ± 0,02	476,98 ± 0,01
16	30	628876 ± 229	36,29 ± 0,01	8,50 ± 0,02	477,47 ± 0,01
16	31	464678 ± 159	36,17 ± 0,01	8,79 ± 0,02	478,02 ± 0,01
16	32	483606 ± 199	36,82 ± 0,01	7,94 ± 0,03	477,86 ± 0,01
16	34	372985 ± 290	36,01 ± 0,03	8,40 ± 0,05	475,11 ± 0,02
15	23	841328 ± 525	37,15 ± 0,02	8,37 ± 0,04	479,75 ± 0,02
15	25	1076118 ± 784	36,55 ± 0,02	8,67 ± 0,04	479,01 ± 0,01
14	23	1137435 ± 579	36,65 ± 0,02	8,84 ± 0,03	480,29 ± 0,01
14	24	982276 ± 555	37,22 ± 0,02	8,15 ± 0,03	480,03 ± 0,01
14	25	865352 ± 312	36,86 ± 0,01	8,37 ± 0,02	478,75 ± 0,01
14	26	1067732 ± 810	36,68 ± 0,02	8,60 ± 0,04	478,94 ± 0,01
14	27	1732790 ± 1210	36,60 ± 0,02	8,29 ± 0,03	478,25 ± 0,01
14	28	1239975 ± 406	37,09 ± 0,01	7,73 ± 0,02	477,44 ± 0,01
14	29	689721 ± 450	36,61 ± 0,02	7,97 ± 0,04	478,70 ± 0,01
14	30	694729 ± 447	36,52 ± 0,02	8,12 ± 0,04	478,30 ± 0,01

14	31	832413 ± 725	$35,98 \pm 0,03$	$8,56 \pm 0,04$	$478,80 \pm 0,01$
13	25	978149 ± 936	$36,58 \pm 0,02$	$8,66 \pm 0,04$	$479,00 \pm 0,01$
12	25	873001 ± 531	$36,62 \pm 0,02$	$8,59 \pm 0,04$	$478,98 \pm 0,01$
11	22	1439790 ± 605	$36,48 \pm 0,01$	$9,57 \pm 0,02$	$479,21 \pm 0,01$
11	25	591775 ± 233	$36,77 \pm 0,01$	$8,43 \pm 0,02$	$478,61 \pm 0,01$
11	28	1022894 ± 474	$37,32 \pm 0,01$	$7,58 \pm 0,03$	$477,84 \pm 0,01$
11	31	1356998 ± 1364	$35,13 \pm 0,03$	$9,10 \pm 0,05$	$479,07 \pm 0,02$
10	25	756550 ± 374	$36,64 \pm 0,02$	$8,43 \pm 0,03$	$478,91 \pm 0,01$
9	25	642222 ± 293	$36,64 \pm 0,02$	$8,53 \pm 0,03$	$478,78 \pm 0,01$
8	22	848584 ± 397	$36,82 \pm 0,02$	$9,32 \pm 0,03$	$479,69 \pm 0,01$
8	25	537411 ± 234	$36,94 \pm 0,01$	$8,19 \pm 0,03$	$479,47 \pm 0,01$
8	28	1142036 ± 513	$35,71 \pm 0,02$	$9,25 \pm 0,03$	$477,11 \pm 0,01$
7	25	444805 ± 231	$37,08 \pm 0,02$	$7,91 \pm 0,03$	$479,77 \pm 0,01$
6	25	357104 ± 217	$37,12 \pm 0,02$	$7,75 \pm 0,04$	$480,10 \pm 0,01$
5	21,1	693416 ± 353	$36,74 \pm 0,02$	$8,92 \pm 0,03$	$479,77 \pm 0,01$
5	22	490279 ± 277	$36,84 \pm 0,02$	$8,90 \pm 0,04$	$479,47 \pm 0,01$
5	25	259920 ± 138	$37,15 \pm 0,02$	$7,77 \pm 0,04$	$480,12 \pm 0,01$
5	27	741403 ± 1183	$30,84 \pm 0,07$	$10,74 \pm 0,12$	$477,89 \pm 0,03$
13	33	489427 ± 708	$27,97 \pm 0,07$	$11,68 \pm 0,10$	$473,90 \pm 0,03$
13	34	99832 ± 473	$34,28 \pm 0,08$	$6,88 \pm 0,10$	$478,95 \pm 0,08$
16	36	198623 ± 497	$32,08 \pm 0,11$	$10,40 \pm 0,19$	$477,96 \pm 0,05$

Tabelle A.1: Ergebnisse der Anpassungen an die gemessenen Strahlprofile.

Druck	Temperatur	Targetdichte
p [bar]	T [K]	$\rho_T \left[\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2} \right]$
16	22	$(7,70 \pm 1,28) \times 10^{14}$
16	23	$(4,76 \pm 0,79) \times 10^{14}$
16	24	$(3,81 \pm 0,63) \times 10^{14}$
16	24	$(3,17 \pm 0,53) \times 10^{14}$
16	25	$(3,10 \pm 0,52) \times 10^{14}$
16	25	$(3,03 \pm 0,50) \times 10^{14}$
16	25	$(4,69 \pm 0,78) \times 10^{14}$
16	26	$(3,05 \pm 0,51) \times 10^{14}$
16	26	$(2,87 \pm 0,48) \times 10^{14}$
16	28	$(3,71 \pm 0,62) \times 10^{14}$
16	28	$(4,20 \pm 0,70) \times 10^{14}$
16	30	$(1,94 \pm 0,32) \times 10^{14}$
16	30	$(2,18 \pm 0,36) \times 10^{14}$
16	31	$(1,58 \pm 0,26) \times 10^{14}$
16	31	$(1,07 \pm 0,18) \times 10^{14}$
16	32	$(2,07 \pm 0,34) \times 10^{14}$
16	32	$(0,75 \pm 0,12) \times 10^{14}$
16	34	$(0,78 \pm 0,13) \times 10^{14}$
15	23	$(3,77 \pm 0,63) \times 10^{14}$
15	25	$(4,24 \pm 0,70) \times 10^{14}$
14	23	$(4,73 \pm 0,79) \times 10^{14}$
14	23	$(5,90 \pm 0,98) \times 10^{14}$
14	24	$(4,44 \pm 0,74) \times 10^{14}$

14	25	$(4,21 \pm 0,70) \times 10^{14}$
14	25	$(4,38 \pm 0,73) \times 10^{14}$
14	25	$(4,40 \pm 0,73) \times 10^{14}$
14	26	$(4,32 \pm 0,72) \times 10^{14}$
14	27	$(6,20 \pm 1,03) \times 10^{14}$
14	28	$(4,15 \pm 0,69) \times 10^{14}$
14	28	$(4,10 \pm 0,68) \times 10^{14}$
14	28	$(4,36 \pm 0,72) \times 10^{14}$
14	29	$(2,43 \pm 0,40) \times 10^{14}$
14	30	$(2,26 \pm 0,38) \times 10^{14}$
14	31	$(1,56 \pm 0,26) \times 10^{14}$
14	31	$(3,27 \pm 0,54) \times 10^{14}$
13	25	$(4,09 \pm 0,68) \times 10^{14}$
12	25	$(3,68 \pm 0,61) \times 10^{14}$
11	22	$(6,95 \pm 1,15) \times 10^{14}$
11	25	$(3,23 \pm 0,54) \times 10^{14}$
11	25	$(3,35 \pm 0,56) \times 10^{14}$
11	28	$(3,14 \pm 0,52) \times 10^{14}$
11	31	$(3,00 \pm 0,50) \times 10^{14}$
10	25	$(3,10 \pm 0,51) \times 10^{14}$
9	25	$(2,64 \pm 0,44) \times 10^{14}$
8	22	$(4,21 \pm 0,70) \times 10^{14}$
8	25	$(1,94 \pm 0,32) \times 10^{14}$
8	25	$(2,14 \pm 0,36) \times 10^{14}$
8	28	$(4,16 \pm 0,72) \times 10^{14}$

7	25	$(1,83 \pm 0,30) \times 10^{14}$
6	25	$(1,32 \pm 0,22) \times 10^{14}$
5	21	$(3,07 \pm 0,51) \times 10^{14}$
5	22	$(2,39 \pm 0,40) \times 10^{14}$
5	25	$(0,90 \pm 0,15) \times 10^{14}$
5	25	$(0,89 \pm 0,15) \times 10^{14}$

Tabelle A.2: Berechnete Targetdichte der einzelnen Messungen.

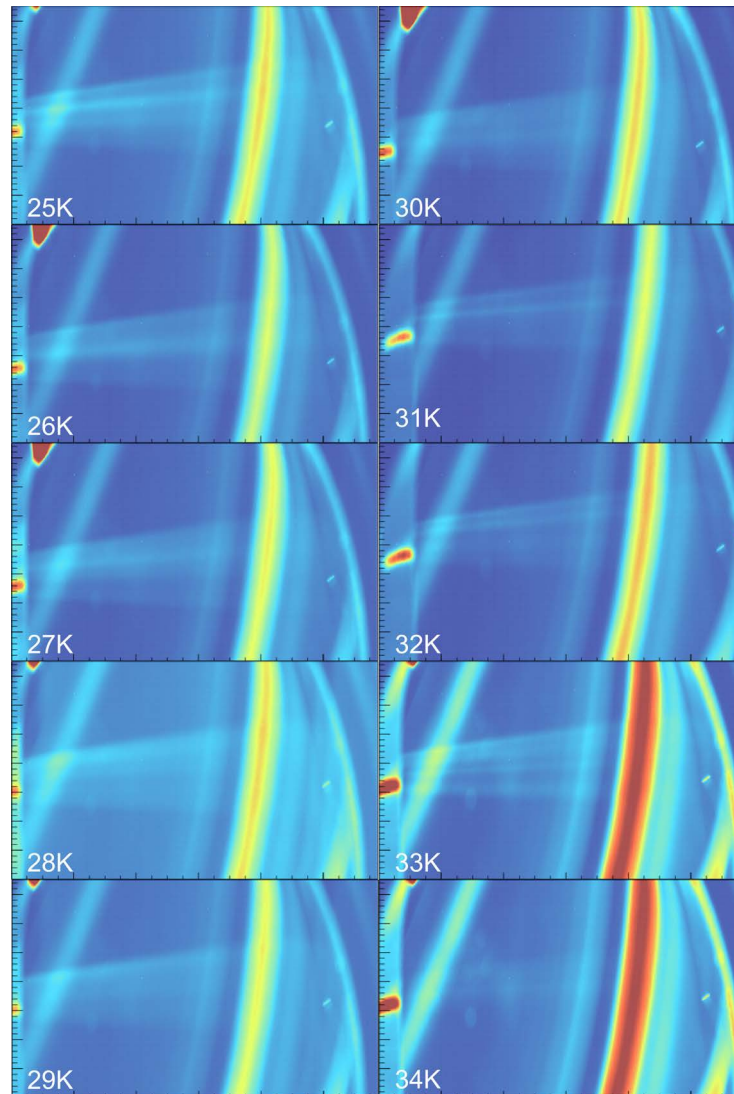


Abbildung A.1: Fotoreihe des Clusterstrahles. Die Aufnahmen sind in Falschfarben gezeigt. Bei 16 bar wurde ausgehend von 25 K bis 34 K jeweils in 1 K Schritten ein Foto aufgenommen. Die Veränderung und Verschiebung der Kernstrahlen in Abhängigkeit von der Temperatur an der Düse ist zu erkennen.

Zeitpunkt	Intensität	Radius	Ausschmierung	Lage
[h]	I_0 [u.E.]	R [Pixel]	s [Pixel]	y_0 [Pixel]
1	426260 ± 336	$37,35 \pm 0,03$	$7,71 \pm 0,05$	$482,47 \pm 0,02$
2	429323 ± 291	$37,38 \pm 0,02$	$7,72 \pm 0,04$	$482,69 \pm 0,01$
3	430054 ± 210	$37,35 \pm 0,02$	$7,67 \pm 0,03$	$482,65 \pm 0,01$
4	431431 ± 306	$37,35 \pm 0,02$	$7,58 \pm 0,04$	$482,74 \pm 0,01$
5	432362 ± 218	$37,38 \pm 0,02$	$7,65 \pm 0,03$	$482,51 \pm 0,01$
6	432071 ± 283	$37,35 \pm 0,02$	$7,60 \pm 0,04$	$482,46 \pm 0,01$
21	419419 ± 319	$37,37 \pm 0,02$	$7,87 \pm 0,05$	$481,96 \pm 0,01$
22	423062 ± 294	$37,41 \pm 0,02$	$7,63 \pm 0,05$	$482,33 \pm 0,01$
23	423395 ± 249	$37,40 \pm 0,02$	$7,63 \pm 0,04$	$482,35 \pm 0,01$
24	426059 ± 279	$37,44 \pm 0,02$	$7,57 \pm 0,04$	$482,37 \pm 0,01$
25	426762 ± 310	$37,45 \pm 0,02$	$7,54 \pm 0,05$	$482,41 \pm 0,01$
26	424723 ± 244	$37,43 \pm 0,02$	$7,65 \pm 0,04$	$482,40 \pm 0,01$
27	426502 ± 257	$37,42 \pm 0,02$	$7,63 \pm 0,04$	$482,43 \pm 0,01$
28	427544 ± 308	$37,44 \pm 0,02$	$7,59 \pm 0,05$	$482,46 \pm 0,01$

Tabelle A.3: Ergebnisse der Anpassungen an die Langzeitmessung.

Zeitpunkt	Intensität
[h]	I_0 [u.E.]
1	298379132 ± 17274
2	305484346 ± 17478
3	305892019 ± 17490
4	305411693 ± 17476
5	304213495 ± 17442
6	303622983 ± 17425
21	294688095 ± 17166
22	301907499 ± 17375
23	302686806 ± 17398
24	302875735 ± 17403
25	302687219 ± 17398
26	302792646 ± 17401
27	302606614 ± 17396
28	302304279 ± 17387

Tabelle A.4: Ergebnisse der Messung zur Stabilität des Lasers.

1. Ausgeschalteter, belüfteter Zustand → Standby-Zustand bzw. Normalzustand

Ausgangszustand: Target im ausgeschalteten, belüfteten Zustand

Targetkomponenten	Betriebszustand
Belüftungsventile v_2, v_5	geschlossen
Kalkopf	Raumtemperatur
Vakuundleitungen und Kammern	belüftet
Vakuumpumpen	ausgeschaltet
Ventile v_1	geschlossen
Ventile v_3, v_4	geöffnet
Ventile in Gaszuleitungen v_6, v_9, v_{10}, v_{11}	geschlossen
Ventile in Gaszuleitungen v_7, v_8	geöffnet

1. Abgasleitung von der Vorpumpe kontrollieren. Wenn MCT2 mit Wasserstoff arbeitet, den Abgasschlauch wählen, welcher zum Fenster raus geht.
2. Vorpumpe VP anschalten
3. $p_{VP} \leq 10^{-1} \text{ mbar} \rightarrow v_1$ öffnen (Verbindung zu RP_1)
4. $p_{VP}, p_{RP_1} \leq 10^{-1} \text{ mbar} \rightarrow$ Rootspumpe RP_1 anschalten
5. $p_{VP}, p_{RP_1} \leq 10^{-1} \text{ mbar} \rightarrow$ Rootspumpe RP_2 anschalten
6. $p_{VP}, p_{RP_1} \leq 10^{-1} \text{ mbar} \rightarrow$ Rootspumpe RP_3 anschalten
7. Ventile zur Wasserkühlung der Turbomolekularpumpen öffnen

8. $p_{RP_1}, p_{SK} \leq 10^{-2} \text{ mbar} \rightarrow$ Turbomolekularpumpen TP_1, TP_2, TP_3 anschalten
9. Abgasleitung umschalten. Abgasschlauch wählen, welcher auch von MCT2 benutzt wird.
10. Ventile in Gaszuleitungen v_6, v_9 öffnen
11. Slow Control Software: Düsensolldruck einstellen
12. Ventile zur Wasserkühlung des Kompressors öffnen
13. Kompressor zur Düsenkühlung anschalten
14. Slow Control Software: Temperatursollwert einstellen

2. Standby-Zustand bzw. Normalzustand \rightarrow Ausgeschalteter, belüfteter Zustand

Ausgangszustand: Target im Standby-Zustand bzw. Normalzustand (50 K und 5 bar)

Targetkomponenten	Betriebszustand
Belüftungsventile v_2, v_5	geschlossen
Kalkopf	in Betrieb
Vakuumleitungen und Kammern	unter Vakuum
Vakuumpumpen	in Betrieb
Ventile v_1, v_3, v_4	geöffnet
Ventile in Gaszuleitungen v_{10}, v_{11}	geschlossen
Ventile in Gaszuleitungen v_6, v_7, v_8, v_9	geöffnet

-
1. Slow Control Software: Temperatursollwert ausstellen
 2. Kompressor zur Düsenkühlung ausschalten
 3. Ventile zur Wasserkühlung des Kompressors schließen
 4. ACHTUNG: Druckanstieg: Out-Ventil (v_{10}) am Kaltkopf kurz öffnen/schließen
(ab 17 bar)
 5. Warten bis Kaltkopf auf Raumtemperatur ist
 6. Slow Control Software: Düsensolldruck ausstellen
 7. Ventile in Gaszuleitungen v_6 , v_9 schließen
 8. Warten bis Wasserstoff abgepumpt ist
 9. Turbomolekularpumpen TP_1 , TP_2 , TP_3 ausschalten
 10. Rootspumpe RP_3 ausschalten
 11. Ventil v_3 schließen
 12. Rootspumpe RP_2 ausschalten
 13. Rootspumpe RP_1 ausschalten
 14. Ventil v_1 schließen
 15. Vorpumpe VP ausschalten

16. Warten bis Turbomolekularpumpen ausrotiert sind. Belüftungsventile v_2 , v_5 öffnen
17. Ventil v_1 öffnen
18. Ventil v_1 schließen
19. Belüftungsventile v_2 , v_5 schließen

Literatur

- [Ber+08] F. Bergmann u. a. „The WASA-at-COSY pellet target“. In: *FZ Jülich IKP Annual Report* (2008), S. 52.
- [Büs+11] M. Büscher u. a. „Particle acceleration in laser-induced relativistic plasmas - a novel approach for polarized sources?“ In: *Journal of Physics: Conference Series* 295.1 (2011), S. 012151.
- [Büs13a] M. Büscher. *Private Korrespondenz*. 2013.
- [Büs13b] M. Büscher. *Towards a Laser-based facility for short-pulsed radiation at Forschungszentrum Jülich*. Präsentation. Forschungszentrum Jülich. 2013.
- [Che+13] L. M. Chen u. a. „Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target“. In: *Scientific Reports* 3 (2013).
- [Dem09] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer, 2009.
- [Dit+96] T. Ditmire u. a. „Interaction of intense laser pulses with atomic clusters“. In: *Phys. Rev. A* 53 (1996), S. 3379–3402.

- [Dom+97] H. Dombrowski u. a. „The Münster cluster target for internal storage ring experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386 (1997), S. 228–234.
- [Dor+06] T. Dorfmueller u. a. *Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 5, Gase, Nanosysteme, Flüssigkeiten*. Hrsg. von K. Kleinermanns. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 2006.
- [Dra12] W. Draxinger. *Entwicklung und Charakterisierung eines Pixeldetektors für laserbeschleunigte Ionen*. Diplomarbeit. Fakultät für Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München. 2012.
- [EE90] J. Eichler und H.-J. Eichler. *Laser Grundlagen, Systeme, Anwendungen*. Springer, 1990.
- [Ein17] A. Einstein. „On the quantum theory of radiation“. In: *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917), S. 121.
- [Eks95] C. Ekström. „Internal targets - a review“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 362 (1995).
- [Gre13] P. Greven. *Simulation studies of laser-induced particle acceleration in gas and cluster-jet targets*. Diplomarbeit. Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen. 2013.
- [Gru+89] A. Gruber u. a. „Internal gas-jet target for the ESR at GSI“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 282.1 (1989), S. 87–93.

-
- [HW95] A. Holleman und N. Wiberg. *Lehrbuch der anorganischen Chemie*. deGruyter, 1995.
- [Hah10] T. Hahn. *Entwicklung eines Polarimeters zur Untersuchung von VUV-Harmonischen*. Diplomarbeit. Institut für Laser- und Plasmaphysik Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. 2010.
- [Hen+09] A. Henig u. a. „Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses“. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), S. 245003.
- [Her10] A.-K. Hergemöller. *Optimierungsarbeiten am Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 - ein Prototyp für das PANDA-Experiment*. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2010.
- [Her13] A.-K. Hergemöller. *Präparation von Clusterstrahlen und der Aufbau der finalen Clusterquelle für das PANDA-Experiment*. Masterarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2013.
- [Her14] A.-K. Hergemöller. *Doktorarbeit*. In Vorbereitung. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2014.
- [Hul81] H. van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc. New York, 1981.
- [Jun12] D. Jung. *Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction*. Doktorarbeit. LMU München: Fakultät für Physik. 2012.
- [KS95] F. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser*. Teubner, 1995.
- [KST95] E. L. Knuth, F. Schünemann und J. P. Toennies. „Supercooling of H₂ clusters produced in free-jet expansions from supercritical states“. In: *The Journal of Chemical Physics* 102.15 (1995), S. 6258–6271.

- [Kar+13] S. Kar u. a. „Experimental investigation of hole boring and light sail regimes of RPA by varying laser and target parameters“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 55.12 (2013), S. 124030.
- [Kho+99] A. Khoukaz u. a. „Systematic studies on hydrogen cluster beam production“. In: *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 5.2 (1999), S. 275–281.
- [Kri13] H. Krieger. *Strahlungsquellen für Technik und Medizin*. Springer, 2013.
- [Kuc07] H. Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2007.
- [Köh10] E. D. Köhler. *Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2, ein Prototyp für das PANDA-Experiment, & die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls*. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2010.
- [Köh14] E. Köhler. *Doktorarbeit*. In Vorbereitung. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2014.
- [Köh+13] E. Köhler u. a. „Cluster-Jet Beam Visualisation with Micro Channel Plates“. In: *Annual Report GSI* (2013). Report No.: GSI-SR2012-PHN-HSD-EXP-12.
- [Küh+09] M. Kühnel u. a. „Low-Z internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 602 (209), S. 311–314.
- [Lak13] LakeShore. *LakeShore Model 336 Temperature Controller*. User’s Manual. 2013.
- [Lem+12] N. Lemos u. a. „Forward directed ion acceleration in a LWFA with ionization-induced injection“. In: *Journal of Plasma Physics* 78 (2012).

-
- [Ley96] Leybold. „RGS20/120 RGD 210/510/580/1245 Kälteköpfe für Kryorefrigeratoren“. In: (1996).
- [MKT12] K. Magesh Kumar und V. Tripathi. „Laser wakefield bubble regime acceleration of electrons in a preformed non uniform plasma channel“. In: *Laser and Particle Beams* 30 (04 Dez. 2012), S. 575–582.
- [MT12] G. Mourou und T. Tajima. „Exploring fundamental physics at the highest-intensity-laser frontier“. In: *SPIE Newsroom* (2012), DOI: 10.1117/2.1201207.004221.
- [Mai60] T. H. Maiman. „Stimulated Optical Radiation in Ruby“. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494.
- [Mal+06] V. Malka u. a. „Laser-plasma wakefield acceleration: Concepts, tests and premises“. In: *Proceedings of EPAC* (2006).
- [Mal+08] V. Malka u. a. „Principles and applications of compact laser-plasma accelerators“. In: *Nature Physics* 4 (2008).
- [Mat12] J. Matthey. *HP Series Hydrogen Purifier, Operating instructions for HP-2 through HP-150 units*. User’s Manual. 2012.
- [Nol03] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 4, Spezielle Relativitätstheorie, Thermodynamik*. Springer, 2003.
- [PMM87] M. Pessot, P. Maine und G. Mourou. „1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification“. In: *Optics Communications* 62.6 (1987), S. 419–421.
- [Raa11] N. Raab. *Development of a method to measure the polarization of laser-accelerated protons*. Doktorarbeit. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Köln. 2011.

- [Rad10] W. Radloff. *Laser in Wissenschaft und Technik*. Spektrum, 2010.
- [Rau04] T. Rausmann. *Arbeiten zum Aufbau eines Clustertargets für 4π -Experimente an Speicherringen und Untersuchungen der Clusterproduktion*. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2004.
- [Rei12] S. Reinhardt. *Detection of laser - accelerated protons*. Doktorarbeit. Fakultät für Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München. 2012.
- [Rot+13] M. Roth u. a. „Bright Laser-Driven Neutron Source Based on the Relativistic Transparency of Solids“. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (4 2013), S. 044802.
- [SCH13] SCHOTT. *Optisches Glas*. Datenblätter. 2013.
- [Sak+04] S. Sakabe u. a. „Generation of high-energy protons from the Coulomb explosion of hydrogen clusters by intense femtosecond laser pulses“. In: *Phys. Rev. A* 69 (2004), S. 023203.
- [Sch+06] H. Schwoerer u. a. „Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets“. In: *Nature* 439 (2006).
- [Sch08] M. Schollmeier. *Optimization and control of laser-accelerated proton beams*. Doktorarbeit. Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt. 2008.
- [Soh13] J. Sohn. *Entwicklung einer Slow Control Software zur Überwachung und Ansteuerung eines Cluster-Jet Targets*. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2013.

- [Sym+07] D. R. Symes u. a. „Anisotropic Explosions of Hydrogen Clusters under Intense Femtosecond Laser Irradiation“. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (12 2007), S. 123401.
- [Taf] *Das große Tafelwerk interaktiv.* Cornelsen, 2007.
- [Tur] *Mit Genehmigung der Oerlikon Leybold Vacuum.*
- [Täs+11] A. Täschner u. a. „High density cluster jet target for storage ring experiments“. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 660 (2011), S. 22–30.
- [Täs13] A. Täschner. *Entwicklung und Untersuchung von Cluster-Jet-Targets höchster Dichte.* Doktorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2013.
- [Wil14] O. Willi. *Private Korrespondenz.* 2014.
- [Wut08] M. Wutz. *Wutz Handbuch Vakuumtechnik.* Hrsg. von K. Jousten. Vieweg, 2008.
- [Zan12] A. Zannotti. *Inbetriebnahme und Test wesentlicher Produktions-, Justage- und Detektorkomponenten des PANDA Cluster-Jet Targets.* Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität. 2012.
- [pco10] pco. *pco.pixelfly usb.* User’s Manual. <http://www.pco.de/de/home/>. 2010.

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und die mich während dieser Zeit unterstützt und begleitet haben.

Mein Dank geht an Prof. Dr. A Khoukaz für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe zu verfassen und für die hervorragende und freundliche Betreuung.

Dr. C. Klein-Bösing danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Bei den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt möchte ich mich für die Unterstützung bedanken.

Ich danke Daniel Bonaventura für die Unterstützung bei der Planung und Umsetzung des Cluster-Jet Target MCT1S.

Danke an Herrn W. Hassenmeier für die Fotografien des Cluster-Jet Targets MCT1S.

Jonas Vollbrecht möchte ich für die Unterstützung bei Fragen zur Fotografie danken.

Ich danke Markus Büscher und Ilhan Engin für die Unterstützung bei Fragestellungen zur laserinduzierten Ionenbeschleunigung.


Danke Ilhan für die freundliche und produktive Zusammenarbeit beim Aufbau des Cluster-Jet Targets.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit möchte ich Esperanza Köhler, Ann-Katrin Hergemöller, Dr. Alexander Täschner, Ilhan Engin und Jana Gegenheimer danken.

Danke an die Arbeitsgruppe für eine freundliche Aufnahme und eine angenehme und lustige Zeit: Florian Bergmann, Kay Demmich, Christopher Fritzsche, Paul Goslawski, Ann-Katrin Hergemöller, Patrice Husemann, Nils Hüsken, Esperanza Köhler, Lukas Leßmann, Malte Mielke, Michael Papenbrock, Marcel Rump, Daniel Schröder, Julian Sohn und Dr. Alexander Täschner.

Danke an das tollste Büro der Welt: Florian, Kay, Ann-Katrin, Esperanza und Alexander. Danke für eure Unterstützung bei jeglichen Fragestellungen und für die wundervolle Zeit bei euch.

Ich danke Julian für die super Zusammenarbeit beim Aufbau des Targets, der Inbetriebnahme und für seine klasse programmierte Slow Control Software.

Danke an Florian, Kay, Christopher, Nils, Michael , Daniel und Alexander für die Hilfe bei dem Umgang mit ROOT.

Danke an Esperanza für die intensive und freundliche Betreuung bei dieser Arbeit.



Ganz besonders möchte ich den Targetgirls 卐 Ann-Katrin und Esperanza danken!

Danke für die großartige Zusammenarbeit und schöne Zeit!

Ich bedanke mich bei meinen Eltern und Geschwistern für das schöne Zuhause und die gemeinsame Zeit.



Danke an Klein-Gordon, dass du immer für mich da bist.

Ich danke meinen Freunden. Den Six Chicks für die beständige und intensive Freundschaft. Meinen durchs Studium kennengelernten und lieb gewonnen Freunden aus Münster. Und natürlich meinen Hammer Freunden.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei Kai bedanken. Danke für deine Unterstützung, Nähe und Liebe.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Alle Textstellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter der Angabe der Quelle deutlich gekennzeichnet.

Münster, März 2014

.....

(Silke Grieser)