

Entwicklung und Aufbau  
eines Gastargets aus  
metastabilem, spinpolarisierten He\*

Till Jahnke

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik  
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

22. März 2002



Für Gordana von Till.



*"This is the best party, that I've ever been to."*

Michael Allan Patton

*"Digging the grave, I got it made. Comfortable."*

Michael Allan Patton

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Hintergründe</b>	<b>4</b>
2.1	Atomphysikalische Grundlagen . . . . .	4
2.2	Grundlagen der Plasmaphysik . . . . .	9
2.2.1	Mikrostrukturelektroden . . . . .	13
2.2.2	Erzeugung von metastabilem Helium in einem Plasma . . . . .	16
2.3	Überschallgasstrahlen . . . . .	18
2.4	Spinseparation durch inhomogene Magnetfelder . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Der experimentelle Aufbau</b>	<b>26</b>
3.1	Der Versuchsaufbau in der Übersicht . . . . .	26
3.2	Die Plasmadüse . . . . .	29
3.3	Der Separationsmagnet . . . . .	31
3.3.1	Allgemeine Überlegungen zur Separation . . . . .	32
3.3.2	Die technische Realisierung . . . . .	38
3.4	Der Detektor . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>46</b>
4.1	Betrieb des Mikroplasmas bei einer Temperatur von 80K . . . . .	46
4.2	Die Mikrostrukturelektrode als Jet-Düse . . . . .	50
4.3	Die Eigenschaften des Targets . . . . .	53
4.4	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>64</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>71</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>82</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

Um zu sehen, was im atomaren Bereich „die Welt im Innersten zusammenhält“, werden seit fast einem Jahrhundert atomphysikalische Stoßexperimente durchgeführt. Es ist also möglich, durch den Beschuß von „Targetteilchen“ mit „Projektilteilchen“ Aussagen über verschiedene Größen in der atomaren Welt zu treffen. Hierbei werden nicht nur Eigenschaften wie der „Durchmesser“ oder eine „Ladungsverteilung“ eines Atoms untersuchbar, sondern - durch entsprechend geschickte Variation des Prinzips „Stoßexperiment“ - auch Größen, die ein Laie niemals mit einem Stoß zwischen zwei Teilchen in Verbindung brächte.

Moderne Experimente erlauben es inzwischen zum Beispiel, selektiv die Impulsverteilung einzelner Elektronen in Atomen und Molekülen sichtbar zu machen, indem diese durch Photonen entsprechender Energie aus dem zu untersuchenden Teilchen herausgerissen werden [6].

Besagte Experimente stellen nicht nur hohe Anforderungen an die Nachweiseinheit, die den eigentlichen Prozeß sichtbar macht, sondern auch an das verwendete Target und das Projektil. Im Bereich der atomaren Grundlagenforschung bietet sich Helium als zu untersuchendes Objekt oftmals an. Um die Natur zu verstehen, ist es nötig, gemessene Größen mit einer Theorie, die den untersuchten Vorgang beschreiben soll, zu vergleichen. Im Bereich der theoretischen Physik kann bisher nur das Wasserstoffatom, das ein sog. „Zweikörperproblem“ ist, ohne Näherungsverfahren vollständig beschrieben werden. Ein Heliumatom stellt also das „einfachste“ atomare System dar, das als noch nicht „komplett verstanden“ gilt. Genauso ist ein Heliumatom mit seinem Atomkern und seinen zwei Elektronen das erste „Mehrelektronensystem“ im Periodensystem. Es können hier also im Vergleich zu Wasserstoff auch Korrelationseffekte zwischen Elektronen untersucht werden. Die gesamte Dynamik innerhalb des Atoms erhält einen anderen Charakter.

Bisherige Experimente mit Helium innerhalb unserer Arbeitsgruppe haben allerdings eine prinzipielle Beschränkung: es ist im Allgemeinen sehr schwierig, den Spin der beteiligten Elektronen im Experiment nachzuweisen, so daß alle bisherigen Messungen immer die Einstellung der Elektronenspins nicht berücksichtigen. Es wird also über den Spin gemittelt gemessen.

Ein Weg, dieses Problem zu umgehen, ist, neben einer wirklichen Messung des Spins, den Spin im Anfangszustand - also vor dem Streuexperiment - zu kennen.

Dies geschieht in der vorliegenden Arbeit dadurch, daß Heliumatome in einem durch „Mikrostrukturelektroden“ [18] erzeugten Mikroplasma angeregt werden, und sich so die Spins ihrer beiden Elektronen zum Teil auch parallel zueinander einstellen. Während bisherige Ansätze das Prinzip verfolgen, die angeregten Heliumatome in Niederdruckplasmen bei einigen Millibar zu erzeugen, wird die Plasmaquelle in dieser Arbeit bei Drücken von bis zu einem Bar betrieben. Dadurch kann das Prinzip des „supersonic jets“ [33] ausgenutzt werden, so daß der hier erzeugte Atomstrahl eine interne Temperatur von einigen Millikelvin und eine mittlere Geschwindigkeit von 1000 m/s besitzt. Durch einen nur 10 cm langen Separationsmagneten werden die angeregten Zustände mit Spin ( $\downarrow, \downarrow$ ) von den Zuständen mit Spin ( $\uparrow, \uparrow$ ) und den nicht-angeregten Heliumatomen getrennt und in einem Fokuspunkt für ein Streuexperiment zur Verfügung gestellt. In der folgenden Arbeit wird also ein sehr kompakter Aufbau eines Gastargets aus angeregtem Helium mit polarisiertem Elektronenspin vorgestellt. Ein Target aus angeregtem Helium hat außerdem einen weiteren großen Vorteil gegenüber gewöhnlichen Heliumtargets. In der modernen experimentellen Physik werden oftmals Laser zur Manipulation von Atomen eingesetzt. So ist es möglich, durch gezielte Anregung eines Atoms mit einem Laser dieses zum Beispiel extrem zu kühlen. Hierzu müssen allerdings Anregungsniveaus im Atom zur Verfügung stehen, die mit den Wellenlängen heutiger Laser erreicht werden können. Das erste Anregungsniveau von Helium liegt jedoch mit 19.8 eV deutlich zu hoch. Der nächst höhere P-Zustand ist von diesem Niveau aber nur noch ca. 1.1 eV entfernt. Photonen dieser Energie können leicht mit Lasern erzeugt werden. Angeregtes Helium ist also durch Laser manipulierbar und liefert so zum Beispiel auch den Ausgangspunkt für die Bose-Einstein Kondensation von Helium [7].

*”What was it like to see  
The face of your own stability  
Suddenly look away  
Leaving you with the dead and hopeless?  
Eleven and she was gone.  
Eleven is when we waved good-bye.  
Eleven is standing still,  
Waiting for me to free him  
By coming home.  
Moving me with a sound.  
Opening me within a gesture.  
Drawing me down and in,  
Showing me where it all began,  
Eleven.  
It took so long to realize that  
You are the voice that is calling me back home.  
...  
I’ll move to heal  
As soon as pain allows  
so we can Reunite and both move on together.  
Hold your light, Eleven.  
Lead me through each gentle step by  
step by inch by loaded memory. ”*

Maynard James Keenan

# Kapitel 2

## Physikalische Hintergründe

### 2.1 Atomphysikalische Grundlagen

Aus der Sicht eines Atomphysikers besteht ein Atom aus einem Atomkern und einer Atomhülle. Der Atomkern ist aus Protonen und Neutronen aufgebaut, und die Hülle beherbergt die Elektronen des Atoms. Die für den Atomphysiker im Allgemeinen interessante Wechselwirkung ist die Coulombwechselwirkung, so daß in vielen Fällen - und so auch in dieser Arbeit - bereits die Unterscheidung in Atomkern und Elektronen zur Beschreibung eines Problems völlig ausreichend ist.

Die für die Physik dieser Diplomarbeit relevante Evolutionsgleichung ist die Schrödingergleichung:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, t) = \left( \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right) \phi(\vec{r}, t)$$

Durch sie läßt sich der zeitliche Verlauf eines quantenmechanischen Systems beschreiben, oder auch der stationäre Zustand eines solchen Systems berechnen. Letzteres kann für das einfachste Atom, das Wasserstoffatom, analytisch getan werden. Hierzu wird im allgemeinen dem Problem entsprechend ein Wechsel in räumliche Polarkoordinaten vollzogen, dann werden mit dem Coulomb-Potential die Wellenfunktionen und Eigenwerte berechnet [2].

Führt man die Rechnung konkret durch, so zeigt sich, daß die zu lösenden Gleichungen separabel bezüglich der drei Kugelkoordinaten sind. Als Separationsvariablen erhält man dann die Quantenzahlen des Systems. So liefert die Separation des räumlichen Anteils vom winkelabhängigem Anteil gerade die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$  und die Separation von Polar- und Azimutalanteil die magnetische Quantenzahl  $m$ . Durch die Berechnung der Energieeigenwerte erhält man die Hauptquantenzahl  $n$ .

Genauso ergeben sich die bekannten Bedingungen für die Quantenzahlen:

$$n \in \mathbb{N}, l = 0, 1, \dots, (n-1) \text{ und } |m| \leq l.$$

Den winkelabhängigen Teil der Wasserstoffwellenfunktionen beschreiben Kugel­flächen­funktionen  $Y_{lm}$ . Sie lösen den winkelabhängigen Teil der Schrödinger­gleichung im Zentralfeld und sind gegeben durch:

$$Y_{lm}(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} N_l^m P_l^m e^{im\varphi}$$

Hierbei sind die Funktionen  $P_l^m$  die „Legendre-Polynome“ mit

$$P_l^m = \frac{(-1)^m}{2^l l!} (1 - \cos^2\vartheta)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{l+m}(\cos^2\vartheta - 1)}{(d \cos \vartheta)^{l+m}}$$

und die Faktoren  $N_l^m$  die dazugehörigen Normierungsfaktoren.

Die Berechnung des Betragsquadrats liefert dann die Winkelabhängigkeit der Wahr­scheinlichkeits­dichte eines Elektrons, die in Abb. 2.1 für einige Kombinationen von  $l$  und  $m$  dargestellt ist.

Wie 1922 erstmals in einem Versuch von Otto Stern und Walter Gerlach entdeckt wurde [3], haben Elektronen (und wie später gezeigt wurde auch die meisten anderen Bausteine des Atoms) allerdings noch eine weitere Eigenschaft: Sie besitzen einen Spin. Der Spin ist eine Größe, die als gewöhnlicher quantenmechanischer Drehimpuls beschrieben werden kann, der allerdings im Falle von Elektronen die gequantelten Eigenwerte  $+1/2$  und  $-1/2$  besitzt. Ein Elektronenspin von  $+1/2$  bezeichnet man hierbei als Spin „up“ ( $\uparrow$ ), einen Spin von  $-1/2$  als Spin „down“ ( $\downarrow$ ).

Mit den oben aufgeführten Quantenzahlen und der Spinquantenzahl kann nun für jedes Atom ein sog. „Termschema“ aufgestellt werden, das die möglichen Anregungs­zustände beschreibt. Da sich diese Diplomarbeit mit Helium als Targetgas beschäftigt, ist in Abbildung 2.2 das Termschema der energetisch niedrigsten Anregungszustände von Helium dargestellt. Die in der Spektroskopie übliche Nomenklatur umfaßt hierbei die sog. „Multiplizität“  $2S + 1 = 2 \sum m_s + 1$ , die Drehimpulsquantenzahl in Form der Bezeichnung S,P,D,F,... für die Zahlen  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ , den Gesamtdrehimpuls  $j = (L + S) = \sum m_l + \sum m_s$  und die Hauptquantenzahl  $n$ . Notiert wird das Ganze dann in der Form:

$$(Hauptquantenzahl)^{(Multiplizität)}(Drehimpulsquantenzahl)_{(Gesamtdrehimpuls)}.$$

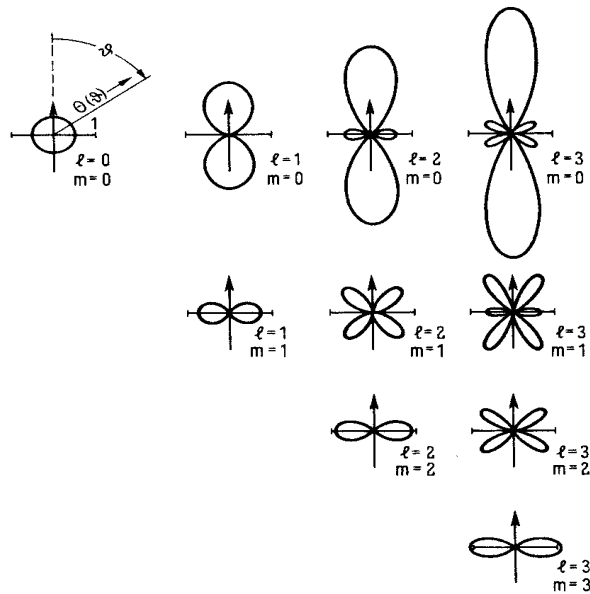


Abbildung 2.1: Die Winkelabhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsdichte eines Elektrons im Zentralpotential (aus [1]).

Für ein Heliumatom zum Beispiel, dessen eines Elektron sich im 2P-Zustand mit Spin  $+1/2$  und  $m = +1$  befindet, und dessen zweites Elektron im Grundzustand mit Spin  $-1/2$  ist, schreibt man also entsprechend  $2^1P_1$ .

Diese Schreibweise impliziert natürlich, daß die Spin-Bahn-Kopplung vernachlässigt werden kann und LS-Kopplung vorliegt, da die Bahndrehimpulse und Spins nur als Gesamtdrehimpuls beschrieben werden. Eine weitere, allgemeinere Notation ist daher die Beschreibung der Elektronenkonfiguration. Sie beinhaltet die Quantenzahlen der Elektronen und als hochgestellten Index die Besetzungszahl.  $(1s)^2$  beschreibt also z.B. den Grundzustand von Helium, und das oben genannte Beispiel wird durch  $(1s)^1(2p)^1$  dargestellt.

Ein Heliumatom besitzt zwei Elektronen. Daher ist es möglich, daß die Spins der beiden Elektronen entweder gleichartig oder entgegengesetzt ausgerichtet sind. Der Anregungszustand, der für diese Diplomarbeit von entscheidender Rolle ist, ist der  $2^3S_1$  Zustand von Helium. Er ist ein Zustand, in dem die Spins beider Elektronen parallel zueinander ausgerichtet sind, er ist „spinpolarisiert“. Der Multiplizität des Zustandes entsprechend handelt es sich um einen „Tripletzustand“, was bedeutet, daß ein Übergang in den Grundzustand, der ein „Singulettzustand“ ist, aus Symmetriegründen

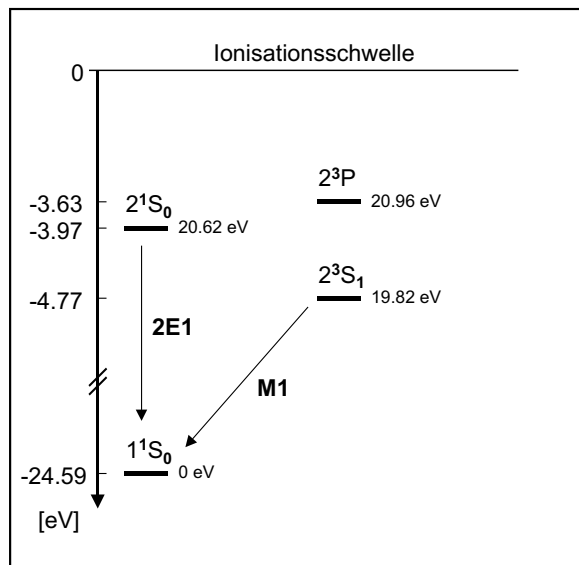


Abbildung 2.2: Das Termschema der energetisch niedrigsten Zustände von Helium.

nicht strahlend erfolgen kann. Daher ist dieser Zustand „metastabil“ und besitzt eine Lebensdauer von ca. 7900s. Im Vergleich dazu hat der entsprechende Singulettzustand ( $2^1S_0$ ) nur eine Lebensdauer von 19.7 ms.

Elektronen sind Fermiteilchen, so daß mehrere Elektronen eine Gesamtwellenfunktion besitzen, die antisymmetrisch unter Vertauschung der einzelnen Teilchen ist. Das Vorzeichen der Wellenfunktion ändert sich also bei Vertauschung der Teilchen. Somit muß auch die Wellenfunktion der Elektronen eines Heliumatoms antisymmetrisch sein. Die Gesamtwellenfunktion der Elektronen eines Heliumzustandes kann (da die Spin-Bahn-Kopplung in Helium vernachlässigt werden kann) als Produkt aus Ortswellenfunktion und Spinwellenfunktion geschrieben werden. Dem Pauliprinzip entsprechend ist es daher nötig, daß die Ortswellenfunktion des Heliumgrundzustandes symmetrisch ist, damit das Produkt aus Orts- und Spinwellenfunktion wieder antisymmetrisch sein kann. Betrachtet man nun einen einfach angeregten Heliumzustand, so greift das Pauliprinzip hier nicht mehr, da die beiden Elektronen sich nun in unterschiedlichen Zuständen befinden. Triplettzustände haben, da ihre Spinwellenfunktion symmetrischen Charakter besitzt, eine antisymmetrische Ortswellenfunktion, Singulettzustände eine symmetrische Ortswellenfunktion und eine antisymmetrische Spinwellenfunktion. Da der elektrische Dipoloperator, also der Operator, der die Emission eines Photons beschreibt, nur auf die Ortsfunktion wirkt, bleibt der Symmetriecharakter der Spinfunktion be-

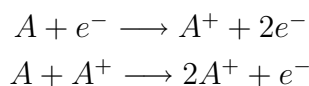
stehen. Ein strahlender Übergang von einem Triplettzustand in einen Singulettzustand ist somit nicht möglich.

Des Weiteren handelt es sich bei den oben beschriebenen Zuständen um S-Zustände, was ebenfalls einer Abregung in den Grundzustand durch Emission eines Photons widerspricht. Photonen haben einen Drehimpuls von  $1\hbar$ . Soll also ein Übergang in einen anderen Zustand durch ein Photon erfolgen, so muß aus Gründen der Drehimpulserhaltung der Gesamtdrehimpuls des Atoms um  $1\hbar$  abnehmen oder zunehmen. Für das Atom bedeutet dies, daß eine Änderung des Bahndrehimpulses erfolgen muß. Ein strahlender Übergang von einem S-Zustand in einen energetisch anderen S-Zustand ist also nur durch Aussendung von zwei Photonen entgegengesetzten Drehimpulses möglich. Die Anregungsenergie des  $2^3S_1$ -Zustandes beträgt, wie in Abb. 2.2 zu sehen ist, 19.82 eV. Dieser Zustand ist also der energetisch niedrigste Anregungszustand von Helium. Im Wasserstoffatom zum Beispiel nimmt die Anregungsenergie mit  $\frac{1}{n^2}$  zu. Zustände gleicher Hauptquantenzahlen haben also eine sehr ähnliche Anregungsenergie, so daß es ein wenig verwunderlich ist, daß der nächst höhere Anregungszustand, der  $2^1S_0$ -Zustand, eine um fast 1 eV größere Anregungsenergie besitzt, obwohl es sich ebenfalls um einen ( $n = 2$ )-Zustand handelt. Der Grund für die erniedrigte Anregungsenergie des Triplett-Zustandes findet sich darin, daß antisymmetrische Ortswellenfunktionen im Mittel eine größere Wahrscheinlichkeitsdichte in der Nähe des Kerns haben als symmetrische. Zustände mit antisymmetrischen Ortswellenfunktionen sind also entsprechend stärker gebunden.

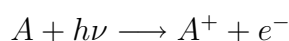


## 2.2 Grundlagen der Plasmaphysik

Als ein „Plasma“ bezeichnet man im Allgemeinen ein Medium, das neben neutralen Atomen auch einen großen Anteil an Ionen und Elektronen enthält (s. Abb. 2.3). Um ein Plasma zu erzeugen, ist es also notwendig, freie Ladungsträger zur Verfügung zu stellen. Somit muß die zur Erzeugung dieser Ladungsträger nötige Energie aufgebracht werden. Dies geschieht in der Regel durch ein elektrisches Feld, in dem bereits im Plasmavolumen vorhandene Ladungsträger Energie aufnehmen und dann durch verschiedene Prozesse weitere freie Ladungsträger erzeugen. Mögliche Prozesse sind hierbei verschiedene Stoßprozesse, z.B.



und Prozesse, die durch elektromagnetische Strahlung freie Ladungsträger erzeugen:



Als Quelle für elektromagnetische Strahlung dienen hierbei die ebenfalls im Plasma vorhandenen angeregten Atome. Regen diese sich ab, entstehen im Regelfall Photonen. Angeregte Atome entstehen im Plasma durch die gleichen Prozesse wie Ionen, falls die eingebrachte Energie nicht zu einer Ionisation ausreicht.

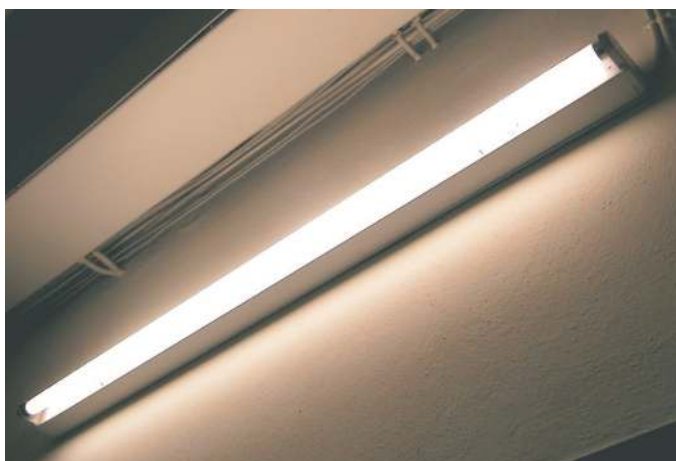
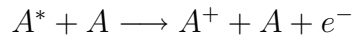


Abbildung 2.3: Ein Plasma.

Genauso können auch angeregte Atome direkt durch einen Stoß freie Ladungsträger erzeugen:



Hierbei spielen aufgrund ihrer längeren Lebensdauer zumeist nur Atome in metastabilen Anregungszuständen eine Rolle.

Die hier dargestellten Prozesse können im realen Plasma sowohl im Gas als auch an der Oberfläche der zur Erzeugung eines Plasmas meistens nötigen Elektroden auftreten.

Ein konkretes Beispiel für ein reales Plasma ist eine klassische Gleichstromentladung. Sie tritt gewöhnlicherweise bei recht niedrigen Gasdrücken von  $10^{-2}$  mbar bis 10 mbar auf, wobei in einem Raumbereich mittels zweier Kondensatorplatten ein elektrisches Feld erzeugt wird. Abbildung 2.4 zeigt exemplarisch eine mögliche Realisierung.



Abbildung 2.4: Eine einfache Geometrie zur Erzeugung einer klassischen Niederdruckentladung.

Gewöhnlicherweise betrachtet man zu einer einfachen Charakterisierung der Eigenschaften des Plasma die Strom/Spannungskennlinie der Entladung. Sie ist in Abbildung 2.5 [10] dargestellt. Es ist hierbei üblich, die Brennspannung, die sich für den jeweiligen Plasmastrom einstellt, in Abhängigkeit vom Plasmastrom zu betrachten. Dabei wird das Plasma in unterschiedliche Brennbereiche unterteilt, die jeweils charakteristische Eigenschaften besitzen.

Bei sehr niedrigen Plasmaströmen von weniger als  $10^{-12}$  A brennt die Entladung noch nicht selbständig und wird daher „unselbständige Entladung“ genannt. Der Plasmastrom ist in diesem Fall durch die statistisch in jedem Gas vorkommenden, z.B. durch Höhenstrahlung erzeugten, freien Ladungsträger gegeben.

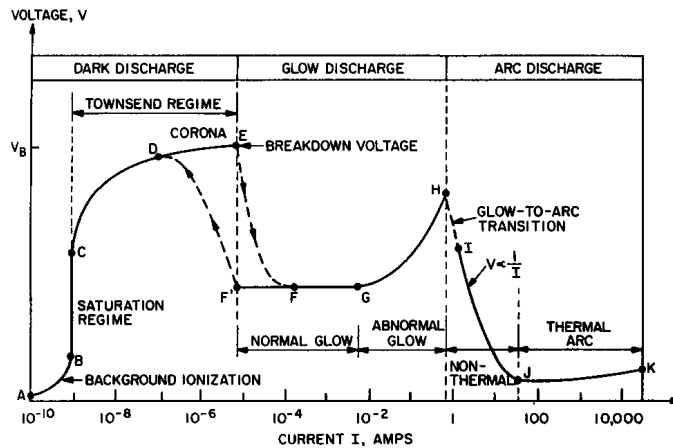


Abbildung 2.5: Der typische Verlauf der Strom-/Spannungskennlinie einer Gleichstromentladung (aus [10]).

In einem sich anschließenden Bereich, der bis zu einer Stromstärke von ca.  $10^{-6}$  A geht, bleibt die Plasmaspannung in etwa konstant. Dieser Bereich wird als „Townsend-Bereich“ bzw. das Plasma als „Dunkelentladung“ bezeichnet.

Mit einer Stromstärke von einigen  $10 \mu\text{A}$  beginnt das Plasma selbständig zu brennen. Hierbei geht die Brennspannung um einige hundert Volt zurück und die Entladung wird als „subnormale Glimmentladung“ klassifiziert. Bei einer weiteren Erhöhung des Plasmastroms kommt es zur Entstehung einer „normalen Glimmentladung“.

Die Spannung, die nötig ist, um den Übergang von einer nicht selbständigen zu einer selbständigen Entladung zu vollziehen, nennt man „Zündspannung“. Empirisch hat sich gezeigt, daß die Zündspannung vom reduzierten Druck, also dem Produkt aus Druck und Elektrodenabstand, abhängig ist. Die als „Paschenkurve“ bekannte Beziehung ist in Abbildung 2.6 dargestellt [11]. Zu sehen ist, daß die Zündspannung sowohl für sehr kleine als auch für große reduzierte Drücke ansteigt und ein Minimum bei ca.  $2 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$  besitzt. Der Anstieg der Zündspannung im Bereich niedriger  $p \cdot d$  ist eine Folge der größer werdenden freien Weglänge bei niedrigen Drücken. Irgendwann ist die mittlere freie Weglänge im Bereich des Elektrodenabstands angelangt, so daß eine Stoßionisation innerhalb des Raumes zwischen den Elektroden immer unwahrscheinlicher wird. Die Elektronen rekombinieren an der Anode, ohne vorher ein Atom ionisiert zu haben. Im Falle großer  $p \cdot d$  kann ein Elektron zwischen zwei Stößen nicht mehr genügend Energie im elektrischen Feld aufnehmen, da die freie Weglänge zu gering wird.

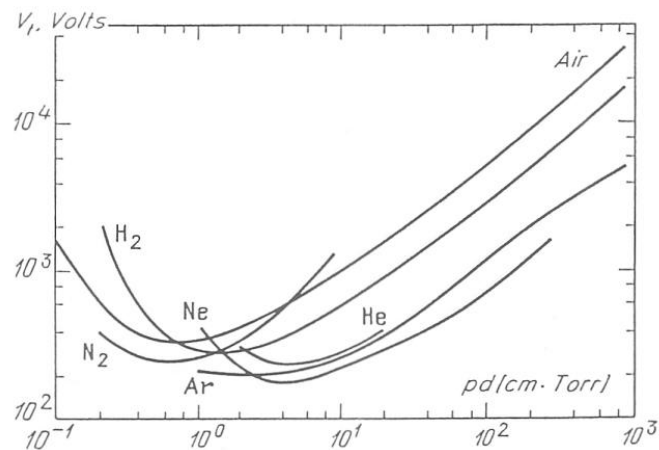


Abbildung 2.6: Die Abhängigkeit der Zündspannung vom Produkt aus Druck und Elektrodenabstand bei einer klassischen Gleichstromentladung (aus [11]).

Im gesamten Bereich der Glimmentladung, der sich über einen weiten Strombereich erstreckt, bleibt die Brennspannung in etwa konstant. Thermische Effekte spielen bei dieser Entladung noch keine Rolle. Das Plasmagas bleibt kalt, während die Energie des Plasmas hauptsächlich für das Aufheizen der Elektronen aufgebraucht wird. Wie das Restgas werden auch die Elektroden nicht aufgeheizt. Neue freie Elektronen entstehen hier in erster Linie durch den Photoeffekt oder durch das Auftreffen langsamer angeregter Atome. Die Entladung kann räumlich in unterschiedliche Teile zerlegt werden. Im Bereich der Kathode bildet sich durch eine starke positive Raumladungsschicht der sog. „Kathodenfall“, an dem beinahe die gesamte Plasmaspannung abfällt. Die positive Raumladungsschicht wird von den - im Vergleich zu den heißen Elektronen - sehr trägen Ionen erzeugt, die sich in Richtung Kathode bewegen. Im Raumbereich zwischen Kathodenfall und Anode bildet sich ein fast feldfreies Gebiet, das die „positive Säule“ genannt wird. Es zeigt sich, daß dieses Gebiet für die Eigenschaften der Entladung kaum von Bedeutung ist. Verringert man den Elektrodenabstand, so ändern sich die Eigenschaften des Plasmas erst, wenn der Kathodenfall den Bereich der Anode erreicht. Die positive Säule ist somit zur Aufrechterhaltung der Entladung nicht unbedingt notwendig.

Bei einer weiteren Erhöhung des Plasmastroms spielen aufgrund der immer weiter steigenden Stromdichte thermische Effekte eine Rolle. Die Kathode wird lokal aufgeheizt, und es kommt zur Bildung einer „Bogenentladung“.

Möchte man ein reales Plasma sehr allgemein beschreiben, so hat sich empirisch gezeigt, daß es ausreicht, bereits sehr wenige effektive Größen zu kennen, die sich aus den Grundgrößen (z.B. dem Druck  $p$ , dem Strom  $I$  und dem elektrisches Feld  $E$ ) eines Plasmas ableiten. Zu nennen sind hier zum Beispiel die reduzierte Feldstärke  $E/p$  und der reduzierte Druck  $p \cdot d$ . Des weiteren findet sich, daß für Plasmen die Möglichkeit der Skalierbarkeit der Grundgrößen gegeben ist. Ändert man eine Grundgröße eines Plasmas mit bestimmten Eigenschaften, so erhält man ein Plasma mit den selben Eigenschaften, wenn man die anderen Grundgrößen so skaliert, daß sich die effektiven Größen nicht verändern.

Für die in dieser Arbeit angestrebte Anwendung ist es nötig, ein Plasma mit den Eigenschaften einer Niederdruckglimmentladung bei etwa Atmosphärendruck zu betreiben. Um bei der Erhöhung des Drucks den reduzierten Druck konstant zu halten, muß der Abstand der Plasmaelektroden verringert werden. Betrachtet man die Paschenkurve, so ergibt sich konkret, daß bei einem Druck von einem Bar der Elektrodenabstand in etwa  $100 \mu\text{m}$  betragen muß, da bei diesem reduzierten Druck dann das Paschenminimum (s. Abb 2.6) vorliegt.

### 2.2.1 Mikrostrukturelektroden

Um eine stabile Gleichstromentladung bei hohem Druck zu zünden und zu betreiben, ist also eine entsprechende Verkleinerung der Elektrodenabstände nötig. Basierend auf dieser Idee wurden in unserer Arbeitsgruppe in den letzten Jahren „Mikrostrukturelektroden“ (MSE) entwickelt. Hierbei handelt es sich um Mehrschichtfolien, die aus zwei Elektroden, die durch eine Isolatorschicht getrennt sind, bestehen. In dieses Mehrschichtsystem wird ein Loch mit einem Durchmesser von ca.  $50 \mu\text{m}$  bis  $400 \mu\text{m}$  eingebracht. Abbildung 2.7 zeigt eine schematische Darstellung und ein Foto einer MSE. Nachdem ursprünglich Kapton als Isolator material eingesetzt wurde, besitzen aktuelle MSE Isolatorschichten aus Keramik. Als Elektrodenmaterial dient Kupfer, wobei in Zukunft robustere Metalle wie Wolfram zum Einsatz kommen werden. Die Schichtdicken einer aktuellen MSE betragen  $200 \mu\text{m}$  im Falle der Elektroden und  $250 \mu\text{m}$  im Falle des Isolators.

Nachdem die Mikroporen ursprünglich durch ein Naßätzverfahren in die MSE eingebracht wurden, ist es bei der Wahl einer keramischen Isolatorschicht nötig, die Mikropore durch Laserablation zu bohren. Hierzu kommt ein Femtosekundenlaser zum Einsatz, der eine einzelne Pore durch einige tausend Schüsse erzeugt.



Abbildung 2.7: Schema und Foto einer „Mikrostrukturelektrode“ (MSE) zur Erzeugung eines Hochdruckmikroplasmas. Die eingezeichneten Durchmesser  $D$  und  $d$  betragen je nach Ausführung  $50\ \mu\text{m}$  bis  $400\ \mu\text{m}$ . Die Dicke des gesamten Mehrschichtsystems beträgt  $130\ \mu\text{m}$  bis  $650\ \mu\text{m}$

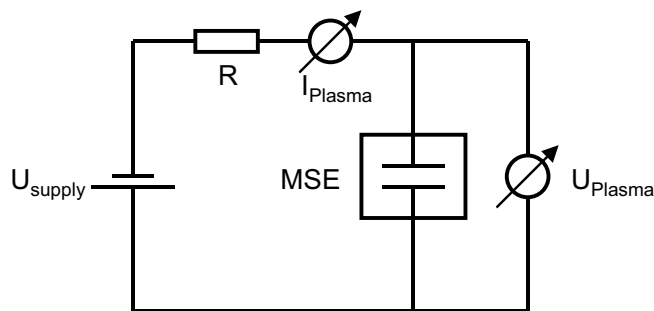


Abbildung 2.8: Die zum Betrieb und zur Untersuchung der MSE angewandte elektrische Verschaltung.

Die MSE wird zum Betrieb wie in Abbildung 2.8 dargestellt verschaltet. Der Vorwiderstand sorgt dafür, daß vor dem Zünden des Plasmas die gesamte Versorgungsspannung an den Elektroden anliegt. Nach dem Zünden begrenzt er den Strom, der durch das Plasma fließt. Er ist in den hier vorgestellten Messungen meistens mit  $470\ \text{k}\Omega$  dimensioniert. Vorwiderstände von  $1\ \text{M}\Omega$  oder  $100\ \text{k}\Omega$  sind ebenfalls üblich. Die Größen, die gemessen werden, sind der Plasmastrom  $I_{\text{Plasma}}$ , die Plasmaspannung  $U_{\text{Plasma}}$  und die Versorgungsspannung  $U_{\text{Supply}}$ .

Beim Anlegen einer Gleichspannung von ca.  $500\ \text{V}$  zündet ein Plasma in der MSE-Pore (Abb. 2.10). Betrachtet man die in der MSE erreichten Feldstärken von bis zu  $10^6\ \text{V/cm}$ , so ist dies nicht überraschend. Abbildung 2.9 zeigt die Zündspannung in Abhängigkeit vom Gasdruck [34]. Eingezeichnet ist außerdem die für eine klassische Niederdruckgleichstromentladung erwartete Kurve [11]. Die gemessene Kurve scheint zu niedrigerem Druck hin verschoben zu sein. Das Plasma zündet also bereits früher

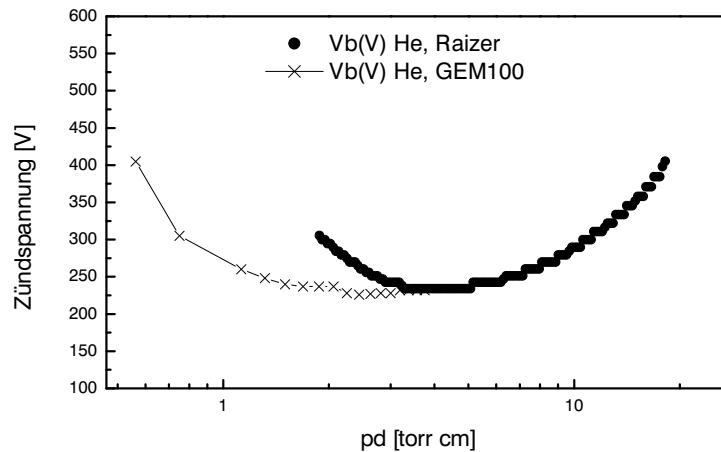


Abbildung 2.9: Die gemessene Zündspannung einer MSE in Abhängigkeit vom Druck, und der bei einer klassischen Niederdruckgleichstromentladung erwartete Verlauf [34].



Abbildung 2.10: Ein Mikroplasma in Helium.

als von der Theorie vermutet. Der Grund hierfür findet sich wahrscheinlich darin, daß einzelne Feldüberhöhungen aufgrund von Unebenheiten und Spitzen bei einem Mikrosystem wie einer MSE viel mehr ins Gewicht fallen als bei einer Gleichstromentladung, deren Elektroden einen Abstand von mehreren Zentimetern haben.

Die U/I-Charakteristik einer MSE-Entladung ist, wie in Abbildung 2.11 zu sehen, ähnlich der einer klassischen Niederdruckglimmentladung. Nach dem Zünden fällt die Spannung auf die eigentliche Brennspannung ab, die dann über einen weiten Strombereich konstant bleibt.

Betrieibt man eine MSE mit Gasdurchfluß, das heißt mit unterschiedlichen Drücken auf den beiden Seiten der MSE, so ändert sich die U/I-Charakteristik leicht. Der Einbruch der Spannung nach dem Zünden ist immer noch vorhanden. Allerdings ist nun ein

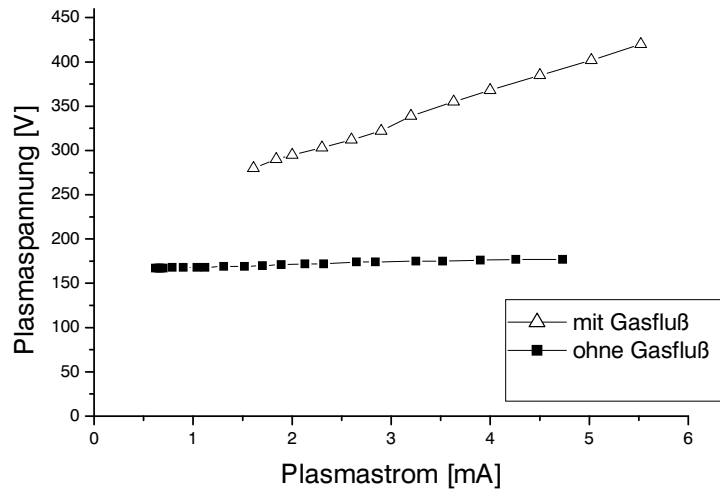


Abbildung 2.11: Die U/I-Charakteristik einer MSE-Entladung bei einem Umgebungsdruck von ca. 1 bar und Helium als Betriebsgas mit und ohne Gasfluß.

Ansteigen der Brennspannung beim Erhöhen des Plasmastroms festzustellen. Dies läßt sich dadurch erklären, daß aufgrund der Gasströmung Ladungsträger aus dem Plasma entfernt werden. Dadurch ist im Vergleich zu einem statisch betriebenen Mikroplasma - also einem MSE-Plasma ohne Gasfluß durch die Mikropore - eine höhere Spannung nötig, um einen ähnlichen Strom zu erzeugen.

Für detaillierte Untersuchungen von MSE-Plasmen im statischen Betriebsmodus sei an dieser Stelle auf die Dissertation von C. Penache verwiesen [34]. Genauere Untersuchungen von Plasmen bei Gasfluß durch die MSE finden sich in der Doktorarbeit von O. Hohn [33].

### 2.2.2 Erzeugung von metastabilem Helium in einem Plasma

In Plasmen gibt es, wie in Kapitel 2.2 erläutert wurde, unterschiedliche Prozesse, die das Plasma aufrechterhalten. Zur Erzeugung von metastabilem Helium kommen allerdings nur zwei Mechanismen in Frage. Als erste Möglichkeit, ein Heliumatom in einen Triplettzustand anzuregen, ist die Anregung durch Elektronenstoß aufzuführen. Freie Elektronen sammeln im elektrischen Feld des Plasmas genügend Energie, um dann bei einem Stoß mit einem Grundzustandsheliumatom dieses anzuregen.



In Abbildung 2.12 sind die Wirkungsquerschnitte für diesen Prozeß in Abhängigkeit von der Elektronenenergie zu sehen [12].



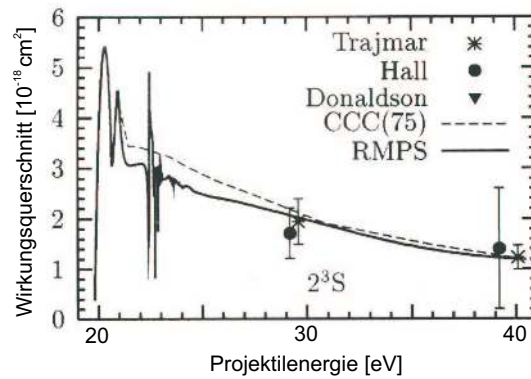
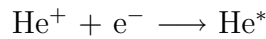


Abbildung 2.12: Der Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßanregung des Helium-Grundzustandes in den Triplettzustand.

Ein weiterer denkbarer Prozeß, der ein Heliumatom im Triplettzustand erzeugen kann, ist die Rekombination eines einfach geladenen Heliumions mit einem langsamen, freien Elektron.



Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist ebenfalls von der Energie des Elektrons abhängig und ist für niedrige Energien etwa 3 Größenordnungen höher als der der Anregung durch Elektronenstoß [13]. Da bei bisherigen Untersuchungen Ionisationsgrade des Mikroplasmas von max.  $10^{-3}$  gefunden wurden [32], ist vorerst nicht entscheidbar, welcher der beiden Prozesse dominiert.

Eine Anregung des Grundzustandes in einen Triplettzustand durch Photonen ist den Ausführungen in Kapitel 2.1 entsprechend nicht möglich, da hierzu ein Spinflip eines der Elektronen erfolgen muß.

## 2.3 Überschallgasstrahlen

Ein Teilchen hat eine mittlere kinetische Energie von  $E = \frac{3}{2}kT$ . Dies entspricht bei Zimmertemperatur einer Energie von ca. 40 meV. Um in der atomphysikalischen Grundlagenforschung trotzdem Untersuchungen an atomaren Prozessen durchführen zu können, die zu beobachtende Energien von weniger als 1 meV beinhalten, ist es also nötig, das zu untersuchende Atom zu kühlen. Eine etablierte Methode ist bei gasförmigen (und flüssigen) Substanzen der Einsatz eines sog. „Überschalljets“ („supersonic jet“).

Strömt Gas unter einem Druck  $P_a$  aus einer kleinen Öffnung in ein Gefäß mit dem Druck  $P_b$ , so expandiert es in diesem Gefäß adiabatisch, falls  $P_a > 2P_b$  gilt. Es kommt zu einer Überschallexpansion, bei der die Strömungscharakteristik des Gases eine gerichtete Form erhält. Hierbei wird die gesamte innere Energie des Gases zum Verdrängen der umgebenden Gasatome aufgebraucht, bis so gut wie alle Atome die gerichtete mittlere Geschwindigkeit  $v_{final}$  besitzen. Den Bereich, in dem dies der Fall ist, in dem sich also alle Gasatome wechselwirkungsfrei bewegen, nennt man „Zone-of-Silence“. Schält man nun aus diesem Bereich einen schmalen Strahl heraus, so erhält man einen extrem kalten, sehr gut lokalisierten Atom- oder Molekülstrahl. Abbildung 2.13 zeigt eine typische Realisierung eines Überschallgasstrahls. Im unteren Bereich ist die „Expansionskammer“ zu sehen, in die das Gas aus der „Jetdüse“ hinein expandiert. Mit einem sog. „Skimmer“, einem trichterförmigen, sehr scharfkantigen Gebilde, wird aus der Zone-of-Silence der eigentliche Überschallstrahl herausgeschnitten und gelangt in die Targetkammer, in der das jeweilige Experiment stattfindet.

Da das Prinzip des Überschall-Jets in einer Vielzahl von Diplom- und Doktorarbeiten innerhalb unserer Arbeitsgruppe eine zentrale Rolle spielt, möchte ich nicht näher auf die Herleitung der beschreibenden Größen eingehen, sondern hierzu auf einige Arbeiten (z.B. [33],[35]) verweisen.

Um die Qualität eines Überschallstrahls zu beurteilen, wird oftmals auf das Speedratio  $S$  zurückgegriffen. Anschaulich gibt es das Verhältnis der mittleren Strahlgeschwindigkeit zur Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Strahles wieder. Es ist definiert als:

$$S = \frac{v_{final}}{\sqrt{2k\frac{T_0}{m}}}$$

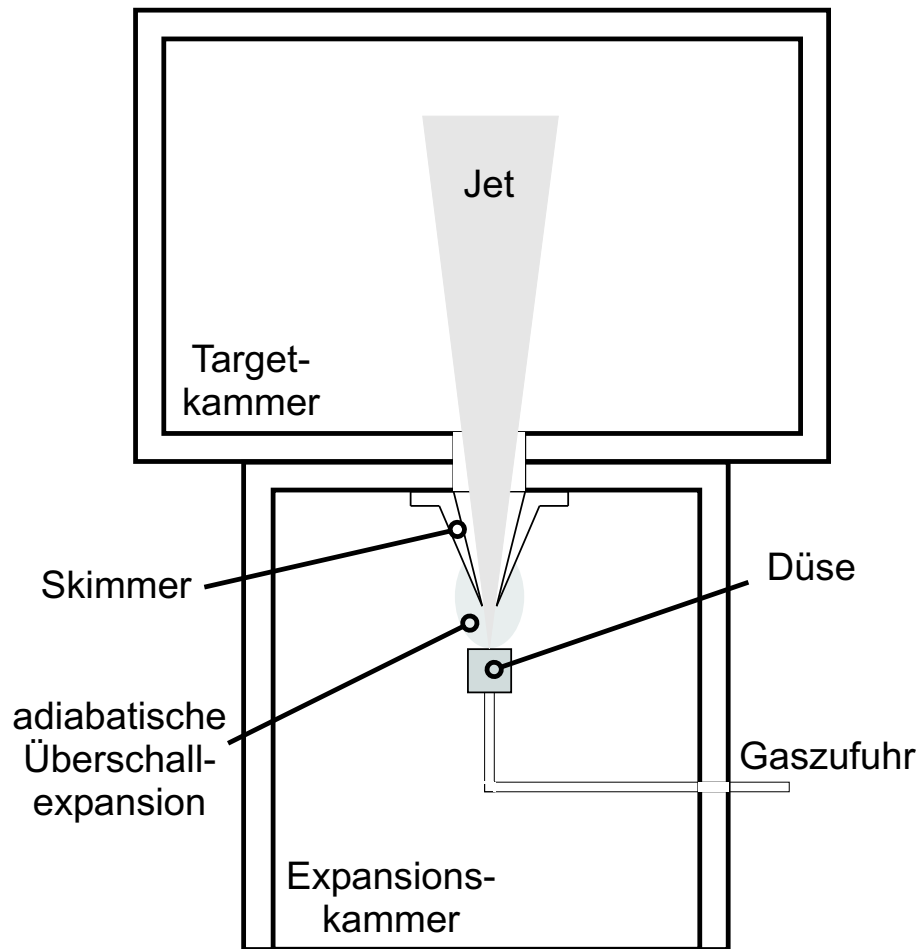


Abbildung 2.13: Ein typischer Aufbau eines „supersonic jet“.

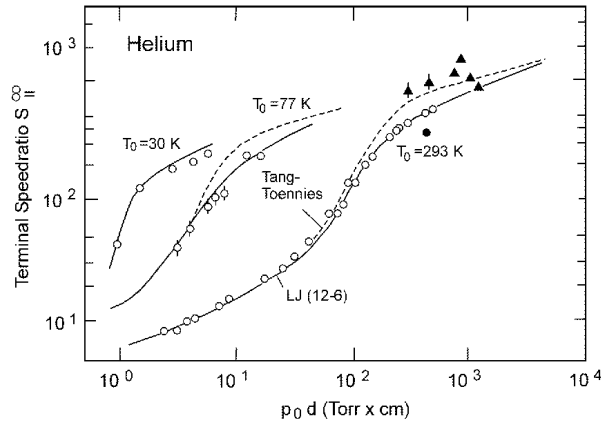


Abbildung 2.14: Das Speedratio in Abhängigkeit vom Produkt aus Vordruck und Düsendurchmesser. Eingezeichnet sind außerdem die unterschiedlichen Abhängigkeiten für verschiedene Gastemperaturen (aus [14]).

Hierbei ist  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $T_0$  die Gastemperatur. Das Speedratio ist außerdem abhängig vom Produkt aus Vordruck  $p_0$  und Düsendurchmesser  $d$ , wie in Abbildung 2.14 zu sehen ist. Des weiteren ist dort zu sehen, daß die Gastemperatur sich auch direkt auf das Speedratio und somit auf die Qualität des Überschallstrahls auswirkt. Niedrige Temperaturen liefern bei gleichem  $p_0 \cdot d$  im Allgemeinen ein besseres Speedratio.

Für diese Diplomarbeit von besonderer Bedeutung ist die Erkenntnis, daß die Gastemperatur  $T_0$  die mittlere Geschwindigkeit des Gasjets beeinflusst:

$$v_{final} = \sqrt{\frac{5kT_0}{m}} \quad (2.1)$$

Dadurch ist es also möglich, die Longitudinalgeschwindigkeit des Überschallstrahls gezielt durch Kühlung herabzusetzen.

Die Ausdehnung  $l$  der Zone-of-Silence ist natürlich eine weitere Größe, die zur Beschreibung des Jets von Bedeutung ist. Sie ist im Idealfall abhängig vom Düsendurchmesser  $d$ , vom Vordruck  $p_0$  und vom Druck in der Expansionskammer  $p_{Exp}$ :

$$l = \frac{2}{3}d\sqrt{\frac{p_0}{p_{Exp}}}$$

Möchte man die (im realen Jet von null verschiedene) Endtemperatur des Jets berechnen, so geschieht dies durch:

$$T = \frac{5 T_0}{2 S^2}$$

## 2.4 Spinseparation durch inhomogene Magnetfelder

Auf ein Ion wirkt in einem Magnetfeld die von der Stärke des Magnetfeldes und der Geschwindigkeit des Ions abhängige Lorentzkraft. Betrachtet man elektrisch neutrale Atome, so zeigt sich, daß auch auf diese in Magnetfeldern, wenn auch nur in inhomogenen, Kräfte wirken. Diese Kräfte finden ihren Ursprung in der Bewegung der geladenen Bausteine des Atoms, zum Beispiel der Elektronen.

Anschaulich (und vor allen Dingen klassisch!) betrachtet kann ein Elektron, das sich auf einer Bahn um den Kern befindet, als ein Kreisstrom  $I$  betrachtet werden [1]. Die den Kreisstrom verursachende Ladung ist die Elektronenladung ( $-e$ ), und ihre Umlaufzeit beträgt  $T = \frac{v}{2\pi r}$ . Hierbei ist  $v$  die Geschwindigkeit des Elektrons auf der Kreisbahn mit dem Radius  $r$  um den Kern. Es ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} I &= \frac{q}{t} \\ &= \frac{-e}{T} \\ &= \frac{-ev}{2\pi r} \end{aligned}$$

Stellt man nun die Bahn des Elektrons durch seinen klassischen Drehimpuls  $l = mvr$  dar (auf das Kreuzprodukt kann verzichtet werden, da die klassische Vorstellung einer „Planetenbahn“ garantiert, daß der Zwischenwinkel zwischen  $r$  und  $p$  immer  $90^\circ$  beträgt) und setzt diesen ein, erhält man:

$$I = \frac{-e \cdot l}{2\pi m r^2}$$

Ein solcher Kreisstrom erzeugt ein magnetisches Dipolmoment, das sich klassisch zu

$$\begin{aligned} \vec{\mu} &= I \int_A d\vec{n} \cdot A \\ &= IA\vec{n} \\ &= I\pi r^2 \vec{n} \end{aligned}$$

ergibt [5]. Hierbei stellt  $\vec{n}$  den Einheitsnormalenvektor auf der Fläche  $A$  der „Leiterschleife“ dar, die in unserem Fall kreisförmig ist und einen Flächeninhalt von  $\pi r^2$  besitzt.

Mit der zuvor gewonnenen Beziehung für den Kreisstrom erhält man dann durch Einsetzen den Zusammenhang:

$$\vec{\mu} = \frac{-e\vec{l}}{2m}$$

Hierbei wurde davon Gebrauch gemacht, daß der Drehimpulsvektor ebenfalls in Richtung von  $\vec{n}$  steht und so als Produkt aus Betrag und Richtung ( $\vec{l} = l \cdot \vec{n}$ ) geschrieben werden kann.

Sobald man die Fläche der Stromschleife gegen null gehen läßt, entsteht ein Punktdipol. Auf ihn wirkt genauso wie auf die Stromschleife - in deren Fall das anschaulich klar ist - in einem B-Feld eine Kraft:

$$\vec{F} = \mu \cdot \text{grad}(\vec{n}\vec{B})$$

Aufgrund eines magnetisches Momentes  $\vec{\mu}$  entsteht somit in einem B-Feld  $\vec{B}$  ein Potential  $V$  mit der sehr griffigen Beziehung:

$$V = -\vec{\mu}\vec{B}$$

Überträgt man nun das oben genannte in die Welt der Quantenmechanik, so liefert die Einführung der quantisierten Drehimpulse  $\vec{l}$  (Bahndrehimpuls) und  $\vec{s}$  (Spindrehimpuls) die der klassischen entsprechende Gleichung:

$$\begin{aligned} V &= -\vec{\mu}\vec{B} \\ &= -(\vec{\mu}_s + \vec{\mu}_l)\vec{B} \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar}(g_s\vec{s} + g_l\vec{l})\vec{B} \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar}(2m_s + m_l)B \end{aligned} \tag{2.2}$$

Hierbei stellt  $g_{l/s}$  das sogenannte „gyromagnetische Verhältnis“ dar. Es gibt an, um welchen konstanten Faktor das quantenmechanisch betrachtete magnetische Moment größer oder kleiner ist als sein klassisches Analogon. Im Fall eines Bahndrehimpulses ist dieser Faktor  $g_l = 1$ . Im Falle eines Spindrehimpulses beträgt er  $g_s \approx 2$ .

Die Konstante  $\mu_B$  wird das Bohrsche Magneton genannt und ist der Betrag des magnetischen Moments, das von einem Elektron, das mit dem klassischen Drehimpuls  $l = \hbar$  rotiert, erzeugt wird. Es hat den Wert  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0c} = 0.579 \cdot 10^{-4} \text{ eV/T}$ .

Das Skalarprodukt aus dem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  und dem B-Feld  $\vec{B}$  ist schnell berechnet, da die Richtung des B-Feldes die Quantisierungsachse des Atoms und somit auch des magnetischen Moments liefert. Das Skalarprodukt ist also gerade das Produkt aus dem Betrag von  $\vec{B}$  und der Projektion des Bahndrehimpulses und des Spins auf die Quantisierungsachse.

Durch das Bilden des Gradienten ergibt sich nun auch im quantenmechanischen Fall die Kraft, die ein neutrales Atom mit dem Gesamtdrehimpuls  $(L+S) = \sum m_l + \sum m_s$  in einem B-Feld  $\vec{B}$  erfährt:

$$\begin{aligned} F &= -grad V \\ &= \frac{\mu_B}{\hbar}(2m_s + m_l)grad B \end{aligned} \quad (2.3)$$

Für einen gegebenen Gesamtdrehimpuls ist die Kraft somit proportional zum Gradienten des B-Feldes.



*"Karma police arrest this man,  
he talks in maths,  
he buzzes like a fridge,  
he's like a detuned radio."*

Thom Yorke

# Kapitel 3

## Der experimentelle Aufbau

### 3.1 Der Versuchsaufbau in der Übersicht

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen den experimentellen Aufbau in der Übersicht, wobei Abb. 3.1 eine gerenderte [15] Darstellung der Quellen- und der Separationskammer zeigt. Im unteren Bereich des Bildes ist die Plasmaquelle zu sehen, die durch zwei der acht radial angeordneten Flansche in transversaler Richtung verfahrbar ist. Der massive Kupferblock am unteren Teil der Quelle ist über drei Kupferlitzen mit einem Durchmesser von je 10 mm mit einer Kühlfalle verbunden, die somit die gesamte Quelle auf eine Temperatur von 80K kühlt. Genauso erfolgt auch die Gaszuleitung und die Zuleitung der Versorgungsspannung durch einen der acht kleinen Flansche. Diese Details sind der Übersichtlichkeit wegen in diesem Bild nicht eingezeichnet.

Im oberen Teil der Abbildung zeigt sich die Separationskammer mit dem Separationsmagneten. Zu sehen ist hier, wie der Magnet gehalten wird.

Zwischen der Quellenkammer und der Separationskammer befindet sich der Skimmer. Er hat eine Öffnung von 0.3 mm und ist fest mit der Separationseinheit verbunden.

Abbildung 3.2 ist eine technische Zeichnung des gesamten Versuchsaufbaus. Zu erkennen sind auch hier die Expansionskammer mit der von außen positionierbaren Plasmadüse und dem Skimmer, der Magnet und die eigentliche Targetkammer mit dem Detektor zum Nachweis des Targets. In der Zeichnung sind die Turbomolekularpumpen an der Expansions- und der Targetkammer nicht eingezeichnet, wobei an der Expansionskammer eine Pumpe mit 700 l/s Saugleistung und an der Targetkammer eine Pumpe mit einer Saugleistung von 300 l/s zum Einsatz kommt.

Der gesamte hier dargestellte Aufbau hat eine Größe von 61 cm, wobei das eigentliche Target (Abb. 3.1) nur eine Länge von 34 cm bei einem Volumen von ca. 3 l besitzt. Das Target ist somit sehr kompakt und kann dadurch leicht transportiert werden.

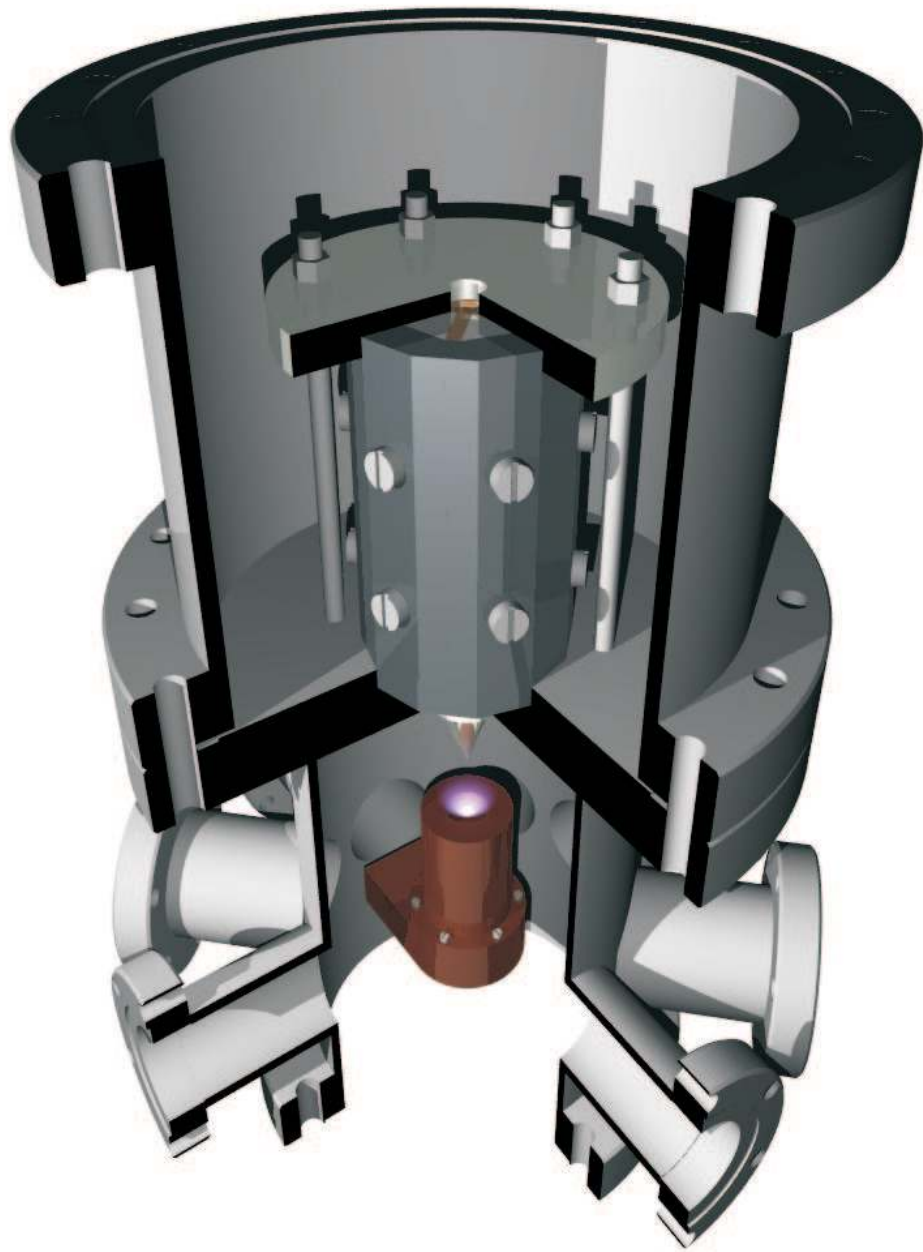


Abbildung 3.1: Gerenderte Aufnahme der Quellen- und der Separationskammer.

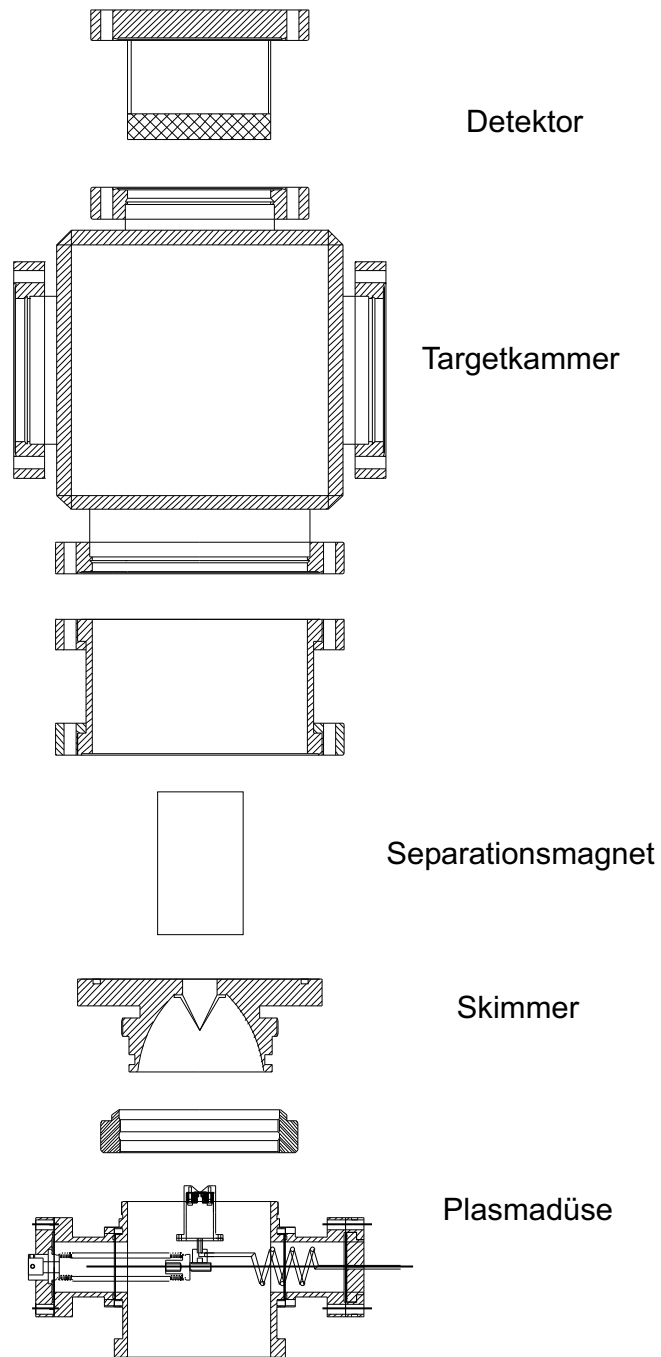


Abbildung 3.2: Explosionszeichnung des experimentellen Aufbaus.

## 3.2 Die Plasmadüse

Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, kommt eine Mikrostrukturelektrode zur Erzeugung der angeregten Heliumatome zum Einsatz. Durch einen sehr gering gewählten Lochdurchmesser von  $100\ \mu\text{m}$  ist die MSE mit der hier vorgestellten Halterung als Düse für eine Überschallexpansion verwendbar. Wie in den Gleichungen in Kapitel 2.3 zu sehen ist, ist der Lochdurchmesser natürlich nicht explizit ein Kriterium für die Entstehung eines Überschallstrahls. Vielmehr ist meistens die vorhandene Pumpleistung die begrenzende Größe. Ein kleiner Lochdurchmesser sichert somit das Erreichen der nötigen Druckunterschiede bei den im Experiment benötigten Vakua. Mit der hier vorgestellten Halterung entsteht kein „gewöhnlicher“ Überschall-Jet, sondern ein „Plasma Jet“, der neben neutralen, nichtangeregten Atomen auch aus Ionen und angeregten Atomen besteht (s. Abb. 3.3).

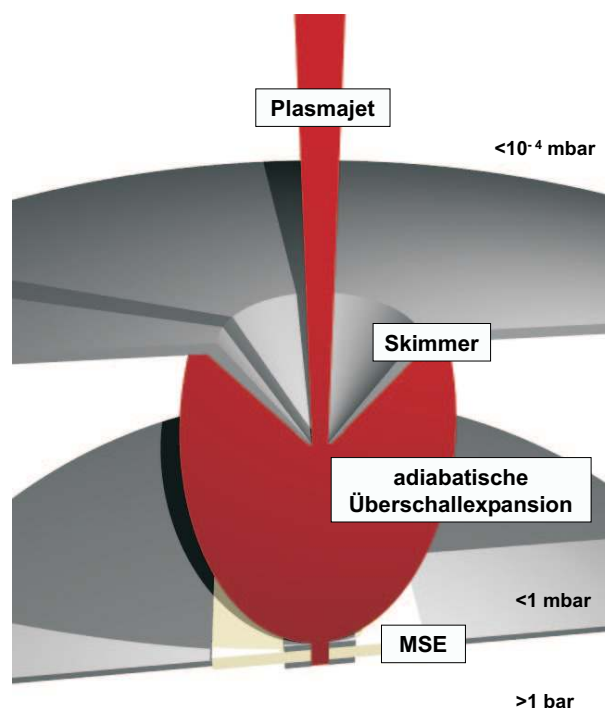


Abbildung 3.3: Die MSE, in der ein Plasma brennt, dient als Düse für eine Überschall-expansion, so daß sich kein „gewöhnlicher“ Jet, sondern ein „Plasma Jet“ ausbildet.

Der genaue Aufbau der Plasmadüse ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die MSE wird von innen mit vier Muttern und einem Isolatorstück aus „Vespel(R)“ gegen den Deckel der Düse gedrückt. Eine Dichtung aus Indium zwischen MSE und Deckel sorgt für die

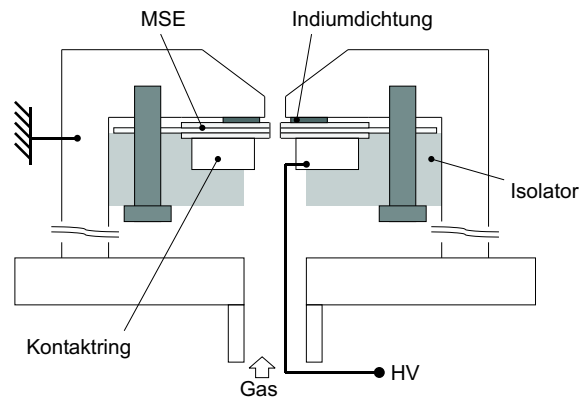


Abbildung 3.4: Die Plasmaquelle im Detail. Zu sehen sind das für eine gute Kühlung nötige Gasreservoir, die eigentliche Haltevorrichtung der MSE, die zugleich der Stromversorgung dient, und die Gaszufuhr. Der Gesamtdurchmesser der Quelle beträgt 24 mm.

nötige Dichtheit, durch die sichergestellt wird, daß das gesamte Gas durch die MSE-Pore strömt. Das Düsengehäuse ist geerdet, so daß die sich auf der Niederdruckseite der MSE befindende Elektrode ebenfalls geerdet ist. Die zweite Elektrode auf der Hochdruckseite der MSE ist über einen Kupferring kontaktiert. Die Stromversorgung der MSE erfolgt durch die Gaszuleitung. Der Vorteil dieses coaxialen Aufbaus liegt auf der Hand: es entstehen keine elektrischen Felder außerhalb der Düse, so daß auch bei ungünstigen Druckverhältnissen (z.B.  $10^{-3}$  mbar) in der Expansionskammer kein unerwünschtes Plasma zündet.

Um eine Separation der (L+S)-Zustände in einem so kompakten Aufbau überhaupt zu ermöglichen (mehr hierzu in Kapitel 3.3.1), ist es unumgänglich, das Targetgas zu kühlen. Hierzu wird über eine mehradrige Kupferleitung mit einer Gesamtquerschnittsfläche von  $2.4 \text{ cm}^2$  und einer Länge von 30 cm ein gut wärmeleitender Kontakt zu einem Reservoir mit flüssigem Stickstoff hergestellt. Das Targetgas kühlt sich ab, indem es mit der kalten Wand der Plasmaquelle stößt. Damit die Verweildauer der Atome innerhalb der Düse nicht zu gering wird, und somit eine ausreichende Kühlung sichergestellt werden kann, hat die Plasmaquelle ein Volumen von  $3 \text{ cm}^3$ . Dadurch verweilt ein Gasatom im Volumen der Düse bei den in dieser Arbeit gewählten Durchfluß von typischerweise  $100 \text{ cm}^3/\text{min}$  für 1.8 Sekunden.

Die gesamte Düse ist von außen über zwei Mikrometerschrauben in transversaler Richtung verfahrbar. Dadurch kann das Düsenloch genau unter der Skimmerspitze positioniert werden.

### 3.3 Der Separationsmagnet

Das Herzstück des spinpolarisierten Heliumtargets stellt der Separationsmagnet dar. Er sollte einerseits eine einhundert-prozentige Separation der gewünschten  $\text{He}^*$ -Spezies vom Restgasstrahl garantieren, andererseits ist natürlich auch die räumliche Ausdehnung des Targets im Targetort von Bedeutung, da diese im Zweifelsfall direkt in die zu optimierende Targetdichte eingeht. Gewählt wurde ein Permanenthexapolmagnet, der, wie sich im Folgenden zeigen wird, die nötigen Voraussetzungen für eine effiziente Separation der (L+S)-Zustände mit sich bringt und außerdem durch seine fokussierende Abbildungseigenschaft die Targetausdehnung reduziert.

Es wird nun zuerst das Prinzip der Separation und ein wenig der Werdegang des Separationsmagneten während dieser Diplomarbeit beschrieben. Danach wird die genaue technische Umsetzung erläutert.

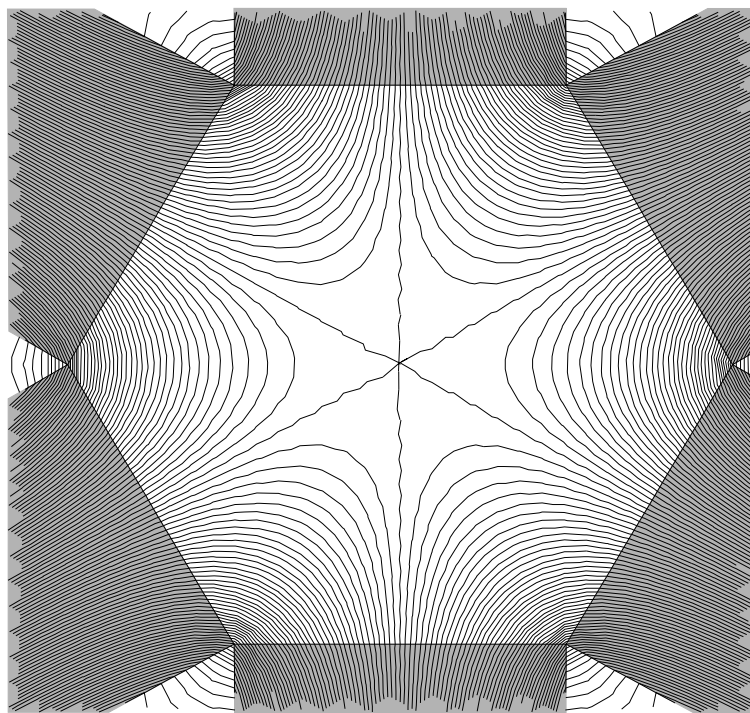


Abbildung 3.5: Simulation des B-Feldes des verwendeten Hexapolmagneten.

### 3.3.1 Allgemeine Überlegungen zur Separation

Für einen idealen Hexapolmagneten findet sich eine quadratische Abhängigkeit des Betrages des B-Feldes  $|\vec{B}| = B$  vom Abstand  $r$  von der Mittelachse des Magneten,

$$B = B_{Pol} \frac{r^2}{r_{Mag}}$$

wobei  $B_{Pol}$  das Polspitzenfeld, also das Feld direkt an den Polen des Magneten, und  $2 \cdot r_{Mag}$  den Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Polen darstellen (s. Abb. 3.5). Für ein neutrales Atom in einem (L+S)-Zustand ergibt sich mit Gleichung 2.2 in einem Hexapolmagneten das folgende Potential:

$$V = -\frac{\mu_B}{\hbar} (2S + L) B_{Pol} \frac{r^2}{r_{Mag}}$$

Der Geometrie des Hexapolmagneten entsprechend, bietet sich eine Transformation in Zylinderkoordinaten an:  $(x, y, z) \longrightarrow (r, \phi, z)$ , mit:

$$\begin{aligned}x &= r \cos(\phi) \\y &= r \sin(\phi) \\z &= z\end{aligned}$$

Hierbei sei die z-Achse so gewählt, daß sie die Symmetrieachse des Hexapolmagneten bildet.

Die Lagrangefunktion [4] des Problems ist in diesen Koordinaten dann gegeben durch:

$$\begin{aligned}L &= T - V \\&= \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{z}^2) + \vec{\mu} \vec{B}\end{aligned}$$

Die generalisierten Impulse und Kräfte erhält man dann über die partiellen Ableitungen zu:

$$\begin{aligned}p_r &= \frac{\partial L}{\partial \dot{r}} = m \dot{r} \\p_\phi &= \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = m r^2 \dot{\phi} \\p_z &= \frac{\partial L}{\partial \dot{z}} = m \dot{z}\end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
F_r &= \frac{\partial L}{\partial r} = m \cdot r \dot{\phi}^2 + \frac{\mu_j}{m} \frac{\partial B}{\partial r} \\
F_\phi &= \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = 0 \\
F_z &= \frac{\partial L}{\partial z} = 0
\end{aligned}$$

Mit dem Wissen, daß  $F = \dot{p}$  gilt, kommt man durch Einsetzen zu den Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned}
\ddot{r} &= r \dot{\phi}^2 + \frac{\mu_j}{m} \frac{\partial B}{\partial r} \\
\ddot{\phi} &= -\frac{2\dot{\phi}\dot{r}}{r} \\
\ddot{z} &= 0
\end{aligned}$$

Man erhält also ein System aus zwei gekoppelten Differentialgleichungen. Für den Fall eines Atoms, das sich ohne einen azimuthalen Geschwindigkeitsanteil durch den Magneten bewegt, reduziert sich das Problem auf eine Ebene und ist schnell gelöst. Schließlich trägt nur noch der  $r^2$ -Term des B-Feldes bei und führt für negative  $\mu_j$  daher zu einer sinusförmigen Abhängigkeit:

$$r = \sin\left(\sqrt{-\frac{2\mu_j B_{Pol}}{m \cdot r_{Mag}}} t\right)$$

In der vorliegenden Arbeit wurde allerdings ein anderer Weg gewählt. Ursprünglich stand die genaue Geometrie des Magneten, und somit das Potential des Problems, noch nicht fest. Das B-Feld der Magnetgeometrie, die Stern und Gerlach 1922 für ihr Experiment wählten (s. Abb. 3.6), läßt sich zum Beispiel in der senkrecht durch die Schneide verlaufenden Ebene recht gut durch eine Summe zweier  $e$ -Funktionen annähern. Bereits in diesem Fall sind aber die oben gezeigten Bewegungsgleichungen nicht mehr analytisch lösbar. Des weiteren findet sich bei einer allgemeinen Magnetgeometrie nicht unbedingt eine Symmetrie, die die Berechnungen auf 2 Dimensionen reduziert. Daher bot es sich an, die Flugbahn der Atome in einer Simulation zu ermitteln. Hierzu wird iterativ über die Geschwindigkeit des Atoms im B-Feld die Flugbahn simuliert und mittels des Programms „Maple V“ [8] dargestellt.

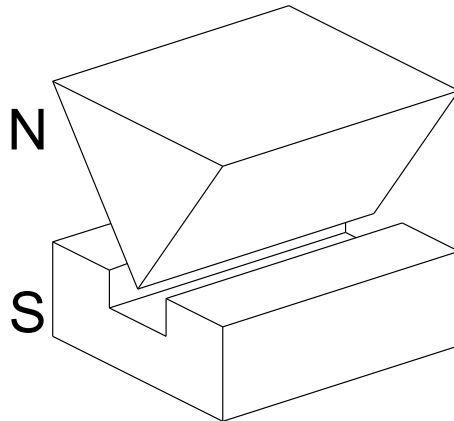


Abbildung 3.6: Die von Stern und Gerlach 1922 verwendete Magnetgeometrie (schematisch).

Die Startrichtung, Startgeschwindigkeit und der Anregungszustand wird in dem im Anhang gezeigten Programm als Anfangsbedingung berücksichtigt. Die eigentliche Iteration besteht nun darin, für kleine Schritte in  $x$  Richtung die Geschwindigkeitsänderung des Teilchens aufgrund des am aktuellen Ort vorliegenden Gradienten des  $B$ -Feldes zu berechnen. Hierzu wird die in Kapitel 2.4 hergeleitete Beziehung 2.3 benutzt:

$$\begin{aligned} F &= -\text{grad} V \\ &= \mu_j \frac{\partial B}{\partial y} \end{aligned}$$

Die Beschleunigung beträgt also in diesem Fall:

$$\ddot{y} = \frac{\mu_j}{m} \frac{\partial B}{\partial y} + a_{y0}$$

Daher ist durch zweimalige Integration die Ablenkung von der ursprünglichen  $y$ -Position nach dem Durchqueren eines  $B$ -Feldes der Länge  $x$  mit einem in diesem Bereich konstanten Gradienten gegeben durch:

$$\begin{aligned} y &= \frac{\mu_j}{2m} \frac{\partial B}{\partial y} t^2 + t v_{y0} \\ &= \frac{\mu_j}{2m} \frac{\partial B}{\partial y} \left(\frac{x}{v}\right)^2 + \frac{x}{v} v_{y0} \end{aligned} \quad (3.1)$$

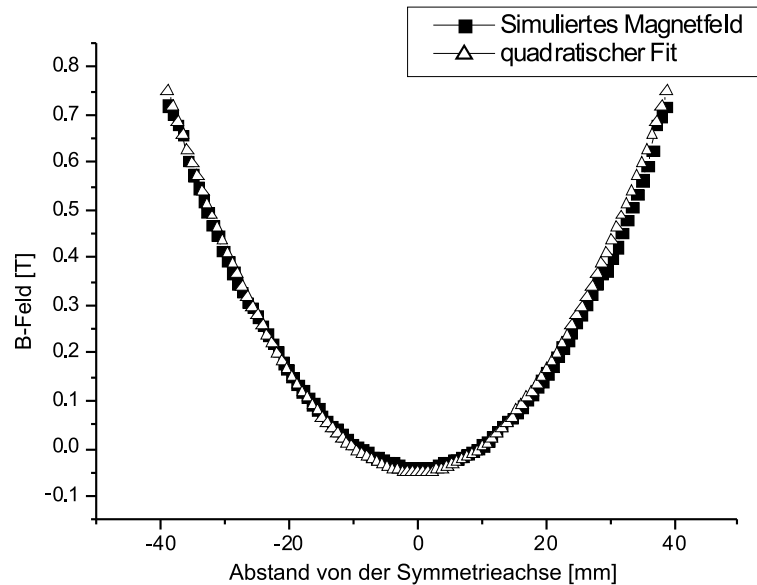


Abbildung 3.7: Simuliertes und angefitetes B-Feld des Hexapols in Abhängigkeit vom Abstand von der Mittelachse. Gewählt wurde ein Schnitt durch zwei Pole, da in dieser Ebene die nicht-Hexapolanteile am geringsten ausfallen.

Es ist zu sehen, daß das Ausmaß der Ablenkung antiproportional zur Longitudinalgeschwindigkeit des Teilchens ist. Mit Gleichung 2.1 wird klar, warum eine Kühlung des Targets von Nöten ist. Wie in Kapitel 2.3 gezeigt wurde, wirkt sich eine Kühlung des Targetgases auch direkt auf die mittlere Geschwindigkeit des Gasjets aus, so daß diese im Fall von Helium als Jetgas und einer Kühlung auf 80K nur noch 911 m/s beträgt.

Um für den Gradienten einen funktionalen Zusammenhang zu erhalten, wurde das B-Feld für die jeweilige Simulationsebene mit dem Programm „Poisson“ [16] simuliert und der Gradient angefitet. Abbildung 3.7 zeigt exemplarisch die Übereinstimmung des simulierten Hexapolfeldes mit einem quadratischen Fit.

Auf den folgenden Seiten finden sich einige Abbildungen, die Simulationsergebnisse für unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeiten der He-Atome zeigen. Die Anfangsgeschwindigkeit ist hierbei die mittlere Geschwindigkeit, die ein Jet nach Gleichung 2.1 bei der gegebenen Temperatur besitzt.

Da dem Prinzip eines Düse/Skimmer-Aufbaus entsprechend ein divergenter Strahl in den Magneten gefüttert wird, sind in allen Abbildungen immer die Trajektorien eines Teilchens im obersten, mittleren und untersten Bereich des Strahls zu sehen. Hieraus läßt sich die zu erwartende Form des Strahls im Targetpunkt erahnen. Abb. 3.8

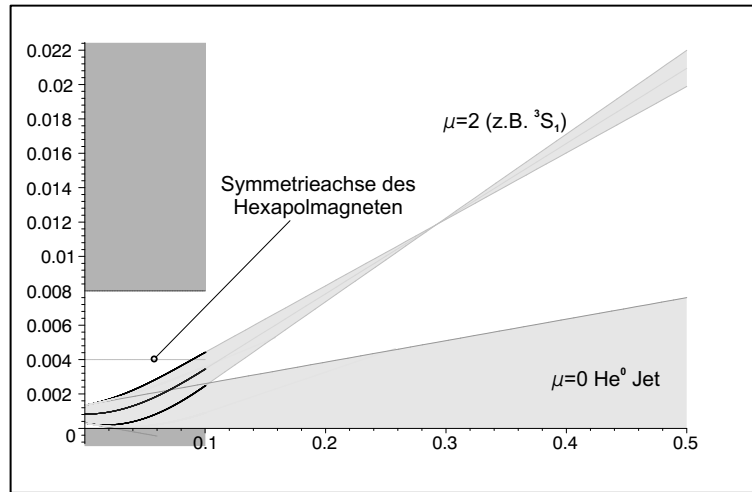


Abbildung 3.8: Die nun folgenden Simulationsbilder sind nach dem hier gezeigten Schema aufgebaut. Alle Größenangaben sind in Meter.

erklärt, wie die Simulationsbilder aufgebaut sind. Links im Bild ist ein Schnitt durch den Hexapolmagneten und seine Symmetrieachse zu sehen. Der divergente Jetstrahl wird knapp über einem Pol des Magneten eingeschossen, so daß ein Teil des Heliums, das sich im Grundzustand befindet, mit dem Magneten kollidiert. Heliumatome im gewünschten  ${}^3S_1(\downarrow, \downarrow)$  Zustand treffen nicht auf den Magneten, da sie in Richtung der Symmetrieachse abgelenkt werden. Für sie ist in den meisten Bildern ein Fokuspunkt zu sehen. Zustände mit Spin  $(\uparrow, \uparrow)$  werden ebenfalls auf den Magneten gelenkt, da sie defokussiert werden. Sie sind in der Simulation nicht eingezeichnet.

Wesentlich anschaulicher ist die genaue Wirkungsweise des Hexapolmagneten verständlich, wenn man sich klar macht, daß ein idealer Hexapolmagnet gerade eine Linse für neutrale Teilchen mit  $(L + S) \neq 0$  darstellt. Schließlich herrscht ein linearer Zusammenhang zwischen der ablenkenden Kraft und dem Abstand von der Mittelachse des Hexapolmagneten:

$$B_{Hexapol} \sim r^2$$

$$grad(B_{Hexapol}) \sim r$$

Mit Gleichung 2.3 ergibt sich also  $F \sim r$ . Ein entsprechend dimensionierter, idealer Hexapolmagnet ist also in der Lage, jedes aus einer punktförmigen Quelle emittierte Heliumatom einer festen Geschwindigkeit in einem  $(L+S)$ -Zustand auf einen definierten, je nach  $(L+S)$  unterschiedlichen, Punkt zu fokussieren. Dies ist natürlich ideal

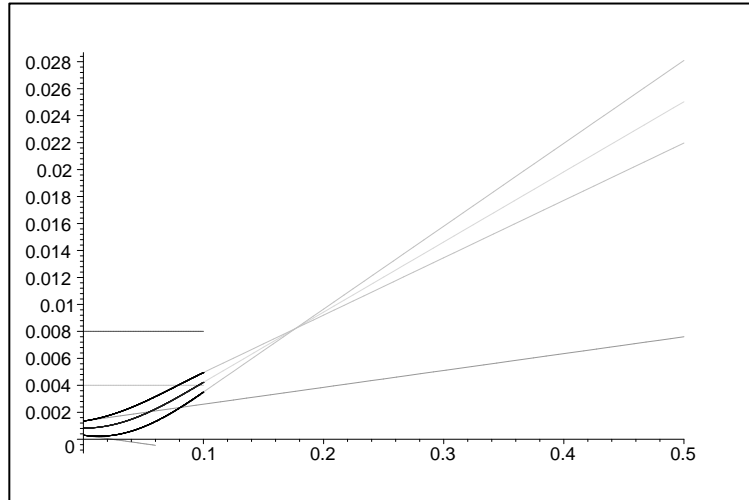


Abbildung 3.9: Hexapolmagnet, Jettemperatur: 80K (=911m/s).

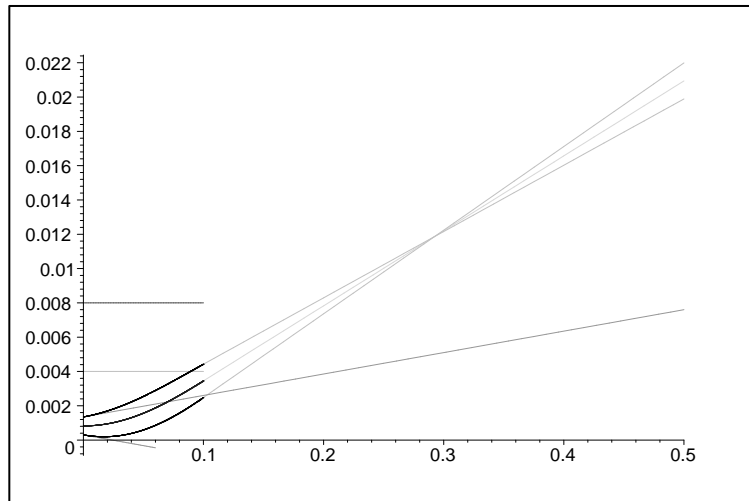


Abbildung 3.10: Hexapolmagnet, Jettemperatur: 110K (=1070m/s).

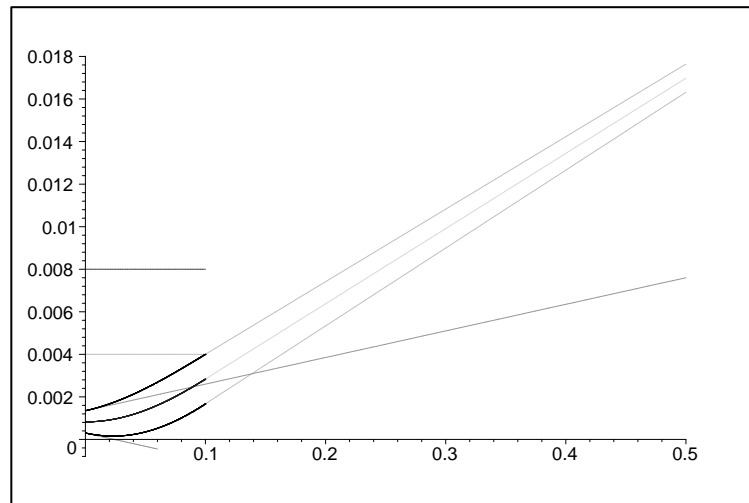


Abbildung 3.11: Hexapolmagnet, Jettemperatur: 150K (=1250m/s).

für ein Target, da ein Fokuspunkt prinzipiell die Voraussetzungen dafür liefert, die Targetdichte zu erhöhen.

### 3.3.2 Die technische Realisierung

Konkret realisiert wurde die Separationseinheit durch einen sehr einfachen Hexapolaufbau. Hierzu wird das Hexapolfeld mit 6 abwechselnd gepolten Permanentmagnetstücken aus VACODYM HR655 der Firma Vakuumschmelze [9], die durch Abstandshalter aus Aluminium und ein Weicheisenjoch zur Feldrückführung gehalten sind, erzeugt (s. Abbildung 3.12). Der gesamte Magnet hat eine Länge von 10 cm und einen Außendurchmesser von 6 cm. Der Innendurchmesser beträgt 8 mm. Sein berechnetes und simuliertes Polspitzenfeld liegt bei 0.7 T.

Ein Aufbau aus nur 6 Polstücken stellt die kostengünstigste Variante dar, einen Hexapolmagneten zu erhalten. Hierfür muß allerdings in Kauf genommen werden, daß das erzeugte Feld auch starke nicht-Hexapolanteile besitzt. Dies wirkt sich in erster Linie negativ auf die Qualität des zu erwartenden Fokuspunktes aus, was sich im Experiment auch bestätigte. Des weiteren ist auch das erreichbare Polspitzenfeld deutlich geringer als bei einem Hexapolmagneten, der aus mehr Polstücken (12 oder 24) mit rotierender Magnetisierungsrichtung aufgebaut ist [31].

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, verhält sich der Magnet für die Targetatome wie ein Linse. Abgebildet wird prinzipiell die Öffnung der Plasmadüse. Allerdings ist durch die gegebene Anordnung von Düse und Skimmer und den

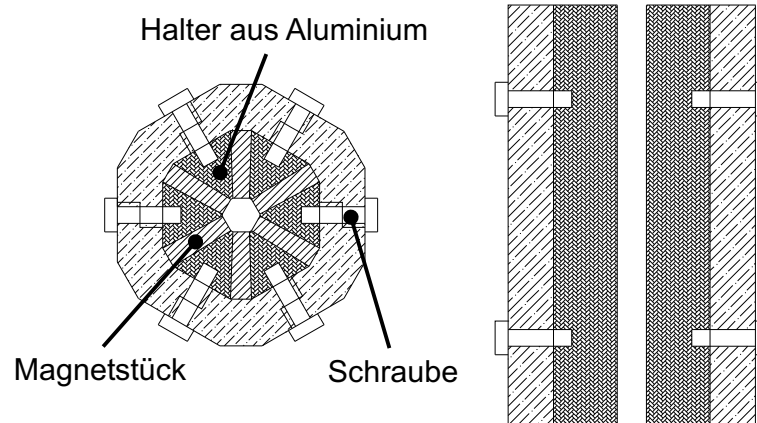


Abbildung 3.12: Der Hexapolmagnet in der Draufsicht (links) und in der Seitenansicht (rechts). Links sind die 6 Magnetstücke zu erkennen, die von den dreieckigen Aluminiumstücken und dem Feldrückführungsjoch gehalten werden. Die Länge des Magneten beträgt 10 cm. Der Innendurchmesser beläuft sich auf 8 mm.

sehr kleinen Lochdurchmesser des Skimmers die Näherung unproblematisch, daß die Öffnung des Skimmers abgebildet wird. Um die  $\text{He}^*$ -Atome mit polarisiertem Elektronenspin aus dem divergenten Gesamtstrahl herauszulenken und somit eine einhundert-prozentige Separation zu erreichen, wird der Skimmer außerhalb der Mittelachse des Hexapolmagneten positioniert. Es wird also nicht auf der Symmetrieachse des Hexapolmagneten eingeschossen. Der Fokuspunkt für den gewünschten Heliumzustand und somit der eigentliche Targetbereich entsteht dadurch auf der gegenüberliegenden Seite der Mittelachse (s. Abb. 3.13).

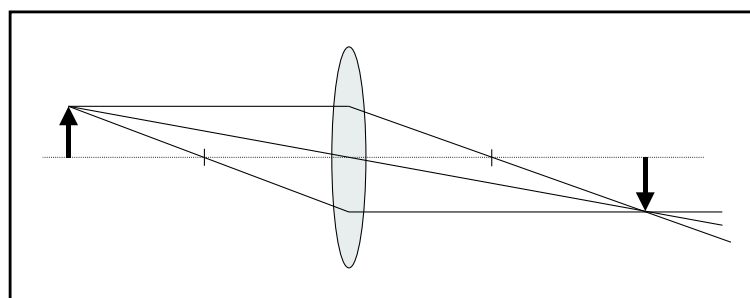


Abbildung 3.13: Wie bei einer optischen Abbildung wird auch im Falle des Hexapolmagneten als „Linse“ ein Bildpunkt, der sich außerhalb der Symmetrieachse befindet, auf einen Punkt auf der gegenüberliegenden Seite von der Symmetrieachse abgebildet.

Des weiteren kann wie bei einer optischen Linse auch der Abstand des Fokuspunktes in longitudinaler Richtung variiert werden (s. Abbildung 3.14). Hierzu muß nur der Abstand zwischen Skimmerspitze und Eintrittsöffnung des Hexapols verändert werden. Eine Verkürzung dieses Abstandes läßt den Fokuspunkt vom Hexapol wegwandern, eine Vergrößerung dieses Abstandes verkleinert den Abstand des Fokuspunktes zum Hexapolmagneten. Hierbei muß natürlich darauf geachtet werden, daß der Targetbereich nicht mit dem Grundzustands-Jet überlappt.

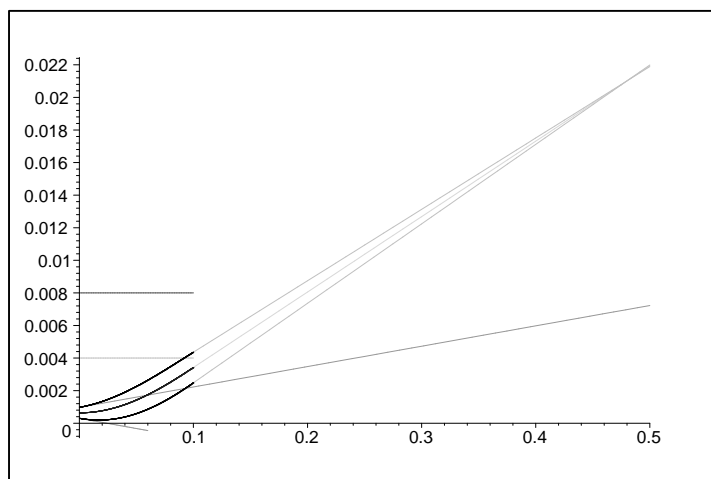
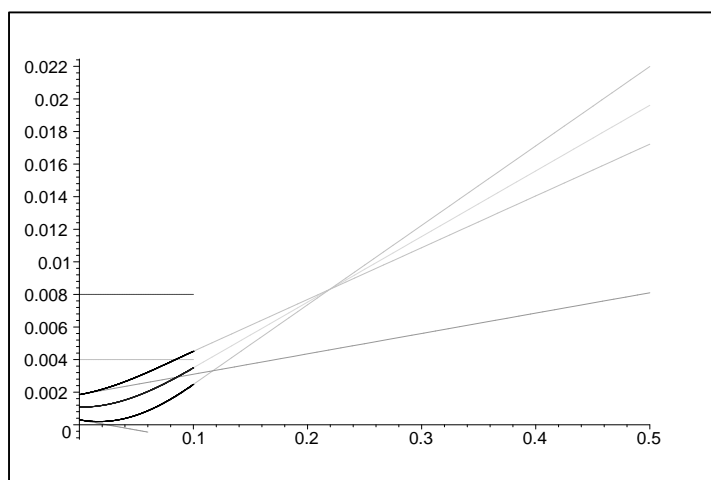


Abbildung 3.14: Hexapolmagnet, Jettemperatur: 110K, oben: Abstand Skimmer/Magnet: 50mm. unten: Abstand Skimmer/Magnet: 15mm. Durch Änderung des Abstandes von Skimmer und Hexapolmagnet kann die Position des Fokuspunktes variiert werden.



Im vorliegenden Aufbau ist der Skimmer fest mit dem Magneten verbunden und die Plasmadüse justierbar aufgehängt. Dadurch kann einmal die ideale Position des Skimmers eingestellt werden, und dann im Falle eines Wechsels der MSE die gesamte Separationseinheit entfernt werden, ohne daß eine komplette Neujustage nötig wird.

### 3.4 Der Detektor

Um die Qualität (oder - bei einem ersten Versuchsaufbau wie diesem - überhaupt die Funktion) des Targets bewerten zu können, müssen die charakteristischen Größen im Experiment bestimmt werden. Zuerst ist natürlich die Ausbeute an spinpolarisiertem Helium die für den zukünftigen Experimentator, der das Target einsetzen will, interessante Größe. Außerdem spielt es natürlich eine Rolle, ob der Targetstrahl eine räumliche Form hat, die ihn im Experiment einsetzbar macht, oder ob er z.B. so divergent ist, daß er im Targetpunkt eine Ausdehnung von mehreren Zentimetern hat. Genau diese beiden Eigenschaften des Targets gilt es zu untersuchen, um dann mit der Targetdichte, die diese Aspekte enthält, eine quasi „finale Zahl“ für diese Diplomarbeit liefern zu können.

Um die räumliche Ausdehnung des Targets zu bestimmen und um überhaupt zu bestätigen, daß die vorhergesagte Separation funktioniert, bietet sich als einfachster Weg ein ortsauffösender Detektor an. In einer Ebene senkrecht zum Targetstrahl angebracht, zeigt dieser dann gerade einen Schnitt durch den Targetstrahl in einem bestimmten Abstand vom Hexapolmagneten an (s. Abb. 3.15).

In unserer Arbeitsgruppe werden seit längerer Zeit ortsauffösende Detektoren für den Einzelteilchennachweis entwickelt und eingesetzt [17]. Ein erster Versuch, einen solchen Detektor zu verwenden, scheiterte aber an der zu großen Ereignisrate von mehr als  $10^6$  Ereignissen pro Sekunde.

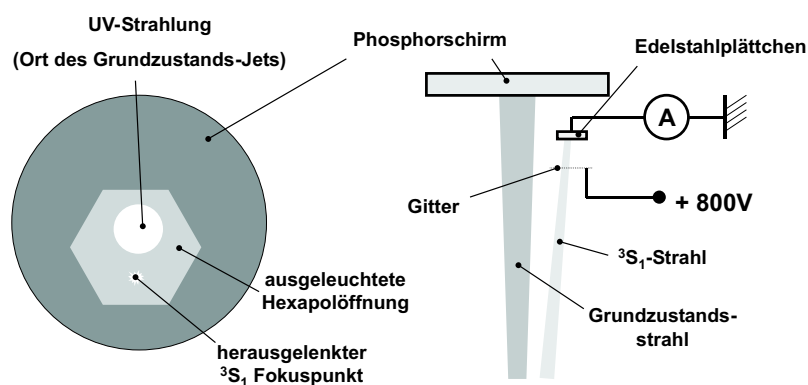


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Vermessung der räumlichen Qualität des Targets und der Ausbeute an spinpolarisiertem Helium (rechts). Links ist das zu erwartende Bild auf dem Phosphorschirm zu sehen.

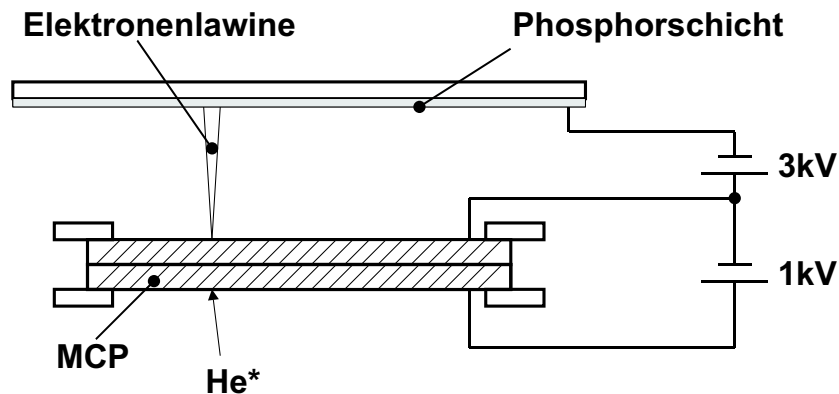


Abbildung 3.16: Schnitt durch den eingesetzten Detektor mit eingezeichneter elektrischer Verschaltung.

Daher kommt ein selbstgebauter Phosphorschirm zum Einsatz, vor dem ein Stapel aus zwei Microchannelplates (MCP) als Bildverstärker montiert ist (Abb. 3.16). Microchannelplates sind dünne Plättchen aus Glas, die von sehr feinen Kanälen durchsetzt sind. Die Kanäle sind mit einer dünnen Schicht aus Cäsiumiodid beschichtet. Durch Anlegen einer Spannung zwischen der Vorder- und der Rückseite des MCPs und aufgrund der Eigenschaft von Cäsiumiodid, eine sehr geringe Austrittsarbeit für Sekundärelektronen zu besitzen, kommt es, wenn ein nachweisbares Teilchen auf das MCP trifft, zur Bildung einer Elektronenlawine innerhalb der Kanäle am Auftreffort. Ein MCP ist somit ein ortssensitiver Elektronenvervielfacher. Die vom MCP erzeugten Elektronenlawinen werden nun mit 3 kV auf die Phosphorschicht beschleunigt und lassen diese aufleuchten.

Da angeregte Heliumatome eine potentielle Energie von mindestens 19.8 eV besitzen, die sie beim Auftreffen auf eine Oberfläche abgeben, ist zu erwarten, daß angeregtes Helium durch ein MCP direkt nachgewiesen werden kann. Helium im Grundzustand hingegen wird natürlich nicht von MCPs detektiert. Trotzdem kann mit dem MCP/Phosphorschirm-Aufbau das Herauslenken der metastabilen Atome aus dem unangeregten Helium-Jet direkt beobachtet werden. Im Plasmavolumen der He\*-Quelle entsteht durch Abregungsprozesse auch UV-Strahlung. Diese leuchtet dann durch den Skimmer genau den Bereich aus, in dem der Strahl aus Heliumatomen, die sich im Grundzustand befinden, zu erwarten ist. Auf dem Phosphorschirm erscheint somit ein Fleck an der Stelle, an der auch der nicht angeregte Heliumstrahl auftrifft. Nachdem durch den Phosphorschirm erkennbar ist, wo sich der Strahl aus spinpolarisiertem

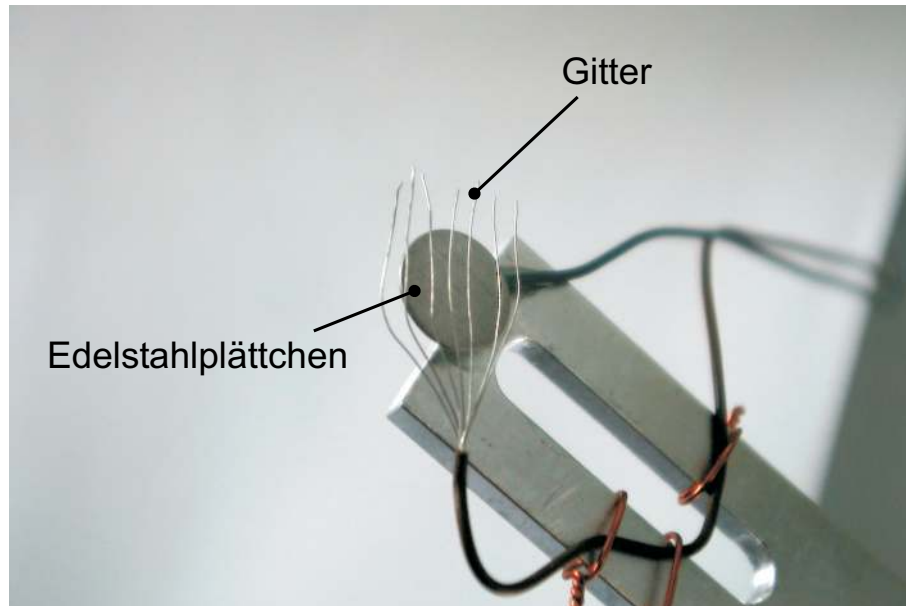


Abbildung 3.17: Foto des zur Vermessung der Ausbeute an spinpolarisiertem Helium eingesetzten Edelstahlplättchens. Zu sehen ist außerdem das aus den Adern eines Litzenkabels sehr einfach aufgebaute Gitter zur Erzeugung des Absaugfeldes.

Helium befindet, kann die Ausbeute mittels einer einfachen Strommessung gemessen werden. Hierzu wird eine Meßelektrode aus Edelstahl von außen in den  $^3\text{S}_1$ -He-Strahl gefahren, so daß dieser gerade vollständig abgedeckt wird. Vor der Elektrode ist ein grobmaschiges Gitter montiert, so daß zwischen der Elektrode und dem Gitter ein elektrisches Absaugfeld angelegt werden kann (s. Abb. 3.17). Veröffentlichungen z.B. von F. B. Dunning et al. [29] zeigen, daß mit einer Effizienz von ca. 0.5 ein Sekundärelektron aus einer Edelstahlelektrode herausgelöst wird, wenn ein langsames Heliumatom im  $^3\text{S}_1$ -Zustand auf sie trifft. Durch das Absaugfeld wird dieses Elektron nun entfernt. Der Strom, der zur geerdeten Elektrode nachfließt, entspricht somit bis auf einen Faktor von 2 der Anzahl an spinpolarisierten  $^3\text{S}_1$ -He Atomen, die pro Sekunde auf die Edelstahlelektrode treffen.

*"I'm not here. This is not happening."*

Thom Yorke

# Kapitel 4

## Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Resultate vorgestellt und diskutiert. Zuerst werden die Eigenschaften der Quelle, also eines Hochdruckplasmas, das bei einer Temperatur von 80K brennt, beschrieben. Da außerdem in separaten Untersuchungen die Erzeugung eines Überschallstrahles durch die „Plasmadüse“ überprüft wurde, werden auch diese Ergebnisse präsentiert. Im Anschluß daran werden die im Experiment gefundenen Eigenschaften des gesamten Targets dargestellt.

### 4.1 Betrieb des Mikroplasmas bei einer Temperatur von 80K

Damit die Separation der (L+S)-Zustände der Heliumatome wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben möglich ist, ist es nötig, das Targetgas zu kühlen. Bei einer Temperatur von 80K, also in etwa der Siedetemperatur von flüssigem Stickstoff, ergibt sich nach Gleichung 2.1 eine mittlere Geschwindigkeit der Atome des Überschallstrahls von 911 m/s. Nachdem Simulationen (3.3.2) gezeigt haben, daß mit dieser Geschwindigkeit eine Separation möglich ist, muß dementsprechend das Quellenplasma bei dieser Temperatur betrieben werden.

Abbildung 4.1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur der Plasmadüse beim Herunterkühlen von Zimmertemperatur. Entscheidend ist hierbei nur, daß die gewünschte Endtemperatur erreicht wird. Die hier aufgetragene Zeit von ca. einer halben Stunde bis zum Erreichen von weniger als 80K ist vermutlich eine Folge der schlechten Wärmeleitung zwischen dem Thermoelement und der Plasmaquelle. Im Experiment hat sich gezeigt, daß die Separation der He-Zustände bereits nach ca. 10 Minuten funktioniert, was ein Zeichen dafür ist, daß die Quelle sich bereits nach dieser Zeit auf einer Temperatur deutlich unter 100K befindet. In Abbildung 4.2 ist der Verlauf

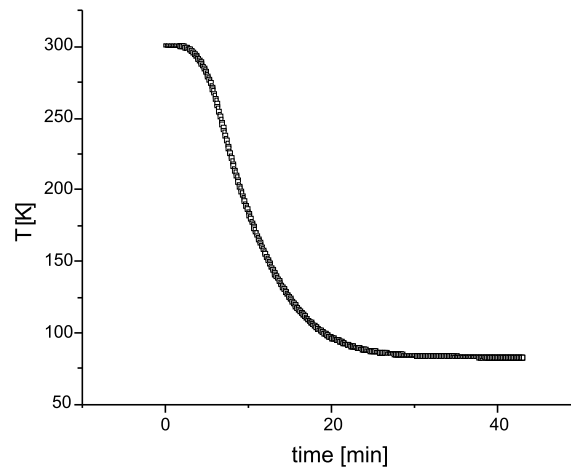


Abbildung 4.1: Zeitlicher Verlauf der Temperatur der Plasmadüse bei Abkühlung von Zimmertemperatur herunter auf 80K.

der Temperatur der Düse bei brennendem Plasma dargestellt. Die Wärmeleitung zum Stickstoffreservoir ist trotz der relativ langen Kupferlitze noch so gut, daß auch das Einbringen von ca. 0.3 W Verlustleistung die Düse nur um wenige K erwärmt.

Der Betrieb des Plasmas bei einer Temperatur von 80K erweist sich als problemlos. Die Zündspannung ist, wie Abb. 4.3 zeigt, abhängig vom Druck und liegt in einem ähnlichen Bereich wie die eines MSE-Plasmas bei Zimmertemperatur. Genauso findet sich selbst bei dieser exotischen Entladung die Abhängigkeit der in Kapitel 2.2 gezeigten Paschen-Kurve wieder. Das Minimum der Zündspannung liegt wieder im gleichen Bereich, in dem es auch bei einer klassischen Gleichstromentladung liegt.

Betrachtet man allerdings die das Plasma charakterisierende U/I-Kennlinie, so zeigen sich Unterschiede. Die Brennspannung scheint bei 80K höher zu sein als bei Zimmertemperatur. Genauso ist der für eine Glimmentladung typische Spannungsabfall nach dem Zünden nicht mehr so deutlich erkennbar.

Nach einem Betrieb von etwa einer halben Stunde ist die Kathode der MSE (die Elektrode, die auf der Niederdruckseite liegt) deutlich angegriffen und zum Teil zerstört. Im Niederdruckbereich kommt es zu „Sputtering“ aufgrund des ständigen Bombardements mit Ionen. Die Veränderungen der Kathode machen es nötig, in Abständen von wenigen Minuten die Spannung leicht zu erhöhen, um das Plasma dauerhaft zu betreiben. Eine Gesamtbetriebsdauer einer MSE von ca. 10 Stunden ist bisher realisiert worden.

Es hat sich allerdings gezeigt, daß in einer MSE, deren Kathode bis zur Düsenhal-

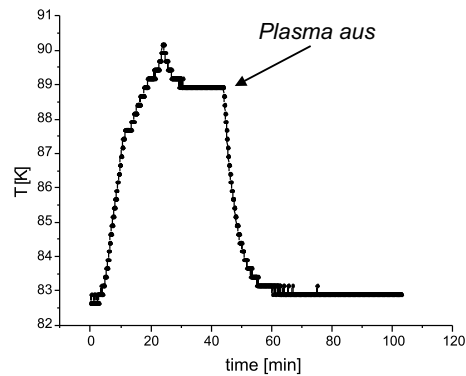


Abbildung 4.2: In der heruntergekühlten Düse wird ein Plasma gezündet. Das Plasma brennt bei einer Spannung von 300 V und einem Strom von 1 mA. Die insgesamt umgesetzte Leistung beträgt hier also 0.3 W.

terung hin durch „Sputtering“-Prozesse abgetragen wurde, immer noch ein Plasma brennen kann. Da nun die massive Halterung mit ihrer Bohrung von zwei Millimetern Durchmesser auf der Kathodenseite als Plasmakathode dienen muß, ist das elektrische Feld aufgrund des nun deutlich größeren Abstandes von Kathode und Anode stark erniedrigt. Es ist dementsprechend nötig, die Versorgungsspannung zu erhöhen. Dennoch eröffnet diese Beobachtung eventuell neue Möglichkeiten für zukünftige Plasmaquellen, was am Ende dieser Arbeit (Kapitel 5) noch genauer erörtert werden wird.

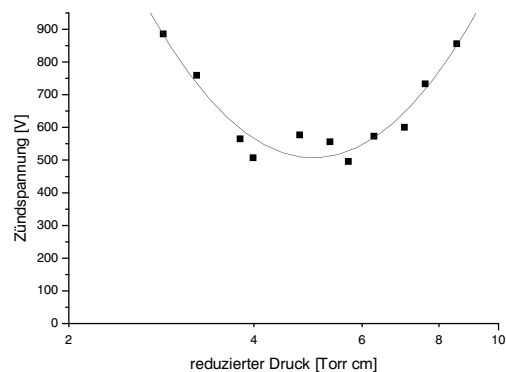


Abbildung 4.3: Die Zündspannung des MSE-Plasmas bei einer Temperatur von 80K in Abhängigkeit vom reduzierten Druck. Der für die Paschen-Kurve typische Verlauf ist selbst bei dieser exotischen Entladung noch zu erkennen.



Ein Druck von 0.5 bar entspricht bei einer Temperatur von 80K einer Teilchendichte, wie sie bei Zimmertemperatur bei 1.8 bar vorliegt:

$$pV = NkT$$

Daher ist der Betrieb des Mikroplasmas unter diesen Umständen - wenigstens im Rahmen der klassischen Plasmaphysik - eine kleine Besonderheit. Tests an einem ähnlichen Aufbau [32] haben bereits gezeigt, daß ein Betrieb des Plasmas auch bei einem Druck von 4 bar möglich ist. Es ist daher zu vermuten, daß die Quelle auch bei noch niedrigeren Temperaturen betrieben werden kann.

## 4.2 Die Mikrostrukturelektrode als Jet-Düse

Daß eine MSE in der in Kapitel 3.2 gezeigten Halterung prinzipiell zur Erzeugung von Überschallgasstrahlen geeignet ist, liegt aufgrund der ähnlichen Abmessungen der MSE-Pore und der im Aufbau gewählten Drücke auf der Hand. Dennoch ist zu untersuchen, inwieweit sich ein Überschallstrahl im gewählten Abstand von Düse und Skimmer für unterschiedliche Düsenvordrücke und Temperaturen ausbildet.

Um die Eigenschaften des Jets zu bewerten, muß der Aufbau leicht verändert werden. Statt des Hexapolmagneten und der Detektionseinheit wird eine Kammer (der sog. „Beamdump“) mit einer kleinen Eintrittsöffnung direkt an der Stelle, an der der Jetstrahl auftrifft, montiert (s. Abbildung 4.4). Im idealisierten Fall wird nur Gas des Überschallstrahls in den Beamdump geleitet, diffuse Anteile gelangen nicht in den Beamdump. Somit erlaubt eine Messung des Drucks im Beamdump eine qualitative Aussage über die Jetdichte. Es reicht prinzipiell, den Druckanstieg im Beamdump in Abhängigkeit vom Vordruck oder dem Druck in der Expansionskammer zu untersuchen. Findet sich eine grob lineare Zunahme des Drucks im Beamdump, so läßt sich daraus schließen, daß sich der Jet korrekt ausbildet. Wird der Druck in der Expansionskammer schließlich zu groß, wird mehr und mehr die Zone-of-Silence durch das Restgas in der Expansionskammer zerstört. Der Druckanstieg im Beamdump flacht ab. Erhöht man nun den Vordruck weiter, so bricht der Jet komplett zusammen, was sich in einem Fallen des Druckes im Beamdump zeigt.

Die Ausdehnung der Zone-of-Silence ist außerdem abhängig von der Gastemperatur. Der Abstand zwischen Düse und Skimmer ist im hier vorgestellten Aufbau mit 15 mm recht groß gewählt, so daß zu vermuten ist, daß die Zone-of-Silence bei hohen Vordrücken und einer verwendeten Gastemperatur von 80K aus diesen Gründen bereits wieder kollabiert, bevor der Skimmer den eigentlichen Jetstrahl aus ihr herauschälen kann. Dies bestätigt sich, wie Abbildung 4.5 zeigt. Bereits bei mittleren Druckwerten in der Expansionskammer kommt es zu einer Abflachung der Druckzunahme im Beamdump und für noch höhere Drücke sogar zu einem Rückgang des Drucks. Dieses Verhalten muß bei der Bewertung der Ausbeute an metastabilem  $\text{He}^*$  bei hohen Drücken natürlich berücksichtigt werden.

Zum Vergleich ist der gleiche Verlauf in Abbildung 4.6 noch einmal für warmes Gas (300K) aufgetragen. Wie zu erwarten war, bricht der Überschallstrahl erst bei sehr viel höherem Druck in der Expansionskammer zusammen.

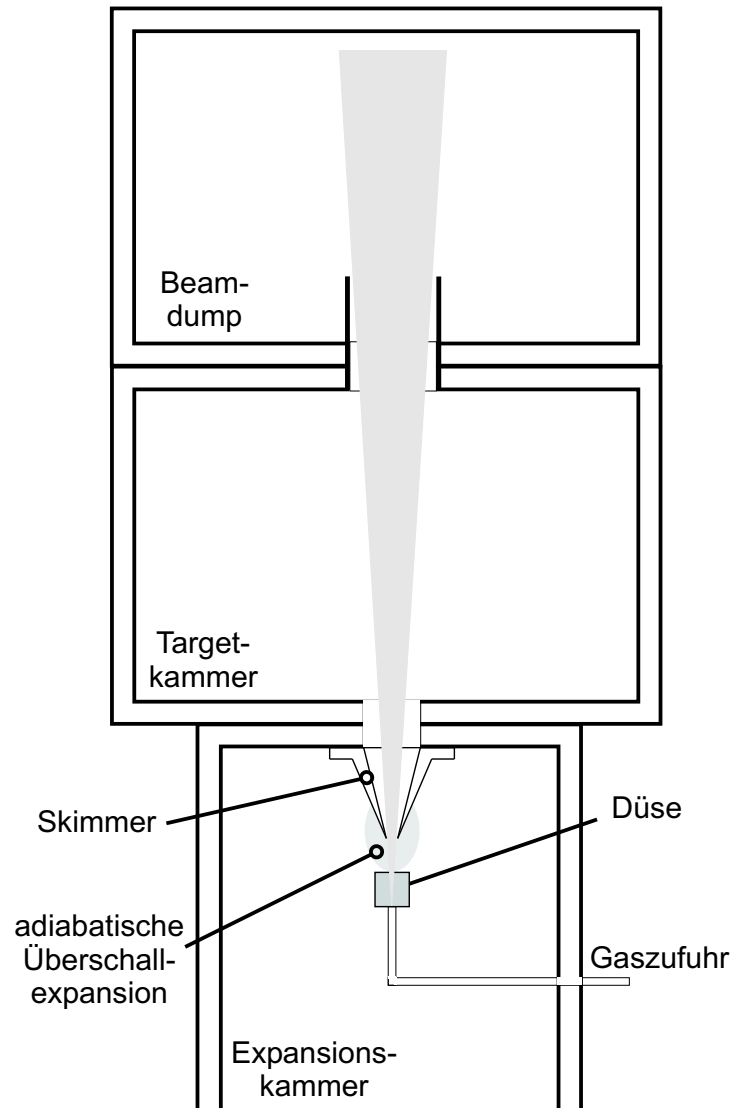


Abbildung 4.4: Durch einen sog. „Beamdump“ kann ermittelt werden, ob sich der Überschallstrahl korrekt ausbildet.

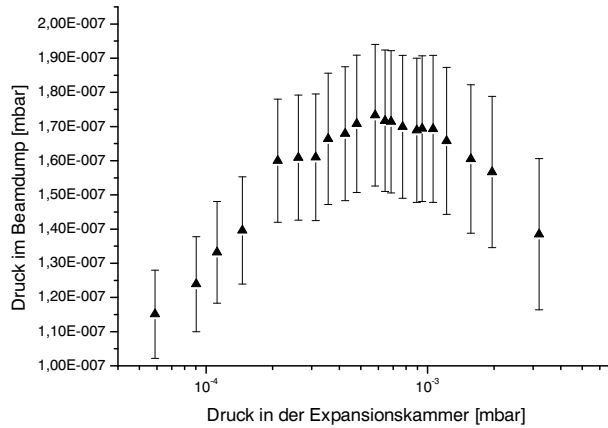


Abbildung 4.5: Der Druck im Beamdump in Abhängigkeit vom Druck in der Expansionskammer beim Einsatz einer MSE als „Jet-Düse“ und einer Gastemperatur von 80K. Zu sehen ist, daß der Jet bereits oberhalb von  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar zusammenbricht.

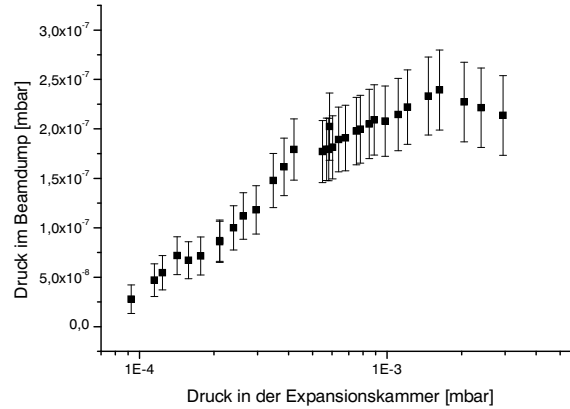


Abbildung 4.6: Der entsprechende Verlauf des Drucks im Beamdump in Abhängigkeit vom Druck in der Expansionskammer bei einer Gastemperatur von 300K. Der Jet bildet sich bis zu hohen Drücken noch relativ gut aus und bricht erst sehr spät zusammen.

### 4.3 Die Eigenschaften des Targets

Nachdem erste Versuche, die Separation zu sehen und die Ausbeute zu vermessen, an der recht kritischen Justage des Skimmers und des Separationsmagneten scheiterten, erschien nach einer neuerlichen, sorgfältigen Einstellung des Strahlverlaufs das in Abbildung 4.7 gezeigte erste Bild der Separation auf dem Phosphorschirm. Der Detektor befand sich, als dieses Bild aufgenommen wurde, nicht im Fokuspunkt für  $^3\text{S}_1$ -Zustände, sondern 10 cm dahinter, was die Ausdehnung des Fokuspunktes erklärt. Die deformierte Gestalt des Strahlflecks ist allerdings wohl eine Folge der in Kapitel 3.3.2 diskutierten nicht-Hexapolanteile des Magnetfeldes. Genauso ist der UV-Fleck, der die Lage des Grundzustandsstrahls sichtbar macht, nur sehr verwaschen zu sehen, was am damaligen Brennzustand des Plasmas liegt.

Die Spannung, mit der der Phosphorschirm nach diesen ersten Versuchen betrieben wird, beläuft sich auf 4 kV. Davon fallen 1000 V über die Channelplates ab, die restlichen 3000 V dienen der Nachbeschleunigung der Elektronen, bevor diese auf den Phosphorschirm treffen.

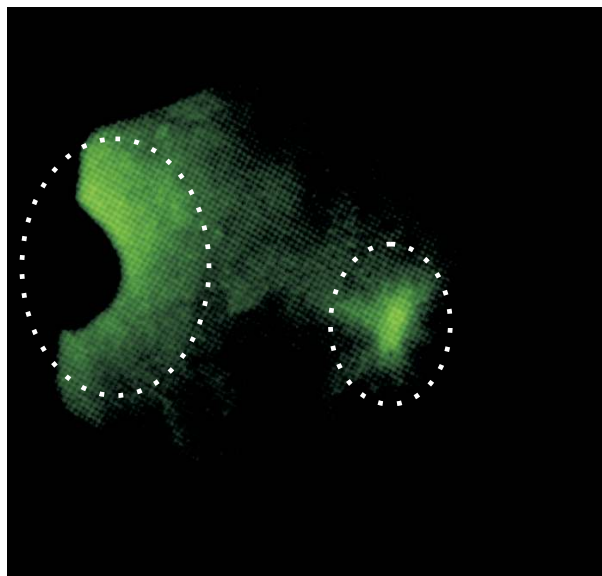


Abbildung 4.7: Das erste Bild der geglückten Separation des polarisierten Spinzustandes. Links ist der durch UV-Strahlung erzeugte Fleck, rechts der herausgelenkte  $^3\text{S}_1$ -He-Strahl zu sehen (vergl. mit Abbildung 3.15). Das gesamte System ist zu diesem Zeitpunkt noch weit weg von seinen optimalen Einstellungen.

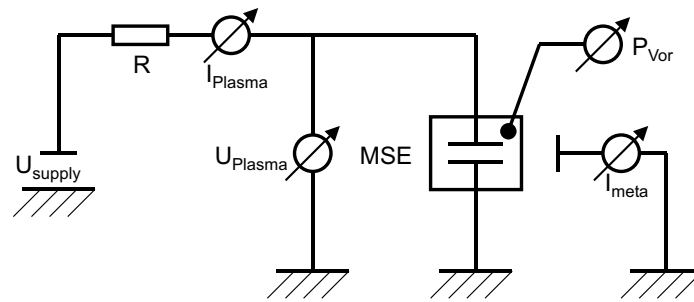


Abbildung 4.8: Die elektrische Verschaltung und die eingesetzten Meßinstrumente im Überblick.

Mit dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Meßprinzip wird die Ausbeute in Abhängigkeit der möglichen Einstellparameter des Plasmas ermittelt. Die am Absauggitter anliegende Spannung beträgt 400 V. Dies stellt sicher, daß alle Elektronen, die aus der Edelstahlelektrode herausgelöst werden, nicht wieder in diese zurückkehren können. Eine Erhöhung der Spannung zeigt keine Änderung der Ausbeute und die Ausbeute verschwindet wenn die Spannung gegen null geht.

Aufgenommen werden die einzelnen Meßgrößen mit einem von S. Schößler [32] gebauten ADC-Meßsystem. Mit ca. 2 Hz werden die Werte der Versorgungsspannung, der Plasmaspannung, des Plasmastroms, des Vordrucks, der Ausbeute an metastabilem Helium und der Systemzeit des Meßcomputers in eine Datei geschrieben (s. Abbildung 4.8). Es ist somit im Nachhinein möglich, sich die unterschiedlichen Größen in Abhängigkeit voneinander anzuschauen.

Abbildung 4.9 zeigt den typischen Verlauf der Ausbeute für unterschiedliche Plasmaströme und Vordrücke. Die konkrete Zahl ist hierbei nur bis auf die Größenordnung relevant, da das System neben Druck und Plasmastrom noch weitere Parameter zur Änderung der Ausbeute bereitstellt. Direkt in die Ausbeute geht z.B. der Raumwinkel ein, der vom Skimmer aus dem Quellenplasma ausgeschnitten wird. Dieser ändert sich mit dem Abstand zwischen Düse und Skimmer und dem Durchmesser der Skimmeröffnung. Im Falle von Abbildung 4.9 beträgt der Abstand zwischen Düse und Skimmer 15 mm und ist somit sehr groß. Weitere Messungen haben gezeigt, daß sich die Ausbeute - wie erwartet - umgekehrt proportional zum Abstand zwischen Düse und Skimmer verändert. Diese Messungen wurden allerdings nicht systematisch durchgeführt, da der Abstand zwischen Düse und Skimmer nur begrenzt im Aufbau veränderbar ist und hierzu jedes Mal das gesamte System belüftet, erneut evakuiert, abgekühlt und neu justiert werden muß. Nach Umbauten diesen Ausmaßes ist es sehr schwierig, das

Mikroplasma wieder im genau gleichen Brennmodus zu betreiben, so daß besonders aus diesem Grund genaue Untersuchungen nicht möglich waren. Des weiteren ist in Abbildung 4.9 nicht der für Edelstahl typische Korrekturfaktor (s. Kapitel 3.4) von 0.5 bis 1 eingerechnet. Die Ausbeute ist also im Idealfall doppelt so groß wie in der Grafik darstellt.

Qualitativ werden in dieser Abbildung allerdings die meisten Betriebseigenschaften und prinzipiellen Abhängigkeiten des Targets sichtbar. Es fällt z.B. auf, daß für niedrige Vordrücke keine Datenpunkte bei großen Plasmaströmen vorhanden sind. Dies liegt daran, daß hohe Plasmaströme mit hohen Betriebsspannungen einhergehen. Bei niedrigen Gasdrücken ändern sich die Bedingungen in der Gaszuleitung, die auch die Stromzufuhr beinhaltet, so, daß mit Vorliebe dort ein Plasma zündet. Dieses Plasma erzeugt dann einen so hohen Spannungsabfall, daß das MSE-Plasma ausgeht. Es kommt bei niedrigen Drücken also schon bei relativ niedrigen Versorgungsspannungen zu einem Durchschlag innerhalb der Gaszufuhr. Dieser Sachverhalt entpuppt sich als Nachteil des hier vorgestellten Aufbaus.

Das Erscheinungsbild der Separation der Heliumzustände, wie es sich auf dem Phosphorschirm zeigt, verändert sich stark in Abhängigkeit vom gewählten Vordruck. Es zeigt sich, daß die Separation bei hohen Drücken sehr klar und deutlich zu sehen ist. In diesen Fällen ist der Anteil an Untergrund sehr gering, und der UV-Fleck des Plasmas sehr deutlich und scharf umrandet zu sehen. Bei sehr niedrigen Drücken nimmt der Anteil an Untergrundereignissen zu und der UV-Fleck wäscht aus. Das Plasma scheint also bei niedrigen Drücken weiter aus der MSE-Pore herauszutreten. Dadurch ist dann aus geometrischen Gründen - was anschaulich klar ist - eine Entstehung eines scharf umrandeten UV-Flecks nicht mehr möglich. Bei hohem Druck brennt das Plasma also sehr lokalisiert in der MSE-Pore, was sich in früheren Messungen ebenfalls gezeigt hat. Des weiteren stellt sich heraus, daß die Ausbeute auch abhängig von der Betriebsdauer einer MSE ist. Mit zunehmender Brenndauer nimmt die Ausbeute an spinpolarisierten Heliumatomen ab. Zu Beginn des Betriebs ist dieser Effekt noch recht drastisch zu beobachten, die Ausbeute geht um ca. einen Faktor zwei zurück. Nach einigen Stunden ist ein Rückgang der Ausbeute kaum noch feststellbar.

Durch einen Phosphorschirm, dessen Abstand zum Separationsmagneten während des Betriebs verändert werden kann, wird die Ausdehnung des Targetstrahls im Fokuspunkt vermessen. Der Durchmesser des Strahls beträgt dort  $1 \pm 0.5$  mm und der Fokuspunkt hat eine Entfernung von  $26 \pm 2$  cm von der Eintrittsöffnung des Magneten bei dem in diesem Fall gewählten Abstand von 30 mm zwischen Skimmerspitze und Magneteintrittsöffnung. Die Form des Fokuspunktes ist leicht elliptisch.

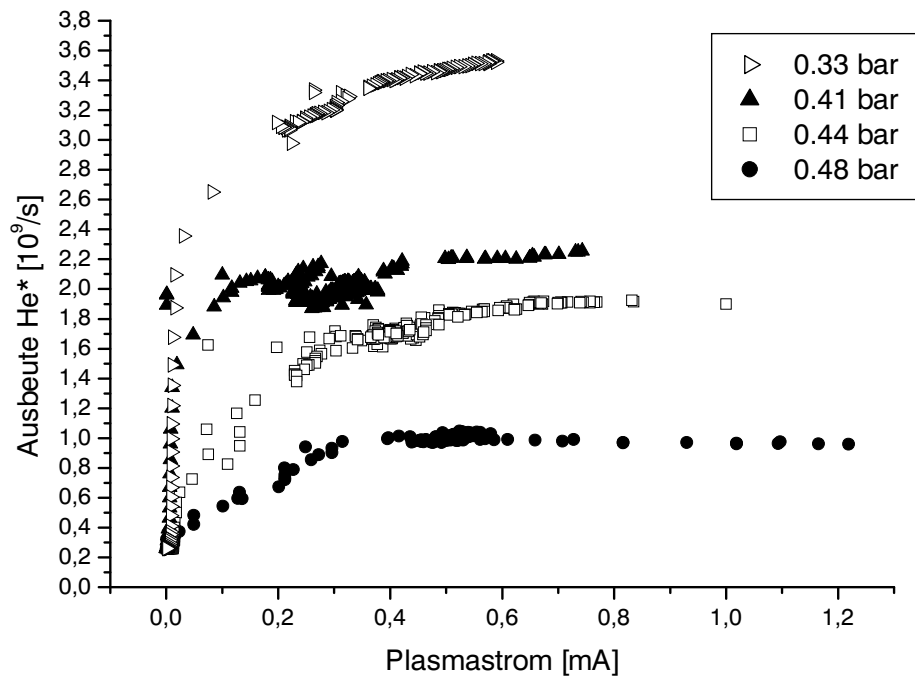
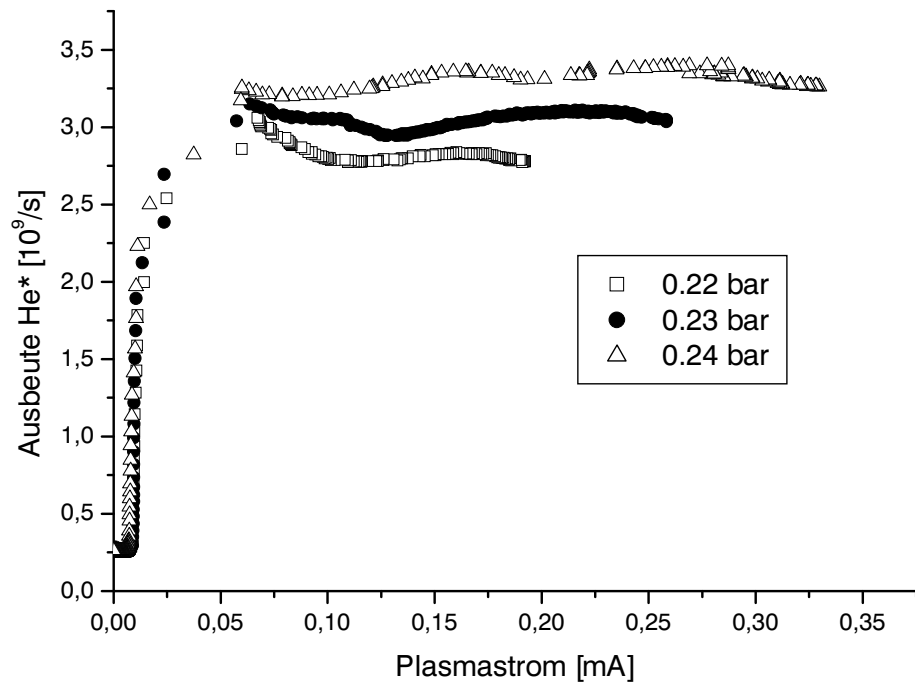


Abbildung 4.9: Ausbeute an spinpolarisiertem  $^3S_1$ -Helium in Abhängigkeit vom Plasmastrom und für verschiedene Vordrücke (unkorrigiert, s. Text). Zu beachten ist, daß die Skala des Plasmastroms im oberen Bild stärker gestreckt ist als im unteren Bild.



Die in diesem Aufbau gefundenen Ausbeuten von im Mittel  $6 \cdot 10^9$  spinpolarisierten Heliumatomen im Triplettzustand pro Sekunde entsprechen mit der ermittelten Ausdehnung des Fokuspunktes im Targetort ( $s_T$ ) von 1 mm und einer mittleren Geschwindigkeit der Atome in longitudinaler Richtung ( $v_T$ ) von 1000 m/s einer Targetdichte  $T$  von  $6 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ :

$$T = \frac{I_{meta}}{v_T \cdot s_T}$$

## 4.4 Diskussion der Ergebnisse

Um die Ergebnisse der Ausbeute an spinpolarisiertem metastabilem Helium zu verstehen, ist es nötig, die Prozesse der Erzeugung und Vernichtung des Triplett-Zustands im Plasma zu betrachten.

Das folgende Modell ist sehr einfach gehalten und soll nur versuchen, den qualitativen Verlauf der Änderung der Ausbeute bei Variation des Plasmastroms und des Vordrucks zu erklären.

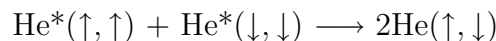
Als Erzeugungsprozeß wird die Elektronenstoßanregung aus Kapitel 2.2.2 angenommen:



Die Produktion von Triplett-Helium sollte, da es sich um einen einfachen Stoßprozeß handelt, im einfachsten Fall proportional zur Elektronendichte (also, in den Worten der Streuphysik gesprochen: zur „Projektdichte“) und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_e$  für die Anregung durch Elektronenstoß sein. Sie ist somit proportional zum Plasmastrom  $I$  [19]. Genauso ist die Erzeugung auch proportional zum Druck  $p$ , da sich mit der Änderung des Drucks die „Targetdichte“ des Anregungsprozesses ändert. Als funktionalen Zusammenhang erhält man somit für den Erzeugungsprozeß die folgende zeitliche Änderung der Dichte an metastabilen Helium  $\rho_{meta}$ :

$$\frac{d\rho_{meta}}{dt} \sim \sigma_e \cdot I \cdot p$$

Betrachtet man die in Kapitel 2.1 beschriebenen atomaren Auswahlregeln, so wird schnell deutlich, daß ein Heliumatom im Triplett-S-Zustand nur in den Singulett-Grundzustand übergehen kann, wenn eine Wechselwirkung mit einem anderen Atom im Triplettzustand stattfindet, dessen Gesamtspin gerade entgegengesetzt eingestellt ist:



Andere Abregungskanäle beinhalten nicht den nötigen Spinflip beim Übergang vom Triplett- in den Singulettzustand. Der Vernichtungsprozeß ist also abhängig von der Dichte an metastabilem Helium  $\rho_{meta}$ . Da Target und Projektil in diesem Streuprozeß,

dessen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{3S_1}$  ist, identisch sind, findet sich für die Vernichtung die folgende quadratische Abhängigkeit:

$$\frac{d\rho_{meta}}{dt} \sim \sigma_{3S_1} \cdot \rho_{meta}^2 \quad (4.1)$$

Für den aus Erzeugung und Vernichtung bestehenden Gesamtprozeß ergibt sich somit der Zusammenhang:

$$\frac{d\rho_{meta}}{dt} \sim \sigma_e \cdot I \cdot p - \sigma_{3S_1} \cdot \rho_{meta}^2$$

Ein recht einfacher Trick, diese Gleichung zu lösen, besteht darin, davon auszugehen, daß ein Gleichgewichtszustand für die Erzeugung und Vernichtung von metastabilem Helium existiert, was zugegebenermaßen auch durchaus plausibel erscheint. Für diesen Fall gilt also für die zeitliche Änderung der Dichte  $\frac{d\rho_{meta}}{dt} = 0$ , so daß man dann die Gleichung nach der Metastabilendichte auflösen kann:

$$\rho_{meta} \sim \sqrt{\frac{\sigma_e}{\sigma_{3S_1}} p \cdot I}$$

Mit diesem einfachen Modell ist die Ausbeute an Helium im  $^3S_1$ -Zustand proportional zur Wurzel des Plasmastroms und des Vordrucks.

Die gemessenen Ergebnisse scheinen die Stromabhängigkeit der Ausbeute grob widerzuspiegeln. Allerdings sieht man bereits auf den ersten Blick, daß die gemessene Ausbeute sich sicherlich nicht mit der Wurzel des Plasmastroms ändert. Vielmehr verläuft die Abhängigkeit am Anfang der Kurve wesentlich steiler und bei höheren Strömen wesentlich flacher. Die Daten lassen sogar fast vermuten, daß es eine maximale Ausbeute gibt, gegen die die gemessene Ausbeute für hohe Ströme konvergiert.

Betrachtet man die experimentelle Ausbeute für einen bestimmten Plasmastrom, aber unterschiedliche Drücke, so sieht man für höhere Drücke eine fallende Tendenz. Dies ist natürlich sehr verwunderlich, da hierdurch impliziert wird, daß das oben genannte einfache Modell falsch ist. Es gibt allerdings noch weitere Parameter, die einen Rückgang der Ausbeute bei steigendem Druck eventuell erklären könnten. So scheint es den in Kapitel 4.2 gezeigten Messungen nach so zu sein, daß der Supersonic-Jet beim Betrieb bei 80K und hohen Drücken zusammenbricht. Somit wäre es möglich, den Rückgang der Ausbeute darauf zurückzuführen, daß die Dichte des Jets zu höheren Drücken hin wieder abnimmt, was in Abbildung 4.5 zu sehen ist.

Außerdem ist anzunehmen, daß sich die Eigenschaften des Plasmas mit unterschiedlichem Druck verändern. Es ist zum Beispiel allgemein bekannt, daß die Elektronentemperatur im Plasma mit zunehmendem Druck abnimmt. Genauso ist im Experiment zu sehen, daß eine Mikroentladung mit steigendem Druck eher innerhalb der Entladungspore brennt, so daß auch der räumliche Bereich, in dem die Anregung stattfinden kann, ein anderer wird.

Erweitert man das oben beschriebene Modell leicht, so wird der gemessene Verlauf der Ausbeute in Abhängigkeit des Plasmastroms erklärbar. Bisher wurde nur der Plasmabereich, in dem Erzeugung und Vernichtung stattfindet betrachtet. Im realen Aufbau kommt es allerdings nach dem Austritt des Gases aus der Plasmadüse zur Expansion des Gases. Im Bereich der Expansion kann man vereinfachend davon ausgehen, daß nur noch Vernichtung aber keine Erzeugung von metastabilem Helium stattfindet. Um die Expansion in einem einfachen Modell zu beschreiben, macht es Sinn, die Dichte an metastabilem Helium  $\rho_{meta}$  in die Komponenten Fluß  $f$ , durchströmte Fläche  $A$  und Strömungsgeschwindigkeit  $v$  zu zerlegen:

$$\rho_{meta} = \frac{f}{A \cdot v}$$

Im Bereich der Expansion nimmt die durchströmte Fläche proportional zum Quadrat der Ortskoordinate in Strahlrichtung  $z$  zu:

$$A \sim z^2$$

Allgemein gilt der oben gezeigte Vernichtungsterm 4.1 ebenfalls im Bereich der Expansion. Geschrieben als räumliche Änderung des Flusses hat er die Form:

$$\frac{df(z)}{dz} \sim f^2(z) \frac{1}{A^2(z)} \frac{1}{v^2(z)}$$

Selbst in einem sehr einfachen Modell der Expansion, in dem die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  der Teilchen als konstant angenommen wird, findet sich also für die räumliche Änderung des Flusses  $\frac{df(z)}{dz}$  die folgende Abhängigkeit:

$$\frac{df(z)}{dz} \sim f^2(z) \cdot z^{-4}$$

Tatsächlich ist allerdings eine noch steilere z-Abhängigkeit zu erwarten, da die Geschwindigkeit der Atome innerhalb der Expansion nicht konstant ist. Die Vernichtungsrate ist zu Beginn der Expansion also sehr hoch, fällt dann aber sehr steil und konvergiert schließlich in der Zone-of-Silence gegen null. Dies könnte erklären, warum unterschiedliche Dichten an metastabilem Helium vor der Expansion - wie die Messungen zeigen - nur eine sehr schwache Auswirkung auf die Metastabilendichte nach der Expansion haben.

Zu untersuchen ist nun noch, ob trotz eines in der Düse brennenden Plasmas sich der Supersonic-Jet mit seinen hervorragenden Eigenschaften wirklich ausbildet. Hierzu wäre es nötig, die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung des Strahls, also die Geschwindigkeitsverteilung in Strahlrichtung, konkret zu vermessen. Der Jetstrahl wird hierzu gewöhnlicherweise mit einem sog. „Chopper“ zerkleinert, danach wird die Flugzeit der so entstandenen Strahlpakete vermessen. Die für diese Messung nötige Technik steht unserer Arbeitsgruppe allerdings nicht zur Verfügung.

Eine andere Methode, die Qualität des Jets zu vermessen, findet sich allerdings in der Impulsspektroskopie. Der Atomstrahl wird hierbei ionisiert und die Ionen werden mit einem schwachen elektrischen Feld auf einen ortssensitiven Detektor gelenkt. Aus dem sich ergebenden Bild sind dann Rückschlüsse auf den Anfangsimpuls der Ionen und somit auf die Qualität des Jets möglich. Ein solcher Aufbau wird im Anschluß an diese Diplomarbeit realisiert werden.

Es ist allerdings bereits im jetzigen Targetaufbau implizit zu erkennen, daß die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung nicht sehr breit sein kann. Der im Experiment beobachtete Fokuspunkt ist ein eindeutiges Anzeichen dafür. Gleichung 3.1 zeigt, daß die Ablenkung proportional zur Longitudinalgeschwindigkeit der Atome ist. Somit ist auch der Ort des Fokuspunktes eines (L+S)-Zustandes abhängig von der Longitudinalgeschwindigkeit. Da ein Fokuspunkt für die Heliumatome im Triplettzustand gesehen wird, ist also zu erwarten, daß der Überschall-Jet durch das Plasma nicht oder nur wenig in Mitleidenschaft gezogen wird, und die Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung nicht stark variiert.

Geht man von einem gewöhnlichen Überschallgasstrahl aus, so hat das hier vorgestellte Gastarget ein Speedratio von  $> 50$ , wie in Abbildung 2.14 abzulesen ist.

Vergleicht man außerdem die Lage des Fokuspunktes mit den in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Simulationen, so ergibt sich die vorhergesagte mittlere Geschwindigkeit der Atome in longitudinaler Richtung von 1000 m/s. Diese Zahl ist allerdings mit einer großen Unsicherheit behaftet, da die Feldstärke des Separationsmagneten nur aus

Rechnungen bekannt ist und aufgrund der kleinen Maße des Magneten nicht vermessen werden kann.

*"A child's rhyme stuck in my head.  
It said that life is but a dream.  
I've spent so many years in question  
to find I've known this all along.  
So good to see you.  
I've missed you so much.  
So glad it's over.  
I've missed you so much  
Came out to watch you play.  
Why are you running away?  
Prying open my third eye.  
So good to see you once again.  
I thought that you were hiding.  
And you thought that I had run away.  
Chasing the tail of dogma.  
I opened my eye and there we were.  
So good to see you once again  
I thought that you were hiding from me.  
And you thought that I had run away.  
Chasing a trail of smoke and reason.  
I opened my eye and there we were."*

Maynard James Keenan

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

Mit der vorliegenden Arbeit wurde ein sehr kompakter Aufbau eines Gastargets aus angeregten Heliumatomen mit polarisiertem Elektronenspin vorgestellt.

Es wurde ein neues Prinzip der Erzeugung von metastabilem He\* demonstriert, das bei einer Temperatur von 80K (und vermutlich auch tiefer) arbeitet. Die Ausbeute an metastabilem Helium ist für diese Quelle mit etwa  $8 \cdot 10^{13} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$  ca. einen Faktor 10 niedriger als bei Hochleistungsquellen anderen Typs [20, 21]. Allerdings sind die Strahleigenschaften wie die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung aufgrund des hohen Vordrucks vermutlich so gut, daß COLTRIMS-Experimente [22, 23, 6] (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) mit dieser Quelle problemlos durchgeführt werden können. Die Auflösung dieser Impulsspektroskopie ist unter anderem durch die Impulsverteilung des Targetgases begrenzt, so daß diese Meßmethode hohe Anforderungen an das Target stellt. Die konkrete Vermessung der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung steht noch aus, allerdings läßt sich durch die geringe Ausdehnung des Fokuspunktes und die in Kapitel 4.2 gezeigten Ergebnisse vermuten, daß die Strahlqualität sehr hoch ist. Es ist eine Abhängigkeit der Ausbeute vom Plasmastrom und vom Vordruck festzustellen, wobei die Ausbeute mit steigendem Strom leicht zunimmt und mit steigendem Vordruck - vermutlich aufgrund des Zusammenbruchs des supersonic jet - abnimmt.

Der Hexapolmagnet, der in diesem Aufbau zum Einsatz kommt, ermöglicht eine einhundert-prozentige Separation des spinpolarisierten  $^3\text{S}_1$ -Zustands vom Reststrahl. Dies wird unter anderem dadurch erreicht, daß nicht auf der Symmetrieachse des Magneten „eingeschossen“ wird, sondern knapp über einem Polstück.

Die für ein Experiment interessanten Größen des gesamten Targets belaufen sich auf eine Targetdichte von  $5 \cdot 10^6 / \text{cm}^2$  und eine Ausdehnung im Fokuspunkt von ca. 1 mm. Es zeigt sich, daß die Ausbeute mit zunehmender Betriebsdauer der MSE-Folie abnimmt,



so daß die eben genannte Zahl einen zeitlichen Mittelwert darstellt. Es ist außerdem absehbar, da die Ausbeute an spinpolarisiertem Helium im Fokuspunkt noch bis zu einem Faktor von 10 durch Optimierung der Parameter erhöht werden kann. Die Position des Targetvolumens ist in longitudinaler Richtung variabel, so daß sie an die experimentellen Gegebenheiten angepaßt werden kann. Der Abstand zum Hexapolmagneten kann daher so groß gewählt werden, daß störende Einflüsse des Hexapolmagnetfeldes auf das Experiment vernachlässigt werden können.

Natürlich haben sich in den letzten Monaten auch Schwachpunkte des Aufbaus gezeigt. Die Haltbarkeit der MSE-Folien ist bisher noch inakzeptabel. Ein ruhiger Betrieb über mehrere Tage ist das, was für ein wirkliches Experiment wünschenswert wäre. Aufgrund langjähriger Entwicklung ist die Lebensdauer der Strukturen mit ca. 10 Stunden zwar in einem Bereich angelangt, der sie prinzipiell einsetzbar macht, allerdings haben einige Strukturen die Eigenschaft, nur über sehr begrenzte Zeiträume von ca. 10 Minuten mit einmal eingestellten Parametern (Brennspannung etc.) stabil zu funktionieren. Danach muß die Spannung meistens leicht erhöht werden. Dies hängt sicherlich mit dem stetigen Abtrag der Elektrodenschicht durch das Plasma zusammen, so daß anfängliche Unebenheiten, die für eine entsprechende Felderhöhung sorgen, mit der Zeit verschwinden. Neue Strukturen mit Elektroden aus Wolfram kommen in allernächster Zukunft zum Einsatz, so daß dieses Problem dadurch vielleicht behoben oder wenigstens minimiert werden kann.

Der obige Abschnitt impliziert allerdings ein weiteres Manko. Mikrostrukturelektroden sind ein Makrosystem. Das heißt, daß makroskopische Unterschiede, wie die Qualität der Bohrung, einen Einfluß auf das in der Struktur brennende Plasma haben. Es kommt daher immer wieder vor, daß einzelne Folien gar nicht arbeiten oder nur mit zum Teil anderen Betriebsparametern funktionieren.

Ein weiterer, nicht ideal ausgefallener Punkt im Bereich der Quelle ist die Zuleitung der Versorgungsspannung durch die Gaszufuhr. Prinzipiell ist die Idee, die Versorgungsspannung abzuschirmen, natürlich sinnvoll, um in der Expansionskammer kein Plasma zu zünden. Wie Abbildung 2.6 zeigt, ändert sich nach dem Zünden die am Plasma anliegende Spannung, so daß ein in der Expansionskammer brennendes Plasma das Zünden des eigentlichen MSE-Plasmas behindern könnte. In der Praxis hat sich allerdings gezeigt, daß nun mit Vorliebe in der Gaszufuhr ein Plasma zündet. In einem nächsten Aufbau muß somit die Spannungsversorgung durch ein abgeschirmtes Kabel erfolgen.

Die Halterung der Plasmadüse und die Plasmadüse selbst sollten des weiteren ebenfalls überarbeitet werden. Um zu zeigen, daß mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Prinzip

überhaupt ein in einem Experiment einsetzbares Target aufgebaut werden kann, ist die jetzige Realisierung vollkommen ausreichend. In Zukunft muß allerdings erhöhtes Augenmerk auf einen unproblematischen Austausch der MSE-Folie unter „Strahlzeitbedingungen“ gelegt werden. Genauso muß dann, um einen reibungslosen Ablauf des Experiments zu ermöglichen, die Halterung der Düse robuster ausfallen, als sie es jetzt ist.

Im Bereich der MSE-Plasmaquelle könnte auch die folgende Idee eine entscheidende Verbesserung bringen. Die Herstellung von MSEs ist sehr kompliziert, da eine MSE ein Mehrschichtsystem aus verschiedenen Materialien ist. Prinzipiell scheint es sehr schwer zu sein, metallische Elektroden der gewünschten Stärke von ca. 200  $\mu\text{m}$  auf einer Isolatorschicht aufzubringen. Bestimmte Materialkombinationen (z.B. Tantal, Keramik, Tantal) sind gar nicht erhältlich. Genauso ist das Bohren der MSE-Poren aufgrund der Abfolge von verschiedenen Materialien sehr aufwendig. Denkbar wäre also die folgende Vereinfachung: Mit einer Bohrerspitze aus Metall können Locher einer minimalen Größe von ca. 300  $\mu\text{m}$  hergestellt werden. Eine MSE mit einem solchen Porendurchmesser wäre aus offensichtlichen Gründen allerdings nicht mehr als Düse für einen Supersonic-Jet geeignet. Trennt man sich nun vom Prinzip des „Mehrschichtsystems“ so könnte man mit einem Keramikisolator, in den das für eine Überschallexpansion nötige, kleine Loch mit einem Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$  eingebracht ist, dieses Problem lösen. Als Elektroden dienen nun die Ober- und Unterseite der Halterung des Keramikplättchens, die jeweils ein 300  $\mu\text{m}$  großes Loch besitzen. Dies ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Der Vorteil läge darin, daß die Elektroden der MSE, die die Teile der Plasmadüse sind, die momentan am meisten strapaziert werden, massiver ausfallen und vor allen Dingen aus robusteren Materialien wie Tantal hergestellt werden können. Es ist durchaus vorstellbar, daß eine solcher Aufbau immer noch sehr ähnliche Betriebseigenschaften wie eine herkömmliche MSE haben wird. Da durch einen größeren Durchmesser der Löcher in den Elektroden das elektrische Feld reduziert wird, muß entweder bei höheren Betriebsspannungen gearbeitet werden, oder die Dicke der Isolatorschicht verringert werden.

Mit den hier vorgeschlagenen Verbesserungen sollte dann tatsächlich ein Target vorliegen, das in Experimenten einsetzbar ist, für die die erzielte Targetdichte ausreicht. In einem ersten Schritt sollte es möglich sein, mit Hilfe der COLTRIMS-Methode mehrfach differentielle Wirkungsquerschnitte der Einfachphotoionisation von Helium zu erhalten. Bereits dieses verhältnismäßig „einfache“ Experiment ist dann ein quantenmechanisch vollständiges Experiment! Normalerweise müßte bei einem Photoionisationsexperiment, das den Titel „quantenmechanisch vollständig“ trägt, auch der

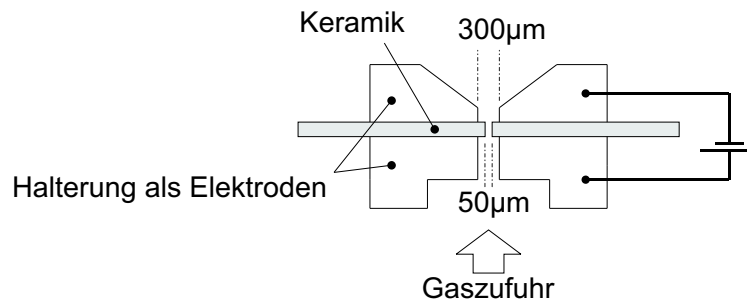


Abbildung 5.1: Zukünftige MSE-Plasmaquellen könnten eventuell auf das Prinzip des „Mehrschichtsystems“ verzichten, indem die Halterung zur Elektrode wird.

Spin der Photoelektronen vermessen werden. Diverse Veröffentlichungen (z.B. [25]) zeigen allerdings, daß es bereits ausreicht, den Spin im Anfangszustand zu kennen, um quantenmechanische Vollständigkeit zu erhalten.

Da es sich bei diesem Target um ein Target aus angeregtem Helium handelt, ist auch die zur Einfachionisation nötige Energie mit 4.79 eV sehr gering. Daher kann das oben beschriebene Experiment bereits mit einer Quecksilberdampflampe durchgeführt werden, die glücklicherweise eine stark ausgeprägte Emissionslinie bei 4.88 eV Photonenenergie besitzt. Die erzeugten Photoelektronen besitzen somit eine sehr geringe kinetische Energie, was dann eine sehr hohe Impulsauflösung der COLTRIMS-Methode ermöglicht. Mit einfachen Erweiterungen kann dann im gleichen Experiment der lineare und zirkulare Dichroismus vermessen werden. Hierzu ist es nur nötig, die Polarisations-eigenschaften des UV-Lichtes zu kennen bzw. zu verändern. Durch einen Polfilter, der linear polarisiertes Licht erzeugt, kann der lineare Dichroismus [26], mit einem zusätzlichen  $\lambda/4$ -Plättchen der zirkulare Dichroismus [6] untersucht werden.

Des weiteren ist die Energie der Photoelektronen (und somit der ihr entsprechende Impuls von ca. 0.1 a.u.) so niedrig, daß in diesem Aufbau auch die Geschwindigkeitsverteilung des He-Targets akkurat vermessen werden kann. Neben der Spezifikation des Targets sind damit dann auch neue Rückschlüsse auf das Mikroplasma möglich. Als Steigerung ist außerdem natürlich die Vermessung der Doppelphotoionisation denkbar. Erste Abschätzungen haben ergeben, daß die Strahlintensitäten heutiger Synchrotronanlagen ausreichend sind, um mit der gegebenen Targetdichte eine Eventrate zu produzieren, die groß genug ist, um auch in diesem Experiment mehrfach differentielle Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Ein weiterer sehr interessanter Punkt an einem solchen Experiment ist die Tatsache, daß durch den polarisierten Elektronenspin ein klar definierter Axialvektor vorliegt. Mit einem weiteren Axialvektor

(z.B. dem der zirkular polarisierten Projektilphotonen) läßt sich im Eingangskanal ein von der Chiralität her eindeutiges Koordinatensystem aufspannen. Es wäre somit eventuell möglich, bereits in diesem System Symmetriebrechungen in den mehrfach differentiellen Wirkungsquerschnitten zu finden, wie es in einem von Schmidt-Böcking et al. vorgeschlagenen Experiment [24] beschrieben ist.

Ein weiteres mögliches Experiment stellt die Ionisation des Targets in starken Laserfeldern dar. Laserexperimente sind seit einiger Zeit ein Teilgebiet unserer Arbeitsgruppe, so daß bereits Untersuchungen an Helium [23] und Argon [36] stattgefunden haben. Es zeigt sich hierbei, daß folgender, als „Rescattering“ bezeichneter, Mechanismus oftmals zur Doppelsonisation führt: Zuerst wird durch den Laserpuls nur ein Elektron aus dem Atom herausgelöst. Dieses Elektron nimmt dann im immer noch anhaltenden Laserfeld kinetische Energie auf und stößt mit dem zweiten Elektron, das dadurch auch das Atom verläßt. Im Falle eines spinpolarisierten Targets bedeutet dies somit, daß ein solches Experiment als ein Elektronenstoßionisationsexperiment angesehen werden kann, bei dem sowohl Target als auch Projektil polarisiert sind.

Ein vollkommen anderer Aspekt ist außerdem vorstellbar: Von ähnlich großem Interesse wie ein Target aus spinpolarisiertem Helium ist auch ein Target aus spinpolarisiertem Wasserstoff. Prinzipiell wäre bereits ein räumlich lokalisiertes Target aus atomarem, nicht spinpolarisiertem Wasserstoff ein kleiner „Leckerbissen“ für die experimentelle Atomphysik, da es für viele im Experiment gemessenen Effekte theoretische Rechnungen nur für Wasserstoffatome und nicht für Heliumatome gibt [27].

Ein ähnlicher Aufbau wie der hier vorgestellte könnte als Quelle für spinpolarisierten Wasserstoff dienen. Da in einem MSE-Plasma angeregtes Helium und sogar Heliumionen [32] erzeugt werden können, müssen die Elektronenenergien groß genug sein, um auch  $H_2$  Moleküle zu dissoziieren, da die hierzu nötige Energie nur 4.8 eV beträgt. Eine Veröffentlichung von N. Koch und E. Steffens [30] zeigt, daß die Oberflächenbeschaffenheit und die Temperatur der Dissoziationseinheit eine Rekombination zu molekularem Wasserstoff begünstigen oder erschweren können. Allgemein steigt die Ausbeute an  $H^0$  für niedrige Temperaturen an. Dieser Aspekt der Dissoziation kann also von einer MSE-Plasmadüse erfüllt werden.

Um dann den atomaren Wasserstoff nach seinem Spin zu polarisieren und aus einem Jetstrahl molekularen Wasserstoffs herauszulenken, kann ein dem in dieser Arbeit beschriebenen ähnlicher Magnet eingesetzt werden. Betrachtet man die Gleichungen, die die Separation beschreiben, so zeigt sich, daß die im Vergleich zu Helium unterschied-

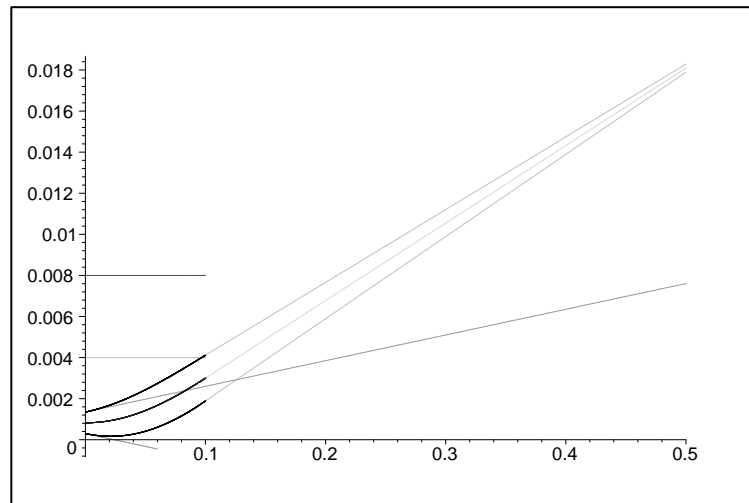


Abbildung 5.2: Auch spinpolarisierter Wasserstoff müßte mit einem ähnlichen Aufbau erzeugt werden können. Im oberen Strahl befindet sich atomarer Wasserstoff mit Spin ( $\downarrow$ ). Unten ist der  $H_2$  Jet zu sehen.

liche Masse von Wasserstoff die Separation nicht beeinflußt, sobald man die mittlere Jetgeschwindigkeit berücksichtigt:

$$y = \frac{\mu_y}{2m} \frac{\partial B}{\partial y} \left( \frac{x}{v} \right)^2$$

$$v = \sqrt{\frac{5kT}{m}}$$

Somit gilt:

$$y = \frac{\mu_j}{2m} \frac{\partial B}{\partial y} \left( \frac{x}{\sqrt{\frac{5kT}{m}}} \right)^2$$

$$= \frac{\mu_j}{2} \frac{\partial B}{\partial y} \frac{x^2}{5kT}$$

$$= c \cdot \mu_y x^2$$

Nur das um einen Faktor 1/2 geringere magnetische Moment muß durch einen stärkeren Magneten kompensiert werden. Eine erste mögliche Optimierung des Magneten wäre die Erhöhung der Anzahl der Einzelmagnetstücke. Baut man einen Hexapolmagneten aus 12 statt aus 6 Magnetstücken auf, erhöht sich das Polspitzenfeld bereits

um einen Faktor 2 [31]. Außerdem erhöht sich dadurch natürlich auch die Qualität des Hexapolfeldes. Ein solcher Magnet entsprechender Länge sollte in der Lage sein, Wasserstoffatome mit Spin down vom Reststrahl zu separieren. Abbildung 5.2 zeigt hierzu ein Bild einer Simulation. Da Wasserstoff einen Kernspin besitzt, ist natürlich zu beachten, daß es sich hier dann nur um elektronenspinpolarisierten Wasserstoff handeln würde.

Des weiteren ist zu beachten, daß es auch angeregte Wasserstoffmoleküle gibt, die den Gleichungen nach an die selbe Stelle abgelenkt werden wie atomarer Wasserstoff im Grundzustand. Sie müßten dann, falls sie in größeren Mengen auftreten (was allerdings relativ unwahrscheinlich ist), im Experiment anhand ihres  $q$ -Wertes erkannt werden.

# Kapitel 6

## Anhang

Um die Flugbahn von Atomen in einem (L+S)-Zustand zu bestimmen, wurde mit dem folgenden „Maple“-Quelltext das Problem für unterschiedliche Magnetgeometrien simuliert.

```
restart :
Digits := 40 :
IT := 1800 : # Anzahl der Iterationsschritte
B := 2 * 9.274 * 10(-24) : # Magnetisches Moment
M := 4 * 1.66 * 10(-27) : # Masse d. Teilchens
dBdy := -80000 * (YPre - 0.004) : # Hexapol mit 8mm Öffnung
ML := 0.1 : # Länge des Magneten[m]
VX := 1070 : # Geschwindigkeit in x - Richtung[m/s]
# VX = 721 (50K[KK5/100]), VX = 1070(110K[KK2/10])
# VX = 1930 (360K), VX = 1250(150K)
Abstand := 0.0003 : # Abstand von der Schneide[m]
Skim := 0.3 : # Durchmesser des Skimmers[mm]
ASkDue := 12 : # Abstand Düse/Skimmer[mm]
ASkMag := 30 : # Abstand Skimmer/Magnet[mm]
Wlo := -Skim/ASkDue * VX/2 : # Anfangsgeschwindigkeiten in y
Wup := Skim/ASkDue * VX/2 :
Wmi := 0 :
Breite := Skim/ASkDue * (ASkMag/1000 + ASkDue/1000) :
StepX := ML/IT :
----- == pathforμ = 2 == -----
YGes[0] := Abstand + Breite :
```

```

z[0] := 0 : YPre := YGes[0] :
V := Wup :
for i from 1 to IT do
x := StepX * (i - 1) :
z[i] := x :
VPre := V :
V := (B/M) * dBdy * StepX/VX :
V := V + VPre :
Y := V * StepX/VX :
YPre := YGes[i - 1] :
YGes[i] := YPre + Y :
od :
VupCont := V :
YupCont := YGes[IT] :
SQ := seq([z[i], YGes[i]], i = 0..IT) :
PathUp := plot([SQ], color = black) :
YGes[0] := Abstand + (Breite/2) :
z[0] := 0 : YPre := YGes[0] :
V := Wmi :
for i from 1 to IT do
x := StepX * (i - 1) :
z[i] := x :
VPre := V :
V := (B/M) * dBdy * StepX/VX :
V := V + VPre :
Y := V * StepX/VX :
YPre := YGes[i - 1] :
YGes[i] := YPre + Y :
od :
VmiCont := V :
YmiCont := YGes[IT] :
SQ := seq([z[i], YGes[i]], i = 0..IT) :
PathMid := plot([SQ], color = blue) :
YGes[0] := Abstand :
z[0] := 0 :
YPre := YGes[0] :

```



```

V := Wlo :
for i from 1 to IT do
x := StepX * (i - 1) :
z[i] := x :
VPre := V :
V := (B/M) * dBdy * StepX/VX :
V := V + VPre :
Y := V * StepX/VX :
YPre := YGes[i - 1] :
YGes[i] := YPre + Y :
od :
VloCont := V :
YloCont := YGes[IT] :
SQ := seq([z[i], YGes[i]], i = 0..IT) :
PathLo := plot([SQ], color = black) :
----- == draw everything! == -----
unassign('x') :
Magnet := plot(0.004, x = 0..ML, color = grey) :
Magnet2 := plot(0.008, x = 0..ML, color = red) :
Neut := plot(Wup * x/VX + Abstand + Breite, x = 0..0.5, color = green) :
Neut2 := plot(Wlo * x/VX + Abstand, x = 0..0.06, color = green) :
Contlo := plot(VloCont * (x - ML)/VX + YloCont, x = ML..0.5, color = grey) :
Contup := plot(VupCont * (x - ML)/VX + YupCont, x = ML..0.5, color = grey) :
Contmi := plot(VmiCont * (x - ML)/VX + YmiCont, x = ML..0.5, color =
turquoise) :
with(plots) :
display(PathLo, PathUp, PathMid, Neut, Neut2, Magnet2, Magnet,
Contlo, Contup, Contmi);

```

# Literaturverzeichnis

- [1] T. Meyer-Kuckuk, *Atomphysik*, B. G. Teubner Stuttgart (1997)
- [2] H. Schmidt-Böcking, *Einführung in die Atomphysik*, Skriptum zur Vorlesung
- [3] W. Gerlach und O. Stern, *Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld*, Annalen der Physik, IV. Folge, Band 74 (1924)
- [4] R. J. Jelitto, *Mechanik II, Theoretische Physik 2*, AULA-Verlag Wiesbaden (1983)
- [5] R. J. Jelitto, *Elektrodynamik, Theoretische Physik 3*, AULA-Verlag Wiesbaden (1983)
- [6] T. Jahnke, Th. Weber, A. L. Landers, A. Knapp, S. Schößler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Czasch, T. Osipov, E. Arenholz, A. T. Young, R. Díez Muiño, D. Rolles, F. J. García de Abajo, C. S. Fadley, M. A. Van Hove, S.K. Semenov, N.A. Cherepkov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, and R. Dörner, Phys. Rev. Lett. **88** 073002 (2002)
- [7] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, Science **292** 461 (2001)
- [8] *Maple V*, [www.maple.com](http://www.maple.com)
- [9] Vacuumschmelze Hanau, [www.vacuumschmelze.de](http://www.vacuumschmelze.de)
- [10] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering Volume 1 Principles*, Institute of Physical Publishing Ltd., UK (1995).
- [11] Yu. Raizer, *Gasdischarge Physics*, Springer Verlag, Berlin, (1997).
- [12] K. Bartschat, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31** (1998)
- [13] Jian-Guo Wang, Takako Kato and Izumi Murakami, Phys. Rev. A **60** (1999)

- [14] G. Brusdeylins, J.P. Toennies, R. Vollmer, XII. Symposium on Molecular Beams, Book of Abstracts, Perugia (1989).
- [15] *Persistence of Vision Ray Tracer - POV-Ray*, [www.povray.org](http://www.povray.org)
- [16] A. Winslow, *Numerical Solution of the Quasilinear Poisson Equation in a Non-uniform Triangular Mesh*, Journal of Computational Physics **2**, 149-172 (1967).
- [17] O. Jagutzki et al., Imaging Spectrometry IV, SPIE Proceedings Vol. 3438, pp. 322-334 (1998)
- [18] A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, C. Penache, H. Schmidt-Böcking, Proceedings of the XIII Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Glasgow (2000).
- [19] U. Ernst, Dissertation, Erlangen (2001)
- [20] R. Weis, C. Winkler and R. W. Schrittwieser, Plasma Sources Sci. Technol. **6** (1997) 247-249
- [21] K. G. H. Baldwin, W. Lu, D. Milic, R. M. S. Knops, M. D. Hoogerland and S. J. Buckman, SPIE Vol. 2009
- [22] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, H. Schmidt-Böcking, Physics Reports 330 (2000) (pp 95-192)
- [23] Th. Weber, H. Giessen, M. Weckenbrock, G. Urbasch, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, M. Vollmer, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, *Correlated electron emission in multiphoton double ionization*, Nature 405(2000)658
- [24] M. Smolarski, T. Jahnke, S. Schöbner, O. Hohn, L. Schmidt, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, *Visualisierung von Symmetriebrechungen in molekularen Mehrteilchenfragmentierungen*, IKF Jahresbericht 2000
- [25] H. Klar and H. Kleinpoppen, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **15** (1982) 933-950
- [26] N. A. Cherepkov, V. V. Kuznetsov and V. A. Verbitskii, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **28** (1995) 1221-1239
- [27] R. Dörner et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996)
- [28] Macek et al., Phys. Rev. Lett. **88** (1998)

- [29] F. B. Dunning, A. C. H. Smith, R. F. Stebbings, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **4** (1971)
- [30] N. Koch and E. Steffens, *Rev. Sci. Instr.* **70** 1631-1639 (1999)
- [31] K. Halbach, *Nucl. Instr. and Meth.* **187** 109 (1999)
- [32] S. Schößler, Diplomarbeit, Frankfurt (2002)
- [33] O. Hohn, Dissertation, Frankfurt (2002)
- [34] C. Penache, Dissertation, Frankfurt (2002)
- [35] Th. Weber, Diplomarbeit, Frankfurt (1999)
- [36] M. Weckenbrock, Diplomarbeit, Frankfurt (2001)

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Winkelabhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsdichte eines Elektrons im Zentralpotential (aus [1]). . . . .	6
2.2	Das Termschema der energetisch niedrigsten Zustände von Helium. . .	7
2.3	Ein Plasma. . . . .	9
2.4	Eine einfache Geometrie zur Erzeugung einer klassischen Niederdruckentladung. . . . .	10
2.5	Der typische Verlauf der Strom-/Spannungskennlinie einer Gleichstromentladung (aus [10]). . . . .	11
2.6	Die Abhängigkeit der Zündspannung vom Produkt aus Druck und Elektrodenabstand bei einer klassischen Gleichstromentladung (aus [11]). .	12
2.7	Schema und Foto einer „Mikrostrukturelektrode“ (MSE) zur Erzeugung eines Hochdruckmikroplasmas. Die eingezeichneten Durchmesser $D$ und $d$ betragen je nach Ausführung $50\ \mu\text{m}$ bis $400\ \mu\text{m}$ . Die Dicke des gesamten Mehrschichtsystems beträgt $130\ \mu\text{m}$ bis $650\ \mu\text{m}$ . . . . .	14
2.8	Die zum Betrieb und zur Untersuchung der MSE angewandte elektrische Verschaltung. . . . .	14
2.9	Die gemessene Zündspannung einer MSE in Abhängigkeit vom Druck, und der bei einer klassischen Niederdruckgleichstromentladung erwartete Verlauf [34]. . . . .	15
2.10	Ein Mikroplasma in Helium. . . . .	15
2.11	Die U/I-Charakteristik einer MSE-Entladung bei einem Umgebungsdruck von ca. 1 bar und Helium als Betriebsgas mit und ohne Gasfluß. .	16
2.12	Der Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßanregung des Helium-Grundzustandes in den Triplettzustand. . . . .	17
2.13	Ein typischer Aufbau eines „supersonic jet“. . . . .	19
2.14	Das Speedratio in Abhängigkeit vom Produkt aus Vordruck und Düsendurchmesser. Eingezeichnet sind außerdem die unterschiedlichen Abhängigkeiten für verschiedene Gastemperaturen (aus [14]). . . . .	20

3.1	Gerenderte Aufnahme der Quellen- und der Separationskammer. . . . .	27
3.2	Explosionszeichnung des experimentellen Aufbaus. . . . .	28
3.3	Die MSE, in der ein Plasma brennt, dient als Düse für eine Überschall-expansion, so daß sich kein „gewöhnlicher“ Jet, sondern ein „Plasma Jet“ ausbildet. . . . .	29
3.4	Die Plasmaquelle im Detail. Zu sehen sind das für eine gute Kühlung nötige Gasreservoir, die eigentliche Haltevorrichtung der MSE, die zugleich der Stromversorgung dient, und die Gaszufuhr. Der Gesamtdurchmesser der Quelle beträgt 24 mm. . . . .	30
3.5	Simulation des B-Feldes des verwendeten Hexapolmagneten. . . . .	31
3.6	Die von Stern und Gerlach 1922 verwendete Magnetgeometrie (schematisch). . . . .	34
3.7	Simuliertes und angefittetes B-Feld des Hexapols in Abhängigkeit vom Abstand von der Mittelachse. Gewählt wurde ein Schnitt durch zwei Pole, da in dieser Ebene die nicht-Hexapolanteile am geringsten ausfallen. . . . .	35
3.8	Die nun folgenden Simulationsbilder sind nach dem hier gezeigten Schema aufgebaut. Alle Größenangaben sind in Meter. . . . .	36
3.9	Hexapolmagnet, Jettemperatur: 80K (=911m/s). . . . .	37
3.10	Hexapolmagnet, Jettemperatur: 110K (=1070m/s). . . . .	37
3.11	Hexapolmagnet, Jettemperatur: 150K (=1250m/s). . . . .	38
3.12	Der Hexapolmagnet in der Draufsicht (links) und in der Seitenansicht (rechts). Links sind die 6 Magnetstücke zu erkennen, die von den dreieckigen Aluminiumstücken und dem Feldrückführungsjoch gehalten werden. Die Länge des Magneten beträgt 10 cm. Der Innendurchmesser beläuft sich auf 8 mm. . . . .	39
3.13	Wie bei einer optischen Abbildung wird auch im Falle des Hexapolmagneten als „Linse“ ein Bildpunkt, der sich außerhalb der Symmetrieachse befindet, auf einen Punkt auf der gegenüberliegenden Seite von der Symmetrieachse abgebildet. . . . .	39
3.14	Hexapolmagnet, Jettemperatur: 110K, oben: Abstand Skimmer/Magnet: 50mm. unten: Abstand Skimmer/Magnet: 15mm. Durch Änderung des Abstandes von Skimmer und Hexapolmagnet kann die Position des Fokuspunktes variiert werden. . . . .	40

3.15	Schematische Darstellung des Aufbaus zur Vermessung der räumlichen Qualität des Targets und der Ausbeute an spinpolarisiertem Helium (rechts). Links ist das zu erwartende Bild auf dem Phosphorschirm zu sehen. . . . .	42
3.16	Schnitt durch den eingesetzten Detektor mit eingezeichneter elektrischer Verschaltung. . . . .	43
3.17	Foto des zur Vermessung der Ausbeute an spinpolarisiertem Helium eingesetzten Edelstahlplättchens. Zu sehen ist außerdem das aus den Adern eines Litzenkabels sehr einfach aufgebaute Gitter zur Erzeugung des Absaugfeldes. . . . .	44
4.1	Zeitlicher Verlauf der Temperatur der Plasmadüse bei Abkühlung von Zimmertemperatur herunter auf 80K. . . . .	47
4.2	In der heruntergekühlten Düse wird ein Plasma gezündet. Das Plasma brennt bei einer Spannung von 300 V und einem Strom von 1 mA. Die insgesamt umgesetzte Leistung beträgt hier also 0.3 W. . . . .	48
4.3	Die Zündspannung des MSE-Plasmas bei einer Temperatur von 80K in Abhängigkeit vom reduzierten Druck. Der für die Paschen-Kurve typische Verlauf ist selbst bei dieser exotischen Entladung noch zu erkennen. . . . .	48
4.4	Durch einen sog. „Beamdump“ kann ermittelt werden, ob sich der Überschallstrahl korrekt ausbildet. . . . .	51
4.5	Der Druck im Beamdump in Abhängigkeit vom Druck in der Expansionskammer beim Einsatz einer MSE als „Jet-Düse“ und einer Gastemperatur von 80K. Zu sehen ist, daß der Jet bereits oberhalb von $5 \cdot 10^{-4}$ mbar zusammenbricht. . . . .	52
4.6	Der entsprechende Verlauf des Drucks im Beamdump in Abhängigkeit vom Druck in der Expansionskammer bei einer Gastemperatur von 300K. Der Jet bildet sich bis zu hohen Drücken noch relativ gut aus und bricht erst sehr spät zusammen. . . . .	52
4.7	Das erste Bild der geglückten Separation des polarisierten Spinzustandes. Links ist der durch UV-Strahlung erzeugte Fleck, rechts der herausgelenkte $^3S_1$ -He-Strahl zu sehen (vergl. mit Abbildung 3.15). Das gesamte System ist zu diesem Zeitpunkt noch weit weg von seinen optimalen Einstellungen. . . . .	53
4.8	Die elektrische Verschaltung und die eingesetzten Meßinstrumente im Überblick. . . . .	54

4.9	Ausbeute an spinpolarisiertem $^3S_1$ -Helium in Abhängigkeit vom Plasmastrom und für verschiedene Vordrücke (unkorrigiert, s. Text). Zu beachten ist, daß die Skala des Plasmastroms im oberen Bild stärker gestreckt ist als im unteren Bild. . . . .	56
5.1	Zukünftige MSE-Plasmaquellen könnten eventuell auf das Prinzip des „Mehrschichtsystems“ verzichten, indem die Halterung zur Elektrode wird. . . . .	67
5.2	Auch spinpolarisierter Wasserstoff müßte mit einem ähnlichen Aufbau erzeugt werden können. Im oberen Strahl befindet sich atomarer Wasserstoff mit Spin ( $\downarrow$ ). Unten ist der $H_2$ Jet zu sehen. . . . .	69





## Danksagung

Nun, unterteilen wir das hier am besten in zwei Bereiche. Da vermutlich eher Menschen aus meinem „physikalischen Leben“ sich diese Arbeit mehr oder weniger freiwillig zu Gemüte führen als aus meinem „nicht-physikalischen Leben“, möchte ich auch mit dem Institutsbereich beginnen.

Zu allererst möchte ich mich bei Horst Schmidt-Böcking bedanken, der mich damals im Institut und in der Gruppe aufgenommen hat. Er hat mir immer wieder mit seiner unkomplizierten Art und seinem unglaublichen Tatendrang klargemacht, was für ein Glück ich hatte, gerade in seiner Gruppe zu landen. Auch für „Kids“, wie ich eins bin, hat er immer ein offenes Ohr. Sein intuitives Gefühl für physikalische Vorgänge ist immer wieder beeindruckend.

Um an der Spitze weiter zu machen: Bei Reinhard Dörner möchte ich mich für die absolute Engelsgeduld bedanken und dafür, daß ich eigentlich zu jeder Tageszeit durch seine offene Bürotür spazieren kann, um ihn mit zum Teil dämlichen Fragen zu belästigen.

Oliver Hohn war derjenige, der mich am Anfang bei der Hand nahm und mir geduldig alles zeigte. Ich kann nur hoffen, daß ich, wenn ich einmal Diplomanden betreuen sollte, auch nur einen Bruchteil seiner „Führungsqualitäten“ haben werde. Als mein Doktorand und somit als mein „direkter Vorgesetzter“ hatte er besonders unter meinem „Dickschädel“ zu leiden. Das tut mir leid! Es war allerdings niemals böse gemeint, was du meiner Meinung nach zum Glück auch weißt... (Zitat Oli: „Genau, wir sind auf einem sinkenden Schiff, du stehst auf meinen Schultern, und mir steht das Wasser schon bis zum Hals.“)

Dem anderen „Kid“ im „Department of Plasmajet“ - Sven Schößler - gilt mein Dank. Wo würde ich nur landen, wenn du nicht auf mich aufpassen würdest?

Mit Thorsten Weber habe ich einen Seelenverwandten gefunden. Es ist eine absolut frustrierende Vorstellung, daß du schon in naher Zukunft nicht mehr im Institut sein wirst!

Lothar Schmidt ist mein Held. Ich glaube dazu muß ich gar nicht mehr sagen. Er ist so etwas wie das „physikalische Orakel von Delphi“! Unglaublich...

Ottmar Jagutzki hat mir gezeigt, daß man auch nach seinem Doktor ziemlich viel cooler sein kann, als ich es jetzt bin...

Mit Mirko Hattabaß und Achim Czasch habe ich inzwischen zwei Freunde gefunden, die mir immer wieder bei zum Teil sehr doofen Fragen aus der Patsche geholfen haben. Au-

ßerdem konnte ich bei beiden schon beobachten, wieviel Spaß ich dann als Doktorand haben werde...

Den Pionieren der MSE-Entwicklung Angela Bräuning-Demian, Lutz Spielberger und Cristina Penache sei an dieser Stelle für die jahrelange Erforschung der Mikroplasma gedankt.

Prinzipiell müßte ich hier natürlich alle Namen der Schmidt-Böcking-Gruppe aufzählen. Das macht allerdings nicht viel Sinn, so daß ich an dieser Stelle abbreche und allen anderen Mitgliedern ein kollektives Dankeschön ausdrücke. (Na ja, ich sollte wenigstens noch Markus Schöffler für seine anscheinend schon seit über 20 Jahren anhaltende gute Laune danken...)

Im Bereich der Werkstätten gehört mein Dank stellvertretend natürlich Herrn Zanger, der mir immer wieder bessere Wege gezeigt hat, ein Bauteil zu realisieren, und der ganz unproblematisch auch mal ein Teil für mich „nebenbei“ fertigen ließ, wenn die Zeit besonders drängte.

Dann will ich außerdem noch ein besonderes Dankeschön an Stefan Engel und Herrn Theisinger loswerden. Stefan wurde mit der Umsetzung des Herzstücks meines Diploms „gequält“: dem Separationsmagneten. Herr Theisinger hat die Plasmadüse gebaut.

Auch der Beschleunigermannschaft und allen anderen innerhalb des Instituts, die zum Gelingen meines Diploms beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle danken.

Trotzdem: Viel wichtiger sind mir die folgenden Menschen. Alles, was ich bisher in meinem Leben erreicht habe und eventuell noch erreichen werde, habe ich sicherlich meinen Eltern zu verdanken. Ich vermute, noch bessere Eltern auf diesem Planeten zu finden ist nicht möglich! Das Gleiche gilt für meine Schwester, die, nach bisher unbestätigten Gerüchten, mich, als ich 2 Jahre alt war, immer zum „Memory-spielen“ überreden wollte. Ich vermute, daß es hier einen direkten Zusammenhang zwischen dem „frühzeitigen Memory-spielen“ und dem Aufbau eines „spinpolarisierten Helium-targets“ gibt...

Wer nun noch fehlt ist meine Freundin und mein allerliebster Schatz Gordana. Du bist inzwischen der Eckpfeiler meines Lebens, die Person, die mir alles Selbstvertrauen gibt und mich viele frustrierende Momente in meinem Leben hat überwinden lassen. Das Ganze hier ist Dein Werk.