

Entwicklung einer Heliumstrahldiagnostik zur
Messung der Elektronendichte und -temperatur mit
hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Uron Kruezi
aus Dragash

November 2006

Aus dem Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich GmbH,
für die Heinrich-Heine Universität Düsseldorf

Gedruckt mit Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Ulrich Samm

Koreferent: Prof. Dr. Georg Pretzler

Tag der mündlichen Prüfung: 17.01.2007

Kurzfassung

Die Lebenszeit der plasmabegrenzenden Wandkomponenten in einem Fusionsexperiment mit magnetischem Einschluss hängt von ihrer Belastung durch verschiedene Erosionsmechanismen ab und schränkt die Verfügbarkeit von zukünftigen Fusionsanlagen durch den Austausch beschädigter Komponenten ein. Der hierfür verantwortliche senkrecht zum Magnetfeld liegende Teilchen- und Wärmetransport ist noch nicht vollständig verstanden.

In der Plasmarandschicht tragen insbesondere Plasmaturbulenzen und lokale Instabilitäten (ELMs) zu einer kritischen Belastung der Wand bei. Das Verständnis und die Kontrolle dieser Phänomene sind für zukünftige wirtschaftlich arbeitende Fusionskraftwerke unumgänglich. Ein Konzept zur Kontrolle der Teilchen- und Energieabfuhr steht mit dem *Dynamischen Ergodischen Divertor* (DED) am Tokamak TEXTOR zur Verfügung und wird dort untersucht. Weltweit einzigartig kann damit die wohlgeordnete Magnetfeldstruktur durch resonante magnetische Störfelder statisch und dynamisch mit einer Rotationsfrequenz von bis zu 10 kHz stochastisiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Diagnostik zur Untersuchung von kurzzeitigen Ereignissen in der Plasmarandschicht entwickelt und aufgebaut. Sie ermöglicht räumlich (2 mm) und zeitlich (10 μs) hochaufgelöste Messungen der Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e . Dies geschieht durch Spektroskopie an ins Plasma injizierten Heliumatomen, aus deren gemessenen Linienintensitäten bzw. Intensitätsverhältnissen mit Hilfe eines Stoß-Strahlungsmodells n_e und T_e bestimmt werden kann. Um die Anforderungen zur Messung von Plasmafluktuationen bis zu 100 kHz zu erfüllen, wurde ein Injektionssystem entwickelt, das einen Helium-Überschallstrahl hoher Teilchendichte ($1.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) und gleichzeitig niedriger Divergenz ($\pm 1^\circ$) erzeugen kann. Parallel dazu wurde ein Beobachtungssystem bestehend aus Mehrkanal-Photomultipliern (PMT) mit hoher und einer CCD-Kamera mit geringerer Zeitauflösung aufgebaut. Die Signale der verschiedenen PMT-Kanäle werden auf die Intensitäten der vergleichbaren Raumkanäle der CCD-Kamera normiert.

Die erstmalige, spektroskopische Messung von T_e -Fluktuationen ergab für die kennzeichnenden Parameter: Geschwindigkeit $v_r = (380 \pm 60) \text{ m/s}$, Korrelationslänge $L_r \approx (5 \pm 1) \text{ mm}$ und Lebenszeit $\tau_L \approx (10 \pm 1.25) \mu\text{s}$ und entspricht damit den typischen Werten von n_e -Fluktuationen. Unter dem Einfluss resonanter magnetischer Störfelder durch den DED konnten wegen des nicht zu vernachlässigbaren Photonenrauschens (8% für Integrationszeiten von 100 μs) keine quantitativen Fluktuationscharakteristiken bestimmt werden.

Darüber hinaus konnten während des dynamischen AC-Betriebs des DED mit rotierendem Störfeld (974 Hz) n_e und T_e räumlich und zeitlich aufgelöst werden und zeigten aufgrund dynamisch mitbewegter Plasmastrukturen eine starke Modulation um einen Faktor 3 bzw. 2. Neben einem erwarteten Druckabfall in der *laminaren Flussröhre* (charakterisiert durch einen starken parallelen Transport) wurde ein bislang unbekannter Anstieg im *ergodischen* Bereich (charakterisiert durch einen höheren effektiven senkrechten Transport) beobachtet. Der Vergleich zwischen Rotationen der theoretischen Vakuumstörfeldstrukturen zu den im Plasma gemessenen ergab eine Phasendifferenz von $54^\circ - 90^\circ$. Mit Hilfe beider Drehrichtungen konnte eine maximal mögliche Differenz von $36^\circ - 72^\circ$ bestimmt werden, was eine unsymmetrische von der Drehrichtung abhängige Phasenverschiebung impliziert.

Die hier entwickelte Helium-Überschallstrahldiagnostik eröffnet die Möglichkeit kurzzeitige Ereignisse (wie z.B. DED-AC, ELMs und n_e - T_e -Fluktuationen) in der Plasmarandschicht zu untersuchen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kurzzeitige Ereignisse in der Plasmarandschicht	5
2.1	Das Tokamakprinzip und die Plasmarandschicht	6
2.2	Fluktuationsgetriebener Transport	9
2.3	Instabilitäten im Plasmarand	11
2.4	Magnetische Störfelder	12
2.5	Messmethoden der Elektronendichte und -temperatur	15
3	Grundlagen der Heliumstrahldiagnostik	17
3.1	Bestimmung von Elektronendichten und -temperaturen	18
3.2	Anforderung und Einschränkung der Diagnostik	22
3.2.1	Einfluss der Relaxationszeiten	22
3.2.2	Strahlbreite und Strahldivergenz	23
3.2.3	Abschätzung der Signalstärke	25
3.3	Erzeugung eines Heliumstrahls geringer Divergenz	28
3.3.1	Ideale Überschallexpansion	30
3.3.2	Das Kontinuummodell	32
3.3.3	Grenzen des Kontinuummodells	36

3.3.4	Die finale Machzahl	37
3.3.5	Reale Überschallströmung und endlich hoher Umgebungsdruck . . .	39
3.3.6	Einsatz eines Abschälers in einer realen Überschallströmung	40
3.3.7	Das Düse-Skimmer-System	42
3.3.8	Die experimentelle Bestimmung der Kenngrößen einer Strömung . .	47
3.3.9	Abschließende Bemerkung zum verwendeten Injektionssystem . . .	49
4	Experimentelle Realisierung	51
4.1	Der Tokamak TEXTOR	52
4.1.1	Das Injektionssystem	55
4.1.2	Diskussion der Strahleigenschaften	62
4.2	Das Beobachtungssystem	71
4.2.1	Die Linsen-Strahlteiler-Anordnung	73
4.2.2	Die Kamerabeobachtung	75
4.2.3	Die Photomultiplier	76
4.3	Die magnetische Abschirmung und die Erdung	83
4.4	Charakterisierung des Beobachtungssystems	85
4.4.1	Auswertung von 2D-Daten	85
4.4.2	Der Einsatz von Interferenzfiltern	87
4.4.3	Die relative Kalibrierung der Photomultiplier	90
4.4.4	Das Signal-Rausch-Verhältnis und die Quantenausbeute der Photomultiplier	92
4.4.5	Linearität und Übersprechen der Photomultiplier	96
4.5	Die Steuerung und Synchronisation	99
4.6	Die Datenerfassung	102
4.6.1	Datenerfassung der Betriebsparameter	103

4.6.2	Datenerfassung der Kamerabeobachtung	105
4.6.3	Datenerfassung der Photomultiplierbeobachtung	107
5	Anwendungen an TEXTOR	109
5.1	Datenanalyse	109
5.1.1	Mittelwert und Standardabweichung	109
5.1.2	Frequenzanalyse	110
5.1.3	Korrelationsfunktion	112
5.1.4	Analyse mit räumlicher Auflösung	114
5.2	Bestimmung der Plasmaparameter mit hoher Auflösung	117
5.2.1	Analyse der Kameradaten	117
5.2.2	Beurteilung der Signalausbeute der Photomultiplier	120
5.2.3	Analyse von Fluktuationen mittels Kovarianzfunktionen	123
5.2.4	Analyse der Plasmaparameter unter Einfluss des DED im Wechselstrombetrieb	129
5.2.5	Phasenverschiebung zwischen rotierendem Vakuumstölfeld und resultierenden Plasmastrukturen in der Randschicht	133
6	Zusammenfassung	137
	Literaturverzeichnis	143

Kapitel 1

Einleitung

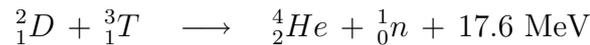
Anfang des 21. Jahrhunderts gerät die Energiefrage wegen teilweise drastischer Preiserhöhungen zunehmend in das Blickfeld der Öffentlichkeit. Da drei Viertel des gesamten Weltenergiebedarfs durch die Verbrennung von fossilen Rohstoffen gedeckt wird, stellt diese Preisentwicklung die Folge der zum einen steigenden Nachfrage und zum anderen der zunehmenden Rohstoffverknappung dar. Die Verbrennung fossiler Ressourcen und der damit verbundene CO₂-Ausstoß erweist sich zudem als stetig anwachsende Umweltbelastung, welche im Verdacht steht, den Treibhauseffekt zu verstärken und zur globalen Erwärmung beizutragen.

Um dieser Entwicklung entgegen zu wirken, muss die bisherige Art der Energieerzeugung langfristig durch Alternativen ersetzt werden. In Frage kommen hierfür regenerative Energiequellen (Wasser-, Wind-, Solarkraft etc.) und die Kernenergie. Während eine ausreichende Energieversorgung mit rein regenerativen Energiequellen zweifelhaft erscheint, ist die Energiegewinnung durch Kernspaltung angesichts der Gefahr der im Prinzip damit möglichen Proliferation von Atomwaffen umstritten. Die zukünftige Energieerzeugung sollte idealerweise inhärente Sicherheit mit einem praktisch unerschöpflichen Brennstoffvorrat ohne gleichzeitige CO₂-Produktion verbinden. Bis zum heutigen Zeitpunkt erfüllt keine Energiequelle all diese Eigenschaften. Dies könnte sich jedoch durch die Erforschung und Realisierung der kontrollierten thermonuklearen Fusion oder kurz Kernfusion ändern.

Bei der kontrollierten Kernfusion wird die freiwerdende Bindungsenergie verschmelzender leichter Atomkerne (Ordnungszahl kleiner ${}_{26}Fe$) zu Schwereren ausgenutzt. Diese Energie entspricht nach $E = mc^2$ dem Massendefekt, den der resultierende Kern im Vergleich zur Summe der ursprünglichen einzelnen Kernmassen erleidet. Dabei kann die Energieausbeute, auf die Brennstoffmasse bezogen, ein Vielfaches der herkömmlichen Energiequellen erreichen.

Um eine Verschmelzung von Atomkernen zu erreichen, muss deren Abstand zueinander soweit reduziert werden, dass sie in den Wirkungsbereich ihrer eigenen, kurzreich-

weitigen, starken Kernkräfte kommen. Dem entgegen wirken die abstoßenden langreichweitigen Coulombkräfte, die es damit zu überwinden gilt. Man erreicht dies, indem die Geschwindigkeit der Atome ausreichend erhöht wird. Angelehnt an die Fusionsprozesse in Sternen kann dies durch eine hohe Temperatur, welche ein Maß für die mittlere Geschwindigkeit der Atome ist, erreicht werden. Auf der Erde liegen die relevanten und realisierbaren Fusionsreakortemperaturen im Bereich von 100 Millionen Kelvin (10 keV^1). In diesem Temperaturbereich ist die vielversprechendste Fusionsreaktion durch die beiden Wasserstoffisotope Deuterium 2_1D und Tritium 3_1T zu Helium 4_2He gegeben:



Aus dieser Verschmelzung rührt ein Energiegewinn von 17.6 MeV her, der in Form von kinetischer Energie der Reaktionsprodukte vorliegt. Dabei teilt sich die Energie entsprechend dem reziproken Massenverhältnis auf das α -Teilchen (4_2He) mit 3.5 MeV und das Neutron (1_0n) mit 14.1 MeV auf. Bei den vorherrschenden Temperaturen befindet sich das Gasgemisch aus 50% Deuterium und 50% Tritium im vierten Aggregatzustand, dem Plasma. Schafft man es, das Plasma in einem geeigneten Volumen einzuschließen, so könnten prinzipiell die schnellen α -Teilchen ihre Energie auf die anderen Plasmateilchen übertragen und das Plasma damit aufheizen. Vergleichbar mit der Verbrennung von fossilen Rohstoffen könnte dann für den Fall, dass die α -Teilchenheizung den Energieverlust nach außen kompensiert, von der Zündung des Plasmas gesprochen werden. Dies tritt dann ein, wenn die Anzahl an Fusionsreaktionen, also die Teilchendichte $n = n_D + n_T$ aus Deuterium und Tritium, bei der optimalen Fusionstemperatur T hoch genug ist. Gleichzeitig muss die Energieeinschlusszeit τ_E , welche die notwendige Wärmeisolation charakterisiert, hinreichend lang sein.

Ein Maß für die Leistungsfähigkeit eines Fusionsexperiments und des Plasmaeinschlusses stellt der als *Tripleprodukt* bezeichnete Ausdruck $n\tau_E T$ dar. Während die Sonne dank ihrer Größe und der damit verbundenen Gravitation ein selbständig brennendes Fusionsplasma erreicht, kann das erforderliche *Tripleprodukt* auf der Erde durch den Einsatz von Magnetfeldern realisiert werden. Dies ist dem Umstand zu verdanken, dass das Plasma aus geladenen Teilchen besteht und so mit Hilfe von elektromagnetischen Feldern beeinflussbar ist. In den letzten Jahrzehnten konnte in toroidal magnetischen Einschlussexperimenten nach dem Tokamakprinzip erfolgreich das Tripleprodukt um mehrere Größenordnungen gesteigert werden. Heute stellt der Tokamak das vielversprechendste Einschlusskonzept dar.

Das heiße Plasma wird dabei in einer torusförmigen Vakuumkammer mit Hilfe von Magnetfeldern eingeschlossen. Damit ist ein Kräftegleichgewicht zwischen dem nach innen wirkenden Magnetfelddruck und dem nach außen wirkenden Plasmadruck gemeint. Um nun die Anzahl der Fusionsreaktionen bzw. das Tripleprodukt zu steigern, muss die

¹Temperaturen werden üblicherweise in Energieeinheiten gemäß $W = k_B T$ mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} = 8.63 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$ dargestellt ($1 \text{ eV} \approx 11600 \text{ K}$)

Teilchendichte und damit der Plasmadruck $p = nk_B T$ (Boltzmannkonstante k_B) erhöht werden. Im Gegenzug muss demnach das Magnetfeld anwachsen, was aufgrund technischer Grenzen nur bis zu einem maximalen Wert möglich ist und somit auch den Plasmadruck einschränkt. Es bleibt bei gegebener maximaler Teilchendichte und Temperatur zur Erfüllung der Zündbedingung noch die Möglichkeit, die Energieeinschlusszeit τ_E ausreichend zu erhöhen. Da sie durch Transportphänomene wie Wärmeleitung und -konvektion im Plasma bestimmt wird, ist ein gutes Verständnis dieser Phänomene und Prozesse unumgänglich. Der senkrecht zu den toroidal verlaufenden Magnetfeldlinien liegende Transport bestimmt τ_E und führt im weiteren zu einer Wärmebelastung der plasmabegrenzenden, materiellen Komponenten am Rand, welche deren Lebensdauer einschränkt. Die Plasma-Wand-Wechselwirkung wird dabei hauptsächlich durch intermittente, kurzzeitige Ereignisse (Plasmaturbulenzen) und periodisch wiederkehrende Instabilitäten (ELMs) bestimmt.

Ein Konzept zur Kontrolle der Teilchen- und Energieabfuhr besteht darin, die sonst geordnete Magnetfeldstruktur mittels externer, resonanter Störfelder im Rand aufzubrechen. Am Tokamak TEXTOR können solche Felder mit Hilfe des dynamischen ergodischen Divertors (DED) statisch und, weltweit einzigartig, auch dynamisch (rotierend) erzeugt werden.

Insbesondere im Hinblick auf das neue, im kommenden Jahrzehnt zur Verfügung stehende Großexperiment ITER (lat. „Der Weg“), spielt das Verständnis und die Kontrolle dieser Teilchen- und Wärmeflüsse auf die Wandkomponenten eine immer wichtigere Rolle in der Fusionsforschung. Zwar wird dieses Experiment voraussichtlich die technische Machbarkeit der kontrollierten Kernfusion zur Energieerzeugung nachweisen, jedoch wird der Bau eines zukünftigen Fusionskraftwerks maßgeblich von wirtschaftlichen Erwägungen abhängen. Und diese werden stark von der Verfügbarkeit und der benötigten Wartung des Kraftwerks, bedingt durch den Austausch z.B. beschädigter Wandelemente, abhängen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es eine neue Diagnostik zu entwickeln und aufzubauen, die in der Lage ist kurzzeitige Prozesse in der Plasmarandschicht mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu messen.

Hierzu soll das am Tokamak TEXTOR bewährte Verfahren der atomstrahlgestützten aktiven Spektroskopie eingesetzt werden. Injiziert man einen thermischen Strahl aus Heliumatomen in das Plasma kann aus der gegenseitigen Wechselwirkung die Elektronendichte n_e und -temperatur T_e bestimmt werden. Dafür wird ausgenutzt, dass die Verhältnisse dreier gemessener Heliumlinienintensitäten eine Abhängigkeit von der lokalen Elektronendichte und -temperatur aufweisen, die durch einen Vergleich mit einem Stoßstrahlungsmodell zur Bestimmung der beiden Plasmaparameter verwendet werden können. Zwar besitzt der Atomstrahl nur eine geringe Eindringtiefe von einigen Zentimetern, ermöglicht jedoch in radialer Richtung räumlich gut aufgelöste Messungen. Die Ortsinformation erhält man aus dem Schnittbereich der Injektion und der möglichst senkrecht dazu liegenden Sichtlinie.

Da die Transportphänomene zum Teil auf lokal begrenzten Strukturen mit einer räumlichen Ausdehnung von (5-20) mm und Zeitskalen bis zu wenigen Mikrosekunden beruhen, werden zu deren Untersuchung sowohl räumlich (radial und poloidal), als auch zeitlich hochaufgelöste Messungen benötigt. Aufgrund der mit steigender Zeitauflösung sinkenden Integrationszeit bzw. Signalausbeute, müssen demnach die lichtemittierenden Wechselwirkungsprozesse verstärkt werden. Dies wird bei Atomstrahlen durch eine Erhöhung der eingelassenen Teilchenmenge erreicht, welche dann aber zu einer Störung des gesamten Plasmas führen kann. So wird eine Quelle benötigt, die zwar eine hohe Strahldichte besitzt, aber eine geringe absolute Teilchenanzahl mit niedriger Divergenz in das Plasma injiziert. Nur ein Injektionssystem basierend auf der Überschallstrahltechnik kann diese beiden Bedingungen gleichzeitig erfüllen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Konstruktion, der Aufbau, die Charakterisierung und die Inbetriebnahme einer neuen Helium-Überschallstrahl Diagnostik am Tokamak TEXTOR vorgenommen. Sie dient der Messung von schnellen Änderungen der Elektronendichte und -temperatur mittels aktiver Spektroskopie an ins Plasma injizierten Heliumatomen. So sollen mit dieser neuen Diagnostik wichtige Fragen zum hochfrequenten turbulenten Teilchen- und Energietransport in der Randschicht beantwortet werden. Neben der möglichen Charakterisierung von ELMs soll sie einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Transporteigenschaften des Plasmas unter Einfluss des DED leisten. Aufgrund fehlender Zeitauflösung der bestehenden optischen Randschichtdiagnostiken konnte dies bisher nur eingeschränkt untersucht werden.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In **Kapitel 2** erfolgt eine Vorstellung von kurzzeitigen Ereignissen in der Randschicht, durch deren Untersuchung Rückschlüsse auf den Teilchen- und Energietransport im Plasma gemacht werden können. In **Kapitel 3** erfolgt eine Einführung in die Messmethode. Aus deren zeitlichen und räumlichen Grenzen und der zu erwartenden bzw. benötigten Signalhöhe folgt für die Diagnostik, dass das für derartige Messungen benötigte Injektionssystem nur mit Hilfe der Überschallstrahltechnik realisiert werden kann. An die theoretische Beschreibung dieser Technik schließt sich in **Kapitel 4** die detaillierte Beschreibung des an TEXTOR realisierten Aufbaus des Strahlsystems, der Strahlbeobachtung und deren Charakterisierung an. Das **Kapitel 5** beginnt mit der Beschreibung der zur Auswertung verwendeten statistischen Methoden und geht dann zu den ersten Messergebnissen über, anhand derer die prinzipielle Leistungsfähigkeit der Diagnostik nachgewiesen wird. Abgeschlossen wird diese Arbeit mit einer Zusammenfassung in **Kapitel 6**.

Kapitel 2

Ereignisse sich kurzzeitig ändernder Elektronendichte und -temperatur in der Plasmarandschicht

Eine Reihe von Fragen sind für die Realisierung eines zukünftigen wirtschaftlich arbeitenden Reaktors, insbesondere jedoch im Hinblick auf den Bau und den Betrieb von ITER, noch nicht oder nur teilweise beantwortet. Zu den wichtigsten Aufgaben der Fusionsforschung gehört es, den Teilchen- und Energietransport und damit zusammenhängend ihre Abfuhr aus dem Plasma zu klären. Die ihnen zugrundeliegenden Prozesse treten in einem breiten Frequenzbereich auf, der von einigen bis zu mehreren hunderttausend Hertz reicht. Insbesondere die hochfrequenten Ereignisse stellen durch die zur Messung erforderliche kurze Integrationszeit und dem niedrigen Signal-Rausch-Verhältnis eine Herausforderung an die Messapparatur dar. So kann dies auch als ein Grund für das bis heute nicht vollständige Verständnis der verschiedenen Transportphänomene gesehen werden.

In den letzten Jahren von besonderem Interesse sind Prozesse, die zu einer erhöhten Wärmebelastung oder Beschädigung der Wandkomponenten führen können.

Eine Hauptquelle für diese Belastung ist der fluktuationsgetriebene senkrechte Wärme- und Teilchentransport. Desweiteren spielt die Vermeidung bzw. Beherrschung so genannter ELMs (**E**dge **L**ocalised **M**ode) eine immer wichtigere Rolle. Dabei handelt es sich um periodisch wiederkehrende Instabilitäten am Plasmarand, die zu einem erhöhten Teilchen- und Energieverlust aus dem Plasma führen. Neben dem Verständnis stellt sich auch die entscheidende Frage nach der technischen Kontrolle dieser Prozesse. In den letzten Jahren wurden hierzu neue Experimente wie der am Tokamak TEXTOR installierte DED (**D**ynamischer **E**rgodischer **D**ivertor) entwickelt (siehe Kapitel 4.1), mit dessen Hilfe die Magnetfeldstruktur und damit auch die Transporteigenschaften am Plasmarand gezielt beeinflusst werden können.

Im Weiteren erfolgt eine kurze Beschreibung dieser ausgewählten Phänomene, nach Einführung und Illustration der grundlegenden Begriffe des Tokamakprinzips bzw. der Plasmarandschichtphysik.

2.1 Das Tokamakprinzip und die Plasmarandschicht

Der Einschluss eines Plasmas kann aufgrund der magnetohydrodynamischen Eigenschaften durch den Einsatz von Magnetfeldern realisiert werden. Dabei werden die Ionen und Elektronen durch die Lorentzkraft in erster Ordnung auf spiralförmigen Bahnen um die Magnetfeldlinien an einer dazu senkrechten Nettobewegung gehindert. Das zurzeit leistungsfähigste Plasmaeinschlusskonzept stellt das Tokamakprinzip dar [Wes04]. Das heiße Plasma wird dabei in einer torusförmigen Vakuumkammer mit Hilfe eines Magnetfeldes, bestehend aus einer poloidalen B_p und einer toroidalen B_t Komponente, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, eingeschlossen. Das poloidale Feld wird durch einen ins Plasma induzierten Strom I_p erzeugt. Dies ist möglich, da das Plasma bei einem Tokamak als Sekundärwicklung eines Transformators fungiert. Das toroidale Feld wird von externen Spulen, den so genannten Hauptfeldspulen, aufgebaut. Die resultierenden Magnetfeldlinien werden damit helikal verdrillt. Sie spannen die ineinander geschachtelten magnetischen Flussflächen auf, welche die Einhüllenden des konstanten magnetischen Flusses darstellen. Zusammen mit einer weiteren Spulenkombination, den Vertikalfeldspulen zur Kontrolle der vertikalen Lage durch das entsprechende Magnetfeld B_v , wird das Plasma im Gleichgewicht gehalten.

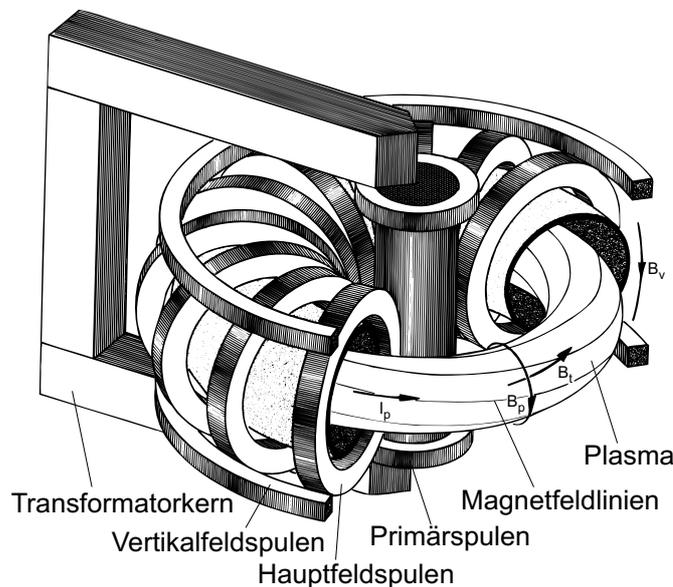


Abbildung 2.1: Das Tokamakprinzip.

In Abbildung 2.2 ist zu erkennen, dass sich dieses Gleichgewicht nicht um den geometrischen Mittelpunkt des poloidalen Schnitts ausbildet, sondern um eine radial versetzte Position. Dieser Versatz wird als *Shafranov-Verschiebung* $\Delta_S r$ bezeichnet und trägt

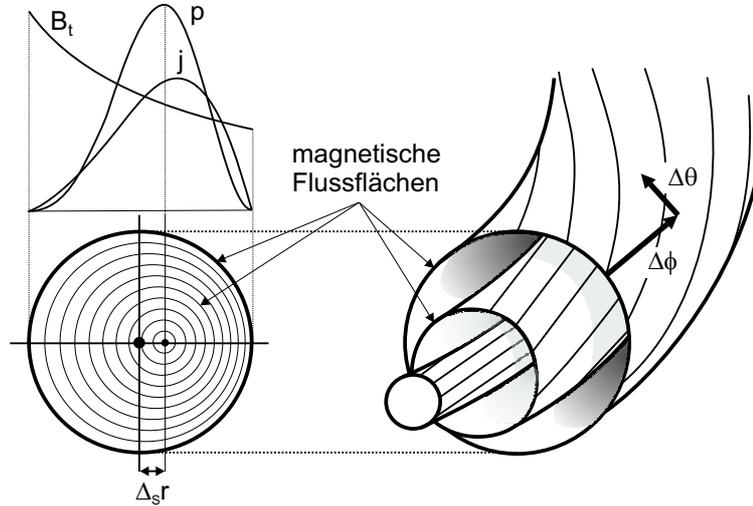


Abbildung 2.2: Ineinander geschachtelte Flussflächen und Shafranov-Verschiebung.

der höheren toroidalen Magnetfeldflussdichte B_t auf der Innenseite (Hochfeldseite) zum schwächeren Feld an der Außenseite (Niederfeldseite) des Torus Rechnung.

Die Feldlinien auf den magnetischen Flussflächen stellen eine helikale Bahnkurve dar, welche mit dem *Sicherheitsfaktor* q quantifiziert wird. Definiert ist er als toroidaler Feldlinienversatz $\Delta\phi$ pro vollständigem poloidalem Umlauf $\Delta\theta = 2\pi$:

$$q = \Delta\phi / \Delta\theta = \Delta\phi / 2\pi .$$

Für einen Tokamak mit großem *Aspektverhältnis* $A = R_0/a$ (großer Torusradius/kleiner Radius) kann der radiale Verlauf von $q = q(r)$ unter Zuhilfenahme des *Amperschen Gesetzes* beschrieben werden durch:

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_t}{\mu_0 I(r) R_0} \quad \text{mit} \quad I(r) = 2\pi \int_0^r j(r') r' dr' .$$

Im Zentrum kann das Stromprofil $I(r)$ für $r \rightarrow 0$ mit $I(r) = \pi r^2 j_0$ angegeben werden. Dabei steht $j_0 = j(0)$ für die Stromdichte im Zentrum. Bildet man nun das Verhältnis des Sicherheitsfaktors im Zentrum zu dem am Rand ($q(r=a) = q_a$) erhält man

$$\frac{q_a}{q_0} = \frac{\pi a^2 j_0}{I_p} = \frac{j_0}{\bar{j}_a}$$

mit I_p dem Strom und \bar{j}_a der mittleren Stromdichte des gesamten Plasmas. Da die Stromdichte wie in Abbildung 2.2 gezeigt zum Zentrum hin anwächst, wird ersichtlich, dass die

Werte für q zum Rand hin zunehmen. Ein stabiles Plasma lässt sich dabei nur für einen Sicherheitsfaktor am Plasmarand von $q_a > 2$ realisieren.

Der materielle Rand eines Tokamaks erfüllt eine wichtige Aufgabe und muss besonderen Bedingungen genügen. Man sieht sich dort dem Problem gegenübergestellt, Verunreinigungen zu entfernen, die von der Gefäßwand in das Plasma eindringen, Energie abstrahlen und damit das gesamte Plasma abkühlen können. Gleichzeitig muss auch das als Fusionsprodukt entstehende Helium, nachdem es die kinetische Energie an das Plasma übertragen hat, das Plasma verlassen. Jedoch muss die damit verbundene hohe Wärmebelastung der plasmabegrenzenden Komponenten technisch beherrschbar bleiben. Hierzu werden in Tokamaks im wesentlichen zwei Konzepte eingesetzt, die schematisch in Abbildung 2.3 zu sehen sind [Sta00].

Beim *Limiterprinzip* wird eine begrenzende Fläche als „Limiter“ in das Plasma eingeschoben. Dadurch wird das Plasma in zwei Bereiche unterteilt: Das vollständig eingeschlossene Kernplasma und die Abschältschicht (engl. **Scrape-Off-Layer**, SOL). Durch den senkrecht zu den Feldlinien liegenden Transport im Kernplasma gelangt eine große Teilchen- und Wärmemenge in die Abschältschicht, wo der parallele Transport dominiert. Dort wird das Plasma entlang der offenen Feldlinien zu einer relativ kleinen Fläche des Limiters geführt und kann dort abgepumpt werden.

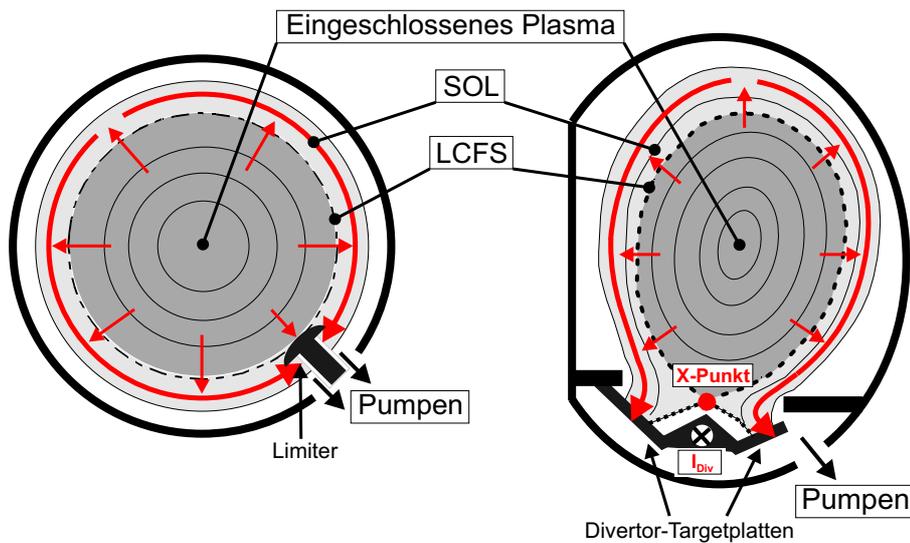


Abbildung 2.3: Das Limiter- und Divertorprinzip eines Tokamak (ohne Shafranov-Verschiebung).

Das bei weitem erfolgreichste Randschichtkonzept jedoch ist der *poloidale Divertor*, welcher auch beim geplanten Fusionsexperiment ITER zum Einsatz kommen wird. Der Grund hierfür ist die im Divertortokamak auftretende H-Mode (**H**igh-**C**onfinement), einem Plasmaregime mit verbessertem Einschluss im Plasmarand [Wag82, Kei87]. Bei diesem Konzept befindet sich die Teilchen- und Wärmesenke in einer räumlich getrennten Kammer,

der Divertorkammer. Möglich wird eine solche Trennung durch eine Veränderung der äußeren Magnetfeldstruktur mit Hilfe einer zusätzlichen Spule, durch die ein Strom I_{Div} fließt. Damit erfolgt zwar die Trennung der beiden Plasmabereiche wie im Limiterfall auch durch die letzte geschlossene Flussfläche (engl. **L**ast **C**losed **F**lux **S**urface, LCFS), die nun aber nicht durch die äußerste begrenzende Fläche eines Limiters definiert wird, sondern durch den so genannten *X-Punkt* an dem sich die Magnetfeldlinien schneiden.

Der Fortschritt heutiger Fusionsexperimente ist zu einem großen Teil nur durch die Weiterentwicklung der Konzepte in der Pasmarandschicht, der Umgebung um die letzte geschlossene Flussfläche und der Abschältschicht, nachzuvollziehen.

Insbesondere nimmt der senkrecht zu den Feldlinien liegende Transport wegen der mit ihm verbundenen Belastung der plasmabegrenzenden Wandelemente einen hohen Stellenwert ein.

2.2 Fluktuationsgetriebener Transport

Der Teilchen- und Energietransport wurde anfangs als Einzelteilchendiffusionsmodell mit diffusivem Charakter, welche durch Coulombstöße senkrecht zum Magnetfeld getrieben wurde, angenommen. Allerdings entstand aufgrund der fehlenden Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment neben diesem klassischen Modell auch die so genannte *neoklassische Transporttheorie*. Wurde im klassischen Fall noch eine einfache Zylindergeometrie angenommen, so wurde die neoklassische Theorie unter Berücksichtigung der toroidalen Geometrie entwickelt. Der Vergleich mit experimentell bestimmten Transportgrößen ergab eine Diskrepanz von mehreren Größenordnungen zu den Ergebnissen der klassischen Theorie und eine unbefriedigende Übereinstimmung mit deutlich zu niedrigen Werten zur neoklassischen Theorie. Heute gilt es als erwiesen, dass dieser als *anomal* bezeichnete Transport insbesondere in der Randschicht durch mikroskopische Plasmaturbulenzen getrieben wird. Dabei handelt es sich um ein kollektives Verhalten der Plasmateilchen auf einer Skala, die klein gegenüber dem Plasmaradius ist [Lie85, Woo90a, Hid95]. Diese kompakten Zellen bewegen sich, wie im Weiteren gezeigt wird, wegen der Existenz elektrischer Felder in magnetisierten Plasmen durch die $E \times B$ -Drift mit einer Driftgeschwindigkeit $v_{E \times B}$. Für den Teilchenflussvektor $\underline{\Gamma}_e$ und den Energiefluss \underline{Q}_e der Plasmaelektronen folgt [Gol98]:

$$\underline{\Gamma}_e = n_e \cdot v_{E \times B} = n_e \cdot \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{B^2} .$$

$$\underline{Q}_e = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_e \cdot \underline{\Gamma}_e = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_e \cdot n_e \cdot \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{B^2} .$$

Desweiteren nimmt man an, dass sich das elektrische Feld, die Dichte und die Temperatur als Summe einer fluktuierenden ($\tilde{\underline{E}}, \tilde{n}_e, \tilde{T}_e$) und, bezogen auf die Zeitskalen der Fluktuationen, konstanten Komponente (\underline{E}, n_e, T_e) darstellen lassen. Bei der Betrachtung ohne

fluktuierendes Magnetfeld spricht man von elektrostatischen Fluktuationen. Diese Näherung ist im Plasmarand zulässig, da die magnetischen Fluktuationen hier um Größenordnungen niedriger als die elektrostatischen sind [Rit89]. Es folgt im zeitlichen Mittel ($\langle \dots \rangle_t$) näherungsweise:

$$\langle \Gamma_e \rangle_t = \left\langle \left[n_e \cdot \underline{E} + \tilde{n}_e \cdot \tilde{\underline{E}} \right] \times \underline{B} / B^2 \right\rangle_t \approx \left\langle \tilde{n}_e \cdot \frac{\tilde{\underline{E}} \times \underline{B}}{B^2} \right\rangle_t .$$

$$\langle Q_e \rangle_t \approx \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_e \cdot \langle \tilde{n}_e \cdot \tilde{\underline{E}} \rangle_t \times \underline{B} / B^2 + \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot n_e \cdot \langle \tilde{T}_e \cdot \tilde{\underline{E}} \rangle_t \times \underline{B} / B^2 .$$

Hier wurde berücksichtigt, dass eine fluktuierende Größe im zeitlichen Mittel verschwindet und die konstanten Anteile als vernachlässigbar gelten. Nun wird ersichtlich, dass ein turbulenter Wärmefluss nur dann auftritt, wenn der konvektive Anteil $\langle \tilde{n}_e \cdot \tilde{\underline{E}} \rangle_t$ und/oder der Wärmeleitungsanteil $\langle \tilde{T}_e \cdot \tilde{\underline{E}} \rangle_t$ im zeitlichen Mittel nicht verschwinden, also die beteiligten Größen räumlich und zeitlich miteinander korrelieren. Aus geometrischer Überlegung wird

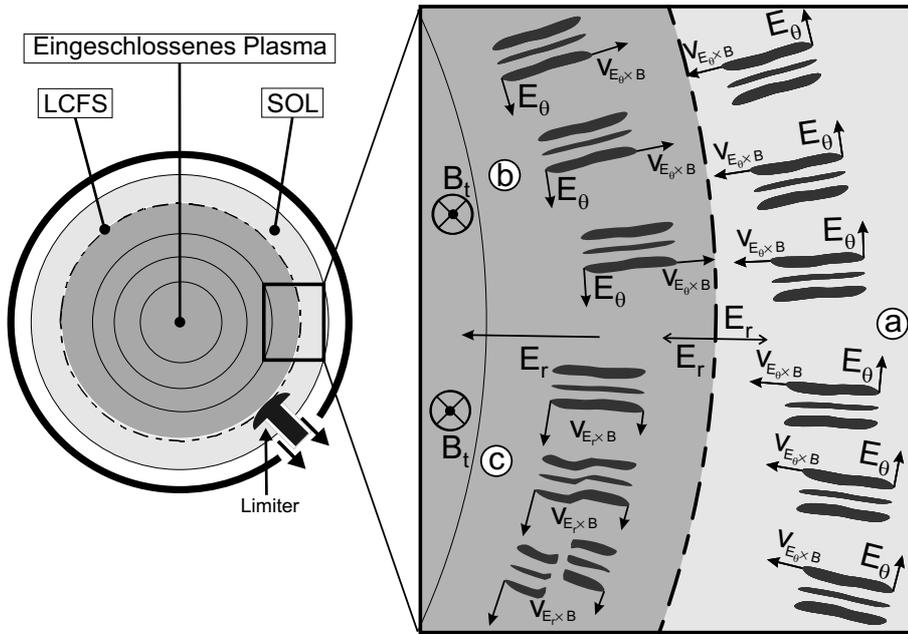


Abbildung 2.4: Der radiale Transport durch fluktuierende Zellen und $E_\theta \times B_t$ - Driften in der a) SOL und innerhalb der b) LCFS sowie c) das Aufbrechen der Zellen durch ein radiales elektrisches Feld und einer $E_r \times B_t$ - Drift (*flow shear*).

sofort ersichtlich, dass ein radialer Wärmefluss wegen des Kreuzprodukts dann folgt, wenn das fluktuierende elektrische Feld dieser kompakten Zellen eine poloidale Komponente \tilde{E}_θ aufweist. In Abbildung 2.4 wird illustriert, wie Zellen sich in diesem Fall innerhalb der Abschältschicht durch die $E_\theta \times B_t$ - Drift radial nach innen und innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche radial nach außen bewegen [Woo90b, Hub97]. Dieser radiale

Transport kann durch ein induziertes radiales elektrisches Feld E_r und der daraus resultierenden $E_r \times B_t$ Verscherung (*flow shear*) reduziert werden [Boe00, Ter00]. Das geschieht anschaulich durch das „Zerreißen“ der fluktuierenden Zellen.

Neben diesen turbulenten Transportprozessen, die einen relativ moderaten Verschleiß der plasmabegrenzenden Komponenten verursachen, können auch Ereignisse auftreten, die eine sehr starke oder sogar kritische Belastung der Wandmaterialien zur Folge haben.

2.3 Instabilitäten im Plasmarand

In H-Mode-Plasmen entstehen periodisch wiederkehrende magnetohydrodynamische Instabilitäten, die zu einem rapiden Teilchen- und Energieverlust aus der Randschicht führen.

Diese Instabilitäten werden als ELMs bezeichnet und man unterscheidet drei verschiedene Arten mit jeweils unterschiedlichen Eigenschaften [Zoh96a, Zoh96b, Sut00]:

1. Typ I ELMs

Die so genannten „riesigen“ ELMs führen zu einem hohen Energie- und Teilchenverlust des Plasmas. Ihr Auftreten stellt eine Gefahr für die plasmabegrenzenden Elemente dar und muss in zukünftigen Fusionsreaktoren verhindert werden. Sie zeichnen sich im Experiment durch einen kurzzeitigen (≤ 1 ms) starken Teilchenfluss auf die Wand und einen intensiven *Balmer- H_α* -Signalanstieg aus. Gleichzeitig nehmen magnetische Turbulenzen und Dichtefluktuationen zu.

Ihre Wiederholrate (10-200 Hz) nimmt mit steigender Heizleistung bzw. mit steigendem radialen Leistungsfluss durch die letzte geschlossene Flussfläche zu.

2. Typ II ELMs

Diese Art der „kleinen“ ELMs weist einen deutlich niedrigeren Energie- und Teilchenausstoß auf als Typ I ELMs. Sie wurden bis heute nur in einigen Experimenten (DIII-D [Oze90] und JT-60 [Kam96]) gefunden. Ihr Auftreten hängt stark von der Plasmaform (Triangularität, Elongation) und den magnetischen Flussflächen am Plasmarand ab.

3. Typ III ELMs

Die Wiederholrate dieses ELM-Typs kann bis zu 2 kHz betragen und sinkt mit steigender Heizleistung. Ihrem Auftreten geht eine starke magnetische Oszillation (50-70 kHz) voraus, welche als Precursoroszillation bezeichnet wird. Ihr Teilchen- und Energieausstoß erreicht nicht die kritische Höhe von ELMs des Typ I. Typ III ELMs gehen bei stetig steigender Heizleistung dem Typ I voraus und treten nur bei niedrigeren Randschichttemperaturen und -dichten auf.

Zwar können ELMs die Wandmaterialien stark belasten, ermöglichen jedoch im Prinzip auch eine Kontrolle des Teilcheninventars im Plasma. Eine Plasmadichtekontrolle scheint während einer H-Mode Entladung sogar ohne die Anwesenheit von ELMs kaum realisierbar zu sein. Bei ELM-freien H-Mode Entladungen dringen Verunreinigungen zunehmend in das Plasma ein und erhöhen dort die Dichte wegen des verbesserten Teilcheneinschlusses. ELMs erniedrigen den Einschluss hauptsächlich im Plasmarand und können so zu stabilen H-Mode Entladungen führen, ohne die Qualität der globalen Parameter stark zu ändern. Allerdings ist eine Kontrolle und ein besseres Verständnis von ELMs wegen der Gefahr für die plasmabegrenzenden Komponenten insbesondere durch Typ I ELMs unumgänglich.

Eine erfolgreiche Kontrolle bzw. Unterdrückung dieser Art von ELMs wurde bereits mit Hilfe von magnetischen Störfeldern am Experiment DIII-D erreicht [Eva05].

2.4 Magnetische Störfelder

Durch die gezielte Veränderungen der Magnetfeldstruktur kann der Transport insbesondere in der Randschicht beeinflusst und kontrolliert werden [Fin05]. Zur Verdeutlichung dieser Methode ist in Abbildung 2.5 der Struktur des ungestörten Magnetfeldes ein gestörtes Magnetfeld gegenübergestellt.

Diese Bilder zeigen die Magnetfeldstruktur in der *Poincaré-Darstellung*, einer Darstellungsmethode aus der nichtlinearen Dynamik [Lic83]. Hiermit wird zur Visualisierung des räumlichen Feldlinienverhaltens die Dimension von drei auf zwei reduziert, indem ausschließlich die Durchstoßpunkte von Feldlinien durch toroidale Schnittebenen dargestellt werden. Diese Punkte beschreiben die induzierte Struktur des Magnetfeldes in der (θ, r) -Ebene.

In Abbildung 2.5a ist die ideale ungestörte Magnetfeldstruktur unter Berücksichtigung der Shafranov-Verschiebung im Plasmarand zu erkennen. Sie stellt die Flussflächen in Abbildung 2.2 entlang ihrer poloidalen Komponente aufgeklappt dar. Ohne die Shafranov-Verschiebung bestände die dargestellte Struktur demnach aus rein horizontalen Linien, die von der Niederfeldseite bei einem poloidalen Winkel von 0° über die Hochfeldseite bei 180° wieder zur Niederfeldseite bei 360° reichen. Die zu Tage tretende „Wellenform“ resultiert aus der durch die Shafranov-Verschiebung verursachte differentielle Verschiebung des Mittelpunktes der magnetischen Flussflächen.

Für den resonant gestörten Fall in Abbildung 2.5b ist ein komplizierterer Verlauf der Feldlinien zu beobachten. Die vorher intakten Flussflächen sind nun aufgebrochen und es sind zwei unterschiedliche Bereiche auszumachen. Bei kleinen Radien ist ein nahezu ungestörter Flussflächenverlauf zu beobachten, während sie sich zum Rand hin mehr und mehr auflösen. Dies ist so zu verstehen, dass Flussflächen mit niedrigen rationalen Werten des Sicherheitsfaktors stark mit resonanten äußeren magnetischen Störungen wechselwirken. Feldlinien mit einem niedrigen q -Wert durchlaufen nach wenigen Umläufen die gleiche

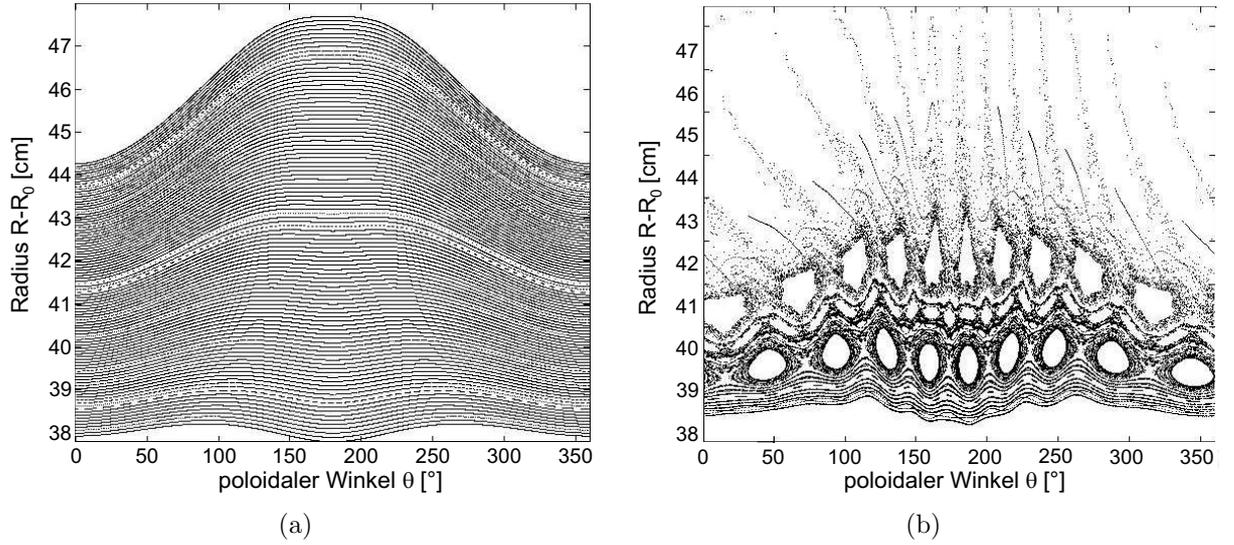


Abbildung 2.5: Die Struktur des ungestörten a) und des resonant gestörten b) Magnetfeldes unter Berücksichtigung der Shafranov-Verschiebung [Schmi06a].

gestörte Stelle erneut so, dass sich deren Wirkung auf diese Feldlinien resonant verstärkt. Dadurch werden die Feldlinien nichtlinear abgelenkt und das Magnetfeld erfährt eine Stochastisierung, die folgendermaßen erklärt werden kann:

Mit größer werdendem Radius, also zum Plasmarand hin, verstärkt sich die Wirkung des hier in diesem Falle außen an der Hochfeldseite anliegenden DED-Störfeldes (vgl. Kapitel 4.1). So findet eine Kopplung zwischen diesen und den passend dazu liegenden Flussflächen statt, die zu einer Ablenkung der Feldlinien und zum Auftreten von magnetischen *Inselketten* führt. Innerhalb dieser Strukturen sind die Feldlinien gebunden und erfahren einen der Inselbreite $\Delta\psi_{m,n}$ entsprechenden radialen Versatz. Die Positionen, Anzahl und Breite der magnetischen Inseln hängt von der Stärke und dem Spektrum (poloidale Modenzahl m , toroidale Modenzahl n) der Störung ab.

Nimmt die Wirkung des Störfeldes in der Nähe rationaler, resonanter Flussflächen zu, kann die Ausdehnung der Inseln $\Delta\psi_{m,n}$ größer werden als der Abstand $|\psi_{m+1,n} - \psi_{m,n}|$ zwischen zwei benachbarten resonanten Flussflächen. Als Folge überlappen die Inselketten und die vorher gebundenen Feldlinien füllen diesen gesamten Bereich aus. Bereiche mit diesem Verhalten werden als *ergodisch* bezeichnet. Auskunft über den Grad der Ergodisierung gibt der *Chirikov-Parameter*:

$$\sigma_{Chir} = \frac{\Delta\psi_{m,n} - \Delta\psi_{m+1,n}}{2|\psi_{m+1,n} - \psi_{m,n}|}.$$

Er quantifiziert dieses geometrische Kriterium durch die Breite der Inselketten und den Grad ihrer Überlappung. Für Werte $\sigma_{Chir} > 1$ spricht man daher von Ergodisierung. Ein ergodischer Bereich zeichnet sich dadurch aus, dass sich die vorher ungestörten räum-

lich getrennten Feldlinien nun beliebig nahe kommen und stochastisch verteilt sind. Wie in Abbildung 2.5b zu erkennen ist, füllen sie so ganze Bereiche aus. Indem sie nach einem toroidalen Umlauf prinzipiell jede Stelle in der Poincaré-Ebene durchstoßen, können sie, verglichen mit den gebundenen Inselfeldlinien, eine erhöhte radiale Feldliniendiffusion verursachen.

In Abbildung 2.5b) fällt auf, dass es radial nach außen gehende Bereiche mit geringer Punktdichte gibt. In diesen Gebieten laufen die Feldlinien häufig, schon nach wenigen poloidalen Umläufen zur Wand und enden dort. Daher treten sie in der gewählten Darstellung nicht häufig auf.

Für eine Charakterisierung dieses angrenzenden *laminaren Bereichs* wird eine weitere Abbildungstechnik eingesetzt, die die Verbindungslängen¹ der Feldlinien farbkodiert darstellt, die *laminare Darstellung*.

In Abbildung 2.6 ist eine Kombination aus einer laminaren und einer Poincaré-Darstellung zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die ausgebildete Struktur aus ergodischen Bereichen mit $L_c > 5$ und laminaren Bereichen mit $L_c = 1, 2$. Die gesamte heterogene Zone bestehend aus so genannten ergodischen Fingern und den laminaren Feldlinien (Flussröhren) wird im Allgemeinen als *laminare Zone* bezeichnet. Diese Zone bestimmt den Plasma-Wandkontakt und wird aufgrund der kurzen Verbindungslängen zu den Wandelementen (DED-Target) vom hohen parallelen Transport entlang der Feldlinien bestimmt.

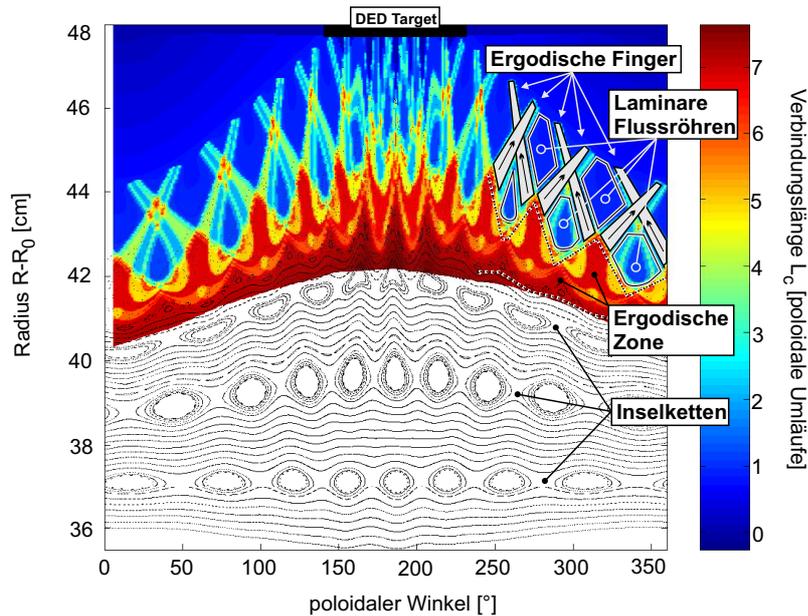


Abbildung 2.6: Die Laminardarstellung kombiniert mit einer Poincaré-Darstellung der Magnetfeldstruktur unter Einfluss des DED-Störfeldes [Schmi06a].

¹Die Verbindungslänge einer Feldlinie ist hierbei die Länge der Feldlinie von ihrem Startpunkt auf der Wand bis zu ihrem Endpunkt.

2.5 Messmethoden zur Bestimmung von räumlich und zeitlich veränderlicher Elektronendichte und -temperatur

In Laborplasmen und insbesondere in Hochtemperaturplasmen von Fusionsexperimenten können die Temperatur, Dichte und das elektrische Feld des Plasmas um mehrere Größenordnungen schwanken. Im Plasmarand werden z.B. zur Messung dieser grundlegenden Plasmaparameter materielle Sonden eingesetzt. Dem Vorteil der Messung der Parameter \underline{E}, n_e, T_e steht, wegen der Limitereigenschaften der Sonden, der Nachteil des eingeschränkten räumlichen Messgebietes gegenüber. Ihr Einsatz bleibt deswegen auf den äußersten kühleren Rand, meistens auf die Abschältschicht, des Plasmas beschränkt. Um jedoch Messungen darüber hinaus durchzuführen, sind spektroskopische Methoden eine leistungsfähige Alternative.

Bei der passiven Spektroskopie wird das vom Plasma emittierte Licht untersucht, ohne es selbst zu stören oder zu beeinflussen. Jedoch besitzt sie den entscheidenden Nachteil, nur bedingt orts aufgelöste Informationen zu liefern. Dies ist auf die Integration des Lichtsignals entlang der Sichtlinie, wie in Abbildung 2.7 zu sehen, zurückzuführen. Bei der aktiven Spektroskopie hingegen wird das Beobachtungsvolumen durch lokale

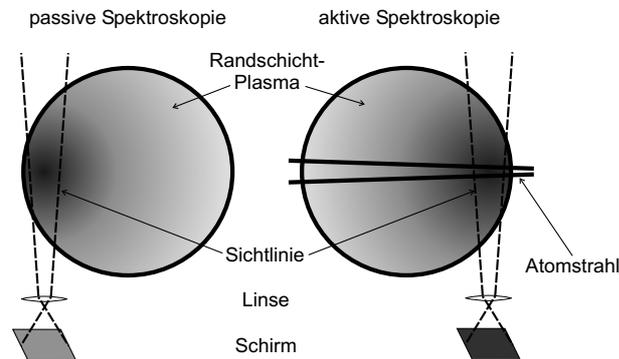


Abbildung 2.7: Prinzip der passiven und aktiven Spektroskopie.

Injektion von z. B. Atomstrahlen ins Plasma beschränkt. Dieses Volumen wird durch die Überlagerung von Atomstrahl und Sichtlinie definiert. Zwei Bedingungen müssen bei der Injektion von Strahlen erfüllt werden.

- Die injizierten Teilchen (Atome) sollten die zu messenden Größen selbst nicht stören oder im Vakuumgefäß akkumulieren.
- Das von ihnen emittierte Licht sollte gut vom Licht des Plasmahintergrundes trennbar sein.

Mit dieser Methode ergibt sich das lokale Messvolumen (räumliche Auflösung) aus dem Schnittbereich zwischen dem injizierten Strahl und dem möglichst senkrecht dazu ausgerichteten Sichtbereich der Beobachtung. Diese Methoden werden bereits seit Jahrzehnten erfolgreich an Fusionsexperimenten zur Bestimmung von Plasmaparametern mit Zeitaufösungen von einigen Sekunden bis zu wenigen Millisekunden eingesetzt [Hin95, Sch92, Leh00]. Geht man zu zeitlich höher aufgelösten Messsignalen, sieht man sich mit dem Problem konfrontiert, dass aus der Abnahme der Integrationszeiten ein schlechter werdendes Signal-Rausch-Verhältnis resultiert. Zudem sind spektroskopische Methoden wie die Atomstrahldiagnostik in der Regel nicht in der Lage, alle Plasmaparameter z.B. zur Bestimmung des Transports zu erfassen [Kom90, Zol98, Bru02]. Dennoch wurden sie zur grundlegenden Charakterisierung von beispielsweise Dichtefluktuationen bis zu 100 kHz in der Randschicht des Fusionsexperiments TEXTOR eingesetzt [Hub05]. Ein entscheidendes Problem für die Atomstrahldiagnostik stellt dabei die hohe Divergenz von gängigen Strahlquellen dar. Um räumlich kleine Strukturen zu beobachten, muss die Strahldivergenz, falls möglich, durch den Einsatz von Blenden reduziert werden. Erst damit wird es möglich, kompakte fluktuierende Strukturen, die üblicherweise eine räumliche Ausdehnung von einigen Zentimetern besitzen, mit hoher zeitlicher Auflösung (einigen μs) zu erfassen. Zur Messung dieser Strukturen liefern dabei die korrelierten Plasmaparameter selbst den Schlüssel. Ist man in der Lage, die fluktuierenden Plasmaparameter mit hoher Auflösung zu erfassen, so können sowohl zeitlich als auch räumlich korrelierte Strukturen mit Hilfe, z.B. der Korrelationsanalyse (siehe 5.1.3), bestimmt werden.

Eine Atomstrahldiagnostik dieser Art könnte dann auch der Messung von schnellen Änderungen der Plasmaparameter von bis zu 2 kHz während des Auftretens von ELMs dienen. Ebenso ließe sich mit ihrer Hilfe der Einfluss von magnetischen Störfeldern auf die Plasmaparameter und davon ableitend auf den Transport untersuchen. Das DED-Experiment an TEXTOR ist in der Lage, solche Störfelder dynamisch mit bis zu 10 kHz zu erzeugen.

Hierzu kommen als Atomstrahlquellen thermische Lithium- oder Heliumstrahlen in Frage. Durch ihre niedrige Geschwindigkeit erlauben thermische Strahlquellen, wie im Weiteren gezeigt wird, eine hohe räumliche Auflösung von Plasmaparametern im Plasmarand. Abhängig von ihrer Ionisationsenergie können sie bei für TEXTOR üblichen Plasmaparametern auch weit hinter die letzte geschlossene Flussfläche ins Plasma eindringen. Während in heutigen Tokamakplasmen thermische Lithiumstrahlen zur Elektronendichtebestimmung bis zur LCFS eingesetzt werden, kann mit Hilfe von thermischen Heliumstrahlen neben der Elektronendichte zusätzlich die Elektronentemperatur in einem weiteren Plasmaparameterbereich auch innerhalb des eingeschlossenen Volumens bestimmt werden.

Kapitel 3

Grundlagen der Heliumstrahldiagnostik

Für detaillierte Untersuchungen der Randschicht werden an TEXTOR unter anderem zwei Elemente erfolgreich zur Ermittlung von Plasmaparametern mit aktiver Spektroskopie eingesetzt. Zum einen stehen thermische Lithiumstrahlen zur Bestimmung der Elektronendichte [Pos93, Hin95, McC97] zur Verfügung. Zum anderen haben sich thermische Heliumstrahlen zur Bestimmung der Elektronendichte n_e und -temperatur T_e an TEXTOR bewährt. Auf diese Methode wird im Folgenden näher eingegangen.

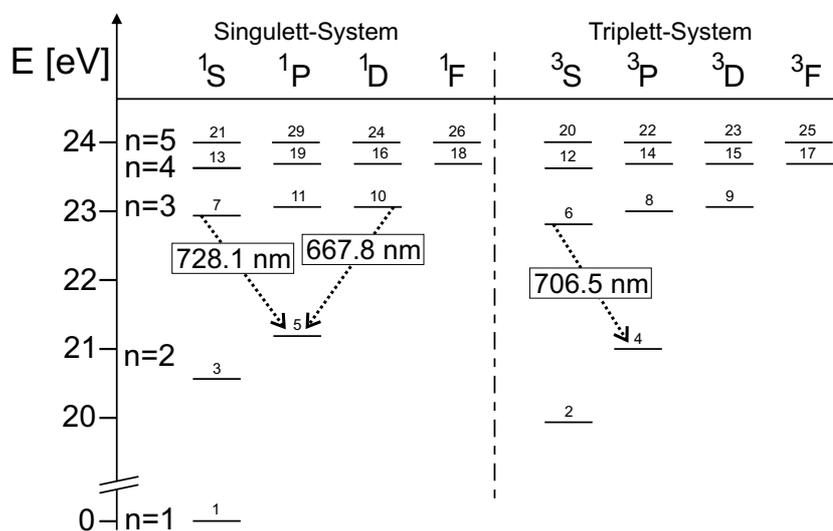


Abbildung 3.1: Ausschnitt aus dem Termschema von Helium. Die eingezeichneten Übergänge aus dem Singulett- und Triplettssystem werden für die Bestimmung von n_e und T_e verwendet. Die Zustände sind entlang fallender Ionisationsenergie nummeriert.

Aufgrund seiner hohen Ionisationsenergie ($E_{Ion} = 24.6$ eV) dringt thermisches Helium ($E_{Kin} \approx 0.1$ eV) tief in die Plasmarandschicht ein und ermöglicht die gleichzeitige Messung von Elektronendichten und Elektronentemperaturen in der TEXTOR-Randschicht bis zu mehreren 10^{19} m^{-3} bzw. bis etwa 200 eV auch innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche.

Die Methode basiert auf der Messung von drei ausgewählten Helium-Linienintensitätsprofilen der in Abbildung 3.1 gezeigten Übergänge:

$3^1D \rightarrow 2^1P$ ($\lambda_1 = 667.8$ nm), $3^1S \rightarrow 2^1P$ ($\lambda_2 = 728.1$ nm), $3^3S \rightarrow 2^3P$ ($\lambda_3 = 706.5$ nm).

Aus deren Verhältnissen können die lokale Elektronendichte und -temperatur gewonnen werden. Dies basiert auf dem Effekt, dass ins Plasma injizierte Heliumatome hauptsächlich durch dort stattfindende Elektronenstöße in höhere Energiezustände angeregt werden. Die daraus folgende Emission charakteristischer Linienstrahlung reagiert sensitiv auf Änderungen der lokalen Dichte und Temperatur [Bre80]. Mit Hilfe eines geeigneten Stoß-Strahlungsmodells lassen sich dann aus den Messungen Rückschlüsse auf die vorherrschenden Plasmaparameter ziehen. Ein solches Modell ist nötig, da hier im Allgemeinen ein *Korona-Modell*, wie im Folgenden gezeigt wird, nicht zulässig ist.

Der weiteren Beschreibung der Messmethode folgt eine Diskussion ihrer Grenzen und Einschränkungen insbesondere in Bezug auf die Erfassung schneller Ereignisse. Dabei stellt sich unter anderem auch die Frage, ob sich mit Hilfe dieses Messprinzips angesichts kleiner Integrationszeiten ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis erzeugen lässt, welches die Detektierbarkeit des Ereignisses definiert.

3.1 Bestimmung von Elektronendichten und -temperaturen

Als Grundlage für die Bestimmung der lokalen Elektronendichten und Elektronentemperaturen ist eine genaue Analyse der Besetzungs- und Entvölkerungsprozesse der Energieniveaus des Singulett- und Triplettsystems der eindringenden Heliumatome notwendig.

Die Besetzung höher angeregter Zustände $n \geq 3$ erfolgt bei den typischen Plasmaparametern in der Randschicht von Tokamaks hauptsächlich durch Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand. Sie ist damit proportional zur Elektronendichte n_e im Plasma. Die Entvölkerung erfolgt entweder über Strahlung, also unabhängig von n_e , und/oder über Elektronenstöße ($\sim n_e$). So würde sich ein Verhältnis von Linienintensitäten, die zum Einen von einem Niveau herrühren, welches strahlungsdominiert entvölkert wird und einem das elektronenstoßdominiert entvölkert wird, dichtesensitiv verhalten.

Die Temperaturabhängigkeit und Grundlage zu deren Bestimmung folgt, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, aus dem unterschiedlichen Verlauf der Besetzungsdichten im Singulett- und Triplettssystem. So liegt das Maximum der relativen Besetzungsdichten n/n_1 (Dichte des angeregten Zustandes n auf die Dichte des Grundzustandes n_1 nor-

miert) im Singulettssystem bei $T_e \approx (300 - 500)$ eV, während es im Triplettssystem schon bei $T_e \approx 25$ eV auftritt.

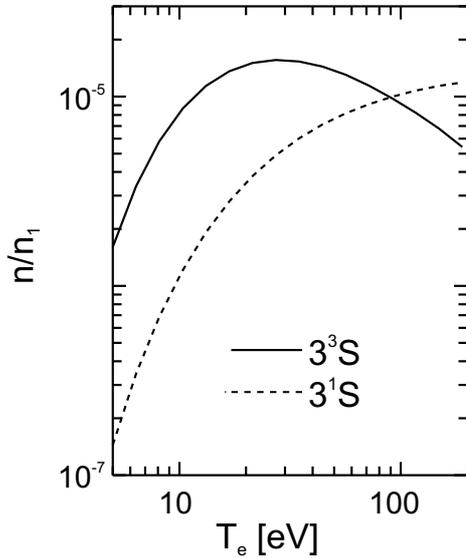


Abbildung 3.2: Besetzungsdichten n normiert auf den Grundzustand n_1 für Zustände aus dem Singulett- und Triplettssystem [Bri98].

zusätzlich die Be- und Entvölkerung durch Elektronenstöße aus höheren Zuständen und als Verlustprozess die vollständige Ionisation betrachtet. Die Anregung durch Protonenstöße ist aufgrund ihres niedrigen Wirkungsquerschnitts zu vernachlässigen [Schmi06a].

Ein solches Stoß-Strahlungsmodell wurde für den thermischen Heliumstrahl von Broda [Bro93] entwickelt. Dieses Modell berechnete die zeitliche Entwicklung der sich einstellenden Besetzungsdichten in räumlich homogenen Plasmen mit festen Plasmametern. Brix [Bri98] ergänzte und vereinfachte dieses Modell, indem er die Tatsache ausnutzte, dass die relativen Besetzungsdichten nach einer Relaxationszeit τ ein Gleichgewicht erreichen und keine zeitliche Änderung mehr erfahren. Daraus konnte er eine stationäre Lösung ableiten, in welcher die Zustände bereits als relaxiert (also im Gleichgewicht) angenommen wurden. Diese Vereinfachung hatte einen geringeren Rechenaufwand der Lösungsmethode zur Folge. Die so erhaltenen Ergebnisse lassen sich als Höhenliniendiagramm einer n_e - T_e -Ebene darstellen, in der die jeweiligen Werte der Intensitätsverhältnisse mit den Plasmametern verknüpft sind. Ein solches Höhenliniendiagramm ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

An TEXTOR werden so zur Messung der Elektronendichte in einem Bereich von $1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ bis zu einigen 10^{19} m^{-3} das Intensitätsverhältnis R_{n_e} der Linien $\lambda_S = 667.8 \text{ nm}$ und $\lambda_S = 728.1 \text{ nm}$ verwendet. Zur Messung der Elektronentemperatur in

Verantwortlich dafür ist die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der Ratenkoeffizienten für spinverbotene bzw. spinerlaubte Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand, von denen die Besetzungsdichten stark abhängen [Bre80]. Damit würde sich ein Verhältnis, welches aus Linienintensitäten bzw. Übergängen des Singulett- zu denen des Triplettssystem besteht, temperatursensitiv verhalten.

Zur Bestimmung der Elektronendichte und Elektronentemperatur müssen demnach die experimentellen Linienintensitätsverhältnisse mit denen eines Modells verglichen werden, das die zugrundeliegenden atomaren Prozesse verwendet, um die Besetzungsdichten in Abhängigkeit der Plasmametern zu modellieren. Aufgrund von Zuständen, die elektronenstoßdominiert entvölkert werden, entfällt zu diesem Zweck die Verwendung des *Koronamodells*, da es eine Entvölkerung der besetzten Zustände ausschließlich durch Strahlung voraussetzt.

Zum Einsatz kommt stattdessen ein Modell, das

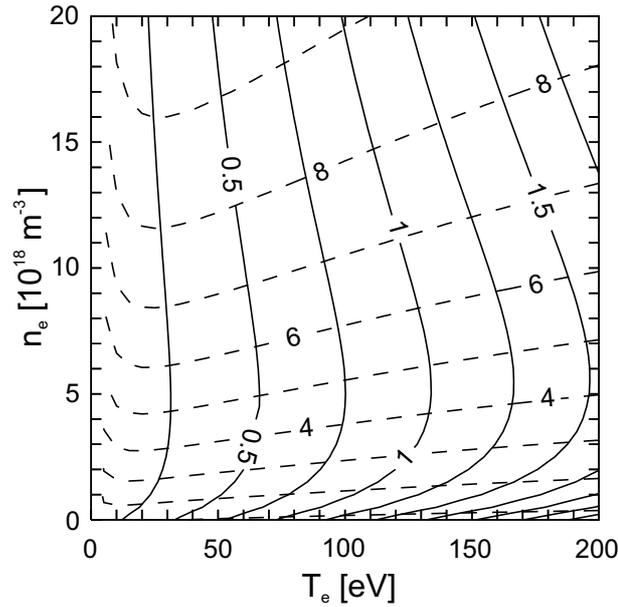


Abbildung 3.3: Mit dem Stoß-Strahlungsmodell berechnetes Höhenliniendiagramm der Linienintensitätsverhältnisse zur T_e - und n_e -Messung [Bri98]:

- [—] T_e -sensitives Intensitätsverhältnis R_{T_e} ($\lambda_S = 728.1$ nm und $\lambda_T = 706.5$ nm)
- [---] n_e -sensitives Intensitätsverhältnis R_{n_e} ($\lambda_S = 667.8$ nm und $\lambda_S = 728.1$ nm)

einem Bereich von (10 – 200) eV wird das Intensitätsverhältnis R_{T_e} der Singulettlinie $\lambda_S = 728.1$ nm zur Tripletlinie $\lambda_T = 706.5$ nm genutzt.

Der absolute Fehler der Methode ist hauptsächlich auf die ungenauen atomaren Daten, die dem Modell zur Verfügung stehen, zurückzuführen. Er liegt beim momentan verwendeten Datensatz für die Dichtebestimmung bei ca. $\pm 10\%$ und für die Temperaturmessung bei ca. $\pm 30\%$ [Bri98, Schmi06a].

In Abbildung 3.3 sind deutlich Abweichungen von der Orthogonalität der beiden Linienverhältnisse bei niedrigen Temperaturen und niedrigen Dichten zu erkennen. Diese Bereiche stellen den Grenzbereich der Messmethode dar, da hier keine stationären Bedingungen mehr erreicht werden. Zudem wachsen in diesen Bereichen die Fehler der Heliumstrahlendiagnostik überproportional stark an. So resultieren selbst aus etwaigen geringen Fehlern der atomaren Daten oder Messungenauigkeiten große Fehler bei der Bestimmung der Plasmaparameter.

Mit der Annahme relaxierter Besetzungsdichten ist das Modell auf eine zeitliche Messauflösung bzw. Integrationszeit festgelegt, die höher als die Relaxationszeit ist. Betrachtet man das Verhalten der Relaxationszeit eines ausgewählten Zustandes in Abbildung 3.4a, wird ersichtlich, dass die Relaxationszeit keinen festen Wert besitzt, sondern zu niedrigeren Dichten und Temperaturen hin zunimmt. Üblicherweise wird sie als exponentielle Zeitkonstante definiert, nach der der Zustand das $(1 - 1/e)$ -fache des Gleichgewichtswertes

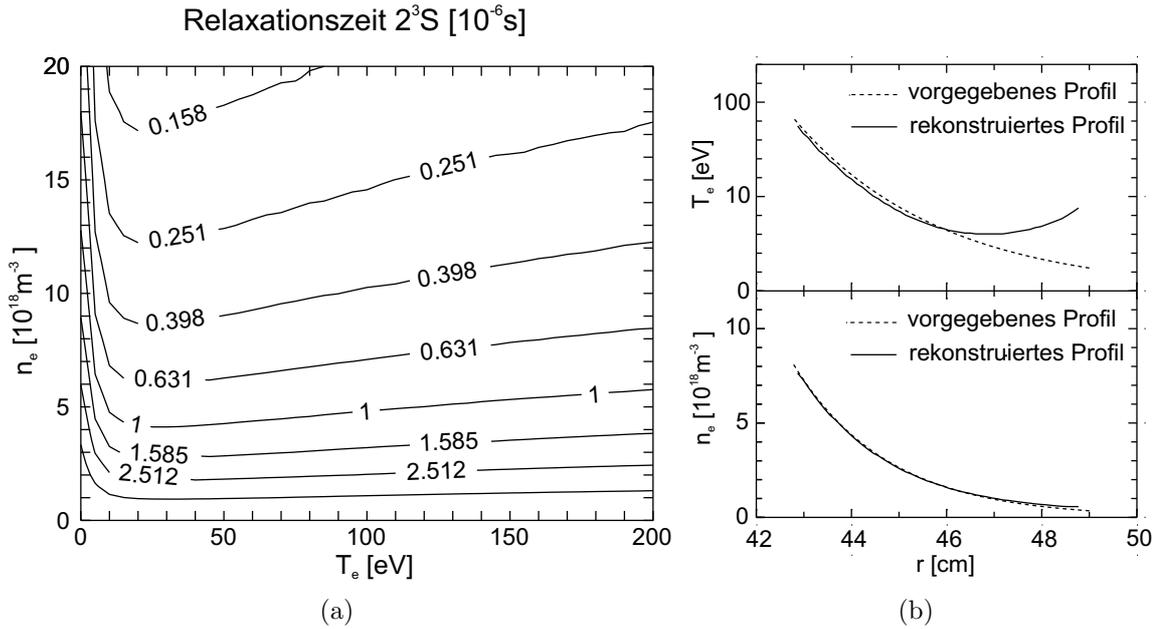


Abbildung 3.4: a) Höhenliniendiagramm der Relaxationszeit des metastabilen Tripletzustands 2^3S und b) Relaxationszeiteffekt auf radiale n_e - T_e -Profile [Bri98].

tes annimmt. In Abbildung 3.4a ist die Relaxationszeit des 2^3S Zustandes in Abhängigkeit der Elektronendichte und -temperatur zu sehen. Dieser metastabile Tripletzustand beeinflusst wesentlich die Besetzung des gesamten Tripletsystems und stellt darum eine charakteristische Zeit der Temperaturmessung dar. Die Zeiten im Singulettssystem sind typischerweise eine Größenordnung kleiner. Aufgrund dieses Verlaufs benötigen Atome mit fester Geschwindigkeit in einem Gebiet niedrigerer Plasmadichte eine längere Wegstrecke bis zur vollständigen Relaxation ihrer Besetzungsdichten (vgl. hierzu Kapitel 3.2.1). Damit kann die Linienintensität nicht vollständig ihren Gleichgewichtswert erreichen und weist deswegen eine niedrigere Intensität auf. Mit der verwendeten Linienintensität aus dem Triplettsystem, die in den Nenner des entsprechenden Temperaturverhältnisses eingeht, folgt unterhalb einer Dichte von $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ der in Abbildung 3.4b gezeigte Temperaturverlauf. Die stationäre Lösung (—) bietet hier im Vergleich zu der zeitabhängigen Lösung (---) eine unbefriedigende Übereinstimmung durch Überschätzung der Elektronentemperatur. Der Einfluss auf die Dichtebestimmung ist aufgrund der viel niedrigeren Relaxationszeit der Singulettzustände vernachlässigbar.

Im Hinblick auf zeitlich hochaufgelöste Messungen mit sich schnell ändernder Dichte und Temperatur muss demnach die lokale Dichte bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden. So sollte die Relaxationszeit deutlich niedriger als die Zeitkonstante der Änderung liegen. Die Untersuchung einer 100 kHz hohen Modulation (Amplitude: 10%) der Plasmaparameter ergab oberhalb einer Dichte von $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ für die quasistationäre Rekonstruktion keine Fehler durch Relaxationszeiteffekte. Es ist anzumerken, dass selbst im Falle von nicht relaxierten Zuständen die stationäre Lösungsmethode in der Lage ist, die Phasenbeziehung zwischen n_e und T_e zu bestimmen.

3.2 Anforderung und Einschränkung der Diagnostik

Um die in Kapitel 2 aufgeführten schnellen Ereignisse mit Hilfe der Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur zu beobachten und zu charakterisieren, müssen die Zeit- und Raumaufösung ausreichend hoch gewählt werden. Dabei stellen Fluktuationsmessungen diesbezüglich den höchsten Anspruch an die Diagnostik und definieren somit ihre Anforderung und Einschränkung. Diese sind im Rahmen dieser Arbeit angelehnt an Dichtefluktuationsmessungen mittels eines thermischen Lithiumstrahls [Hub97] an TEXTOR. Sie zeigten, dass signifikante Fluktuationsspektren in der Randschicht unterhalb von 100 kHz vorliegen. Die Messungen machten auch deutlich, dass dem Beobachtungsvolumen selbst eine entscheidende Bedeutung zugemessen werden muss. Da es sich bei Fluktuationen um Strukturen handelt, die sich in alle Richtungen bewegen können, aber der Messaufbau nur einen bzw. zwei radial injizierte Strahlen vorsah, muss bei dieser Art der Untersuchung von radialen Fluktuationskomponenten auch der Einfluss der poloidalen Komponenten betrachtet werden.

Der Einsatz einer Heliumstrahlendiagnostik zu entsprechenden Messungen muss folgende Bedingungen erfüllen:

- Der Einfluss der Relaxationszeiten auf die Messergebnisse muss bei der Interpretation berücksichtigt werden.
- Um eine hohe räumliche Auflösung zu erreichen, darf der Strahl eine bestimmte Breite bzw. Divergenz im Beobachtungsvolumen nicht überschreiten.
- Die Strahlintensität sollte für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis lokal einen möglichst hohen Wert erreichen, ohne allerdings das Plasma selbst zu stören.

3.2.1 Einfluss der Relaxationszeiten

Wie in Kapitel 3.1 gezeigt wurde, werden die Ergebnisse der stationären Auswertemethode speziell in Plasmen niedriger Elektronendichte und/oder niedriger Elektronentemperatur wegen der dort auftretenden hohen Relaxationszeiten des eindringenden Heliumstrahls verfälscht. Dies hat im Wesentlichen einen Einfluss auf die ermittelten Elektronendichte- und Temperaturprofile entlang des radial ins Plasma eindringenden Strahls. Die Strahlröhre durchlaufen aufgrund ihrer endlichen Geschwindigkeit bis zur Relaxation ihrer Besetzungszustände eine bestimmte Strecke bzw. ein Messvolumen Δr_r . Im Detail resultiert daraus eine „Verschmierung“ des Messvolumens. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt, würde ein Detektor, dessen Auflösungsvermögen Δr_D unterhalb dieser durchlaufenen Strecke liegt, zu Messfehlern, insbesondere bei der Bestimmung der Elektronentemperatur (vgl. Kapitel 3.1), führen.

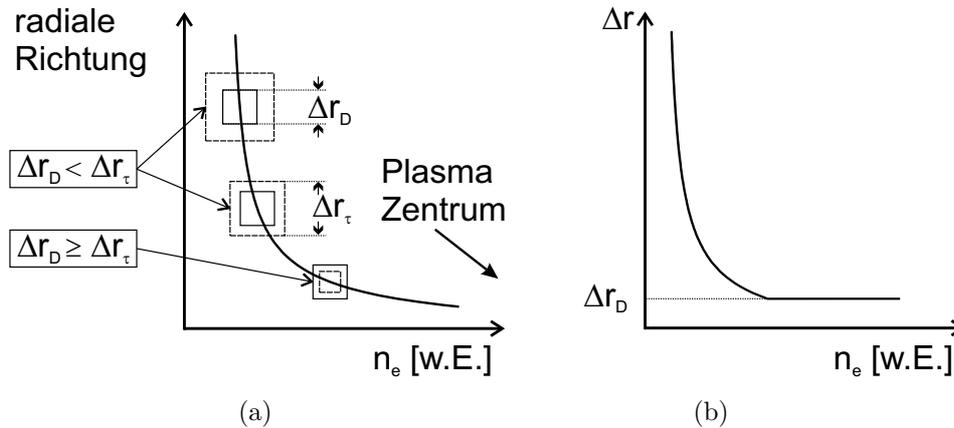


Abbildung 3.5: a) Minimale Auflösung durch die feste Detektorgröße Δr_D und das lokal verschmierte Beobachtungsvolumen Δr_τ aufgrund des Relaxationszeitverhalten von ins Plasma eindringenden Heliumatomen. b) Größe des effektiven Beobachtungsvolumens Δr bei einer festen Detektorgröße.

Dargestellt ist der übliche Fall eines Detektors mit fester Größe und Auflösung Δr_D und das lokale Volumen Δr_τ , das der Strahl bis zur Relaxation beim Eindringen mit einer festen Geschwindigkeit v durchläuft. So liegt dieser Wert bei einer niedrigen Plasmadichte von $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ typischerweise bei $\Delta r_\tau = 4.4 \text{ mm}^1$ ($\tau = 2.512 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (vgl. Abb. 3.4), $v = 1760 \text{ m/s}$). Mit zunehmender Dichte zum Plasmazentrum sinkt die Relaxationszeit. Dadurch wird die räumliche Auflösung durch die in dieser Zeit durchlaufene Strecke bestimmt, bis diese unterhalb der Detektorauflösung liegt, wie in Abbildung 3.5b dargestellt.

Es sei darauf hingewiesen, dass die Verschmierung des Beobachtungsvolumens für die experimentellen Ergebnisse von geringerer Bedeutung ist, da in Dichte- bzw. Temperaturbereichen mit hohen Relaxationszeiten in der Regel eine niedrige Signalausbeute zu erwarten ist. Der zeitlichen Auflösung ist damit ebenfalls eine Grenze gesetzt, da die Signalausbeute mit immer kleinerer Integrationszeit, also hoher Zeitauflösung, ebenfalls sinkt. Im Normalfall stellt statt des zeitlichen Verhaltens (Relaxationszeit, Integrationszeit) die niedrige Signalausbeute die Grenze für die Auswertbarkeit der Messergebnisse dar.

3.2.2 Strahlbreite und Strahldivergenz

Strahlbreite und Strahldivergenz haben prinzipiell einen maßgeblichen Einfluss auf die Messungen kompakter Strukturen. So können nur Strukturen untersucht werden, die

¹Hier wird zur Vereinfachung die Relaxationszeit τ als Zeit zur vollständigen Relaxation angenommen. Sie ist allerdings als exponentielle Konstante definiert, welche nach $1 \cdot \tau$ 63% und nach $3 \cdot \tau$ 95% des Gleichgewichtswertes annimmt.

größer als die Strahldimensionen sind. Bei einem radial injizierten Strahl zur Untersuchung radialer Komponenten von Fluktuationsstrukturen ist dies, wie in Abbildung 3.6 vereinfacht dargestellt, zu sehen. Die Beobachtung des Strahls erfolgt über eine Sichtlinie senkrecht zum Strahl. Deutlich zu erkennen ist, dass so nur Fluktuationen gemessen werden können, deren Wellenlängen größer sind als die Projektion des Beobachtungsvolumens auf den \underline{k} -Vektor. Somit hängt der experimentell zugängliche Wellenzahlbereich nicht aus-

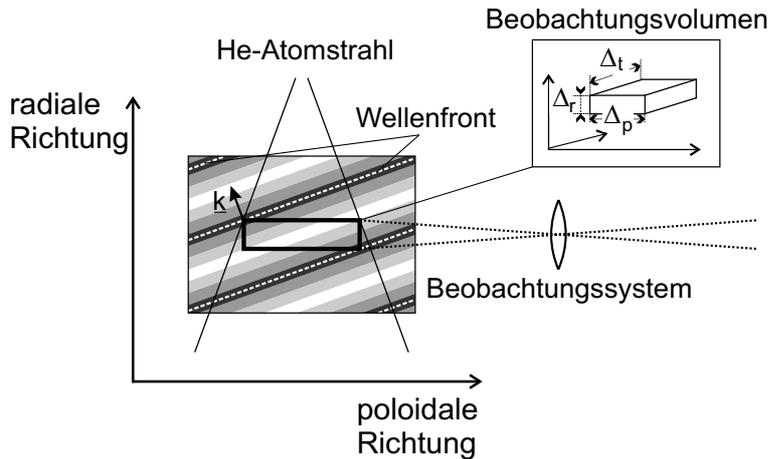


Abbildung 3.6: Einfluss der poloidalen Ausdehnung des Beobachtungsvolumens auf die Auflösung.

schließlich von dem radialen Beobachtungsvolumen und den radialen Fluktuationskomponenten ab. Zwar können die toroidalen Komponenten wegen ihrer großen Kohärenzlänge (≈ 1 m) vernachlässigt werden, jedoch haben die poloidalen Komponenten einen signifikanten Einfluss auf die Messungen und können, wie in Kapitel 5.1.4 gezeigt wird, nicht von den radialen Komponenten unterschieden werden.

Die Erfahrung aus anderen Messungen zeigt, dass die Beobachtungskanäle das Licht jeweils aus einem schmalen radialen $\Delta_r = (1 - 2)$ mm und einem breiteren toroidalen Bereich $\Delta_t \geq 10$ mm sammeln sollten. Während diese beiden Beobachtungsrichtungen über das Beobachtungssystem bzw. die Detektoren definiert werden, wird der poloidale Bereich $\Delta_p = 10$ mm ausschließlich über die Breite des Strahls festgelegt. Für den zugänglichen Wellenzahlbereich bedeutet dies eine radiale Auflösung von ($k_r^{max} = 2\pi/2 \text{ mm}^{-1} = 3.1 \text{ mm}^{-1}$) bei einem entsprechend gleichzeitigen poloidalen Integrationsbereich ($k_p^{max} = 2\pi/10 \text{ mm}^{-1} = 0.61 \text{ mm}^{-1}$). Hierbei wird angenommen, dass die kleinste messbare Wellenlänge gerade der Breite des Beobachtungsvolumens in einer Richtung entspricht.

Die Auswirkungen der Strahlbreite werden deutlich, wenn man das Leistungsdichtespektrum von zwei Signalen mit unterschiedlicher Strahlbreite betrachtet [Hub97, Hub05]. Die Fluktuationsamplituden nehmen bei höherem Strahldurchmesser stärker ab und liegen bereits bei niedrigeren Frequenzen unterhalb des Rauschniveaus.

Neben dieser Einschränkung gibt es für einen radial in ein kreisförmiges Plasma injizierten divergierenden Strahl eine weitere Geometrische.

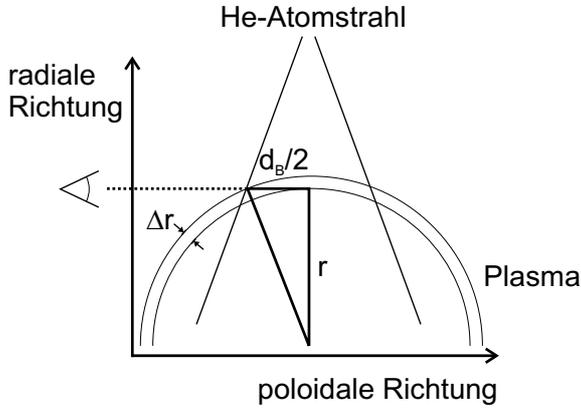


Abbildung 3.7: Minimale Auflösung durch Injektion eines divergierenden Strahls in ein kreissymmetrisches Plasma.

In Abbildung 3.7 ist schematisch ein in ein kreissymmetrisches Plasma mit einem Radius r radial injizierter Atomstrahl bei senkrechter Beobachtung zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Randbereiche des Strahls in einem anderen Volumen mit einem um Δr erhöhten Radius liegen. Dadurch resultiert eine minimale radiale Auflösung Δr der Diagnostik, die durch $\Delta r = \sqrt{r^2 + (d_B/2)^2} - r$ (vgl. Abb. 3.7) definiert wird. An TEXTOR folgt für einen üblichen Heliumstrahl beim Beobachtungsradius $r = 450$ mm mit einer Strahlbreite von $d_B \approx 10$ mm eine minimale Auflösung von $\Delta r = 0.03$ mm. Diese geometrische Einschränkung kann damit für Fluktationsmessungen vernachlässigt werden.

Zur Konzeption einer neuen Diagnostik gehört neben den bereits genannten Punkten auch eine grundlegende Abschätzung der zu erwartenden Signale und ihrer Intensität. Für diese Betrachtung wird die Singulettlinie des Übergangs 2^1P-3^1S mit einer Wellenlänge $\lambda_S = 728.1$ nm verwendet. Der Übergang besitzt die schwächste Linienintensität und geht in beide Verhältnisse zur Bestimmung von Elektronendichte und Elektronentemperatur ein.

3.2.3 Abschätzung der Signalstärke

Die Signale sollen mit einem möglichst hohen Signal-Rausch-Verhältnis gemessen werden. Da sie mit Hilfe von Photomultipliern detektiert werden, kann die Höhe des Gesamttrauschens durch das Photonenrauschen abgeschätzt werden. Dieses folgt der Poissonverteilung und ist damit über die Anzahl der auf den Detektor treffenden Photonen $\sigma = \sqrt{N_{Phot}}$ bestimmt. Für den relativen Fehler gilt:

$$\frac{\sqrt{N_{Phot}}}{N_{Phot}} \approx 0.01 . \quad (3.1)$$

Um einen Fehler von 1% zu erreichen, müssen somit $N_{Phot} \approx 10^4$ Photonen den Detektor erreichen. Die gesamte Anzahl der erzeugten Photonen pro Sekunde und injizierter Teilchendichte n_0 im Volumen V ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{dN_{Phot}}{dt} = \frac{1}{4\pi} n_0 V I_{Phot}(n_e, T_e) . \quad (3.2)$$

Die Intensität $I_{Phot}(n_e, T_e)$ gibt Auskunft über die erzeugte Photonenzahl einer ausgewählten Wellenlänge pro Sekunde in Abhängigkeit der Elektronendichte und Elektronentemperatur des Plasmas.

Gleichung 3.2 besagt somit, dass für feste Plasmaparameter in erster Linie zur Erfüllung von Gleichung 3.1 ausreichend viele He-Atome in das Plasma injiziert werden müssen. Da die Photonen mit Hilfe von optischen Komponenten (Linsen, Spiegel, Strahlteiler etc.) mit entsprechenden Verlusten zum Photomultiplier geführt werden müssen, sinkt die effektive Anzahl der Photonen. Auskunft über die Verluste werden durch den Transmissionsfaktor T angegeben, der bei verlustloser Übertragung den Wert $T = 1$ besäße. Die Photonen treffen nach Durchgang durch die optischen Komponenten auf die Photokathode des Photomultipliers und lösen dort mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (Quantenausbeute η) Elektronen aus. Mit einer Anordnung von elektrischen Feldern werden diese Elektronen beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen auf die inneren Kathoden (Dynoden) Sekundärelektronen, deren Anzahl mit jeder Dynode weiter steigt, so dass ein detektierbarer Strom an der Anode des Photomultipliers auftritt. Wie bereits in Gleichung 3.1 gezeigt wurde, definiert die Anzahl der auf den Detektor auftreffenden Photonen das Rauschen der Messung. Da diese nicht direkt als Messgröße zur Verfügung steht, sondern die zu ihnen proportionale Anzahl der ausgelösten Photoelektronen N_{El} , für die selbstverständlich die gleiche Bedingung wie in Gleichung 3.1 gilt, ergibt sich für die auf die gewünschte Zeitauflösung Δt bezogene Gesamtzahl:

$$N_{El} = \frac{1}{4\pi} \Omega T \eta V \Delta t n_0 I_{Phot}(n_e, T_e) . \quad (3.3)$$

Hier ist Ω der Raumwinkel², unter dem die Photonen erfasst werden, T der Transmissionskoeffizient des optischen Aufbaus, V das Beobachtungsvolumen und Δt das Zeitintervall, aus dem die Photonen stammen.

In Tabelle 3.1 sind einige charakteristische Werte für die Diagnostiken an TEXTOR aufgelistet. Der Vergleich des Lithiumstrahlsystems, das dem Aufbau von Huber entspricht, mit einer thermischen Heliumstrahldiagnostik, wie sie standardmäßig für n_e - und T_e -Messungen mit einer Zeitauflösung im ms-Bereich verwendet wird, zeigt die Leistungsfähigkeit der Lithiumdiagnostik auf und weist ebenso auf die Herausforderungen für die Heliumstrahldiagnostik hin. Zwar besitzt hier der Lithiumstrahl eine niedrigere Strahldichte, dennoch weist er selbst bei einer geringeren Integrationszeit und höherer

²Der Raumwinkel stellt den Anteil Kreisfläche/Kugelfläche dar ($\Omega/4\pi \simeq$ Kreisfläche/Kugelfläche)

	Li [Hub97] $T_e = 20 \text{ eV}$ $n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$	He $T_e = 50 \text{ eV}$ $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Teilchendichte $n_0 \text{ [m}^{-3}\text{]}$	$\approx 3 \cdot 10^{15}$	$\approx 1 \cdot 10^{18}$
Intensität $I_{Phot}(n_e, T_e) \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$1 \cdot 10^6$	138 ($\lambda = 728.1 \text{ nm}$, [Bri98])
Raumwinkel Ω	$5.5 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
Transmissionskoeffizient T	0.5	0.5
Quantenausbeute η	0.07	0.03
Beobachtungsvolumen $V \text{ [m}^3\text{]}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$ (!)
Zeit $\Delta t \text{ [s]}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
N_{El}	$\approx 9 \cdot 10^3$	$\approx 4 \cdot 10^3$
$1/\sqrt{N_{El}}$	≈ 0.01	≈ 0.02

Tabelle 3.1: Vergleich zwischen Lithiumstrahl und thermischem effusivem Heliumstrahl.

Raumauflösung als der Heliumstrahl einen vergleichbaren relativen Fehler auf. Dieser Unterschied ist in erster Linie in der unterschiedlichen Höhe der Intensität $I_{Phot}(n_e, T_e)$ begründet. So liegt dieser Wert pro injiziertem Lithiumatom bei der verwendeten Resonanzlinie ($\lambda = 670.8 \text{ nm}$) um mehrere Größenordnungen höher als bei Helium ($\lambda = 728.1 \text{ nm}$). Hinzu kommt eine schlechtere Quantenausbeute für den betrachteten Heliumübergang bei rauscharmen Photomultipliern. Lithiumstrahlen haben jedoch den entscheidenden Nachteil, dass es nicht möglich ist, die Elektronentemperatur oberhalb von 10 eV zu bestimmen. Der Grund hierfür ist in der schwachen Variation des Ratenkoeffizienten für die Elektronenstoßanregung von Lithium innerhalb eines weiten Temperaturbereiches, der von 10 eV bis 100 eV reicht, zu finden. So basiert auch die Elektronendichtemessung, anders als beim Helium, auf der vollständigen Erfassung des radialen Linienintensitätsprofils einer einzigen Linie (Resonanzlinie) bis zur Ionisation. Damit bleibt nur die Möglichkeit, mit Heliumstrahlen beide Größen gleichzeitig zu messen.

Angesichts einer Elektronendichte im Plasma von typischerweise $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ könnte man unter Umständen eine lokale Kühlung des Plasmas erwarten. Ein Vergleich der lokalen Strahlungsverluste mit dem Wärmefluss parallel zum Magnetfeld zeigt jedoch, dass das im Parameterbereich des Heliumstrahls nicht der Fall ist. Dies ist, wie eine Abschätzung [Schmi06a] zeigt, auf die gute, mit der Temperatur steigende Wärmeleitfähigkeit entlang des Feldes zurückzuführen. Messungen an TEXTOR zeigten ebenfalls, dass lokale Störungen des Plasmas durch den Strahl bis zu diesen Werten vernachlässigbar sind. Bis auf diese Einschränkung ist im Prinzip mit den thermischen Heliumstrahlensystemen an TEXTOR (vgl. [Sch92, Leh00]) eine sehr hohe Strahldichte möglich. Allerdings nimmt gleichzeitig die injizierte Gesamtteilchenzahl zu und dies könnte zu einer nicht akzeptablen Zunahme der gesamten Teilchendichte im Plasma führen. Dann wären auch Störungen des Plasmas nicht mehr auszuschließen. Eine weitere Schwierigkeit stellt die hohe Divergenz der an TEXTOR eingesetzten Helium-Effusionsquellen dar. So ist es da-

mit nicht möglich, die erforderlich kleinen Strahlbreiten einzustellen.

Ein Strahl, dessen Divergenz die Anforderung an die Breite erfüllt und gleichzeitig eine ausreichend hohe Teilchenstrahldichte aufweist, kann mit Hilfe einer Überschallstrahlquelle erzeugt werden.

3.3 Theorie zur Erzeugung eines Heliumstrahls geringer Divergenz

Im folgenden Kapitel wird nachgewiesen, dass zur Erfüllung der Bedingung an die Strahlbreite bei gleichzeitig hoher Strahldichte aus Kapitel 3.2.3 nur ein Überschallstrahlssystem in Frage kommt. Zum physikalischen Verständnis einer Überschallströmung im Vakuum wird eine kurze Einführung in die Überschallströmungsphysik nach [Mil88, Fri94, Mor96, Wut88, Pau00] gegeben. Ausgehend von einer *idealen Überschallexpansion* erfolgt die Erweiterung der Theorie mit Hilfe des *Kontinuummodells* und dessen Grenzen. Abgeleitet aus der *realen Überschallströmung* wird auf die verschiedenen möglichen Strahlssysteme und deren Eigenschaften eingegangen. Mit einem konkreten Konstruktionsvorschlag für das Überschallstrahlssystem unter Einbeziehung der gewonnenen theoretischen Erkenntnisse endet die theoretische Betrachtung des Helium-Überschallstrahls.

Dem folgt die Beschreibung des an TEXTOR realisierten Injektionssystems mit einem Vergleich zu Labormessungen. Desweiteren wird das Beobachtungssystem, bestehend aus den beiden Untersystemen, mit niedriger und hoher Zeitauflösung vorgestellt. Abschließend werden die Details der Steuerung und Datenerfassung aufgeführt.

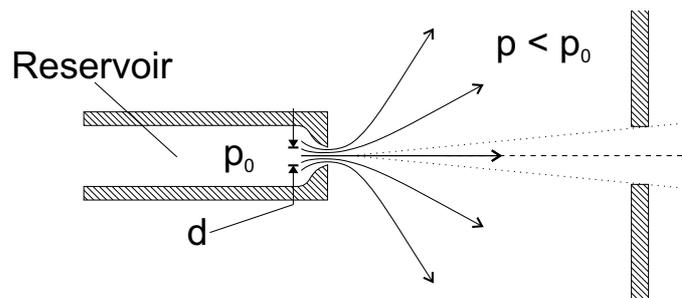


Abbildung 3.8: Gasexpansion aus einer Düse.

Spricht man von Vakuum, so ist damit ein abgeschlossenes Volumen mit einem geringen Innendruck $p < 1$ bar (Atmosphärendruck) gemeint. Man unterscheidet folgende Druckbereiche:

Großvakuum	$1000 \dots 1$ mbar
Feinvakuum	$1 \dots 10^{-3}$ mbar
Hochvakuum	$10^{-3} \dots 10^{-7}$ mbar
Ultrahochvakuum	$< 10^{-7}$ mbar

Innerhalb der jeweiligen Druckbereiche bleibt das Strömungsverhalten von Gasen unverändert. Auskunft über die vorliegende Strömungsart erhält man, indem man die Knudsenzahl bestimmt

$$K = \left(\frac{\bar{l}}{d} \right) .$$

Hierfür müssen die mittlere freie Weglänge \bar{l} der Teilchen und der Durchmesser d des durchströmten Volumens bekannt sein. Man unterscheidet drei Strömungsarten:

viskose Strömung	$K \ll 1$ (Großvakuum)
Knudsen-Strömung	$K \approx 1$ (Feinvakuum)
Molekularströmung	$K \gg 1$ (Hoch–Ultrahochvakuum)

Die mittlere freie Weglänge \bar{l} spielt im Strömungsverhalten von Gasen eine wichtige Rolle. Definiert ist sie als die Länge, auf der sich Gasatome frei bewegen können, ohne Stöße untereinander zu erleiden. Sie ist abhängig von der Temperatur, der Teilchendichte und der Gasart. Für Helium ist sie bei Raumtemperatur in Tabelle 3.2 für einige ausgewählte Druckwerte berechnet.

$p_{He}/$ mbar	$\bar{l}/$ mm
1000	$1.75 \cdot 10^{-4}$
1	0.175
$2 \cdot 10^{-2}$	8.75
10^{-3}	175

Tabelle 3.2: Mittlere freie Weglänge \bar{l} von Helium bei Raumtemperatur $T = 20^\circ \text{C}$, berechnet nach einem Hartkugelmodell und *Sutherlandkorrektur* [Wut88] mit $\bar{l} \cdot p = 0.175 \text{ mm} \cdot \text{mbar}$.

Strömt nun ein Gas aus einem Reservoir in ein Gefäß mit einem niedrigeren Druck, beispielsweise ein Vakuumgefäß, so wird der Verlauf der Strömung von verschiedenen physikalischen Größen bestimmt. Neben der mittleren freien Weglänge \bar{l} ist es der Durchmesser

d der Öffnung zwischen Reservoir und Gefäß. Wird die freie Weglänge im Reservoir größer als der Durchmesser der Öffnung, $\bar{l} \geq d$, dann sind die Stöße der Atome oder Moleküle des Gases untereinander beim Herausströmen vernachlässigbar, und es bildet sich eine freie molekulare Strömung aus, die auch als Knudsen-effusion bezeichnet wird. Die Geschwindigkeitsverteilung der Gasatome entlang dieser Strömung bzw. dieses Strahls hängt nur von der Temperatur des Gases im Reservoir ab. Die resultierende Knudsenzahl

$$K = \left(\frac{\bar{l}}{d} \right) \geq 1$$

wird auch als Knudsenkriterium bezeichnet.

Ist dagegen die freie Weglänge kleiner als der Durchmesser $d > \bar{l}$, erfahren die Atome oder Moleküle zunehmend Stöße in der Öffnung, und sowohl die Intensität als auch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome wird gestört. Da allerdings die erreichbare Strahlintensität I vorgegeben wird durch

$$I \sim p \cdot d^2 \sim \frac{d}{K}$$

führt dies unter Berücksichtigung des Knudsenkriteriums zu einer Einschränkung der maximal erreichbaren Strahlintensität. Um diesen Umstand zu umgehen, wurde von Kantowitz [Kan51] vorgeschlagen und von Becker [Bec54] erstmalig erfolgreich nachgewiesen, das Knudsenkriterium auf einen Abschäler (engl. Skimmer) stromabwärts zu übertragen. So kann für die Knudsenzahl im Reservoir³ zwar $K_0 < 1$ gelten, jedoch für die Knudsenzahl am Skimmer gleichzeitig das Knudsenkriterium mit $K_S \geq 1$ erfüllt werden. Damit kann eine im Prinzip beliebig hohe Strahlintensität durch Erhöhung des Ruhedrucks oder Vordrucks p_0 im Reservoir erzielt werden, in dem der Skimmer in ausreichender Entfernung platziert wird.

3.3.1 Ideale Überschallexpansion

Vernachlässigt man die Viskosität und Wärmeleitung des durch die Öffnung (Düse) strömenden Gases, so kann die Strömung als adiabatischer Vorgang betrachtet und der erste Hauptsatz der Thermodynamik zur Beschreibung verwendet werden:

$$H(x) + \frac{1}{2} m_{mol} \bar{v}(x)^2 = H_0 . \quad (3.4)$$

$H(x)$ ist die molare Enthalpie des Gases im Abstand x von der Düse, m_{mol} die molare Masse, $\bar{v}(x)$ die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und $H_0 = H(T_0)$ die molare Enthalpie

³Der Index 0 bezieht sich im Weiteren immer auf den Zustand im Reservoir.

des Gases im Reservoir bei der Temperatur T_0 . Mit der Enthalpieänderung $dH(T) = C_p \cdot dT$ ergibt sich unter Einbeziehung der Adiabatengleichungen mit der Massendichte ρ , der Teilchendichte n und dem Adiabatenkoeffizienten γ

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma = \left(\frac{n}{n_0}\right)^\gamma = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (3.5)$$

und für die mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{v}(x) = \sqrt{\frac{2C_p(T_0 - T(x))}{m_{mol}}} = \sqrt{\frac{2C_p T_0}{m_{mol}} \cdot \left(1 - \left(\frac{p(x)}{p_0}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right)}. \quad (3.6)$$

Im Grenzfall $T(x) \ll T_0$ bzw. $p(x) \ll p_0$ ergibt sich mit der Wärmekapazität von idealen Gasen $C_p = (\gamma/(\gamma - 1))R$ (Gaskonstante $R = 8.31 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$) für die erreichbare maximale Geschwindigkeit von z.B. Helium ($\gamma = 5/3$) bei $T_0 = 300 \text{ K}$

$$\bar{v}_{max,He} = \sqrt{\frac{2C_p T_0}{m_{mol}}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{RT_0}{m_{mol}}} = 1760 \text{ m/s}. \quad (3.7)$$

Damit besitzen die Atome eine um ca. 40% höhere mittlere Geschwindigkeit als die einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$\bar{v}_{MB,He} = \sqrt{\frac{8RT_0}{\pi m_{mol}}} = 2\sqrt{\frac{\gamma - 1}{\pi\gamma}} \cdot \bar{v}_{max,He} = 1260 \text{ m/s}. \quad (3.8)$$

Betrachtet man desweiteren die Massenstromdichte j_m durch die Düse und setzt für die Massendichte $\rho = (\rho_0 \cdot p^{1/\gamma})/p_0^{1/\gamma}$ (aus Gl. 3.5) ein

$$j_m = \rho \cdot v(x) = p_0 \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{m_{mol}}{RT_0} \left(\left(\frac{p(x)}{p_0}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p(x)}{p_0}\right)^{(1+\gamma)/\gamma} \right)}, \quad (3.9)$$

so zeigt sich, dass diese Funktion reelle Werte für ein Druckverhältnis (p/p_0) zwischen 0 und 1 besitzt. Sie steigt von $p/p_0 = 0$ ($j_m = 0$) an, erreicht ein Maximum und fällt dann bei $p/p_0 = 1$ wieder auf $j_m = 0$. Dieses Maximum oder kritische Druckverhältnis

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)_{krit.} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (3.10)$$

liegt für ideale Gase bei $(p/p_0)_{krit.} = 0.487$. Das Auftreten eines Maximums für die Massenstromdichte führt nun unter Einbeziehung der Kontinuitätsgleichung $A \cdot j_m = const.$ (Düsenquerschnittsfläche A) zu einer weiteren Konsequenz: Um ihre Gültigkeit nicht zu verletzen, muss sich in einer konvergierenden Düse mit Abnahme des Querschnitts die Stromdichte stetig erhöhen. Dies kann aber nur bis zum kritischen Druckverhältnis (Maximum) erfolgen, welches sich aus Plausibilitätsgründen im engsten Querschnitt der Düse einstellt. Eine weitere Abnahme des Druckverhältnisses würde ebenso zu einer Abnahme der Stromdichte führen und somit einen Widerspruch erzeugen. Damit wird deutlich, dass der maximale Massendurchfluss⁴ durch die Düse im niedrigsten Querschnitt und dem kritischen Verhältnis aus Gleichung 3.10 nur von den dort auftretenden kritischen Größen beeinflusst wird:

$$m \cdot \frac{dN}{dt} = A \cdot \rho \cdot v = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)} (\pi d^2/4) \sqrt{\frac{2m}{kT_0}} p_0. \quad (3.11)$$

Der Druck p vor der Düse spielt unterhalb des kritischen Druckverhältnisses keine Rolle und das Strömungsverhalten des Gases ändert sich selbst bei geringerem Druck nicht weiter. Dieses Phänomen wird in der Strömungslehre als *Verblockung* bezeichnet.

3.3.2 Das Kontinuummodell

Setzt man das kritische Druckverhältnis in die Gleichung für die Geschwindigkeit (Gl. 3.6) ein, so folgt:

$$v_{krit.} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \cdot \frac{RT_0}{m_{mol}}}. \quad (3.12)$$

Wiederholt man dies mit der lokalen Schallgeschwindigkeit $c_S = \sqrt{\gamma p/\rho} = \sqrt{\gamma RT(x)/m_{mol}}$ für ein Gas mit temperaturunabhängiger Wärmekapazität und setzt die Beziehung

$$c_S^{krit.} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \cdot \frac{RT_0}{m_{mol}}}. \quad (3.13)$$

aus Gleichung 3.5 ein erkennt man, dass beide Ausdrücke identisch sind. Das Verhältnis aus der mittleren Geschwindigkeit und der lokalen Schallgeschwindigkeit $M = \bar{v}/c_S$, welches als Machzahl bezeichnet wird, ist damit in der Düse $M = 1$. Das strömende Gas

⁴Der Teilchenfluss $dN/dt = \dot{N}$ durch eine kreisrunde Düse mit dem Durchmesser d kann für Helium und $T_0 = 300$ K umgeschrieben werden und lautet $\dot{N} = 1.09 \cdot 10^{19} p_0 \cdot d^2 \text{ mbar}^{-1} \text{ mm}^{-1} \text{ s}^{-1}$

hat dort Schallgeschwindigkeit erreicht. Stromabwärts von der Düse steigt die Machzahl weiter. Dies ist zu verstehen, wenn die Düse selbst oder ein davon in einem Abstand x_0 befindlicher Punkt (vgl. Abb. 3.11) als Quelle einer radialen Strömung mit divergierenden Stromlinien betrachtet wird. In diesem Fall fällt die Teilchendichte quadratisch mit der Distanz zum Quellpunkt [Ash66]:

$$n \simeq n_0 \cdot \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{-2}. \quad (3.14)$$

Als Folge dieser Expansion gilt für die thermodynamischen Zustandsgrößen und die Machzahl nach Einsetzen von Gleichung 3.14 und Gleichung 3.5 in die Geschwindigkeitsdefinitionen für $v(x)$ und c_S näherungsweise für große Entfernungen von der Düse:

$$M(x) = \frac{v(x)}{c_S} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{T_0}{T(x)} - 1 \right)} \simeq \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{\gamma-1}. \quad (3.15)$$

Die Machzahl steigt mit wachsender Entfernung, was gleichzeitig mit einer voranschreitenden Temperaturerniedrigung verbunden ist. Stellt man Gleichung 3.15 um und setzt die Beziehungen aus Gleichung 3.5 ein, so erhält man den Verlauf aller Zustandsgrößen in Abhängigkeit der Machzahl:

$$\frac{T(x)}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1} \simeq \left(\frac{2}{\gamma-1} \right) \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{-2\gamma+2} \quad (3.16)$$

$$\frac{p(x)}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \simeq \left(\frac{2}{\gamma-1} \right) \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{-2\gamma} \quad (3.17)$$

$$\frac{\rho(x)}{\rho_0} = \frac{n(x)}{n_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \simeq \left(\frac{2}{\gamma-1} \right) \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{-2} \quad (3.18)$$

Die Machzahl hat einen direkten Einfluss auf alle Zustandsgrößen und ist damit einer der wichtigsten Parameter zur Beschreibung einer Strömung, insbesondere einer Überschallströmung. Der genaue Verlauf der Machzahl einer Strömung aus einer kreisrunden Düse im Ortsraum ist aus der Strömungslehre bekannt. Dieser wird mit Hilfe der *Methode der Charakteristiken* aus der Strömungsmechanik (siehe [Ack27, Zie62]) berechnet und als Anpassungsfunktion angegeben [Ash66]:

$$M(x) = A \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{\gamma-1} - \frac{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}}{A \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{\gamma-1}} \quad \text{für} \quad \left(\frac{x}{d} \right) > \left(\frac{x}{d} \right)_{min}. \quad (3.19)$$

x_0/d , x_0/d_{min} und $A(\gamma = 5/3) = 3.26$ sind Parameter, die nur vom Adiabatenkoeffizienten abhängen. Für große Entfernungen von der Düse zeigt sich die Gültigkeit der Näherung aus Gleichung 3.15. Als Quellpunkt gibt Ashkenas eine Position $x_0/d = 0.075$ dicht vor der Düse an, an der sich die divergierenden Teilchenbahnen treffen, wie in Abbildung 3.11 zu sehen ist. Der Wert für $(x/d)_{min} = 2.5$ zeigt die Gültigkeitsgrenzen der verwendeten Näherungen auf.

Mit Hilfe der genauen Anpassungsfunktion können nun mit den bekannten Beziehungen die Zustandsgrößen der Strömung entlang der Strahlachse berechnet und in Abbildung 3.9 dargestellt werden.

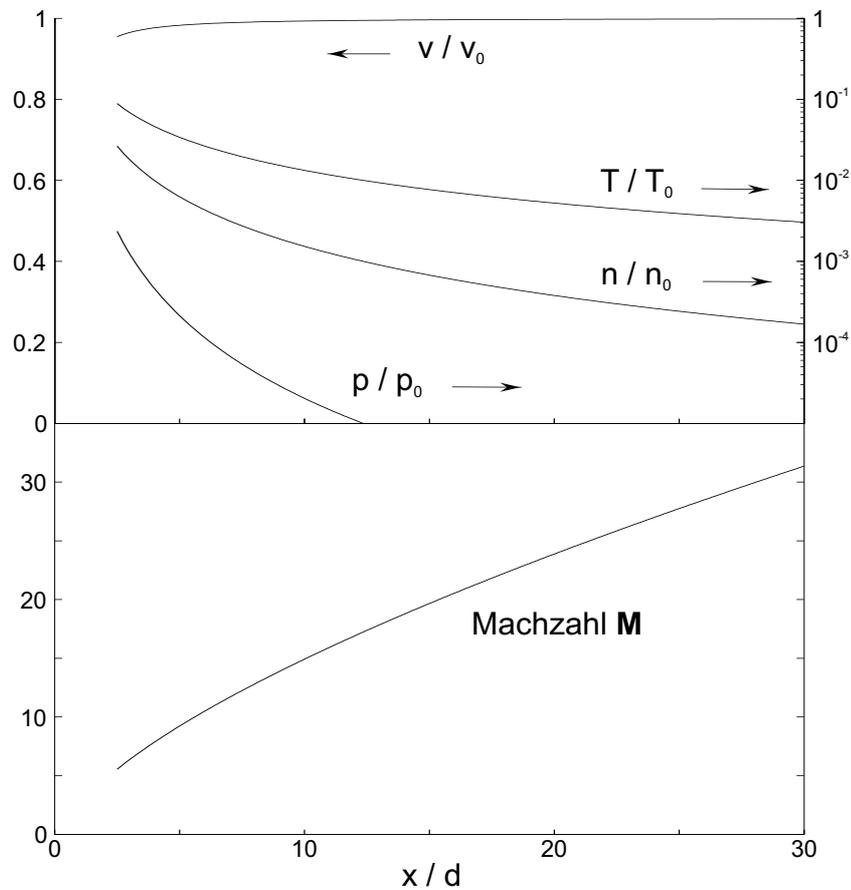


Abbildung 3.9: Die Machzahl M für ein ideales Gas mit $\gamma = 5/3$ und die aus M abgeleiteten Größen v/\bar{v}_{max} , T/T_0 , p/p_0 und n/n_0 als Funktion des Abstands x von der Düse (x ist in Einheiten des Durchmessers der Düse d angegeben).

Man sieht, dass die Machzahl rapide anwächst, obwohl die Geschwindigkeit v sehr schnell ihren maximalen Wert erreicht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass während der Expansion über zahlreiche Stoßprozesse immer mehr ungerichtete Teilchenenergie in gerichtete umgewandelt wird und damit die Temperatur fällt. Diese Abnahme und die damit ver-

bundenen Folgen sind eine charakteristische Eigenschaft einer Überschallexpansion. Die zugehörige Geschwindigkeitsverteilung weist, wie bereits gezeigt wurde (siehe Gl. 3.7), eine um 40% höhere mittlere Geschwindigkeit im Vergleich zu einer Maxwellverteilung auf. Der Grund hierfür ist in der Form der Geschwindigkeitsverteilung für eine Überschallexpansion zu finden. Sie ähnelt auf der Strahlachse einer Maxwellverteilung⁵, der die Schwerpunktgeschwindigkeit $v(x)$ aus Gleichung 3.6 überlagert ist [And65]:

$$f(u) \propto u^3 \exp\left(-\frac{m_{mol}}{2RT(x)} \cdot (u - v(x))^2\right). \quad (3.20)$$

Mit einem kontinuierlichen Machzahlenstieg geht eine Abnahme der Temperatur einher, die die Breite der Geschwindigkeitsverteilung bestimmt. Die sich damit ändernde Form der Verteilung ist in Abbildung 3.10 für mehrere Machzahlen und zum Vergleich zusammen mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung dargestellt.

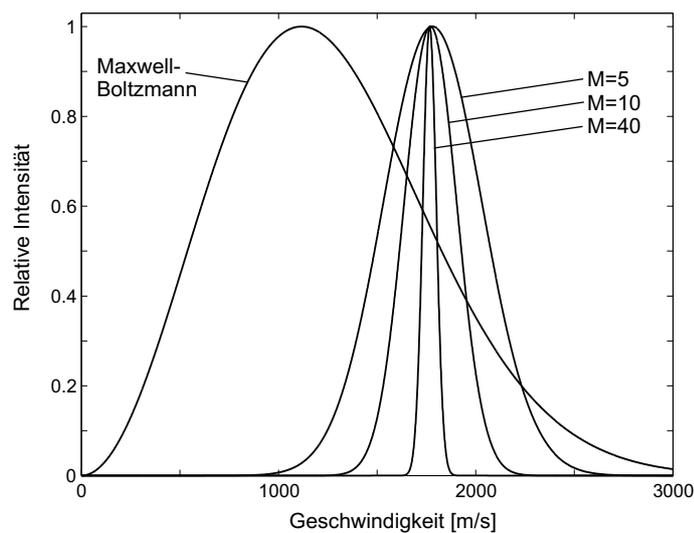


Abbildung 3.10: Normierte Geschwindigkeitsverteilungen entlang der Symmetrieachse für Maxwell-Boltzmann-verteilte Atomgeschwindigkeiten und für die aus einer Überschallexpansion bei verschiedenen Machzahlen stammenden Atome.

Im Grenzfall großer Machzahlen entsteht somit ein quasi-monoenergetischer Strahl mit einer sehr geringen Temperatur ($T \propto M^{-2}$) und einem hohen Geschwindigkeitsverhältnis S , welches das Verhältnis von gerichteter zu ungerichteter Energie darstellt:

⁵Der zusätzliche Faktor u trägt der Tatsache Rechnung, dass Teilchen, die diese spezielle Geschwindigkeit-(srichtung) haben, eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzen, durch die Düse zu gelangen.

$$S = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}mv^2}{kT}} = \frac{v}{\sqrt{2RT/m_{mol}}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} M . \quad (3.21)$$

Die theoretisch erzielbaren Machzahlen von $M > 600$ führen oft zur irrigen Annahme, dass es sich dabei um Teilchen mit hoher Geschwindigkeit handelt. Jedoch ist die maximal erreichbare Geschwindigkeit über Gleichung 3.7 festgelegt und kann nur durch eine Veränderung der Ruhetemperatur T_0 beeinflusst werden.

3.3.3 Grenzen des Kontinuummodells

Eine thermodynamische Beschreibung der Überschallströmung, wie sie bisher gezeigt wurde, ist nur so lange gültig, wie die Stoßfrequenzen der Atome untereinander hoch genug sind, um das thermische Gleichgewicht aufrechtzuerhalten. Durch die stetige Abnahme der Dichte und der damit verbundenen Zunahme der freien Weglänge sinkt die Stoßfrequenz so weit, dass man von einem Übergang einer Kontinuumsströmung zu einer molekularen Strömung sprechen muss. An der sich einstellenden Grenzschicht zwischen beiden Strömungsgebieten, der so genannten *Quitting Surface*, bricht das Kontinuummodell zusammen. Stromabwärts dieser Grenzschicht „frieren“ die Zustände der Atome wegen der ausbleibenden Stöße quasi ein. Während bei ausreichend hohen Stoßfrequenzen $T = T_{\parallel} = T_{\perp}$ gilt, muss die Temperatur nun in zwei sich physikalisch unterschiedlich verhaltende Komponenten parallel und senkrecht zur Strahlachse aufgeteilt werden. Da der Begriff der Temperatur nur für Gaußverteilungen definiert ist, geht man davon aus, dass beide Komponenten auch durch unterschiedlich breite Gaußverteilungen beschrieben werden können. Dies gilt allerdings für die beiden Komponenten nur bedingt. Zwar ähnelt die parallele Komponente einer Gaußverteilung, jedoch kann die senkrechte Komponente näherungsweise nur als Überlagerung einer schmalen und breiten Verteilung betrachtet werden. Dieser Unterschied ist auch in Abbildung 3.11 angedeutet.

Stromaufwärts der *Quitting Surface* fällt die Temperatur T_{KM} nach dem Kontinuummodell (Gl. 3.16 und 3.19). Die Vernachlässigung des ersten Summanden in Gleichung 3.16 und des zweiten in Gleichung 3.19 hat für $\gamma = 5/3$ und $x/d > 5$ einen Fehler von unter 1% zur Folge:

$$T_{KM} = T(x) \approx 0.28 \cdot T_0 \cdot \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right)^{-4/3} . \quad (3.22)$$

Erreicht die Strömung die Grenzfläche, hört die parallele Temperatur $T(x) = T_{\parallel\infty} = const.$ auf sich weiter zu ändern. Da immer noch Teilchen mit einer zur Achse senkrechten Geschwindigkeitskomponente in der Strömung vorhanden sind und diese kontinuierlich aus

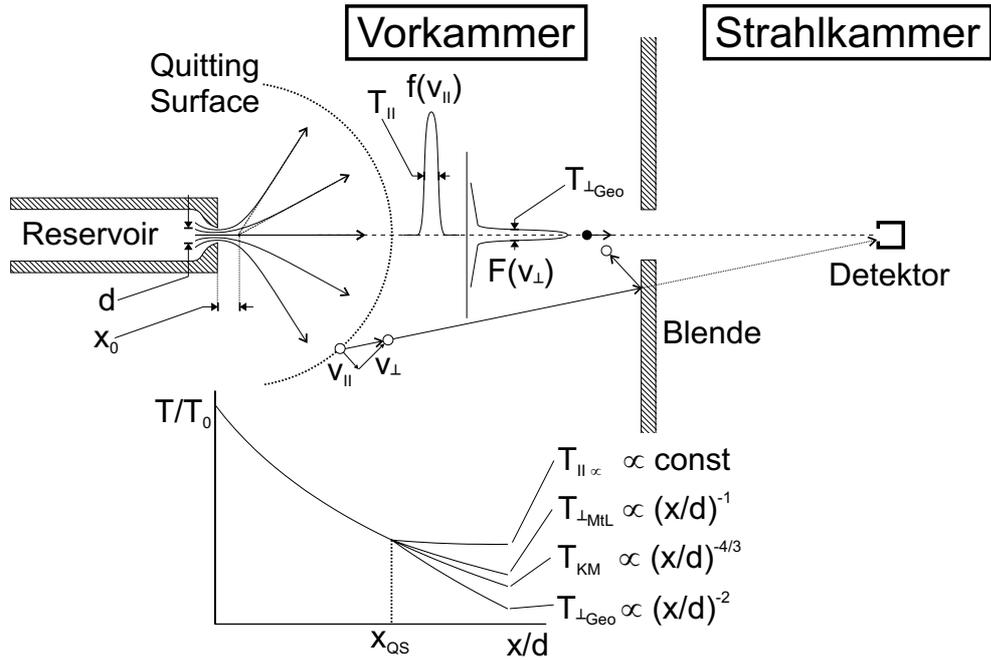


Abbildung 3.11: Übergang von einer Kontinuumsströmung zu einer molekularen Strömung nach dem *Quitting Surface* Modell und Verlauf der verschiedenen Temperaturkomponenten.

dem Strahl driften, fällt weiterhin die senkrechte Temperaturkomponente T_{\perp} . Zwar zeigt die schmale Komponente der senkrechten Verteilung mit $T_{\perp Geo} \propto (x/d)^{-2}$ einen geometrischen Abfall, jedoch gibt Beijerinck [Bei81] nach einem *Modell thermischer Leitung* für die gesamte Verteilung einen Verlauf von $T_{\perp ML} \propto (x/d)^{-1}$ an. Dieser weicht nur geringfügig von dem Verlauf des Kontinuumsmodells in Gleichung 3.22 ab und ist darauf zurückzuführen, dass auftretende Stöße trotz niedriger Stoßfrequenzen hauptsächlich Energie von der parallelen zur senkrechten Verteilung transferieren.

Eine der wichtigsten Konsequenzen des *Quitting Surface* Modells ist der Einfluss auf die Machzahl als bestimmende Größe der Strömung. Dadurch, dass sich die parallele Temperatur nicht ändert, erreicht diese ebenfalls einen finalen Wert.

3.3.4 Die finale Machzahl

Die durch das Einfrieren der parallelen Temperatur an der *Quitting Surface* bedingte maximal erreichbare Machzahl M_t und das zugehörige Geschwindigkeitsverhältnis S_t lassen sich nach [And65] berechnen mit

$$M_t = \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \cdot S_t = A \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \cdot K_0^{-B} . \quad (3.23)$$

Dieser empirisch gewonnene Zusammenhang stellt die Knudsenzahl in der Düse in den Vordergrund. Anderson und Fenn geben für Helium ($\gamma = 5/3$) den Wert der beiden Konstanten mit $A = 1.07$ und $B = 0.4$ an. Bejerinck leitet diese aus dem *Modell thermischer Leitung* ab und gibt für $A = 0.527$ (exp. 0.778) und $B = 0.545$ (exp. 0.495) an. Dabei wird in der klassischen Betrachtung von Anderson und Fenn angenommen, dass die Änderung der Machzahl mit Überschreiten der *Quitting Surface* aufhört. Dies stellt zwar für die meisten Gasarten eine gute Näherung dar, weist jedoch für Helium auf Grund quantenmechanischer Effekte zu niedrige Machzahlen auf. Dieser Effekt wird bei höheren Ruhedrücken ausgeprägter und ist darauf zurückzuführen, dass die Stoßquerschnitte für Helium relativ hohe Werte besitzen und so zahlreiche Stöße selbst bei großen Entfernungen von der Düse die Machzahl weiter ansteigen lassen können [Toe77]. So tritt bereits oberhalb eines Produkts $p_0 d > 500$ mbar mm eine Abweichung für die finale Machzahl auf. Übersteigt es $p_0 d > 4000$ mbar mm, kann die Abweichung zu den Werten aus Gleichung 3.23 einen Faktor 4 betragen [Pau00].

Miller [Mil88] schlägt vor, für die Knudsenzahl folgende Definition zu verwenden:

$$K_0 = \left(\frac{\bar{l}_0}{d} \right) = \left(\frac{(\sqrt{2} n_0 [53 C_6 / k T_0]^{1/3})^{-1}}{d} \right), \quad (3.24)$$

wobei n_0 die Teilchendichte⁶ ist. Diese verwendete Definition der freien Weglänge berücksichtigt, dass besonders bei niedrigen Temperaturen die Stoßprozesse in der Expansion durch ein langreichweitiges Potenzial $V = -C_6/r^6$ mit der *Van-der-Waals-Konstante* C_6 dominiert werden [Bei85, Mil88]. Für Helium besitzt C_6 den Wert $C_6^{He}/k = 1.54 \cdot 10^{-38} \text{K mm}^6$. Ersetzt man die eckige Klammer in Gleichung 3.24 durch einen Hartkugel Wirkungsquerschnitt, geht die Definition in die aus Tabelle 3.2 (allerdings ohne Sutherlandkorrektur) über.

Zudem wird geraten, die Bestimmung des Düsendurchmessers nicht ausschließlich optisch durchzuführen. Da Düsen kleinen Durchmessers nur schwer herzustellen sind, weisen sie neben den oft auftretenden Abweichungen von der Kreissymmetrie in der Regel aufgrund von Grenzschichtbildungen einen kleineren Durchmesser als den optisch bestimmbaren auf. Als Folge würde der Fluss aus der Düse in Gleichung 3.11 zu gering eingestuft. Zudem wären alle Größen, in die der Düsendurchmesser eingeht, wie z.B. die Knudsenzahl in der Düse, verfälscht. Statt den optischen Durchmesser zu verwenden, sollte über den Vergleich des errechneten Teilchenflusses aus Gleichung 3.11 ein effektiver Durchmesser bestimmt werden. Dennoch muss sehr auf die Kreissymmetrie der Düse geachtet werden, da bei unsymmetrischen Düsen eine starke Verformung des Strahlprofils erfolgen kann [Nov89, Tes90].

⁶Die Teilchendichte erhält man aus der Beziehung von Molvolumen und Avogadrokonstante eines idealen Gases bei Normaldruck. ($22.41 \text{ mol}^{-1} \cdot 1 \equiv 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \Rightarrow n = 2.7 \cdot 10^{19} \cdot p \cdot \text{mbar}^{-1} \cdot 1^{-1}$)

3.3.5 Reale Überschallströmung und endlich hoher Umgebungsdruck

Im Allgemeinen führt die Injektion von Teilchen in eine endlich große Vakuumkammer dazu, dass sich der Druck in dieser Kammer erhöht und somit eine Einschränkung des Strömungsverhaltens zu erwarten ist. Dem kann mit Einsatz von Vakuumpumpen entgegen gewirkt werden, jedoch tritt schon ab einem Umgebungsdruck von $p_u > 10^{-6}$ mbar eine Wechselwirkung des Strahls mit dem Hintergrundgas ein. Die Expansion bildet sich nicht mehr wie bisher angenommen aus, und es entstehen Verdichtungsstöße⁷ oder Schockfronten, die den Strahl, wie in Abbildung 3.12 dargestellt, umgeben [Bie61, Bie62]. Dieses

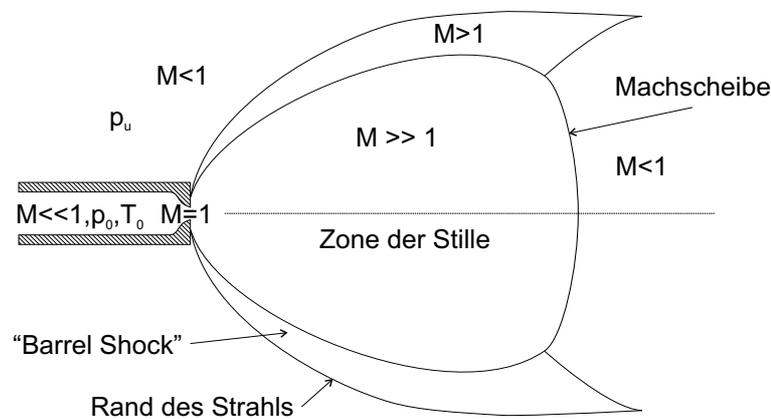


Abbildung 3.12: Zonen der freien, realen Strahlexpansion.

auch als Machzellenstruktur bezeichnete Gebilde hat die Form einer parabolisch von der Düse ausgehenden Schockfront (*Barrel Shock*), die sich parallel zur Symmetrieachse ausbildet. Eine andere Schockfront (*Machscheibe*) entsteht senkrecht dazu in einer Entfernung⁸ zur Düse [Ash66]:

$$\left(\frac{x_M}{d}\right) = 0.67 \sqrt{\frac{p_0}{p_u}} . \quad (3.25)$$

⁷Verdichtungsstöße sind durch einen sprungartigen Anstieg von Druck, Temperatur und Dichte bei gleichzeitiger Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Sie treten dann auf, wenn die Strömungsgeschwindigkeit höher ist als die örtliche Schallgeschwindigkeit [Bie63].

⁸Beijerinck [Bei85] gibt statt des Faktors 0.67 einen um ca. 16% höheren Wert an. Seinen Angaben zu Folge ist die Diskrepanz auf die unterschiedlichen Düsengeometrien zurückzuführen.

Die Dicke der *Machscheibe* hängt von dem Umgebungsdruck ab. So sind Schockfronten schmaler und dichter, je höher der Umgebungsdruck ist bzw. breiter und diffuser bei geringerem Druck.

Die sich ausbildenden Schockfronten schirmen ein inneres Gebiet ab, das auch *Zone der Stille* genannt wird, in dem die Gastemperatur so niedrig ist, dass die Ausbreitung von Schallwellen stark unterdrückt wird. Innerhalb dieses Bereichs kann die Beschreibung des Strahls als molekulare Überschallströmung verwendet werden. Außerhalb dieses Bereichs sind die Strahleigenschaften stoßbestimmt. Trifft die Strömung senkrecht auf eine der Schockfronten, so wandelt sie sich in eine Unterschallströmung um. Der Durchgang einer Strömung durch einen schrägen Verdichtungsstoß, wie das zum Beispiel beim *Barrel Shock* der Fall ist, führt zu einer Ablenkung in Richtung der Stoßfläche. Dabei verliert sie geringfügig ihre Überschalleigenschaften ($M \gg 1 \rightarrow M > 1$).

Damit wird ersichtlich, dass bei der Erzeugung eines Überschallstrahls die praktische Grenze im wesentlichen durch die Leistung des Pumpsystems vorgegeben wird. Dies beeinflusst maßgeblich die Leistungsfähigkeit des Strahls. Diese Grenze kann mit Hilfe von modulierten⁹ oder gepulsten Injektionssystemen weiter verschoben werden, in dem man den Volumeneffekt der verwendeten Kammer einsetzt. Im Detail bedeutet dies, dass nur solange Gas in das Gefäß injiziert wird, bis der Umgebungsdruck einen bestimmten Wert erreicht hat. Nach einer passenden Abpumpphase kann dies periodisch wiederholt werden. Gentry [Gen88] gibt an, dass sich bei gepulsten Strahlquellen innerhalb von einigen μs das charakteristische Strömungsverhalten von stationär betriebenen Quellen einstellt.

Die injizierte Teilchenmenge pro Zeit lässt sich nach Gleichung 3.11 über die Zunahme des Reservoirdrucks p_0 erhöhen. Dies hat jedoch bei einer festen Pumpleistung, also erhöhtem Umgebungsdruck, eine Einschränkung der effektiven Strahllänge zur Folge. Um diese zu umgehen und einen Überschallstrahl jenseits der *Machscheibe* zu erzeugen, kann, wie bereits erwähnt, ein Abschäler einen Teil des Strahls innerhalb der *Zone der Stille* extrahieren und gleichzeitig die Einschränkung durch das Knudsenkriterium aus Kapitel 3.3 bezüglich der Strahlintensität übergehen.

3.3.6 Einsatz eines Abschälers in einer realen Überschallströmung

Um einen Strahl aus dem Bereich der Molekularströmung zu extrahieren, sollte sich die Abschälerspitze, wie in Abbildung 3.13 gezeigt, möglichst in einem Bereich zwischen der *Quitting Surface* (nahe der Düse) und der *Machscheibe* befinden. Eine derartige Extraktion führt zu einer Trennung von Expansionskammer (oder Vorkammer) und Strahlkammer. Ein in die *Zone der Stille* eingeführter Abschäler bzw. der gebräuchliche englische Aus-

⁹Bei Pulsdauern von über $100 \mu\text{s}$, was üblicherweise lang ist verglichen mit der Flugzeit der Atome durch die Vakuumkammer, spricht man von einer Modulation.

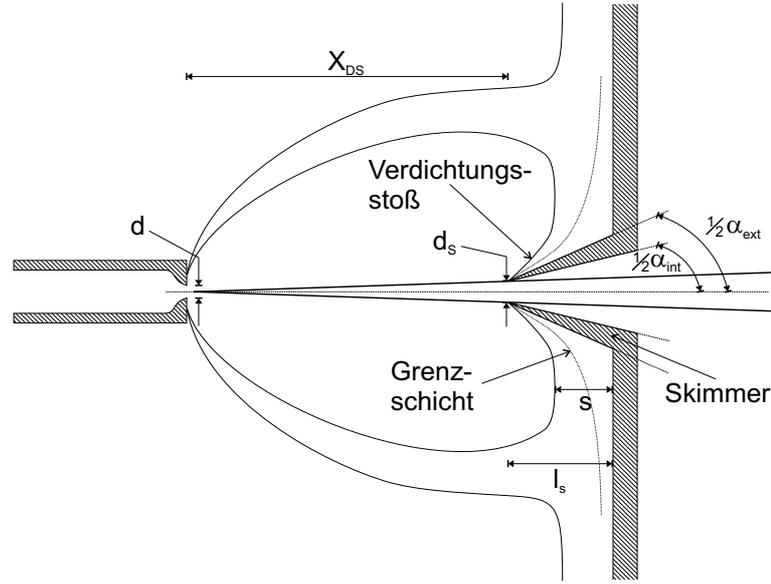


Abbildung 3.13: Extraktion eines Strahls mit einem Abschaler (engl. Skimmer).

druck *Skimmer* hat zur Folge, dass die in Abbildung 3.12 dargestellte Mach-Zellenstruktur deformiert wird. Dies ist eine Folge der Wechselwirkung von Strahlpartikeln mit den Skimmerwänden und dessen Tragestruktur. Es bilden sich charakteristische Verdichtungsstöße und Grenzschichten aus, welche stark von dem Umgebungsdruck, der Skimmerposition und seiner Form abhängen. Sie sind prinzipiell in der Lage, in die freie Strömung zu gelangen und den Kernbereich des entstehenden Strahls zu stören.

Während bei einem niedrigen Umgebungsdruck und Vordruck keine ausgeprägten Verdichtungsstöße auftreten, ändert sich dies bei Erhöhung der beiden Größen. Ein Maß für die Zunahme der Wechselwirkung zwischen den Strahlpartikeln und dem Skimmer ist die lokale Skimmer-Knudsenzahl K_S . Diese erhält man, indem man mit Hilfe von Gleichung 3.24 und dem bekannten geometrischen Verlauf der Strömung eine Knudsenzahl entlang der Expansion herleitet. Dazu setzt man statt der Reservoirgrößen n_0 und T_0 die variablen Größen aus Gleichung 3.16, 3.18 und 3.19 ein und erhält den gesamten Verlauf der Knudsenzahl für $\gamma = 5/3$ in Abhängigkeit der Reservoirbedingungen¹⁰ und damit auch die Skimmer-Knudsenzahl:

$$K_x = \left(\frac{\bar{l}_x}{d}\right) \approx 4.4 \cdot K_0 \cdot \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{14}{9}} \Rightarrow K_S = K_{x_{DS}} \cdot \frac{d}{d_S} = \frac{4.4 \cdot d}{d_S} \cdot K_0 \cdot \left(\frac{x_{DS}}{d}\right)^{\frac{14}{9}}. \quad (3.26)$$

Birds [Bir76] Monte-Carlo Simulationen eines Skimmers innerhalb einer Überschallströmung wiesen darauf hin, dass erhebliche Einbußen der extrahierten Strahlintensität

¹⁰Die Knudsenzahldefinition aus Gleichung 3.24 für die Reservoirbedingung kann für $\gamma = 5/3$ umgeschrieben werden und lautet: $K_0 = (5.3 \cdot p_0 \cdot d)^{-1} \text{ mbar}^{-1} \text{ mm}^{-1}$

unterhalb von Skimmer-Knudsenzahlen von $K_S < 2$ zu erwarten sind. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, dass der Skimmer nicht zu schmal und der Innenwinkel so ausgelegt ist, dass Teilchen mit einer zur geometrischen Divergenz zusätzlichen senkrechten Geschwindigkeit bzw. Temperatur (nach Gl. 3.22) nicht auf die Innenwand treffen. Die Untersuchung von zwei Skimmern unterschiedlicher Außen- und Innenwinkel ergab bei einem Skimmer mit $\alpha_{ext}/\alpha_{int} = 32^\circ/25^\circ$ eine vollständige Zerstörung (Thermalisierung) des Überschallstrahls unterhalb von $K_S \leq 0.5$. Dieser Effekt ist bei einem Skimmer mit $\alpha_{ext}/\alpha_{int} = 60^\circ/50^\circ$ ebenfalls zu beobachten, jedoch findet hier keine vollständige Thermalisierung statt, sondern ein Abfall der Überschallstrahlintensität auf 30% des vollkommen ungestörten Strahls.

Allerdings beruhen diese Ergebnisse auf einer Knudsenzahl, die mit Hilfe eines Hartkugelwirkungsquerschnitts berechnet wurde. Um diese Werte mit denen aus Gleichung 3.26 stammenden zu vergleichen, müssen die Werte aus der obigen Gleichung entsprechend mit dem Faktor $(T_0/T)^{1/3}$ multipliziert werden. So zeigen Campargue [Cam77, Cam84] und Beijerinck [Bei85] experimentell, dass hohe Teilchenflüsse und Machzahlen selbst noch bei niedrigen Skimmerknudsenzahlen ($K_S < 0.5$) realisiert werden können.

Neben den Winkeln spielt die Schneide des Skimmers für die Strahlintensität eine erhebliche Rolle. Diese sollte so schmal wie nur möglich gestaltet sein. Zudem sollte der Skimmer eine möglichst große Länge l_s besitzen, da sonst der senkrechte Verdichtungsstoß, welcher sich an der Gefäßwand ausbildet, bis über die Skimmerspitze ($s \approx l_s$) hinaus einzudringen droht (vgl. hierzu [Bos69]).

3.3.7 Das Düse-Skimmer-System

Mit einer solchen Art von Strahlquelle (Düse-Skimmer-System) können leistungsfähige Atomstrahlen kleiner Divergenz und hoher Intensität erzeugt werden. Prinzipiell unterscheidet man bei der Extraktion des Überschallstrahls aus der *Zone der Stille* drei verschiedene Betriebsmodi bzw. Strahlquellen:

1. Die Anderson-Fenn-Quelle [Fen63]
Diese Strahlquelle arbeitet bei einem sehr niedrigen Umgebungsdruck $p_u = (10^{-4} - 10^{-2})$ mbar und einer Skimmer-Knudsenzahl $K_S > 1$. Ein Vorteil dieser Anordnung ist, dass keine hohen Ansprüche an die Skimmergeometrie gestellt werden. Aufgrund des benötigten niedrigen Umgebungsdrucks sind jedoch Vakuumpumpen mit hohen Saugleistungen erforderlich, um benötigte hohe Teilchenflüsse im Strahl zu erreichen.
2. Die Campargue-Quelle [Cam66]
Die von Campargue entwickelte und später verbesserte Quelle [Cam84] erfordert keine so hohen Pumpleistungen, da der Umgebungsdruck hier bei $p_u = (10^{-2} - 1)$ mbar liegen darf. Die zugehörige Skimmer-Knudsenzahl beträgt $K_S \approx 1$. Die ausgeprägten Verdichtungsstöße an der Skimmerspitze erfordern eine ausgewählte

Skimmergeometrie und -position. So muss sich die Skimmerspitze zur Erfüllung der Knudsenbedingung stromaufwärts nahe der Machscheibe befinden.

3. Die Freistrahls-Kernfreistrahls-Quelle [Dan80, Fri90]

Die mit Abstand leistungsfähigsten Quellen bestehen aus einem Mehrkammervakuumsystem unter Einsatz verschiedener Skimmer. Aufgrund des hohen Umgebungsdrucks $p_u = (1 - 20)$ mbar werden höchste Ansprüche an die Skimmer gestellt, die nun am ersten Skimmer das Knudsenkriterium verletzen ($K_{S1} \ll 1$) und sich noch im Bereich der Kontinuumsströmung befinden. Ein weiterer Skimmer in einer weiteren autonomen Vakuumkammer wird dann so platziert, dass die Bedingung $K_{S2} \approx 1$ erfüllt wird.

Neben den Bedingungen aus Kapitel 3.2.2 und 3.2.3 bezüglich der Strahlbreite und der Strahlintensität muss zur Auswahl der möglichen Quellen auch die Machbarkeit an einem Großexperiment wie TEXTOR bedacht werden. Aus Platzgründen wurde bereits von vornherein auf die Freistrahls-Kernfreistrahls-Quelle mit den dazugehörigen zahlreichen Vakuumpumpen verzichtet.

Da sich die Anderson-Fenn-Quelle und die Campargue-Quelle in ihrem Aufbau nicht wesentlich voneinander unterscheiden, werden diese im Weiteren näher diskutiert.

Die Anderson-Fenn-Quelle

Durch das Fehlen von starken Verdichtungsstößen aufgrund des niedrigen Umgebungsdrucks sind keine Einschränkungen bezüglich der Skimmerposition und -form vorhanden. Auch sind keine starken Wechselwirkungen zwischen den Strahlatomen und den Skimmerwänden zu erwarten. Üblicherweise werden Skimmer mit $\alpha_{ext}/\alpha_{int} = 32^\circ/25^\circ$ in relativ großer Entfernung zur Düse bei hohen Skimmer-Knudsenzahlen platziert. Die daraus resultierende Strahldivergenz (halber Öffnungswinkel α) bzw. -breite lässt sich dann näherungsweise mit Hilfe des Strahlensatzes berechnen:

$$\frac{d_{\text{Skimmeröffnung}}}{x_{\text{Düse-Skimmerspitze}}} = \frac{d_{\text{Strahl am Messort}}}{x_{\text{Düse-Messort}}} = 2 \tan \alpha . \quad (3.27)$$

Im Allgemeinen ist aber eine Verbreiterung durch die senkrechte Temperaturkomponente des Strahls kaum vermeidbar. Sie tritt für den Fall ein, dass die Divergenz aus der thermischen Verbreiterung die aus der geometrischen überschreitet. Unterhalb dieser Grenze führt die thermische Komponente zu einer Verschmierung des Strahlprofils, welches aber die gleiche Halbwertsbreite bzw. Breite wie das Kastenprofil aus dem geometrischen Verlauf aufweist. In jedem Falle kann die thermische Verbreiterung durch große Düse-Skimmerabstände stark reduziert werden.

Bezüglich der Intensität einer solchen Überschallstrahlquelle gibt Miller [Mil88] für den Teilchenfluss I_0 auf der Strahlachse pro Steradian an:

$$I_0 = \kappa/\pi \cdot \frac{dN}{dt} . \quad (3.28)$$

Hier ist κ der *Peaking Factor*, der für Helium und verschiedene Düsenformen einen nahezu festen Wert $\kappa = 2$ besitzt. Der Teilchenfluss dN/dt entspricht dem aus Gleichung 3.11. Eine Einschränkung des Teilchenflusses auf der Strahlachse ist bei Anderson-Fenn-Quellen mit ausreichend niedrigem Umgebungsdruck (Streuung vernachlässigbar) ausschließlich durch den so genannten *Abschirmeffekt* zu erwarten [Mil88]:

$$I/I_0 = 1 - \exp \left[-\gamma/2 \cdot M^2 \cdot \left(\frac{d_S/2}{x_{QS}} \right)^2 \cdot \left(\frac{x_{Det}}{x_{Det} - x_S} \right)^2 \right] . \quad (3.29)$$

Mit x_{Det} , der Detektorposition, und x_{QS} , der Position der *Quitting Surface*, beschreibt diese Gleichung die Vignettierung des Detektors durch die Anwesenheit des Skimmers. In Abbildung 3.11 wurde dieser Effekt durch das von der *Quitting Surface* ausgehende Strahlatom illustriert. Die *Quitting Surface* kann hierbei als Quelle betrachtet werden, von der Strahlatome auf direktem Wege zum Detektor fliegen. Durch die dazwischenliegende Blende bzw. den Skimmer gelangt aber nur ein „Ausschnitt“ aller Atome zum Detektor.

Die Campargue-Quelle

Bei Campargue-Quellen spielt die Wahl der Skimmerform (Innenwinkel, Außenwinkel und Wandstärke der Skimmerspitze bzw. -schneide) eine wesentliche Rolle. So sollten sie idealerweise ein Verhältnis des äußeren zu inneren Winkel von $\alpha_{ext}/\alpha_{int} = 55^\circ/45^\circ$ bei einer Wandstärke von ca. $2 \mu\text{m}$ an der Spitze besitzen [Cam84]. Dies garantiert, dass sich die am Skimmer ausbildenden Verdichtungsstöße nicht vor die Skimmerspitze setzen und in den Kernbereich des Strahls eindringen, um ihn abzuschwächen. So folgt bei höherem Vordruck und kleinerer Skimmer-Knudsenzahle eine erheblich höhere Strahlintensität als bei Skimmern mit kleineren Winkeln. Abhängig vom Vordruck kann damit bei z.B. $p_0 = 100 \text{ bar}$ eine um 30% höhere Intensität als mit einem Standardskimmer ($\alpha_{ext}/\alpha_{int} = 32^\circ/25^\circ$) realisiert werden.

Der höhere Umgebungsdruck und die damit verbundene kleinere Mach-Zellenstruktur schränkt anders als bei den Anderson-Fenn Quellen die einstellbare Divergenz ein. Die Skimmerposition ist nicht mehr frei wählbar, sondern wird nahezu durch das Knudsenkriterium und die Position der Machscheibe fixiert. So kann eine gewünschte Divergenz nur durch den Einsatz von Skimmern mit passender Öffnung eingestellt werden. Diese

Einschränkung wird insbesondere durch die Tatsache verschärft, dass starke Störungen der Strahlintensität durch den Skimmer zu erwarten sind und nur eine Skimmerposition existiert, an der die Intensität einen maximalen Wert aufweist¹¹:

$$\left(\frac{x_S}{d}\right) = 0.125 \left[\left(\frac{1}{K_0}\right) \left(\frac{p_0}{p_u}\right) \right]^{1/3}. \quad (3.30)$$

Sie hat ihren Ursprung darin, dass hier bei einer möglichst kleinen Knudsen-Skimmerzahlnoch zu vernachlässigende Stöße mit dem Hintergrundgas (siehe weiter unten) auftreten. Bier [Bie63] stellte fest, dass sich bei einem an der Position des „Bauches“ des *Barrel Shocks* platzierten Skimmers anliegende schiefe Verdichtungsstöße ausbilden, die nicht in den Kernbereich des Strahls eindringen. Gleichung 3.30 kann als Ausdruck für die Position dieses „Bauches“ betrachtet werden.

Dieser Umstand stellt gleichzeitig einen der Vorteile der Campargue-Quellen dar, denn formt man Gleichung 3.30 um, so sieht man, dass diese Position $x_S \sim (d \cdot p_0^2 / p_u)^{1/3}$ bei einer festen Pumpleistung bzw. Umgebungsdruck stark vom Ruhedruck abhängt. Da in diesem Falle der Umgebungsdruck proportional mit dem Ruhedruck anwächst ($p_0 \propto p_u$), vergrößert sich die optimale Distanz zwischen Düse und Skimmer x_S . Durch passende Wahl des Düsendurchmessers und Ruhedrucks kann somit umgekehrt für eine feste Skimmeröffnung und -position bzw. Strahldivergenz die optimale Bedingung eingestellt werden. Es sei noch darauf hingewiesen, dass diese optimale Skimmerposition die Knudsenbedingung $K_S = 1$ verletzen kann. Insbesondere bei großen Ruhedrücken führt die semi-empirisch gewonnene Gleichung zudem zu einer unphysikalischen Lösung $x_S \sim p_0^{2/3} \geq x_M \sim p_0^{1/2}$. Variiert man die Skimmerposition bzw. den Vordruck kontinuierlich, so beobachtet man den in Abbildung 3.14 schematisch dargestellten Verlauf. In Abbildung 3.14a wird die op-

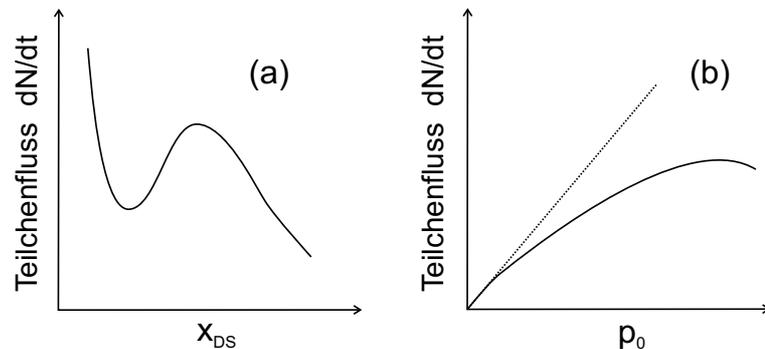


Abbildung 3.14: Verlauf des in einer festen Entfernung gemessenen Teilchenflusses auf der Strahlachse a) als Funktion des Abstands von Düsenplättchen und Skimmerspitze x_{DS} und b) als Funktion des Vordruckes p_0 [Cam64, Mil88].

timale Skimmerposition durch das relative Maximum ausgezeichnet. Für einen an dieser Stelle platzierten Skimmer gibt Beijerinck [Bei85] für die relative Intensität

¹¹Beijerinck [Bei85] gibt statt des Faktors 0.125 den Wert 0.152 an

$$I/I_0 = q_1 \cdot \exp(-q_2 \cdot K_S^{-1}) \quad \text{für} \quad K_S \leq 0.5 \quad (3.31)$$

mit $q_1 = 1.38$ und $q_2 = 0.37$ an.

Die hier im Exponenten auftauchende inverse Skimmer-Knudsenzahle deutet auch auf den weiteren Abfall bei kleineren Abständen hin, da hier eine vermehrte Skimmer-Strahlatom-Wechselwirkung auftritt, welche durch kleine Knudsenzahlen charakterisiert wird, die den Strahl abschwächen. Bei noch kleineren Abständen kann die Teilchendichte dann im Skimmer so stark anwachsen, dass sich eine zweite Expansion aufbaut, die allerdings mit einer starken Erhöhung der Divergenz einhergeht. So ist der erneute Anstieg der Intensität mit noch kleineren Abständen zur Düse zu verstehen. In diesem Bereich wird üblicherweise auch der erste Skimmer der Freistrahle-Kernfreistrahle-Quellen platziert.

Der Abfall der Intensität bei den höheren Düse-Skimmerabständen ist durch den Umstand zu erklären, dass die Strahlatome zunehmend die diffuse Umgebung der *Machscheibe* erreichen und durch eindringendes Gas aus der Umgebung abgeschwächt und gestreut werden [Weg74]. Mit der Teilchendichte des den Strahl umgebenden Gases n_u , dem zugehörigen Stoß-Wirkungsquerschnitt Q und der effektiven Streulänge x_{eff} folgt nach dem Beerschen Gesetz

$$I/I_0 = \exp(-n_u \cdot Q \cdot x_{eff}) . \quad (3.32)$$

Der Intensitätsverlauf zur Düse hin ist umso steiler, je höher der Umgebungsdruck in der Vakuumkammer wird, andernfalls besitzt er einen umso flacheren Verlauf. Dies unterscheidet sich vom Verlauf zur Machscheibe hin, da mit immer niedrigerem Umgebungsdruck die Machscheibe immer diffuser wird, die effektive Streulänge bei sehr niedrigen Vor- und Umgebungsdrücken näherungsweise $x_{eff} \cong x_{DS}$ erreicht und damit die ideale Intensität noch stärker sinkt. Für Strahlquellen mit hohem Umgebungsdruck gilt allerdings in der Regel $x_{eff} < x_{DS}$ [Ver84].

Für eine feste Skimmerposition und einen variablen Vordruck, wie in Abbildung 3.14b zu sehen, gilt die bisherige Beschreibung ebenfalls. Erhöht man den Vordruck, so verhält sich bei noch niedrigem Umgebungsdruck die resultierende Strahlintensität nach Gleichung 3.28 linear. Mit steigendem Druck beginnt die Intensität wegen der zunehmenden Streuung der Strahlatome durch das Hintergrundgas vom idealen Verhalten (gerade Linie in Abb. 3.14b) abzuweichen. Da die Skimmer-Knudsenzahle nach Gleichung 3.26 mit steigendem Ruhedruck weiter sinkt, ist oberhalb eines bestimmten Vordrucks eine nicht zu vernachlässigende Wechselwirkung mit dem Skimmer zu erwarten. Dadurch wird der deutliche Abfall der Strahlintensität bei einem noch höheren Vordruck verständlich.

3.3.8 Die experimentelle Bestimmung der Kenngrößen einer Strömung

Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln ausgeführt, wird ein Überschallstrahl mit nur wenigen Kenngrößen fast vollständig beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nicht alle Kenngrößen unabhängig voneinander experimentell bestimmt, dennoch sollen der Vollständigkeit halber die wichtigsten Methoden kurz erwähnt werden. Darunter fallen:

- Die Bestimmung der Machzahl und der damit verbundenen parallelen Temperatur bzw. Geschwindigkeitskomponente.
- Die Bestimmung der Strahldivergenz und der senkrechten Temperatur bzw. Geschwindigkeitskomponente.
- Die Bestimmung der Strahlintensität und lokaler Teilchendichten.

Die Machzahl

Üblicherweise wird die Machzahl indirekt über die Messung der Geschwindigkeitsverteilung mit Hilfe der *time-of-flight*-Methode ermittelt. Dabei wird der Strahl über z.B. einen mechanischen Zerhacker (engl. Chopper) in „Strahlpakete“ mit einer von der Geschwindigkeit der Strahlatome abhängigen Länge geteilt. Über die Laufzeit durch den Detektor, die größer als die „Zerhackerzeit“ sein sollte, kann eine Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden, aus der man die Machzahl ermittelt [Bec56, And65, Aue88].

Die Strahldivergenz

Um die Strahldivergenz zu messen, stehen prinzipiell zwei Methoden zur Verfügung. Entweder wird der Strahl mit einem druckempfindlichen Detektor mit räumlicher Auflösung abgetastet, oder er wird mit Hilfe verschiedener Techniken visualisiert und optisch erfasst. Letzteres erfolgt durch Absorptionmessungen (z.B. Schlierenmethode) oder durch z.B. Elektronenstoßanregung der Strahlatome, die dann Licht aussenden. Üblicherweise wird allerdings der Strahl mit Hilfe einer fahrbaren Sonde, die entweder wie ein Staudruckrohr (*Pitotrohr*) aufgebaut oder an der ein differentiell gepumptes Quadrupolmassenspektrometer angeschlossen ist, senkrecht zur Strahlrichtung abgefahren und vermessen. Daraus kann neben der Strahlbreite und -form im Prinzip auch die thermische Verbreiterung bestimmt werden [Bei81]. Allerdings stellt diese Aufgabe höchste Ansprüche an die Messapparatur, da die thermische Verbreiterung von der durch die Strömung und der Skimmerinteraktion verursachten Verbreiterung unterschieden werden muss [And65, Bos74].

Die Strahlintensität

Im Prinzip kann mit den Methoden zur Bestimmung der Strahldivergenz auch die Strahlintensität bestimmt werden. Jedoch erfordert dies eine relativ aufwendige Kalibrierung mit zum Beispiel parallel eingesetzten Effusivquellen. Eine andere und einfachere Methode besteht darin, eine Beziehung zwischen dem Umgebungsdruck und der injizierten Teilchenanzahl herzustellen. Dies geschieht über die allgemeine Gasgleichung idealer Gase $pV = Nk_B T$, welche für den dynamischen Fall von gepumpten Systemen zeitlich differenziert und mit einem Senkterm versehen wird:

$$\frac{dp_u}{dt} \cdot V = \frac{dN}{dt} \cdot k_B \cdot T - S \cdot p_u . \quad (3.33)$$

Hierbei ist $S = dV/dt$ das Saugvermögen, das üblicherweise in Litern pro Sekunde [l/s] angegeben wird. Gleichung 3.33 vereinfacht sich im Gleichgewichtsfall $dp_u/dt = 0$. Dann können die beiden übrigen Terme als Bestimmungsgleichung für das Saugvermögen S bzw. die injizierte Teilchenmenge N verwendet werden.

Bei nicht kontinuierlich betriebenen Teilchenquellen kann diese Vereinfachung nicht angewendet werden. Hier müssen die zeitlich veränderlichen Druckmesswerte nach Gleichung 3.33 um den Untergrund korrigiert und numerisch differenziert bzw. integriert werden.

Differenziert man die Druckmesskurve nach der Zeit, kann der ursprüngliche Gaspuls mit $dN/dt = (V \cdot dp_u/dt - S \cdot p_u)/k_B T$ rekonstruiert werden. Eine Integration dessen gibt dann die absolut injizierte Teilchenmenge pro Gaspuls an¹².

Ist die Pulsform nicht von Interesse, sondern nur die absolute Teilchenanzahl, so kann Gleichung 3.33 einfach integriert werden:

$$N = \int_{t_0}^{t_1} \dot{N} dt = \left[V \cdot (p_u(t_1) - p_u(t_0)) + S \int_{t_0}^{t_1} p_u dt \right] / k_B T . \quad (3.34)$$

Der Zeitpunkt t_0 wird dabei vor Beginn und t_1 nach Beendigung des Gaspulses gewählt. Um einen Teilchenfluss pro Zeit [s^{-1}] anzugeben, wird die absolute Teilchenmenge mit dem Kehrwert der Pulsdauer (in Sekunden) multipliziert.

Neben der genauen Kenntnis des Volumens V der Vakuumkammer und der Temperatur T des injizierten Gases erfordert die Bestimmung des Teilchenflusses das effektive Saugvermögen S der Vakuumpumpe. Es unterscheidet sich im Allgemeinen von dem Nennsaugvermögen und variiert mit dem Ansaugdruck (hier p_u). Eine experimentelle Standardmethode zur Bestimmung des effektiven Saugvermögens wird im Folgenden kurz erläutert:

¹²Diese Methode sollte nur bei Messdaten verwendet werden, die kein starkes Rauschen aufweisen, da die Differentiation von Rauschsignalen üblicherweise zu sehr starken Schwankungen der Werte führen kann, welche die Pulsrekonstruktion erschweren. In einem solchen Fall müssen die Messdaten mit Hilfe eines Filters zur Dämpfung des höherfrequenten Rauschanteils bearbeitet werden

Wird die Injektion unterbrochen $dN/dt = 0$, dann stellen die beiden übrigen Terme aus Gleichung 3.33 eine Differentialgleichung erster Ordnung dar, deren Lösung den charakteristischen exponentiellen Druckabfall darstellt:

$$p_u = \exp\left(-\frac{S}{V} \cdot t\right). \quad (3.35)$$

In einer halblogarithmischen Darstellung beschreibt diese Gleichung eine Gerade mit der Steigung $m = -S/V$ und kann im Falle von Messdaten über eine Geradenanpassung bestimmt werden. Dies gilt allerdings nur, wenn das Saugvermögen über den gesamten Bereich druckunabhängig ist. Allgemein weisen Vakuumpumpen jedoch ein druckabhängiges Verhalten des Saugvermögens auf $S = S(p)$. Diese kann jedoch ebenfalls aus Gleichung 3.35 auf folgende Weise gewonnen werden:

$$S(p_u) = \frac{d}{dt}(-V \cdot \ln(p_u)). \quad (3.36)$$

Die Messdaten des logarithmierten und differenzierten Druckabfalls werden hierzu extrahiert und dem ursprünglichen Druckverlauf zugeordnet, so dass das effektive Saugvermögen $S = S(p)$ für den gesamten Druckverlauf zur Verfügung steht. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die Messdaten des Druckabfalls den gesamten durchlaufenen Druckbereich abdecken und damit jedem Druckwert mindestens ein Wert des Saugvermögens zugeordnet werden kann.

3.3.9 Abschließende Bemerkung zum verwendeten Injektionssystem

Nach den zahlreichen aufgeführten strömungstechnischen Details bleibt die Frage nach den Konsequenzen für das aufzubauende Injektionssystem. Dafür müssen die bereits erwähnten technischen Parameter wie Düsen- oder Skimmerdurchmesser, Strahldivergenz und Ruhedruck etc. so eingestellt werden, dass die messtechnischen Anforderungen erfüllt und die strömungsmechanischen Eigenschaften optimal genutzt werden.

Die in Kapitel 3.2.2 und 3.2.3 aufgeführten Anforderungen für die zu messenden physikalischen Größen in dieser Arbeit lauten:

- Die Strahlbreite sollte im Beobachtungsvolumen nicht höher als $\Delta_p = 10$ mm betragen, um Strukturen bis zu dieser Größe sichtbar zu machen.
- Um eine möglichst hohe Zeitauflösung von über 100 kHz zu erreichen, muss eine Teilchendichte von über $n_0 = 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ im Beobachtungsvolumen gewährleistet sein.

Einige der Strahlparameter werden von vornherein durch verfügbare Strahlkomponenten oder konstruktionsbedingte Einschränkungen vorgegeben. So ist im bestehenden Aufbau der Abstand zwischen dem Beobachtungsvolumen und der Düse, wie im weiteren gezeigt wird, auf $x_{DB} = 270$ mm festgelegt. Zusätzlich dazu stehen für die Messungen nur Skimmer mit einem Durchmesser von $d_S = 0.21$ mm zur Verfügung. Die verwendete Düse hatte einen Durchmesser $d = 0.04$ mm. Vernachlässigt man die thermische Verbreiterung durch die senkrechte Temperaturkomponente, muss zur Erfüllung der Breite im Beobachtungsvolumen in erster Näherung nach Gleichung 3.27 der Düse-Skimmerabstand auf $x_{DS} = 6$ mm (Divergenz $\alpha_{Geo} = \pm 1^\circ$, Breite $\Delta_p = 9.5$ mm) eingestellt werden. Die senkrechte Temperatur an der Skimmeröffnung beträgt nach Gleichung 3.22 $T_\perp \approx 0.11$ K. Dies hätte mit Gleichung 3.21 und der Faltung der geometrischen Divergenz (Kastenprofil) mit diesem thermischen Anteil (Gaußkurve) von $\alpha_T = \pm 0.7^\circ$ nach $\tan \alpha_T = 1/S$ wegen $\alpha_T < \alpha_{Geo}$ keine Verbreiterung, sondern nur eine Aufweichung des Strahlprofils zur Folge. Um die Bedingung an die Teilchendichte zu erfüllen, muss nach Gleichung 3.28 und 3.7 eine Teilchenflussdichte von

$$\Phi = I_0 \cdot \Omega / A_S = n_0 \cdot \bar{v} = 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} \cdot 1760 \text{ m/s} = 1.76 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

im Beobachtungsvolumen erzeugt werden. Hierbei beträgt der Raumwinkel

$$\Omega = \pi \cdot \left(\frac{1}{2} d_S / x_{DS}\right)^2 = \pi \cdot (0.105 \text{ mm} / 6 \text{ mm})^2 = \pi \cdot 9.6 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$$

und der Strahlquerschnitt im Beobachtungsvolumen $A_S = \pi/4 \cdot \Delta_p^2 = 70.9 \text{ mm}^2$. Mit I_0 aus Gleichung 3.28 und dN/dt aus Gleichung 3.11 folgt für den benötigten Ruhedruck p_0 :

$$\Phi = 1.76 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} = \frac{I_0 \cdot \Omega}{A_S} = \frac{\kappa \cdot \Omega}{\pi \cdot A_S} \cdot \frac{dN}{dt} \Rightarrow p_0 = 11 \text{ bar} . \quad (3.37)$$

Damit verletzt die Skimmerknudsenzah nach Gleichung 3.24 mit $K_S = 0.9 \approx 1$ nicht die Knudsenbedingung. Der Verlust der Strahlintensität durch Störungen des Skimmers kann damit nach Gleichung 3.31 vernachlässigt werden. Die Folgen durch den Abschirmeffekt sind in diesem Falle ebenfalls zu vernachlässigen ($< 1\%$). Dabei erhält man die Position der *Quitting Surface* aus der finalen Machzahl und der damit verbundenen Position nach Gleichung 3.19.

Der Verlust durch Stöße mit dem Hintergrundgas nach Gleichung 3.32 erfordert die Kenntnis über den Druck des Hintergrundgases. Aus dem gleichen Grund kann keine Aussage über die optimale Skimmerposition getroffen werden. Dies wird erst durch die im Folgenden beschriebene Realisierung des Vakuumsystems (Vakuummkammer, effektives Saugvermögen) möglich.

Kapitel 4

Experimentelle Realisierung

Zweck der im folgenden beschriebenen Diagnostik, die am Tokamak TEXTOR aufgebaut und eingesetzt wurde, ist die Ermittlung der Elektronentemperatur und -dichte in der Plasma-Randschicht mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung. Diese Messungen erfolgten mittels der Spektroskopie an ins Plasma injizierten neutralen Heliumatomen.

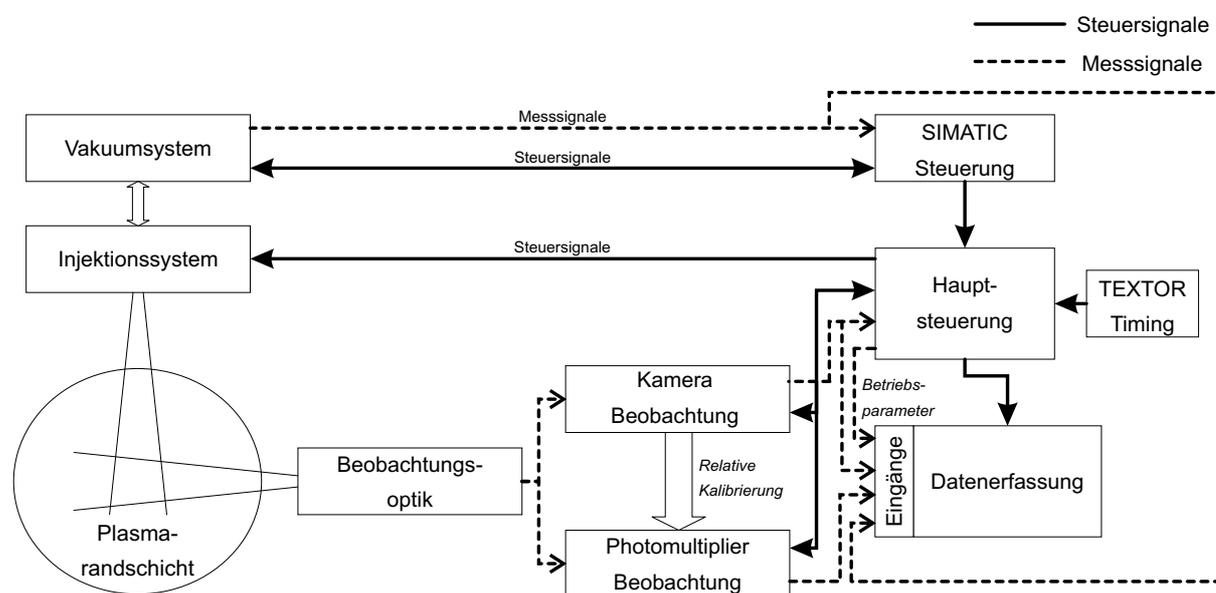


Abbildung 4.1: Hauptkomponenten der Überschallstrahldiagnostik an TEXTOR.

Die hierfür eingesetzte Heliumstrahldiagnostik besteht im wesentlichen aus drei Elementen (vgl. Abbildung 4.1), auf die in den weiteren Kapiteln näher eingegangen wird:

1. Injektionssystem

Eine leistungsfähige He-Neutralteilchenquelle wird benötigt, um die Bedingungen an die Signalausbeute bei gleichzeitig niedriger Divergenz zu erfüllen. Hierzu wurde eine modulierbare Helium-Überschallstrahlquelle entwickelt und aufgebaut. Das Injektionssystem setzt sich aus drei Komponenten (Piezo-Ventil, Gaseinlass, Vakuumsystem mit SIMATIC-Vakuumsteuerung) zusammen.

2. Beobachtungssystem

Das Beobachtungssystem muss das Signal, das von den injizierten Heliumatomen aufgrund von Stößen mit dem Plasma ausgesendet wird, erfassbar machen. Es wurde zu diesem Zweck ein Beobachtungssystem mit guter räumlicher und zeitlicher Auflösung konstruiert und zum Einsatz gebracht. Dabei transferiert eine Optik die Lichtsignale aus dem Beobachtungsvolumen zu den Detektoren. Um eine hohe zeitliche Auflösung zu erreichen, werden Photomultiplier verwendet. Parallel dazu werden die Signale über eine Kamera zwecks Strahlkontrolle und relativer Kalibrierung des Photomultipliersystems erfasst.

3. Steuerung und Datenerfassung

Um eine zeitliche Zuordnung zu anderen Diagnostiken zu gewährleisten, müssen sowohl das Injektions- als auch das Beobachtungssystem synchronisiert werden. Dies wird durch eine hardwarebasierte Steuereinheit (Hauptsteuerung) gewährleistet, welche eine absolute Zeitbasis durch das TEXTOR-Timing (vgl. Kapitel 4.5) erhält. Eine Datenerfassung mit passender Abtastrate für die Signale mit unterschiedlicher Zeitauflösung zeichnet die Messung auf und leitet die Messwerte zur dauerhaften Speicherung an Datenträger weiter.

4.1 Der Tokamak TEXTOR und der Dynamisch Ergodische Divertor

Das Fusionsexperiment TEXTOR (**T**orus **EX**periment for **T**echnology **O**riented **R**esearch) wurde 1981 speziell zu Untersuchungen der Randschicht und der Plasma-Wand-Wechselwirkung eines magnetisch eingeschlossenen Hochtemperaturplasmas in toroidaler, poloidal kreisförmiger Konfiguration aufgebaut. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments TEXTOR findet sich in [Neu05].

Das eingeschlossene Plasma besitzt einen kleinen Radius von $a = 0.46$ m und einen großen Radius von $R_0 = 1.75$ m. Umschlossen wird es von 16 Toroidalfeldspulen, die symmetrisch um das toroidale Vakuumpfäß, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, angeordnet sind. Diese sind in der Lage, auf der Plasmaachse eine magnetische Flussdichte B_t bis zu 2.8 T aufzubauen. Durch die Transformatorspule (Primärwicklung) in der Mitte des Torus und dem damit verbundenen Transformatorjoch kann ein Strom I_p (standardmäßig gegenläufig zur

Richtung von B_t) von maximal 800 kA in das Plasma induziert werden. Um jedoch die Entladung mit einem konstanten Plasmastrom, die so genannte „Flattop“-Phase aufrecht zu erhalten, werden Entladungen bei einem geringeren Plasmastrom durchgeführt. Die in dieser Arbeit untersuchten Entladungen wurden bei einem Plasmastrom von $I_p = 300$ kA betrieben, welcher im Prinzip eine Entladungsdauer von über 10 s erlaubt.

Eine Besonderheit am Tokamak TEXTOR ist eine vollständige toroidal und poloidal verlaufende metallische Wand aus Inconel, dem *Liner*. Er befindet sich bei einem kleinen Radius $R - R_0 = 0.55$ m und kann zur Erzeugung besserer Vakuumbedingungen separat auf eine Temperatur von bis zu 300 °C geheizt werden

Darüber hinaus kann TEXTOR mit einer zusätzlichen Heizleistung von bis zu 9 MW versorgt werden. Diese wird durch verschiedene Heizmethoden erzeugt. TEXTOR besitzt hierzu zwei Neutralteilcheninjektoren (**NBI**), vier Ion-Zyklotron-Resonanz-Heizantennen (**ICRH**) und eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung (**ECRH**).

Die Plasmabegrenzung erfolgt durch verschiedene Komponenten:

- **ALT-II** Der toroidale Graphitlimiter besteht aus 8 toroidal umlaufenden Segmenten, die 45° poloidal unterhalb der Horizontalebene auf der Niederfeldseite montiert sind. Er kann radial zwischen $a = (0.46 - 0.48)$ m verstellt werden.
- **Poloidaler Limiter** Die zwei ebenfalls radial einstellbaren Graphitlimiter sind an zwei vertikalen Positionen platziert und definieren mit dem *ALT-II* Limiter standardmäßig den kleinen Plasmaradius a .
- **DED-Schutzlimiter** Auf der Hochfeldseite ist entlang eines poloidalen Winkels von ca. $\pm 36^\circ$ um die Horizontalebene ein weiterer Limiter aus Graphit bei $R - R_0 = 0.477$ m angebracht, der so genannte DED-Schutzlimiter. Er schützt die in Abbildung 4.3 gezeigten helikal umlaufenden Störfeldspulen des DED.

Der dynamische ergodische Divertor (**DED**) besteht aus 16 einwindigen Spulen, die hinter dem gleichnamigen Schutzlimiter auf der Hochfeldseite helikal umlaufend angebracht sind. Jede Spule beschreibt einen vollständigen toroidalen Umlauf und besitzt einen Neigungswinkel parallel zur $q = 3$ -Fläche. Insgesamt decken die Spulen zusammen einen poloidalen Winkel von 72° ab. Ihre Verschaltung ist variabel und bestimmt das Modenspektrum des erzeugten magnetischen Störfeldes. So können elektromagnetische Störfelder mit verschiedener Multipolordnung erzeugt werden. Zwei mögliche Konfigurationen sind in Abbildung 4.3 zu sehen [Fin05]. Die 3/1-Konfiguration wird im Rahmen dieser Arbeit während einiger Entladungen eingesetzt. Zu deren Realisierung werden jeweils vier Spulen zusammengeschaltet, die dann vom gleichen Strom durchflossen werden und eine Störung mit niedriger Multipolordnung und damit hoher Eindringtiefe erzeugen.

Bei der 12/4-Konfiguration fließen in jeder einzelnen Spule entgegengesetzte Ströme und die Eindringtiefe dieses Feldes höherer Multipolordnung ist auf den Plasmarand begrenzt.

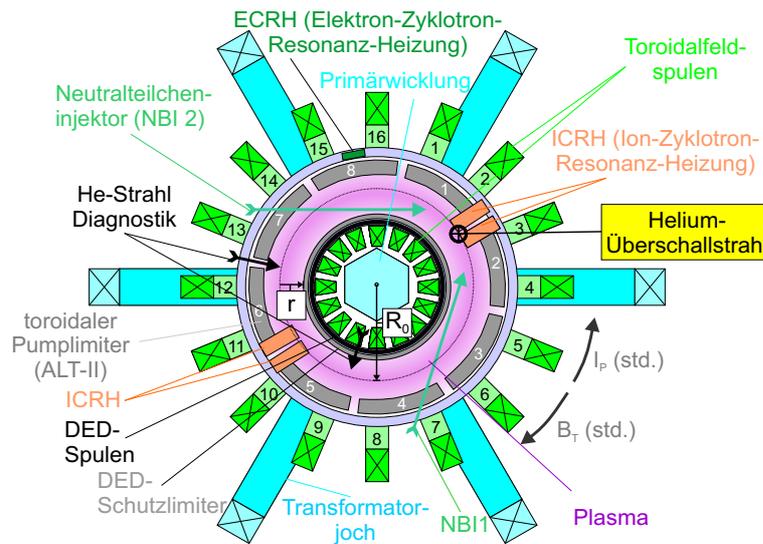


Abbildung 4.2: TEXTOR (schematische Sicht von oben auf die Mittelebene).

Die Bezeichnung der Konfigurationen bezieht sich auf die jeweilige Hauptresonanz des Störfeldes. Sie wird in poloidale (m) und toroidale (n) Modenzahlen angegeben. Neben den beiden aufgeführten Konfigurationen ist durch die Zusammenfassung jeweils zweier Spulen auch die Erzeugung eines $m/n = 6/2$ Spektrums möglich.

Die technisch maximal zulässige Stromstärke des DED-Stromes liegt bei 15 kA, in Abhängigkeit von der gewählten Konfiguration.

Neben dem Gleichstrombetrieb (DC) kann der DED auch im Wechselstrombetrieb (AC) operieren. Damit kann ein elektromagnetisches Drehfeld mit einer Rotationsfrequenz bis zu 10 kHz aufgebaut werden.

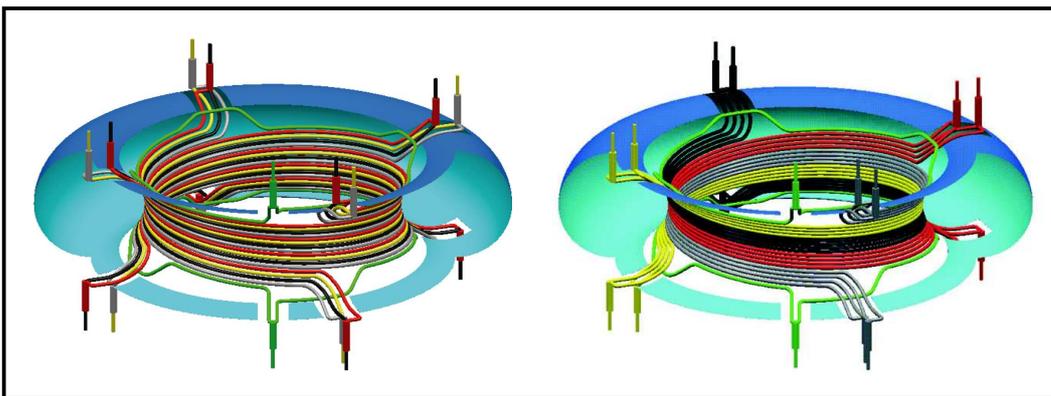


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der DED-Spulenordnung in (links) $m/n = 12/4$ und (rechts) in $m/n = 3/1$ -Konfiguration.

4.1.1 Das Injektionssystem

Beim Aufbau eines Helium-Überschallstrahls stellt der erhöhte Umgebungsdruck in der Erzeugungskammer (oder Vorkammer) eine der größten Herausforderungen dar. Wird Gas durch die Düse in dieses Volumen eingelassen, so stellt sich abhängig vom Saugvermögen des Systems ein stabiler mittlerer Druck p_u ein. Für den störungsfreien Betrieb einer Überschallstrahlquelle sollte dieser idealerweise so niedrig wie möglich sein. Der maximal akzeptable Druck wird dabei durch die in Kapitel 3.3.5 und 3.3.6 beschriebenen Verdichtungsstöße vorgegeben. Hinzu kommt eine weitere Einschränkung durch den maximal möglichen Druck, der vom Pumpsystem noch effektiv abgebaut und mit dem (siehe hierzu Kapitel 4.1.1) das Injektionssystem überhaupt betrieben werden kann (vgl. Kapitel 4.1.1).

Dabei werden die bestimmenden Größen durch das Volumen der Vakuumkammer, der injizierten Teilchenmenge und das effektive Saugvermögen des eingesetzten Pumpsystems vorgegeben. Diese unterscheidet sich von der Nennsaugleistung der Vakuumpumpe und hängt mit dem Leitwert der Vakuumkammer zusammen [Wut88, Ley87]. Betreibt man die Strahlquelle stationär, so sollte eine möglichst kurze Zuleitung zwischen der Vakuumpumpe und der Strahlquelle existieren. Dies wird jedoch durch die an TEXTOR auftretenden Magnetfelder eingeschränkt. Ein hohes Saugvermögen für Helium ist praktisch nur durch Turbomolekularpumpen (TP) zu gewährleisten, die jedoch nur in niedrigen Magnetfeldern ($B < 30$ mT) betrieben werden dürfen. Ansonsten könnten sich die Rotorblätter der Pumpe in höheren Magnetfeldern durch induzierte Wirbelströme so stark erhitzen und ausdehnen, dass die Pumpe zerstört würde. Um dies zu verhindern wird die Pumpe über einen möglichst hohen Rohrquerschnitt mit der Strahlquelle verbunden. Dennoch sinkt das effektive Saugvermögen und damit auch der erzielbare Teilchenfluss (vgl. [Bri98, Hei98]). Umgangen werden kann diese Einschränkung, indem man das höhere Volumen selbst dazu verwendet, das eingelassene Gas mit Hilfe des Volumeneffekts zu pumpen. Dazu wird der Gaseinlass über ein Ventil gesteuert. Nach Öffnung des Ventils expandiert das Gas frei in das vorher evakuierte Volumen und erhöht den Umgebungsdruck p_u . Sobald der Druck in die Größenordnung des maximal zulässigen Wertes gelangt, wird die Injektion in die Vorkammer beendet. Die Pumpe baut diesen erhöhten Druck dann exponentiell wieder ab. So können Injektionssysteme mittels eines modulierbaren Ventils bei einem höheren Gasvordruck betrieben werden und damit einen höheren Teilchenfluss realisieren, als solche, die einen rein stationären Strahl erzeugen.

Um den Teilchenfluss noch weiter zu erhöhen, kann auch die Distanz x_{DS} verkleinert werden. Der Fluss nimmt dann quadratisch mit der Entfernung zu ($I_0 \propto x_{DS}^{-2}$). Da dies allerdings eine Erhöhung der Divergenz zur Folge hat, kann wie gefordert eine niedrige Strahlbreite dadurch erreicht werden, dass das Injektionssystem näher an das Beobachtungsvolumen herangeführt wird. Im Detail bedeutet dies, dass ein Teil der Vorkammer in das TEXTOR-Vakuumgefäß hineingefahren werden muss (vgl. Kapitel 4.1.1).

Diese zweite Maßnahme schränkt wiederum die erste Maßnahme, also den Einsatz eines

modulierbaren Ventils ein, da in dieser Umgebung an TEXTOR ein Magnetfeld bis zu 2.8 T herrscht und damit kein übliches elektromagnetisches Ventil zur Modulation der Gasinjektion eingesetzt werden kann. Zusätzlich wird durch diese Verlängerung der Vakuumkammer der Vakuumleitwert gesenkt, und damit müssen die Modulationslängen des Injektionssystems an diese Modifikation angepasst werden.

Eine weitere Herausforderung stellt die erhöhte Wärmelast der Injektionskammer dar, da eine in das TEXTOR-Gefäß versenkbare Vakuumkammer in die Nähe des typischerweise auf 300 °C geheizten TEXTOR Liners kommt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Aspekte berücksichtigt und für den He-Überschallstrahl an TEXTOR ein Piezo-Hochdruckventil für Vordrücke bis 70 bar entwickelt. Dieses wurde in Kombination mit einem in das Vakuumgefäß versenkbaren Gaseinlass in Betrieb genommen und eingesetzt.

Das Piezo-Ventil

Um eine ungestörte Funktion des modulierbaren Ventils in starken Magnetfeldern zu gewährleisten, wurde ein Piezokristall zum Aufbau eines solchen Ventils verwendet. Dieses ferroelektrische Material ist unempfindlich gegenüber Magnetfeldern, hat allerdings eine eingeschränkte Betriebstemperatur (Curie-Temperatur).

Um eine hohe Dichtigkeit des Ventils zu erreichen, muss ein genügend hoher Anpressdruck durch das Piezoelement aufgebaut werden. Das wiederum bedeutet, dass ein zusätzlicher Weg bei der Öffnung durchlaufen werden muss, bevor das Gas frei durch die Düse strömen kann. Dafür wird ein Piezoelement mit einem relativ großen Hub benötigt. Zudem sollte es relativ kompakt sein, um nicht den Leitwert der Vakuumkammer zu stark zu reduzieren.

Für den Aufbau des Ventils wurde das Piezoelement PX 500 der Firma Piezosystem Jena ausgewählt. Die Kraft wird über die Federwirkung zweier Aluminiumbügel, zwischen denen der Piezokristall eingespannt ist, übertragen. Dehnt sich der Piezokristall aus, so zieht er die beiden gegenüberliegenden Bügel zusammen. Über eine Verstellerschraube können diese je nach Bedarf vorgespannt werden. Die Federkonstante der Bügel beträgt $D \approx 10^4$ N/m.

Mit diesen Bügeln kann das Piezoelement die Bedingung erfüllen, im elektrisch spannungslosen Zustand (Ruhezustand) eine genügend hohe Kraft aufzubringen, um das Ventil geschlossen zu halten. Um es zu öffnen, muss eine elektrische Spannung proportional zur Bewegungsstrecke an den Kristall angelegt werden. Eine Versorgungsspannung von 150 V entspricht einem Hub des Piezoelements um 590 μm . Die zugehörige Spannungsversorgung verfügt über einen Steuereingang, an dem ein (0-10) V Signal extern angeschlossen werden kann. Das Steuersignal ist proportional zur Versorgungsspannung, so entspricht ein 10 V Steuersignal einer Versorgungsspannung von 150 V.

Der Piezokristall kann ohne zusätzliches Gewicht laut Herstellerangaben (vgl. Tabelle 4.1) Steuersignalen mit Taktraten bis zu 416 Hz folgen.

Typ	Piezo Translationsstufe PX 500
Maximaler Hub	590 μm
Betriebsspannung	- 10 V bis 150 V
maximale Taktrate	416 Hz (ohne zusätzliche Masse)
Betriebstemperatur	-20° C bis 80° C
Dimensionen ($L \times B \times H$)	42 mm \times 20 mm \times 8 mm

Tabelle 4.1: Charakteristische Eigenschaften des Piezoelements.

Dieses Piezoelement ist das Kernstück des Ventils, das in Abbildung 4.4 in seiner technischen Konzeption abgebildet ist. Dabei befindet es sich in einem Hochdruckgefäß und ist einseitig aufgehängt. Auf der gegenüberliegenden Seite ist ein kleiner Stößel aus Viton in eine kleine Haltevorrichtung (Masse $m = 0.4 \text{ g}$) gespannt und am Piezoelement befestigt. Der Stößel drückt mit einer Kraft von $F = 3.4 \text{ N}$ entsprechend einer mechanischen Vorspannung von $340 \mu\text{m}$ auf der Hochdruckseite auf die Düsenöffnung. Das leicht erhöhte Gewicht verkleinert durch das damit verbundene höhere Trägheitsmoment und durch die zusätzliche mechanische Vorspannung die maximale Taktfrequenz des Piezoelements auf 40 Hz.

Wird eine elektrische Spannung an das Piezoelement angelegt, streckt es sich und der Stößel hebt sich von der Düse. Damit kann das Gas bei maximaler Öffnung über eine verbleibende Lücke von $250 \mu\text{m}$ zur Düse strömen. In dieser Anordnung arbeitet das Ventil praktisch totvolumenfrei.

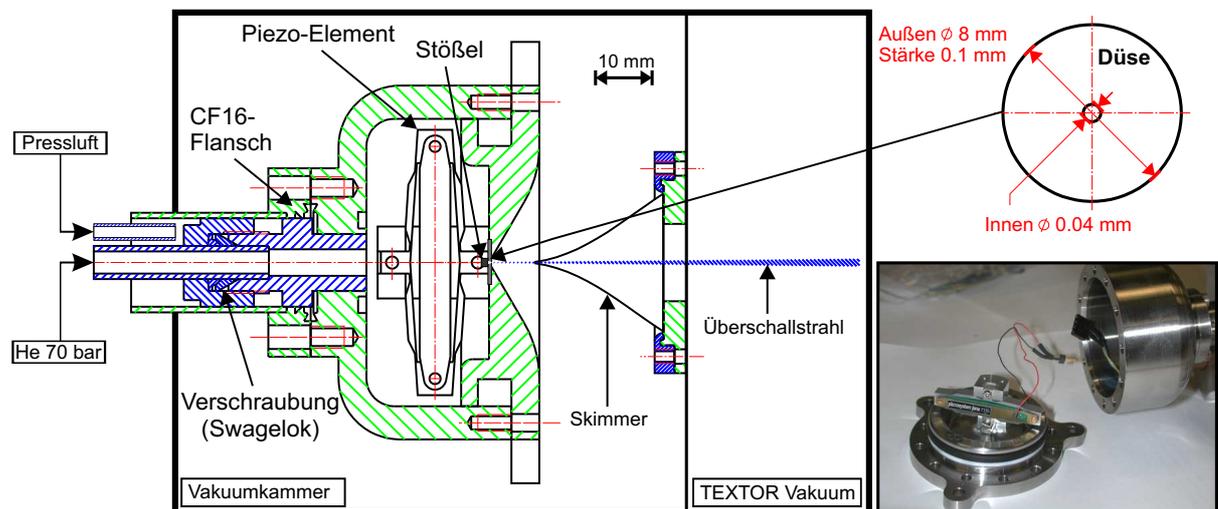


Abbildung 4.4: Das Hochdruck Piezoventil (technische Konzeption und Bild). Das Piezoelement besitzt eine Länge von 42 mm.

Realisiert wird dies dadurch, dass die Düse (Hersteller: Firma Metaq) direkt mit der Hochdruckkammer verklebt wird, somit keine weitere Dichtung benötigt und damit kein zusätzliches Volumen entsteht, in das Gas strömen kann. Diese kreissymmetrische konvergierende Einzeldüse besteht aus einem Nickelplättchen mit einem Durchmesser von 8.4 mm und einer Stärke von 100 μm . In ihrem Zentrum befindet sich ein konvergierender Kanal. Die Eintrittseite (Hochdruckseite) der Düsenöffnung hat einen Durchmesser von 140 μm . Auf der Austrittseite beträgt der Durchmesser 40 μm .

Die kompakte Hochdruckkammer besteht aus zwei Elementen, deren Bestandteile in Abbildung 4.4 (rechts unten) zu sehen sind. Eine Trägerplatte (links unten im Bild) mit einem Austrittswinkel von 120° (Niederdruckseite) gewährleistet eine minimale Störung des austretenden Strahls. Auf der Rückseite (Hochdruckseite) ist das Piezoelement und das Düsenplättchen montiert bzw. geklebt.

Mit dieser Platte verschraubt ist das Hochdruckgefäß mit einer Wandstärke von 8 mm (rechts oben im Bild). Als Dichtung der beiden Elemente dient ein Ring aus Viton mit zugehörigem Hochdruck-Stützring. Um den bei bis zu 70 bar Überdruck auftretenden Kräften ($F \approx 15 \text{ kN}$) entgegenzuwirken, müssen die beiden Elemente mit $10 \times \text{M4}$ Schrauben und einem Drehmoment von 1.8 Nm verschraubt werden. Dabei darf der zulässige Druck von 70 bar nicht überschritten werden, ansonsten droht eine Überschreitung der Streckgrenze bzw. Zugfestigkeit (700 N/mm^2) der verwendeten Schrauben und eventuell sogar die Zerstörung der Hochdruckkammer [Dub66].

Das Ventil wird im weiteren in der Düse-Skimmer Anordnung mit dem in TEXTOR versenkbaren Gaseinlass kombiniert.

Der Gaseinlass

In Gasaustrittsrichtung sind mit dem Hochdruckgefäß des Ventils drei Metallstangen verschraubt, an denen die so genannte Skimmertrageplatte und ein Vakuumeinschubrohr befestigt sind (vgl. hierzu Abb. 4.5). Der Kupfer-Skimmer der Firma Beam Dynamics Inc. mit einer Öffnung von $d_S = 210 \mu\text{m}$, einer Höhe von 25.4 mm und einem Winkelverhältnis von $\alpha_{ext}/\alpha_{int} = 30^\circ/25^\circ$ (vgl. Kapitel 3.3.7) ist über ein Gewinde mit dieser Platte verbunden. Das Gewinde erlaubt bei Bedarf eine Änderung des Düse-Skimmerabstands nach Flutung und teilweiser Demontage des Gaseinlasses.

Dieser wurde wie bereits oben erwähnt als fahrbare Einheit konzipiert, um sich dem Beobachtungsvolumen in TEXTOR zu nähern.

Ein Tragerohr ($18 \times 1 \text{ mm}$), das über einen Viton O-Ring und einem Vespel-Führungsring an einer Bohrung des Vakuumflanschs (Durchmesser 200 mm) gegen Atmosphärendruck abgedichtet wird, hält den gesamten inneren Aufbau aus Ventil, Skimmer und Vakuumeinschub. Das Innere des Tragerohrs ist nach außen offen und wird über einen Kupferring am CF16 Flansch der Hochdruckkammer vakuumgedichtet (vgl. Abb. 4.4). Koaxial im Tragerohr verlaufen die Pressluftkühlung und die Hochdruckgasversorgung des Ventils. Aufgrund der hohen Wärmeentwicklung durch die Linerheizung und der eingeschränkten

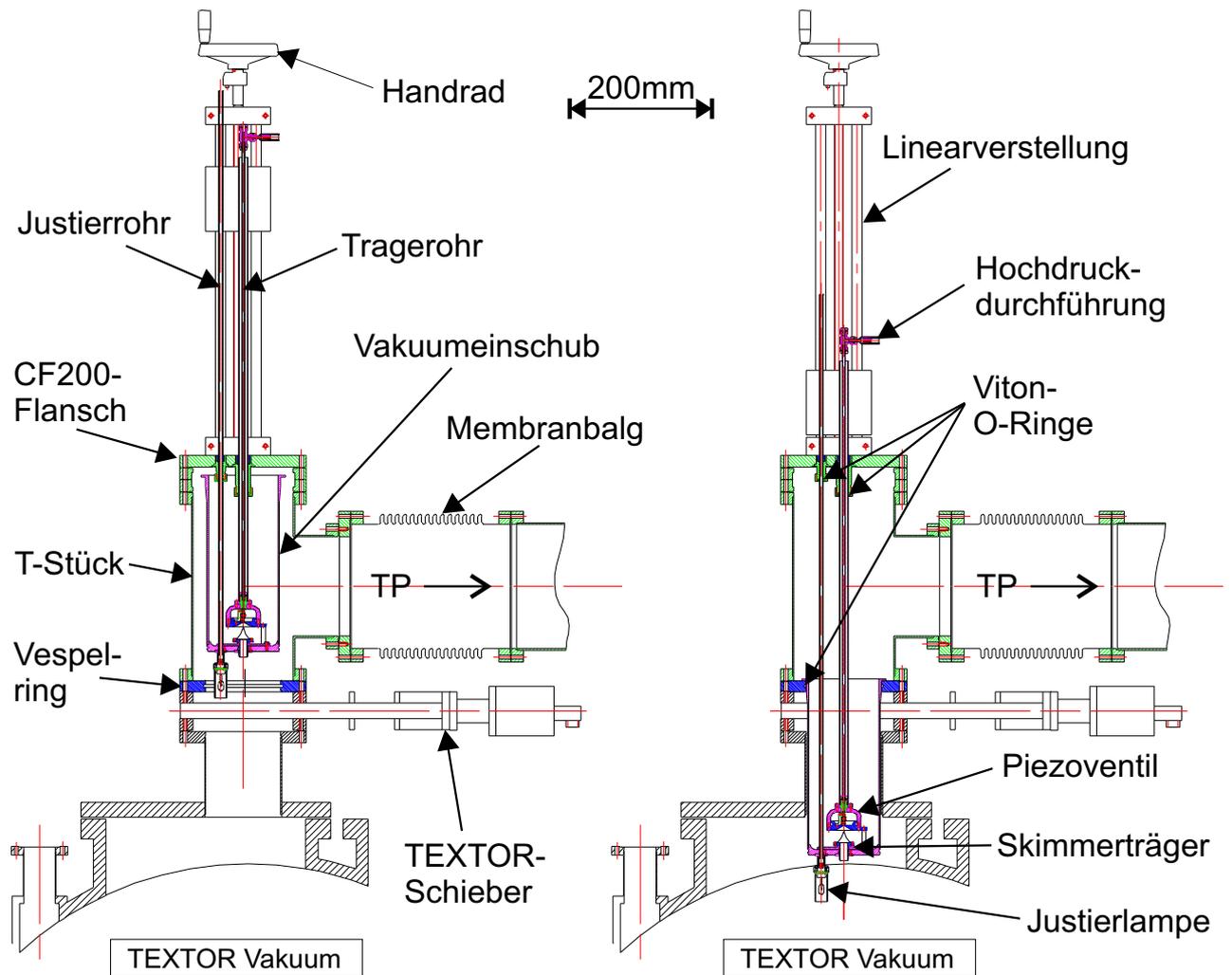


Abbildung 4.5: Die technische Konzeption des versenkbaren Gaseinlasses des Heliumüberschallstrahls an TEXTOR, links außerhalb und rechts innerhalb des TEXTOR-Vakuumgefäßes.

Betriebstemperatur des Piezoelements sorgt eine Pressluftkühlung für eine ausreichende Wärmeabfuhr. Dabei wird die Pressluft an ein Edelstahlrohr (Außendurchmesser: 3 mm) angeschlossen, das bis in die Nähe der Hochdruckverschraubung der Firma Swagelok eingelassen wird. Hier strömt die Luft zur Verschraubung und über das Tragerrohr wieder hinaus. Diese rückseitige Kühlung des Ventils hat sich unter verschiedenen Betriebsbedingungen an TEXTOR bewährt.

Ein weiteres Rohr (Außendurchmesser 6 mm) versorgt das Ventil mit gefiltertem¹ Heliumgas bei einem Druck von bis zu 70 bar. Innerhalb dieser Leitung verläuft zudem die Spannungsversorgung des Piezoelements, die an einem Swagelok T-Stück über eine eigens

¹Teilchenfilter der Firma Swagelok mit einer Durchlassgrenze von 0.5 μm

hierfür konzipierte Hochdruckdurchführung hineingeleitet wird.

Um das Beobachtungssystem auch im TEXTOR-Vakuum radial ausrichten zu können, wurde neben dem Tragerohr ein weiteres Rohr (8×1 mm) mit einer Justierlampe in das System integriert. Diese Justiervorrichtung wird, ähnlich wie das Ventil, über Pressluft während des Betriebs der Halogenleuchte gekühlt. Aufgrund der vernachlässigbaren Konvektion der Wärme im Vakuum erhitzt sich die Lampe sehr schnell und könnte, durch die damit verbundene Ausdehnung ihres Trägers, zu Beschädigungen der Vakuumdurchführung am Ende des Rohres führen.

Während der gesamte Aufbau mit einem Handrad über eine Linearverstellung in das TEXTOR-Vakuumgefäß hineingefahren werden kann, muss die Justiervorrichtung aus Platzgründen bei Bedarf manuell bis in das Beobachtungsvolumen hineingeschoben werden. Die Aufhängung der beiden Rohre an der Linearverstellung ist mechanisch flexibel aufgebaut, um keine Scherkräfte beim Verfahren der Verstellung aufkommen zu lassen. Diese könnten die Rohre so stark verbiegen, dass die Oberfläche der Rohre am Aufbau beschädigt würde und damit ein Vakuumleck entstehen könnte.

Wird der Gaseinlass in das TEXTOR-Gefäß hineingefahren, so bildet der Vakuumeinschub (Außendurchmesser 145 mm, Länge: 380 mm) nach dem Einrasten in der Endposition die geschlossene Erzeugungskammer mit Ausnahme der Skimmeröffnung. Für die Abdichtung dieses Diagnostikvakuumsystems gegenüber dem TEXTOR-Gefäß sorgt ein Vespel-Ring (Außendurchmesser 200 mm), der eine Bohrung (Durchmesser 146 mm) und einen an der Innenseite eingebauten Vitonring für den Vakuumeinschub besitzt. Der Vespelring isoliert zusätzlich das Injektionssystem vom TEXTOR-Gefäß, um Erdschleifen zu verhindern. Sämtliche Vakuummessgeräte, die an der Vakuumkammer eingesetzt werden, werden aus diesem Grund ebenfalls über Vespelringe isoliert.

Das Vakuumsystem

In Abbildung 4.6 ist eine Seitenansicht der Diagnostik zu sehen. Im oberen Teil ist der von oben in TEXTOR injizierende Gaseinlass zu erkennen und im unteren Teil das Beobachtungssystem, auf das in Kapitel 4.2 näher eingegangen wird.

Die Vakuumkammer und das Pumpsystem entsprechen dem von Brix [Bri98] aufgebauten Überschallstrahl.

Die Vakuumkammer besteht aus einem Rohr (Durchmesser 250 mm, Länge 1460 mm), an dem eine Turbomolekularpumpe (TP) mit Holweckstufe (Typ Pfeiffer TMU 1600, maximales Nennsaugvermögen $S_{TP}^{max} = 1450$ l/s für Helium) und an der gegenüberliegenden Seite ein T-Stück (Durchmesser 200 mm) montiert ist. Die Länge der gesamten Vakuumkammer beträgt 2400 mm. Damit kann die Pumpe außerhalb des kritischen Magnetfeldes positioniert werden. Wegen starker Vibrationen, die an TEXTOR auftreten können, wird zwischen dem an TEXTOR befestigten T-Stück und dem Rohr ein Membranbalg zur mechanischen Entkopplung eingesetzt.

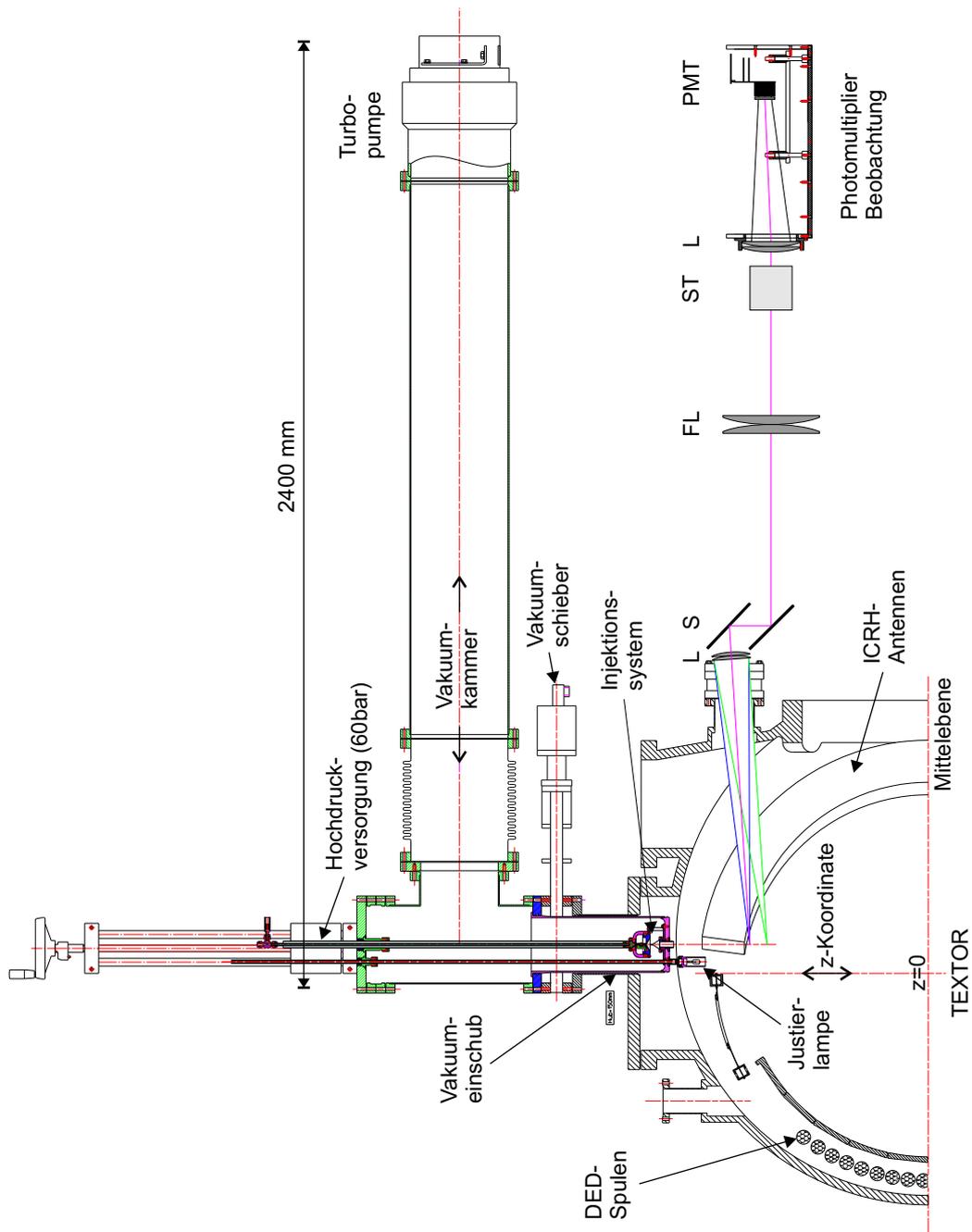


Abbildung 4.6: Die Übersichtszeichnung des Überschallstrahls an TEXTOR als technische Konzeption. Die Tragestruktur des Injektionssystems, des Beobachtungssystems (unten rechts, mehr Details siehe Kapitel 4.2) und die TEXTOR-Toroidalfeldspulen sind zur besseren Darstellung im Bild entfernt worden. Die Oberkante der Spulen befindet sich auf Höhe der Oberkante des großen T-Stücks der Vakuumpumpe.

Eine leistungsfähige Drehschieberpumpe (Typ Leybold Trivac D65B) mit einem Nennsaugvermögen von $S_{VP} = 18$ l/s vervollständigt das Pumpsystem. Die Vorpumpe muss dabei gewährleisten, dass der Vorvakuumdruck nicht über den kritischen Wert der Turbomolekularpumpe von $p_V = 5$ mbar kommt. Mit der Kontinuitätsgleichung $p_u \cdot S_{VP} = p_v \cdot S_{TP}$ kann der maximal zulässige Umgebungsdruck von $p_u = 6 \cdot 10^{-2}$ mbar abgeschätzt werden ($S_{TP} = S_{TP}^{max}$, Leitwert $L = \infty$).

Eine Reihe von Vakuummessgeräten misst den aktuellen Druck in der Kammer. So werden für Drücke oberhalb von $1 \cdot 10^{-3}$ mbar während einer Gasinjektion MKS Baratron Messköpfe verschiedener Empfindlichkeit zur Dokumentation und Injektionskontrolle eingesetzt. Unterhalb dieses Drucks im Ruhelauf der Pumpen wird ein Ionisationsvakuummeter Leybold IM210 zur Druckkontrolle verwendet.

Die gesamten Informationen über den Ventilzustand der Pressluftventile und Schieber, Kühlung der Pumpe durch das Kühlaggregat und Funktion der Pumpen werden von einer Siemens SIMATIC-Steuerung verarbeitet. Im Falle eines auftretenden Fehlers sorgt sie automatisch für die notwendigen Schritte, damit kein Schaden an den eingesetzten Geräten verursacht wird. So schließt im Falle eines Ausfalls der Drehschieberpumpe ein Ventil die Vakuumverbindung zwischen dieser Pumpe und der TP, um zu verhindern, dass durch den Unterdruck in der Vakuumkammer Pumpenöl in diese gelangt. Desweiteren sorgt die Steuerung für den sicheren Hochdruckbetrieb, indem es pneumatische Ventile zur Hochdruckversorgung (Gasflasche) aktiv während der Gasinjektion kontrolliert. So müssen diese über ein TTL-Gate aus dem SCGM-Timing (vgl. Kapitel 4.5) geöffnet werden, um den Gasnachschub des Piezoventils zu gewährleisten.

4.1.2 Diskussion der Strahleigenschaften

Der experimentelle Aufbau des Injektionssystems erfolgte mit der Absicht, die Bedingungen aus Kapitel 3.2.3 zur Divergenz bzw. Strahlbreite und Teilchendichte zu erfüllen.

Eine theoretische Abschätzung in Kapitel 3.3.9 ergab, dass sich diese Bedingungen im Idealfall mit Hilfe eines Düse-Skimmerabstands x_{DS} von 6 mm und einem Vordruck p_0 von 11 bar erfüllen lassen.

Eine experimentelle Überprüfung dieser theoretischen Aussagen wurde mittels eines Aufbaus im Labor und mit dem späteren Aufbau an TEXTOR durchgeführt.

Strahlbreite und -profil

Bei Messungen des Strahlprofils mittels einer differentiell gepumpten Sonde und eines Quadrupolmassenspektrometers konnte bereits im Labor eine Abweichung vom idealen Verlauf festgestellt werden. Das Strahlprofil wies nicht die eigentlich zu erwartende Kasten- bzw. Kegelform auf, sondern ähnelte einer Gaußkurve. Da die Messungen bei relativ kleinen Düse-Skimmerabständen x_{DS} durchgeführt wurden, kann als Grund

hierfür die endliche senkrechte Temperatur an der Skimmerspitze angenommen werden. Diese führt zu einer Überlagerung des geometrischen Kastenprofils mit einer Gaußkurve als thermischer Komponente. So ist im Weiteren mit der Breite des Strahls immer die volle Breite auf der halben maximalen Höhe (engl. **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) gemeint.

Neben der Veränderung des Strahlprofils wurde bei den Messungen eine erhöhte Strahlbreite bezüglich der geometrisch zu erwartenden festgestellt. So zeigten Messungen von Brix [Bri98], dass die Strahlbreite eines stationär betriebenen Überschallstrahls abhängig vom Vordruck zunahm. Dabei konnte bei einem Abstand von $x_{DS} = 12$ mm eine Verbreiterung um 3% bei $p_0 = 1.5$ bar auf 26% bei $p_0 = 20$ bar beobachtet werden. Bei Messungen mit einem modulierten Strahl [Kru02] stellte sich bei einem Abstand von $x_{DS} = 7.4$ mm und einem Vordruck $p_0 = 60$ bar eine Verbreiterung von 20% ein. Um diese Verbreiterung auszugleichen, wurde der Strahl im Labor dann bei einem höheren Düse-Skimmerabstand $x_{DS} = 9$ mm betrieben. Das resultierende Strahlprofil wurde mittels einer differentiell gepumpten Sonde und einem Quadrupolmassenspektrometer (Balzers QMG 64) gemessen und ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Der Abstand zwischen Düse und Messort x_{DB} betrug hier 440 mm. Mit einem Skimmerdurchmesser von $d_S = 0.21$ mm müsste die geometrische Strahlbreite einen Wert $\Delta_p = 10.3$ mm einnehmen. Der später realisierte Messort wird eine Entfernung zur Düse von $x_{DB} = 270$ mm haben und die relevante Strahlbreite demnach nur 61% des Wertes in den Labormessungen besitzen.

Deutlich ist eine Abhängigkeit der Strahlbreite vom Vordruck zu erkennen. Sie steigt von 15% bei 10 bar Vordruck auf 29% bei 70 bar bei einem Messfehler von ± 0.5 mm. Die Verbreiterung nimmt zwar bei allen durchgeführten Messungen tendenziell mit dem Vordruck zu, erreicht aber je nach Versuchsaufbau unterschiedliche Werte. Als Erklärung ist die thermische Verbreiterung unzureichend. Sie hängt ausschließlich von der Umgebungstemperatur und dem Düse-Skimmerabstand ab. Wahrscheinlicher erscheint eine Wechselwirkung zwischen den Gasatomen und der Skimmerspitze als Grund. Tatsächlich würde sich eine solche Störung verstärkt mit Erhöhung des Teilchenflusses äußern. Mikroskopische Ungenauigkeiten des Skimmeraufbaus und schon eine geringe fehlerhafte Positionierung und Ausrichtung außerhalb der Strahlachse können erhebliche Effekte auf sämtliche Strahlparameter haben [Dan06]. Insbesondere führt eine fehlerhafte Justierung zu einer Deformierung des Strahlprofils, welche sich durch eine unsymmetrische Form und Strahlverbreiterung äußern kann. Unverständlich bleibt allerdings, warum die Verbreiterung nicht linear mit dem Vordruck zu zunehmen scheint.

Bei dem an TEXTOR realisierten Aufbau ist eine stärkere Auswirkung auf das Strahlprofil und die Breite zu erwarten, da konstruktionsbedingt keine Justierung des Düse-Skimmer-Systems möglich war. So wurde statt des in Kapitel 3.3.9 abgeschätzten Wertes für diesen Aufbau ein Düse-Skimmerabstand von $x_{DS} = 10$ mm eingestellt. Die resultierende Strahlbreite sollte im Idealfall $\Delta_p = 5.7$ mm betragen und die Unsicherheit bei $\pm 7\%$ (± 0.4 mm) liegen (Einzelmessfehler $d_S : 5\%$, $x_{DS} : 5\%$, $x_{DB} : 2\%$).

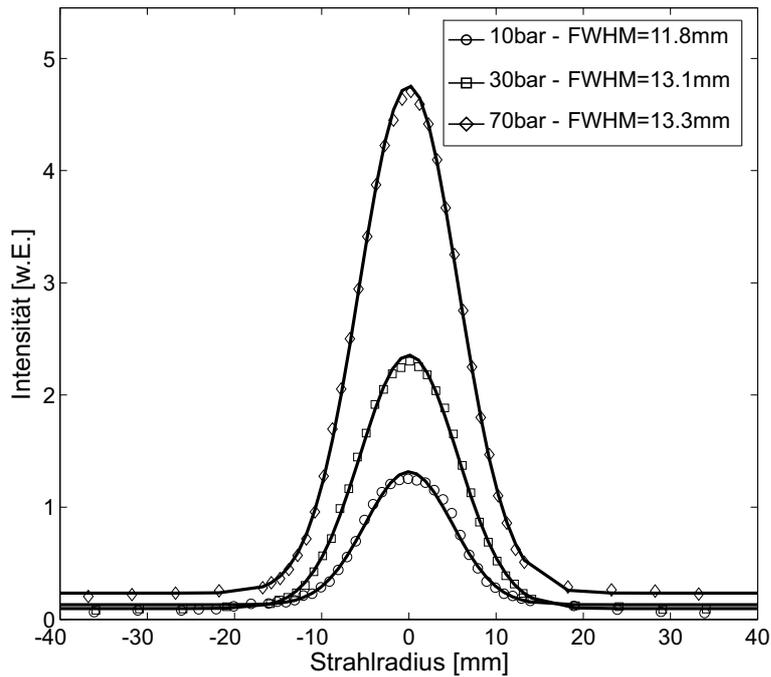


Abbildung 4.7: Strahlprofile (Symbole) und Gauß-Fits (Linien) von Labormessungen in einem Abstand von $x_{DB} = 440$ mm bestimmt mittels differentiell gepumpter Messsonde ($x_{DS} = 9$ mm).

Dieses im Laborexperiment überprüfte Verhalten kann im TEXTOR-Gefäß nur anhand der beobachteten Emissionsprofile während einer Plasmaentladung beurteilt werden. Eine Abeltransformation entfällt hierbei, da das Profil nahezu eine 2-D Gaußkurve beschreibt, welche invariant gegenüber der Transformation ist.

In Abbildung 4.8 sind spektroskopisch anhand der Linienemission der $\lambda = 728.1$ nm Linie mit einer Kamera bestimmte Strahlprofile während einer Reihe unterschiedlicher TEXTOR-Plasmaentladungen dargestellt. Auch hier zeigt sich eine Abhängigkeit der Strahlbreite vom verwendeten Vordruck. Diese ist allerdings nicht so ausgeprägt wie in den Labormessungen, auch wenn weitere Messungen ebenfalls die Tendenz zur Strahlverbreiterung bestätigen. Deutlich ist allerdings zu erkennen, dass die Abweichungen bezüglich des geometrischen Verlaufs bei einem Messfehler von ± 1.1 mm bis auf 60% bei 70 bar Vordruck steigen. Unterschiedliche Plasmadichten konnten als Grund hierfür nicht bestätigt werden. Oberhalb einer Plasmadichte bzw. einem Neutralteilchendruck von $6 \cdot 10^{-4}$ mbar am Rand fiel die freie Weglänge unterhalb die Strecke zwischen Düse und Beobachtungsort x_{DB} mit der Konsequenz, dass die Strahlatome eine Streuung erfahren würden.

Der wesentliche Unterschied zwischen den Labormessungen und den Messungen an TEXTOR liegt, wie bereits erwähnt, in der fehlenden Justier Vorrichtung. Dies ist auch als Grund für die starke Verbreiterung und für die Strahldeformierung, die deutlich bei ei-

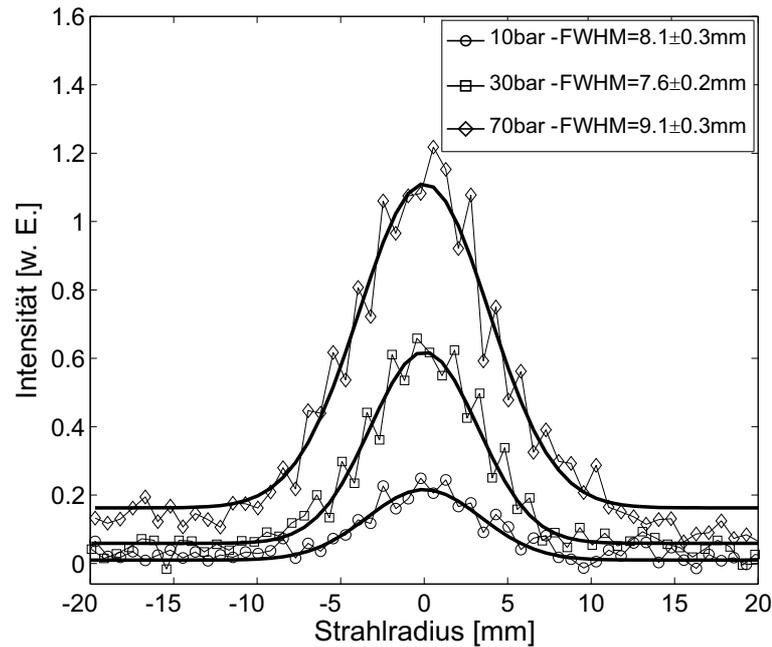


Abbildung 4.8: Strahlprofile (Symbole und zur Verlaufsverdeutlichung schwach gezeichnete Linien) und Gauß-Fits (stark gezeichnete Linien) aus einer spektroskopischen Kamera-messung ($\lambda = 728.1$ nm) in einem Abstand von $x_{DB} = 270$ mm ($x_{DS} = 10$ mm) während einer TEXTOR Plasmaentladung.

nem Vordruck von 70 bar zu erkennen ist, zu werten.

Neben diesen Effekten zeigt sich ein weiterer gravierender Nachteil des bestehenden Aufbaus anhand eines Rechenbeispiels: Aus einem nur um 0.3 mm aus der Achse verschobenen Skimmer resultiert ein Kippwinkel des Strahls von 1.7° . Dies hat zur Folge, dass das Zentrum des Strahls im Beobachtungsvolumen eine Versetzung um 8 mm von der idealen Strahlachse erfährt.

Eine solche Versetzung ist angesichts einer Strahlbreite von bis zu 10 mm für die Ausrichtung des Beobachtungssystems extrem kritisch.

Teilchenfluss

Wird das Ventil geöffnet, strömt das Gas wie in Abbildung 4.9a zu sehen in das Vakuumgefäß und erhöht den Druck. Während das Saugvermögen der Vakuumpumpe bei einem niedrigen Vordruck bzw. Teilchenfluss noch ein Gleichgewicht zu erreichen scheint, verläuft der Druckanstieg bei den höheren Vordrücken quasi linear. Der Grund hierfür ist, dass die injizierte Gasmenge zu groß ist, um in dem betrachteten Zeitraum von der Vakuumpumpe effektiv entfernt zu werden und um ein Druckgleichgewicht zu erreichen. In dem realisierten modulierten Betrieb wird demnach nicht in erster Linie das Gas während der Injektion

entfernt, sondern der aufgebaute Druck möglichst schnell nach Schließung des Ventils abgebaut. Dabei darf der sich maximal einstellende Umgebungsdruck nicht die vorgegebenen Grenzwerte wie z.B. den höchst zulässigen Vakuumvordruck der Turbomolekularpumpe überschreiten. Der kritische Druckbereich liegt beim bestehenden Pumpsystem oberhalb von $p_u \geq 6 \cdot 10^{-2}$ mbar. Betrachtet man den Druckanstieg in Abbildung 4.9a, so wird schnell klar, dass bei dem am höchsten hier eingestellten Teilchenfluss eine Überschreitung dieser Grenze schon oberhalb einer Öffnungszeit von ca. 180 ms zu erwarten ist. Für den Betrieb an TEXTOR wurde eine unsymmetrische Pulsfolge mit einer Öffnungszeit von AN: 100 ms und einer Verschlusszeit von AUS: 400 ms (effektive Taktrate: 2 Hz) verwendet. Eine Erhöhung der Öffnungszeit bis zu 120 ms bleibt dabei akzeptabel, ohne gleichzeitig die Verschlusszeit weiter zu erhöhen. Diese Pulsdauer stellt bezüglich der Messung schneller Prozesse keine Einschränkung dar, da diese eine um mehrere Größenordnungen kürzere Zeitkonstante besitzen (siehe Kapitel 2). In Abbildung 4.9b ist der

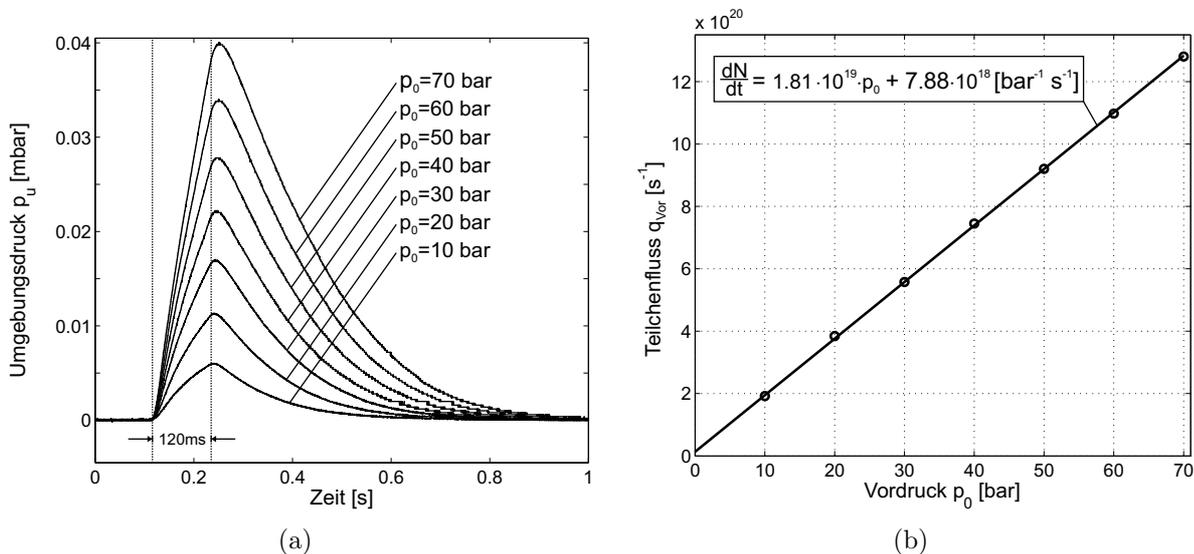


Abbildung 4.9: a) Der zeitliche Verlauf des Umgebungsdrucks und b) der Teilchenfluss q_{Vor} in der Vorkammer bei unterschiedlichem Vordruck p_0 und einer Pulslänge von 120 ms.

nach den Methoden in Kapitel 3.3.8 berechnete Teilchenfluss in die Vorkammer zu sehen. Die Ausgleichsgerade zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem zu erwartenden linearen Verlauf. Der sich von 0 unterscheidende Wert der Geraden beim Vordruck $p_0 = 0$ bar ist als Fehler der Messmethode einzustufen. Der Messfehler des Druckmessgerätes (0.1 mbar Baratron) liegt weit unterhalb von 1%. Unter Vernachlässigung des konstanten Wertes der Ausgleichsgeraden lässt sich mit Hilfe der Steigung und Gleichung 3.11 der effektive Durchmesser der Düse bestimmen. Er beträgt $d = 41 \mu\text{m}$ und ist damit im Rahmen des Messfehlers mit dem optisch bestimmten Durchmesser $d = (40 \pm 2) \mu\text{m}$ identisch.

Das Gas tritt bei den eingestellten Vordrücken in einer Überschallexpansion aus der Düse und bildet die in Kapitel 3.3.5 gezeigte Machzellenstruktur aus. Aus dem inneren Gebiet, innerhalb dessen die Strömung molekularen Charakter besitzt, wird mit Hilfe des

Skimmers $d_S = 0.21$ mm abhängig vom Düse-Skimmerabstand nur ein Bruchteil (hier ca. 0.01%-0.04%) des Gases abgetrennt und in das TEXTOR Vakuumgefäß eingelassen. Der durch den Skimmer tretende Teilchenfluss wird idealerweise nach Gleichung 3.28 durch den Durchmesser des Skimmers, den Abstand zur Düse und den in die Vorkammer injizierten Teilchenfluss bestimmt. Dieser als I_0 bezeichnete Teilchenfluss ist in Abbildung 4.10 abgebildet und weicht aufgrund von nicht berücksichtigten Verlustprozessen von den gemessenen Werten ab. Der dort gezeigte Teilchenflussverlauf ist für zwei unterschiedliche Saugvermögen dargestellt. Das geringere Saugvermögen $S < S_{max}$ ist um 33% reduziert und hat zur Folge, dass der Untergrunddruck in der Vorkammer auf einen höheren Wert steigt. Es ist zwar deutlich ein Unterschied in den Teilchenflussverläufen zu erkennen, der sich mit zunehmenden Vordruck stärker ausprägt, jedoch liegt dieser in dem betrachteten Bereich weit unterhalb von 10%. Der ungleichmäßige Verlauf in Abbildung 4.10b ist auf elektrische Störungen an TEXTOR zurückzuführen.

Da das Volumen von TEXTOR ca. $V = (17.2 \pm 0.2)$ m³ beträgt und das TEXTOR-Saugvermögen für Helium bei $S_{eff} = (1.71 \pm 0.02)$ m³/s liegt, spielt für die Bestimmung des Teilchenflusses nach Gleichung 3.34 das TEXTOR-Volumen und der Druckunterschied des betrachteten Intervalls eine wichtigere Rolle als der Anteil, der durch das Saugvermögen gebildet wird. Durch die elektrische Störung werden diese Werte bis zu einem Wert von 7% verfälscht. Der Fehler wird über den Vergleich mit den integralen Werten ermittelt, wobei davon ausgegangen wird, dass das Integral von der Störung unbeeinflusst bleibt.

Der absolute Fehler der Messung ist auf die Ungenauigkeit der verwendeten Detektorkalibrierung zurückzuführen und beträgt $\pm 10\%$. Dennoch sind beide Messungen vergleichbar, da nur eine Kalibrierung für beide Messreihen verwendet wurde.

In dem als „thermisch“ bezeichneten Teilchenflussverlauf ist ein genau umgekehrtes Verhalten zu sehen. Mit steigendem Vordruck wächst hier der Anteil im Falle des geringeren Saugvermögens stärker an, da mit Abnahme des Saugvermögens der mittlere Umgebungsdruck zunimmt und damit auch der Fluss durch den Skimmer.

Der in TEXTOR injizierte Strahl besteht bei einem endlichen Untergrunddruck aus einem direkten Strahlanteil, der aus der Überschallexpansion selbst herrührt und aus dem Anteil, der von den Atomen des Hintergrundgases gebildet wird. Letzteres kann als Strömung durch eine Blende beschrieben werden und hängt von der lokalen Teilchendichte n_{th} , der mittleren Geschwindigkeit v_{MB} (einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung) und dem Durchmesser d_S der Öffnung (des Skimmers) ab. Nach [Wut88] lässt sich der Teilchenfluss q_{th} mit $q_{th} = n_{th} \cdot v_{MB} \cdot \pi \cdot d_S^2 / 16$ oder bei gegebenem Teilchenfluss die Teilchendichte n_{th} an der Skimmerspitze bestimmen. Da dieser Anteil durch die Machzellenstruktur abgeschirmt wird, muss zu dessen Messung der direkte Weg der Gasatome von der Düse zur Skimmeröffnung mit Hilfe einer Blende blockiert werden. Danach ergibt sich mit einem Vordruck von 70 bar und einem ungefähren Teilchenfluss von $q_{th} \approx 2.3 \cdot 10^{16}$ s⁻¹ (siehe Abb. 4.10b) eine Teilchendichte von ca. $n_{th} \approx 2.1 \cdot 10^{21}$ m⁻³ entsprechend einem lokalen Umgebungsdruck $p_u = 7.8 \cdot 10^{-2}$ mbar.

Geht man von der ersten Abschätzung für den Düse-Skimmerabstand $x_{DS} = 6$ mm aus,

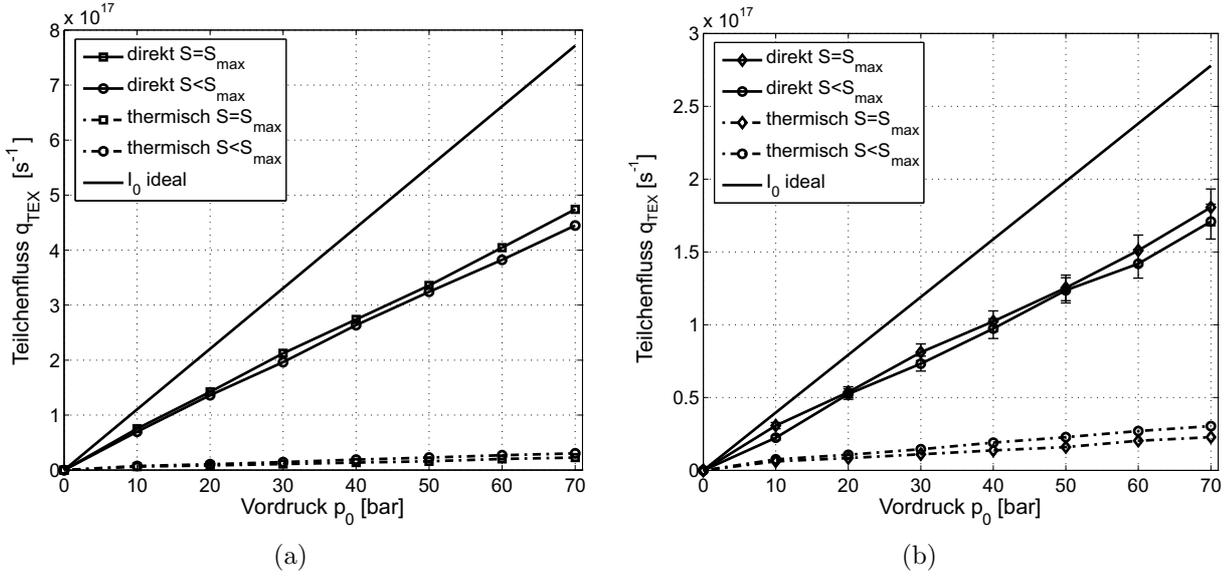


Abbildung 4.10: Teilchenfluss q_{TEX} in TEXTOR bei unterschiedlichem Vordruck p_0 . Neben dem ungestörten Teilchenflussverlauf I_0 sind Messungen bei verschiedenem Saugvermögen für den direkten und den indirekten (thermischen) Strahlanteil bei a) $x_{DS} = 6$ mm und b) $x_{DS} = 10$ mm abgebildet.

so kann man in der linken Abbildung sehen, dass aufgrund von Verlusten der Teilchenfluss in TEXTOR

$$q_{TEX} = \Phi \cdot A_S = 1.76 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 70.9 \text{ mm}^2 = 1.25 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$$

(siehe Kap. 3.3.9) nicht bei dem abgeschätzten Vordruck $p_0 = 11$ bar, sondern erst bei $p_0 \simeq 17$ bar den erforderlichen Wert erreicht.

Mit einem Strahldurchmesser von 7.6 mm (siehe Abb. 4.8) und einem Vordruck von 30 bar scheint die Anforderung an die Teilchendichte ($q_{TEX} = 8 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$) bei einem Abstand $x_{DS} = 10$ mm erfüllt zu werden. Jedoch wird dieser Wert bei einem Vordruck von 70 bar trotz weiterer Strahlverbreiterung auf $q_{TEX} \approx 1.7 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ ($n_0 \approx 1.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) fast verdoppelt. Daher wurde zwecks höherer Strahlintensität entschieden, die Messungen an TEXTOR bei einem Vordruck $p_0 = (60 - 70)$ bar zu betreiben.

Die bereits dargestellten Abweichungen des Teilchenflusses vom idealen Verlauf in Abbildung 4.10 sind auf verschiedene Verlustmechanismen zurückzuführen. In Abbildung 4.11 werden zwei dieser Mechanismen mit dem idealen Teilchenflussverlauf und den bereits gezeigten Messungen bei den Düse-Skimmerabständen $x_{DS} = 6$ mm und $x_{DS} = 10$ mm verglichen. Die Darstellung erfolgt in Abhängigkeit der inversen Knudsenzahl, die aus Gleichung 3.26 gewonnen wird.

Abweichungen vom idealen Verlauf können auf die Wechselwirkung des Hintergrundgases oder des Skimmers mit den Strahlpartikeln zurückgeführt werden. Die Wechselwirkung mit

dem Hintergrundgas kann nach dem Beerschen Gesetz in Gleichung 3.32 beschrieben werden, welche die Absorption bzw. Streuung der Strahlatome beschreibt. Verwendet man die Neutralteilchendichte des thermischen Verlaufs (siehe oben) von $n_{th} = 2.1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, einen Stoß-Wirkungsquerschnitt von $Q = 42 \cdot 10^{20} \text{ m}^2$ und den Düse-Skimmerabstand als effektive Streulänge, so erhält man den in Abbildung 4.11 dargestellten Verlauf der I_{Beer} -Kurven.

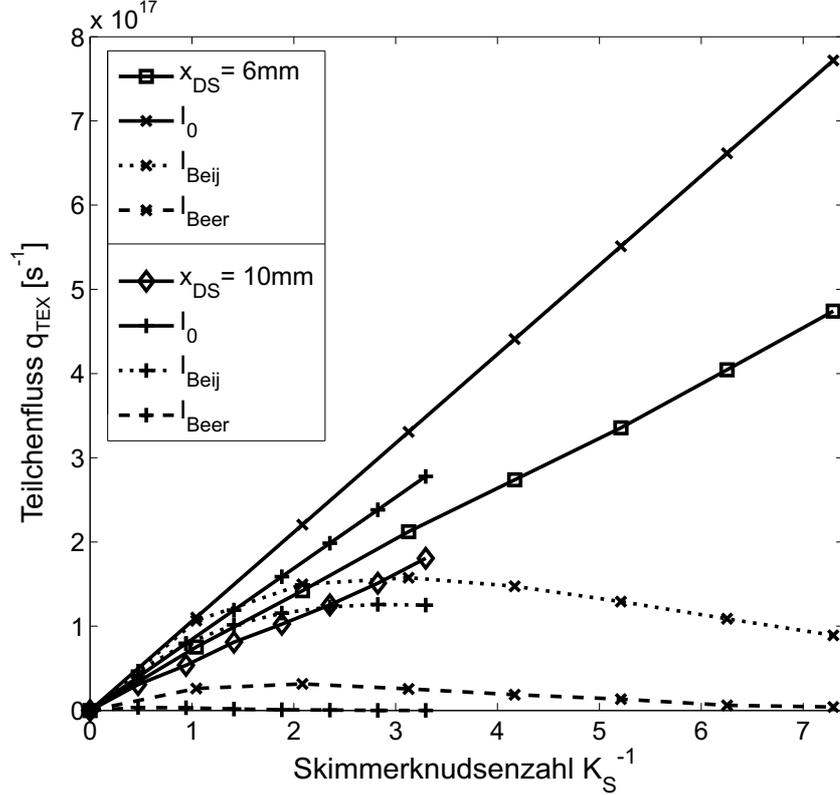


Abbildung 4.11: Teilchenfluss q_{TEX} in TEXTOR in Abhängigkeit der inversen Skimmerknudsenzahl $K^{-1} \propto p_0$. Gemessene Werte werden mit geschlossenen Symbolen markiert. Neben den ungestörten Intensitäten bei verschiedenen Düse-Skimmerabständen sind auch die theoretischen Verlustraten nach Gleichung 3.32 (Beersches Gesetz) und Gleichung 3.31 (nach Beijerinck) dargestellt.

Beide Kurven zeigen, dass eine sehr starke Dämpfung der Strahlintensität bzw. des Teilchenflusses in TEXTOR zu erwarten wäre. Diese deckt sich allerdings nicht mit den Messergebnissen für die beiden Düse-Skimmerabstände. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Gleichung 3.32 nur für niedrige Strahldichten oder in der Nähe der Machscheibe verwendet werden kann. Die Machscheibe befindet sich nach Gleichung 3.25 und einem Umgebungsdruck von $p_u = 7.8 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ ($\bar{l} = 2.4 \text{ mm}$) in einem Abstand zur Düse von $x_M = 25.4 \text{ mm}$. Die Strahldichte nimmt zwar nach Gleichung 3.18 quadratisch mit dem Abstand ab, besitzt jedoch bei einem Vordruck von 70 bar bei $x_{DS} = 10 \text{ mm}$ eine Dich-

te, die einen Faktor 50 höher liegt als die des Hintergrundgases. Daraus resultiert, dass die freie Weglänge der von außen in den Strahl eindringenden Atome auf $\bar{l} = 0.05$ mm sinkt. Damit wird der innere Teil des Strahls nach dem Campargue-Quellen-Prinzip gegen Störungen von außen abgeschirmt. Der nahezu lineare Verlauf der Messwerte deutet auch darauf hin, dass noch höhere Flüsse und Hintergrunddichten während des Betriebs akzeptabel sein könnten. Auf eine weitere Erhöhung des Vordrucks wird allerdings aus Konstruktionsgründen (siehe Kap. 4.1.1) verzichtet.

Aus dem im Vergleich zur Position der Machscheibe niedrigen Düse-Skimmerabstand ließe sich eine erhöhte Wechselwirkung der Strahl-atome mit dem Skimmer ableiten, welche den Teilchenfluss in TEXTOR reduzieren würde. Zudem sinken die Werte für die Knudsenzahl weit unter den kritischen Wert $K_S = 1$. Dieses Verhalten wird durch Gleichung 3.24 beschrieben. Bildet man die Abweichung vom idealen Verlauf, so stimmen weder die absoluten Teilchenflussdichten noch der Verlauf der I_{Beij} -Kurven mit zunehmender inverser Knudsenzahl mit den Messwerten überein. Zwar gilt diese Beschreibung nur beim idealen Düse-Skimmerabstand aus Gleichung 3.30, der bei einem Vordruck von 70 bar ($x_{DS} = 6$ mm bzw. $K_S^{-1} = 7.3$, $x_{DS} = 10$ mm bzw. $K_S^{-1} = 3.3$) bei $x_S = 11.9$ mm liegt, jedoch sollte nach Abbildung 3.14 jede Abweichung von dieser optimalen Position zu einer Erniedrigung des Teilchenflusses führen. Obwohl die absoluten Werte für den Teilchenflussverlauf bei dem Verlauf für $x_{DS} = 10$ mm keine großen Abweichungen zwischen der I_{Beij} -Kurve und den Messwerten aufweisen, bleibt es unverständlich, warum sie über den erwarteten Werten liegen.

Betrachtet man die Messwerte, so erkennt man einen nahezu linearen Verlauf, der keine Verblockung (Kap. 3.3.1) der Strömung im betrachteten Teilchenflussbereich zeigt. Bei Wechselwirkungen der Strahl-atome mit dem Skimmer können prinzipiell drei unterschiedliche Bereiche des Skimmers betroffen sein: Die Außenwände, die Schneide oder die Innenwände. Während starke Wechselwirkungen mit den ersten beiden Bereichen eine Störung sowohl der Strahlgeometrie als auch des Teilchenflusses verursachen könnten, äußern sich Stöße an der Innenwand des Skimmers zwar durch starke Abweichungen von der Strahlgeometrie, aber das hätte nur einen geringen Einfluss auf den Teilchenfluss durch die Skimmeröffnung. Dies könnte als Erklärung für den beobachteten Verlauf dienen.

4.2 Das Beobachtungssystem

Bei früheren Fluktuationmessungen mittels thermisch oder durch Laserablation suprathermisch erzeugter Li-Strahlen an TEXTOR [Hub97, Bru02] wurde ein Detektionssystem eingesetzt, welches aus Kameras und Photomultipliern bestand. Hierbei wurden die Signale aus dem Plasma mit einem Linsensystem in Lichtleiter eingekoppelt und dann außerhalb des kritischen Magnetfeldbereichs auf die empfindlichen Photomultiplier abgebildet. Dies geschah mit hoher zeitlicher Auflösung. Parallel hierzu dienten Kameras mit niedrigerer Zeitauflösung dazu, den Strahl zu visualisieren und vor allem die Photomultiplier relativ zu kalibrieren. Diesem Prinzip folgt der eingesetzte Aufbau, jedoch weist er zwei wesentliche Unterschiede auf:

1. Anders als bei Fluktuations-Dichtemessungen mit Hilfe von Li-Strahlen, bei denen nur ein einzelnes Linien-Emissionsprofil ($\lambda = 670.8$ nm) erfasst wird, muss dies bei der Heliumstrahldiagnostik für drei Emissionsprofile bei verschiedenen Wellenlängen ($\lambda = 668.7$ nm, $\lambda = 706.5$ nm, $\lambda = 728.1$ nm) gleichzeitig erfolgen. Daraus resultiert ein höherer Aufwand in Bezug auf die Anzahl der benötigten Detektoren und der zugehörigen Peripherie. Erschwerend kommt hinzu, dass die Auswahl an erhältlichen rauscharmen Photomultipliern, die im roten Spektralbereich (> 700 nm) eine hohe Quantenausbeute aufweisen, stark eingeschränkt ist.
2. Die niedrige Intensität $I_{Phot}(n_e, T_e)$ pro injiziertem He-Atom insbesondere bei $\lambda = 728.1$ nm (im Vergleich zur Lithiumlinie $\lambda = 670.8$ nm um mehrere Größenordnungen kleiner, siehe Kapitel 3.2.3) stellt ein weiteres Problem dar. Damit wird die erzielbare zeitliche Auflösung des Signals erniedrigt, da der statistische Fehler der Messung durch die zeitliche Integration der Signalhöhe definiert wird. Um eine mit Li-Diagnostiken vergleichbare Zeitauflösung zu erreichen, muss das Beobachtungssystem des He-Überschallstrahls ähnlich wie das bereits beschriebene Injektionssystem zu diesem Zweck optimiert werden.

Diese beiden Unterschiede führen zu einem erheblichen experimentellen und technischen Mehraufwand im Vergleich zu vorherigen Anordnungen mit Li-Strahlen.

In Abbildung 4.12 ist schematisch das Beobachtungssystem an TEXTOR im horizontalen Schnitt zu sehen. Der Überschallstrahl wird von oben, d.h. in die Seitenfläche hinein, injiziert und senkrecht entlang der Strahlrichtung beobachtet. Das Licht aus dem Beobachtungsvolumen (*BEOV*) tritt durch das Vakuumfenster (*VF*) mit einem effektiven Durchmesser von 95 mm und wird von dem ersten Abbildungslinsensystem (*AL1*) über zwei Umlenkspiegel (*S*), die nur als Projektion zu sehen sind, auf ein Feldlinsensystem (*FL*), bestehend aus zwei Linsen, abgebildet. Dieses überträgt das Signal weiter über einen Strahlteiler (*ST*) auf die beiden Detektionssysteme. In diesen erfolgt dann die Wellenlängenselektion jeweils aus einer Kombination aus dichroitischen (wellenlängenabhängi-

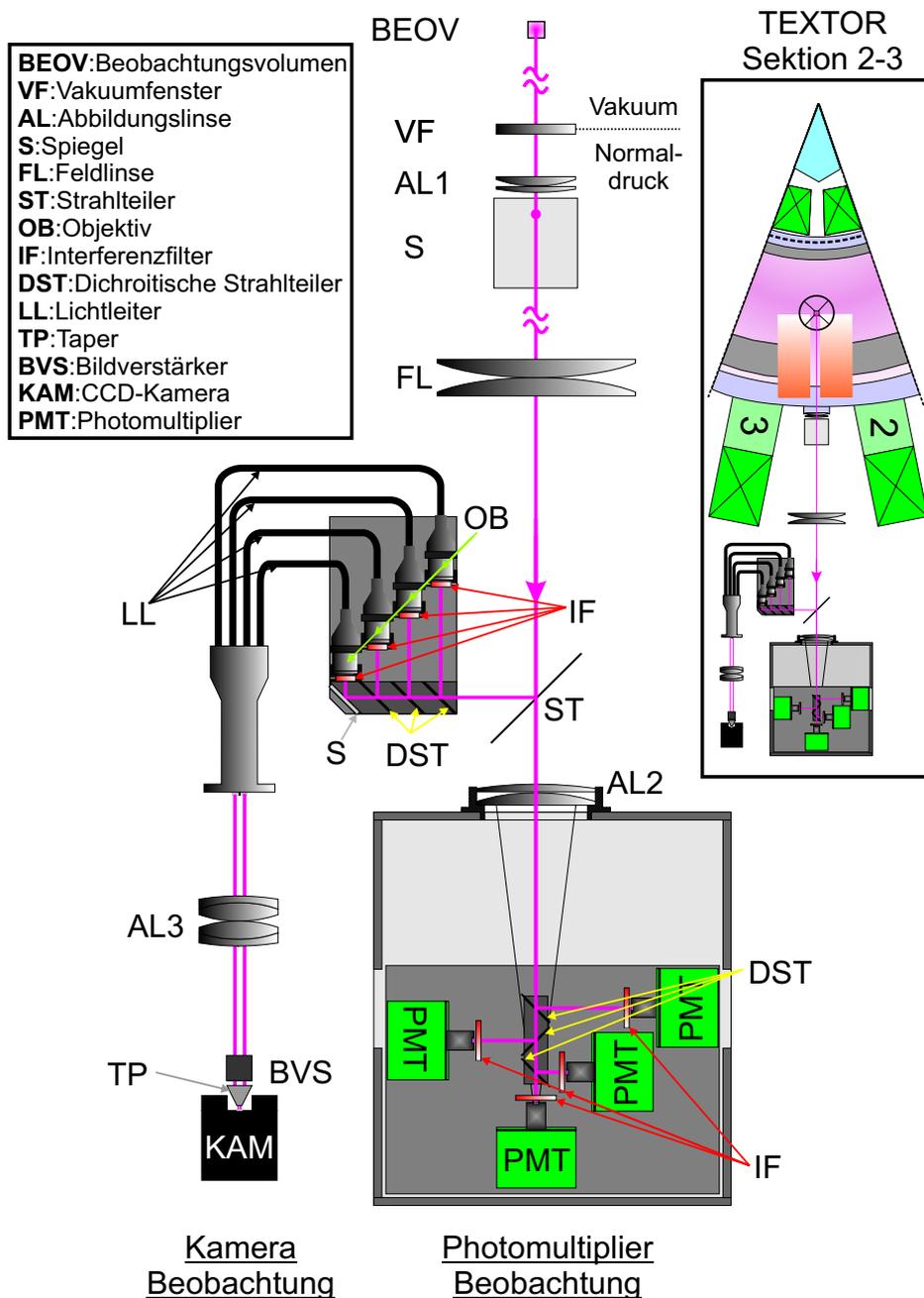


Abbildung 4.12: Das Beobachtungssystem des He-Überschallstrahls an TEXTOR (schematische Sicht von oben (rechts), reduziert auf den Beobachtungsaufbau (links)).

gen) Strahlteilern (*DST*) und Interferenzfiltern (*IF*).

Den Kern der *Kamera Beobachtung* bildet eine Kombination aus einem speziellen abbildenden Lichtleiter (*LL*), einem Bildverstärker (*BVS*) und einer Kamera (*KAM*) mit niedriger Zeitauflösung (einige Hz).

Parallel dazu wird die *Photomultiplier Beobachtung* zu zeitlich hochaufgelösten Messungen eingesetzt. Die Verwendung spezieller Multianoden-Photomultiplier mit einer linearen Kathodenanordnung, entsprechend der gewünschten Auflösung des Beobachtungsvolumens, erlauben eine direkte Abbildung auf diese, womit auf den sonst üblichen Einsatz von Lichtleitern und Photomultiplerröhren verzichtet werden kann.

4.2.1 Die Linsen-Strahlteiler-Anordnung

Die in Kapitel 3.2.3 gezeigten Randbedingungen bezüglich der Signalintensität legen im Prinzip das Abbildungssystem fest. Es muss so gewählt werden, dass die experimentell gewünschte Auflösung und Signalintensität durch die eingesetzten Komponenten erreicht werden. Erschwerend hinzu kommt beim vorliegenden Aufbau die Empfindlichkeit der eingesetzten Photomultiplier bezüglich des auftretenden Magnetfeldes (der Grenzwert von 1mT sollte dabei nicht überschritten werden). Dies erfordert bei Einsatz einer direkten Abbildung neben den Abbildungslinsen gleichzeitig auch den Einsatz von Feldlinsen, die das Licht quasi verlustfrei über eine Entfernung hinweg übertragen können. So ist es möglich die Photomultiplier außerhalb des kritischen Magnetfeldes zu platzieren. Zusätzlich sollte eine möglichst kleine Anzahl an optischen Komponenten verwendet werden, um Verluste durch Reflexion und Absorption an Linsenflächen und Spiegeloberflächen (bis 4% Reflexionsverlust pro Fläche) zu vermeiden.

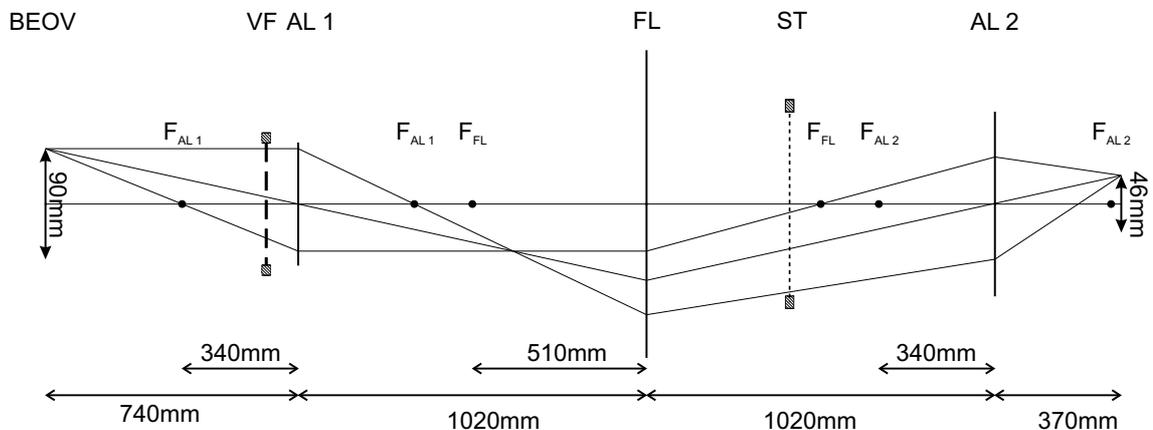


Abbildung 4.13: Strahlenbündelgang der Photomultiplierbeobachtung an TEXTOR (ohne Spiegel).

In Abbildung 4.13 ist der Strahlenbündelgang des vorliegenden Aufbaus dargestellt. Zu sehen ist hier das PMT-Beobachtungssystem. Auf die Darstellung des Kameraaufbaus wurde aufgrund der weitestgehenden Identität des Strahlengangs bis zum Strahlteiler (*ST*) verzichtet. Das Abbildungsverhältnis der optischen Komponenten beträgt 0.5 bei

einer Gegenstandsweite von ca. 740 mm und einer Gegenstandshöhe von 90 mm (radiale Beobachtungslänge bzw. -volumen *BEOV*). Ein Vakuum-Glasfenster (*VF*) mit einem Durchmesser von 100 mm, von dem effektiv nur 95 mm nutzbar sind (kurz: 100/95 mm), trennt dabei die Gegenstandsebene innerhalb des TEXTOR-Vakuums vom Aufbau außerhalb.

Als Abbildungslinsen (*AL1*) werden im vorliegenden Aufbau plan-konvexe Glaslinsen mit einer Brennweite von 500 mm und 1000 mm und einem Durchmesser von 100/90 mm verwendet. Diese werden als Linsenpaare kombiniert und ergeben abhängig vom gewählten Abstand beider Linsen voneinander eine Brennweite von ca. 340 mm (F_{AL1}). In einem Abstand von 1020 mm dazu befindet sich die Feldlinse (*FL*) bestehend aus zwei plan-konvexen Glaslinsen mit einem Durchmesser von 250/180 mm und einer Brennweite von jeweils 1020 mm ($F_{FL} = 510$ mm). Dieses Linsenpaar bildet das erste Abbildungslinsensystem (*AL1*) ab. Durch den großen Durchmesser und die hohe Brennweite erfüllen sie die Bedingung, das Beobachtungsvolumen möglichst verlustfrei und weit außerhalb des kritischen Magnetfeldes zu übertragen. Dieses Licht wird dann mit Hilfe eines 160×110 mm² großen Strahlteilers (*ST*) zum einen der Photomultiplier Beobachtung (80% in Transmission) und zum anderen der Kamerabeobachtung (20% in Reflexion) zugeführt. Der Anteil des ursprünglich im Beobachtungsvolumen erfassten Lichtes wird bereits an dieser Stelle bedingt durch die Reflexionsverluste vor dem letzten Abbildungslinsensystem (*AL2*) bzw. Objektiven (*OB*) deutlich reduziert. In Tabelle 4.2 sind diese Verluste und die jeweiligen Ursachen für beide Detektionssysteme aufgelistet.

Eine Anordnung von Strahlteilern (*DST*) und einem Oberflächenspiegel (*S*) führt im weiteren das Signal jedem Detektor zu. Die hier eingesetzten Strahlteiler sind dichroitisch; das bedeutet, dass sie eine Vorselektion nach Wellenlängenbereichen durchführen, indem sie den kurzwelligeren Anteil des jeweiligen spektralen Bereichs transmittieren. Der Absorptionsverlust des jeweiligen getrennten Wellenlängenbereichs ist hierbei mit 10% angegeben. Der erste Filter reflektiert den gesamten langwelligen Bereich herunter bis 728.1 nm und der zweite den restlichen Bereich bis 706.5 nm. Für die 668.7 nm Linie wird dann der transmittierte Teil des Spektrums verwendet. Die experimentelle Reihenfolge der selektierten Linien wird hiermit festgelegt.

Bei der Kamerabeobachtung erfolgt diese spektrale Selektion mit Hilfe eines Interferenzfilters (*IF*) in dem Übertragungsbereich der Feldlinse. Das gesamte Licht gelangt somit nicht zu den Objektiven (an der Position von (*AL2*) - Abstand zur Feldlinse 1220 mm), da die Kameraobjektive eine Öffnung von 18.4 mm besitzen und damit nur einen Anteil von 3% aus dem Signal erfassen. Die gesamte Transmission der Kamera ist bis zu dieser Position vor den Interferenzfiltern und Objektiven auf etwa 0.2% gefallen.

Bei der PMT-Beobachtung geschieht die Selektion nach dem letzten Abbildungslinsensystem (*AL2*) mit einer Brennweite von 340 mm (Durchmesser 150/90 mm, 1020 mm hinter der Feldlinse, Bildweite 340 mm). Anders als beim Kameraaufbau wird hier der gesamte beleuchtete Bereich von der Linse auf die Bildebene und damit auf die Detektorfläche abgebildet. Dafür muss aber ein erhöhter Einfallswinkel des Lichts auf die Interferenzfilter hingenommen werden. Dies ist, wie in Kapitel 4.4.2 veranschaulicht wird, mit teilweise

erheblichen Fehlern der spektralen Selektion verbunden.

Position	T_{PMT}	T_{KAM}	Einbußen durch
BEOV	1	1	-
VF	0.9216	0.9216	Reflexion an 2 Oberflächen (Fenster)
AL1	0.7828	0.7828	Reflexion an 4 Oberflächen (2 Linsen)
FL	0.6127	0.6127	Reflexion an 4 Oberflächen (2 Spiegel + 2 Linsen)
ST	0.4902	0.1225	T 80% / R 20%
DST	-	0.0033	90% Transmission + Feldverlust 97% (Spiegel vernachl.)
IF	-	0.0022	Transmission $T_{728.1nm} = 0.665$
AL2/OB	0.4163	0.0022	Reflexion an 4 Oberflächen / (Objektiv entspiegelt)
DST/LL	0.3747	0.0013	90% Transmission (Spiegel vernachlässigt) / $T \approx 0.6$
IF/AL3	0.1720	$7 \cdot 10^{-5}$	$T_{728.1nm} = 0.459$ / Feldverlust 94%
TP	-	$4 \cdot 10^{-5}$	$T \approx 0.6$
BVS	-	0.1	Verstärkung: 2500

Tabelle 4.2: Durchschnittliche Transmission einer Heliumlinie an verschiedenen Positionen des optischen Aufbaus.

4.2.2 Die Kamerabeobachtung

Um eine unabhängige Kalibrierung der einzelnen Raumkanäle zu erreichen, wird eine Kamerabeobachtung eingesetzt, die in der Lage ist, alle drei zur Bildung eines T_e - und n_e -Profils notwendigen Spektrallinien in einer einzigen Entladung zu erfassen. Dies wird mit Hilfe eines abbildenden Lichtleiters (SK-8399 Schott) realisiert. Er ermöglicht die Abbildung von vier identischen, aber räumlich bzw. mit Interferenzfiltern spektral voneinander getrennten Bildern mit einer einzigen Kamera. Es handelt sich hierbei um vier flexible unabhängig abbildende Lichtleiter (LL), bestehend aus Bündeln von 80×80 Glasfasern ($50 \mu\text{m}$), mit einer abbildenden Eintrittsfläche von jeweils $4 \times 4 \text{ mm}^2$, die in einer Metallhülse zusammengeführt werden und damit eine abbildende Austrittsfläche von zusammen $8 \times 8 \text{ mm}^2$ bilden. Versehen sind die einzelnen Enden mit Objektiven (OB) fester Öffnung und Brennweite (Xenoplan 1.9/35mm, Schneider Kreuznach), die speziell für die Einkopplung von Licht in einen Lichtleiter ausgelegt wurden. Für die Auskopplung des Lichts wird eine 1:1 Abbildung (AL3) mit Hilfe zweier Achromate (Durchmesser 50 mm, Brennweite 120 mm) verwendet. Bei einer numerischen Apertur des Lichtleiters von 0.64 bedeutet dies eine lokale Transmission von 6%. Damit gelangt auf die Kathode des Bildverstärkers (BVS), einschließlich der Reflexionsverluste am Lichtleiter und Absorption am Taper (TP), weniger als 0.04% ($T_{KAM} = 4 \cdot 10^{-5}$) des ursprünglichen Lichts aus dem Beobachtungsvolumen. Der Bildverstärker der Firma Proxitronic besitzt eine S20 Kathode, deren Quantenausbeute bei 728.1 nm 2% beträgt. Die Kathode emittiert Elektronen, die

über die folgende Mikrokanalplatte (MCP) orts aufgelöst (ca. 34 Punkte/mm) verstärkt werden und auf dem Phosphorschirm P20 (Abklingzeit 4 ms) auftreffen. Dort erzeugen sie Licht, das bei einer Wellenlänge von 550 nm die maximale Intensität besitzt. Zwar verursacht dieser Schirm durch seine relativ hohe Abklingzeit eine zeitliche Verschmierung des Signals, jedoch besitzt die Kamera eine vergleichbare Integrationszeit und dieser Einfluss ist deshalb zu vernachlässigen.

Die Verstärkung einer speziellen spektralen Linie kann aus der wellenlängenabhängigen Effizienz der Kathode, der an der MCP angelegten Spannung und der Effizienz des Phosphorschirms bestimmt werden. Für die 728.1 nm Linie erhält man damit eine 2500-fache Verstärkung. Für die beiden kürzeren Wellenlängen liegt die Verstärkung höher. Das nun verstärkte Licht gelangt mit Hilfe eines 2.5:1 Tapers auf den $4 \times 4 \text{ mm}^2$ großen CCD-Chip der analogen Dalsa Kamera (CA-D1-256S) mit einer maximalen Bildwiederholrate von 220 Hz (4.5 ms-Integrationszeit) und 256×256 Pixeln.

Typ	Dalsa CA-D1-256S
Pixel	$256 \times 256 + \text{Frametransferchip}$
Pixelgröße	$16 \times 16 \mu\text{m}^2$
Bildwiederholrate	max. 220 Hz
interne Arbeitsfrequenz	16 MHz

Tabelle 4.3: Charakteristische Kenngrößen der CCD-Kamera.

Im Prinzip steht der langsamen radialen Kamerabeobachtung nun mit diesem Aufbau eine Auflösung von ca. 102×102 Pixel für jedes spektrale Profil in einem radialen Bereich von 90 mm zur Verfügung. Effektiv wird dies jedoch definiert durch die im Prinzip niedrigste Auflösung in diesem System ($\Delta_r^{LL} = 1.1 \text{ mm}$), welche durch die Auflösung des abbildenden Lichtleiters ($[80 \times 80]$ Fasern / $4 \times 4 \text{ mm}^2$) gegeben ist. Trotz dieser geringfügigen Einschränkung erfüllt das System die gewünschte Auflösung von $\Delta_r = 2 \text{ mm}$ mit einem durch den Bildverstärker erhöhten effektiven Transmissionskoeffizienten von ca. 10% ($T_{KAM}^{eff} = 0.1009$). Damit kann dieses Kamerasystem ohne weiteres für die Strahlbeobachtung und relative Kalibrierung der Photomultiplier eingesetzt werden.

4.2.3 Die Photomultiplier

Das schnelle Beobachtungssystem der Diagnostik ist für eine hohe radiale Auflösung im Bereich einiger weniger Millimetern ausgelegt. Poloidal und toroidal wird dabei über den gesamten Strahldurchmesser integriert. Beim vorliegenden Aufbau wird hierzu eine neue Art von Photomultiplier eingesetzt. Der Hamamatsu H7260-20 ist ein kompakter Multi-anoden Photomultiplier mit 32 Kanälen. Die Kanäle sind in einer Richtung so angeordnet, dass sie untereinander einen Abstand von 1 mm aufweisen. Die aufgeteilte Kathode

Typ	Hamamatsu H7260-20
Anzahl der Anoden	32
Effektive Anodenfläche	$0.8 \times 7 \text{ mm}^2$
Spannungsteilerstrom	0.37 mA bei $HV_{max} = -900 \text{ V}$
Max. mittlerer Anodenstrom	$3 \mu\text{A}$
Kathodenart	Multialkali
QE bei 728 nm	ca. 10%
Übersprechen	< 3% (spezielle Ausführung < 1%)

Tabelle 4.4: Charakteristische Kenngrößen des H7260-20 Photomultipliers.

($31.8 \times 7 \text{ mm}^2$) hat pro Kanal eine Fläche von ($0.8 \times 7 \text{ mm}^2$).

Dieser Photomultiplier erfüllt die oben genannten Bedingungen bezüglich der räumlichen Auflösung mit dem Abbildungsverhältnis von 0.5 und kann ein Strahlprofil auf einer Länge von 63.6 mm erfassen. Um über diesen Bereich hinaus Aufnahmen zu ermöglichen, kann der gesamte Photomultiplieraufbau mit Hilfe eines Hebekissens der Firma (LS Luftkissen Systeme) über ein elektrisch geschaltetes Pressluftventil um bis zu 60 mm angehoben bzw. abgesenkt werden.



Abbildung 4.14: Vor- und Rückseite des H7260-20 Multianoden Photomultipliers mit 32 Kanälen.

Mit ihrer Kathodenstruktur und ihrer Größe können drei PMTs mit Hilfe der oben beschriebenen Strahlteiler alle drei ausgewählten Heliumlinien zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur in einem relativ kompakten Aufbau erfassen. Allerdings ist der Einsatz eines solchen Mehrkanalgerätes mit einigen Anforderungen verbunden, welche es beim Einsatz von einzelnen PMT-Röhren in dieser Art nicht gibt. So muss z. B. neben den üblichen Voruntersuchungen bezüglich der Linearität des PMTs noch das Übersprechverhalten zwischen den eng angeordneten Kanälen beachtet werden.

Ein Photomultiplier wandelt einfallendes Licht in Elektronen um und kann diese anfänglich kleine Anzahl mit Hilfe der Sekundärelektronenemission um einige Größenordnungen erhöhen. Damit stellt ein PMT eine Stromquelle dar. Da die meisten Datenerfassungsgeräte nur Spannungswerte aufnehmen können, muss der Strom in eine Spannung umgewandelt werden. Da für den H7260-20 Photomultiplier keine aktiven Wandler mit ausreichender Bandbreite auf dem Markt erhältlich sind, wurde dieser Wandler selbst entworfen und hergestellt.

Der Strom-Spannungs-Wandler

Der am Anodenausgang fließende negative Strom wird über $U = -I_A R$ an einem Widerstand in eine Spannung überführt. Dies geschieht entweder in einer passiven oder aktiven Schaltung. Bei einem passiven Spannungs-Wandler verläuft die Konversion ausschließlich über Widerstände und Kondensatoren. Bei einem aktiven Wandler wird durch Einbeziehung eines Operationsverstärkers (OP) eine zusätzliche aktive Spannungsquelle verwendet.

Der passive Aufbau besteht aus einem Widerstand, der an den Anodenausgang gegen das Erdpotential geschaltet ist. Damit kann eine Signalspannung zwischen Anodenausgang und dem Erdpotential gemessen werden. Durch die Wahl des Widerstandes kann bei einem konstanten Strom idealerweise jede beliebige Signalthöhe unterhalb der Versorgungsspannung erreicht werden. Unter realen Bedingungen wird dieser Vorgang komplizierter. Das Auftreten von unvermeidbaren parasitären Kapazitäten z.B. zwischen der Anode und dem Erdanschluss oder zwischen Leitungen führt in der Schaltung zur Entstehung von linearen Netzwerken. So bildet die ebenfalls gegen das Erdpotential geschaltete parasitäre Kapazität C_p mit dem eingesetzten Widerstand einen Tiefpassfilter (Integrierglied) der folgende aus einschlägigen Lehrbüchern bekannte Frequenzabhängigkeit besitzt:

$$U_a = -I_A \cdot \frac{R}{1 + i2\pi fRC_p} = \frac{1}{1 + i2\pi fRC_p} \cdot U_e \quad (4.1)$$

$$\text{für } |U_a| = |U_e|/\sqrt{2} \Rightarrow f_{PW} = \frac{1}{2\pi RC_p} \quad (4.2)$$

U_e und U_a sind die Ein- und Ausgangsspannungsamplituden, I_A der Anodenstrom, i die imaginäre Einheit, f die Frequenz und f_{PW} die Frequenzbandbreite des passiven Wandlers. Signale bis zu einer gewünschten Frequenz können demnach nur mit einem entsprechend kleinen Widerstand erzeugt werden, welches eine Verkleinerung der Signalamplitude zur Folge hätte. Zudem könnte bei einem hohen Anodenstrom ohne Gegenmaßnahmen die Funktionsweise des PMT behindert werden. Dies kann geschehen, wenn die abgegriffene Signalspannung in die Größenordnung der Anoden/Dynodenspannung kommt und sich somit hier das Potenzial ändert.

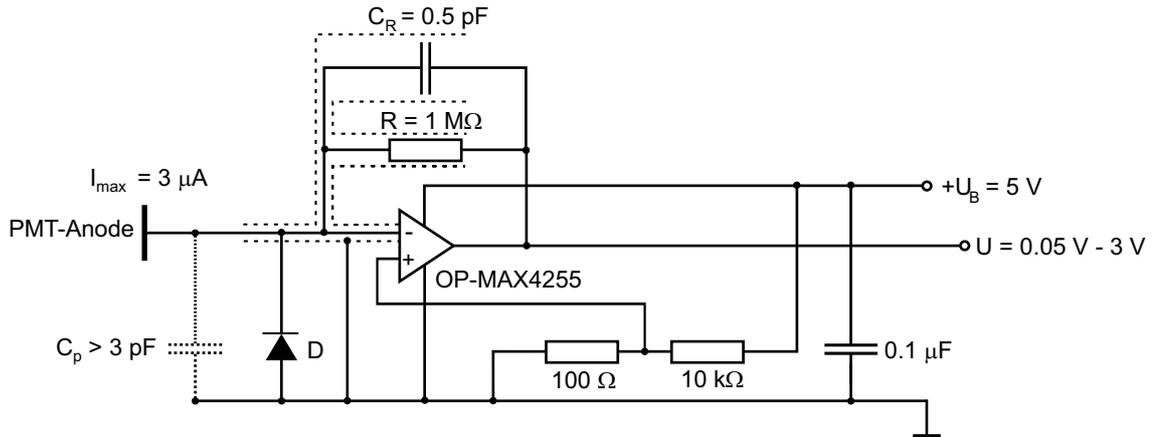


Abbildung 4.15: Strom-Spannungs-Wandler.

Setzt man hingegen einen aktiven Wandler wie in Abbildung 4.15 ein, können diese Schwierigkeiten umgangen werden. Mit Hilfe der Gegenkopplungselemente R und C_R (Integrierglied) wird die gewünschte Frequenzauflösung eingestellt. Jedoch erhöht sich der Aufwand bei einer solchen Schaltung, da gegengekoppelte Operationsverstärker zu Oszillationen neigen. Um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten, müssen die verwendeten Komponenten aufeinander abgestimmt werden. In der Schaltungstechnik wird dies mit Hilfe von Bode-Diagrammen detailliert durchgeführt (vgl. [Gra91, Tob71, Tie93]). Darauf soll hier verzichtet werden und nur eine verkürzte Darstellung nach Wang [Wan93] erfolgen, die das Rauschverhalten der Schaltung untersucht.

Betrachtet man den PMT als ideale Stromquelle mit dem parallel zu C_p geschalteten Innenwiderstand R_I ergibt sich die so genannte Übertragungsfunktion $A(f)$ für die Rauschverstärkung dieser Schaltung zu

$$A(f) = \frac{U_a}{U_e} = \frac{R + R_I}{R_I} \cdot \frac{1 + i2\pi f \left(\frac{RR_I}{R+R_I} \right) (C_R + C_p)}{1 + i2\pi f RC_R}. \quad (4.3)$$

U_a ist die Ausgangsspannung und U_e die Rauscheingangsspannung an dem nichtinvertierenden Eingang. Diese Gleichung, die einen inversen Spannungsteiler beschreibt, kann unter folgenden Annahmen vereinfacht werden:

1. Der Innenwiderstand R_I eines Photomultipliers ist in der Regel viel höher als der Gegenkopplungswiderstand R .
2. Für höhere Frequenzen f als die Frequenzbandbreite f_{AW} des Gegenkopplungsnetzwerks können einige Terme vernachlässigt werden.

Die Verstärkung der hochfrequenten Anteile des Rauschens wird somit durch $U_a \simeq ((C_R + C_p)/C_R) \cdot U_e$ definiert. Dieses Rauschen kann den Operationsverstärker zu Oszillationen anregen und damit die nicht kompensierte Schaltung instabil machen.

Nun darf aus Stabilitätsgründen das so genannte Verstärkungs-Bandbreite-Produkt der gegengekoppelten Schaltung $((C_R + C_p)/C_R) \cdot f_{AW}$ nicht die offene Verstärkungsbandbreite (GBW „Gain Bandwidth“) des Verstärkers überschreiten [App94, Bak93]. Damit ergibt sich für die eingesetzten Komponenten:

$$C_R \geq \frac{1}{4\pi R \cdot \text{GBW}} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + 8\pi R C_p \cdot \text{GBW}}\right) \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow f_{AW} = \frac{1}{2\pi C_R R} \approx \sqrt{\frac{\text{GBW}}{2\pi R C_p}}. \quad (4.5)$$

Vergleicht man die Frequenzbandbreite des passiven Wandlers aus Gleichung 4.2 mit der des Aktiven, sieht man, dass an Stelle von C_p nun die einstellbare Gegenkopplungskapazität die Bandbreite definiert. Diese wird bei festgelegter Signalamplitude und prinzipiell auftretender parasitärer Kapazität nur durch die Wahl des Operationsverstärkers definiert. Grundsätzlich gilt es jedoch, bei der Entwicklung einer Schaltung darauf zu achten, die parasitäre Kapazität durch geeignete Maßnahmen zu minimieren. Da Informationen über ihre Höhe in den meisten Systemen fehlen, darf die Gleichung nicht zur exakten Berechnung der verwendeten Komponenten benutzt werden. Sie ermöglicht es jedoch, durch eine erste Abschätzung der Kapazität, z.B. $C_p \geq 3 \text{ pF}$, zwischen der Anode und dem Erdanschluss eine Vorauswahl von Komponenten durchzuführen. Die Leitung zwischen Anodenausgang und Verstärkereingang so kurz wie möglich zu machen, ist eine der wichtigsten Maßnahmen zur Reduktion der parasitären Kapazität.

Die Anodenausgänge des verwendeten PMT besitzen voneinander einen Abstand von 2.54 mm (vgl. Abb. 4.14). So müssen die Wandler das Signal in einer Anordnung von 2×16 Ausgängen abgreifen. Aufgrund der kleinen Abstände zwischen den Abgreifkontakten wurde die Schaltung zur Reduktion der parasitären Kapazität aus miniaturisierten elektronischen Bauteilen in SMD (**S**urface **M**ounted **D**eVICES) Technik entwickelt. Auf die Komplexität und zahlreichen Details des Strom-Spannungs-Wandlers soll hier nicht weiter eingegangen werden².

In Abbildung 4.16 ist die entwickelte zweiseitig bestückte Platine zu erkennen. Durch die spezielle Konstruktion wurde die Leitungslänge zwischen Anodenausgang und Verstärkereingang praktisch auf die Abgreifkontaktlänge des PMT reduziert. Diese und weitere Maßnahmen führen dazu, dass Signale verschiedener Frequenz wie in Abbildung 4.17 mit einer elektronischen Rauschamplitude von unter 5 mV verstärkt (oder umgewandelt) werden. An der so genannten -3 dB Eckfrequenz³ $f_{-3dB} = 800 \text{ kHz}$, wird das Ausgangssignal auf $1/\sqrt{2}$ des Eingangssignals reduziert.

²Für die bei der Konstruktion zu beachtenden Regeln und Probleme von Hochfrequenzschaltungen wird hier auf die folgenden Artikel [Bro89, Bro83, Gra83, Smi69, Rep99] hingewiesen.

³Die Eckfrequenz entspricht der obigen Definition der Frequenzbandbreite f_{PW} oder f_{AW}

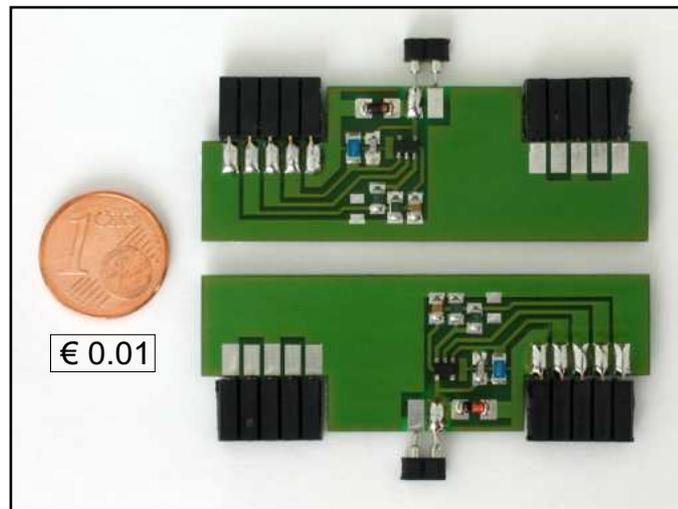


Abbildung 4.16: Strom-Spannungs-Wandler in SMD-Technik (Vorder- und Rückseite).

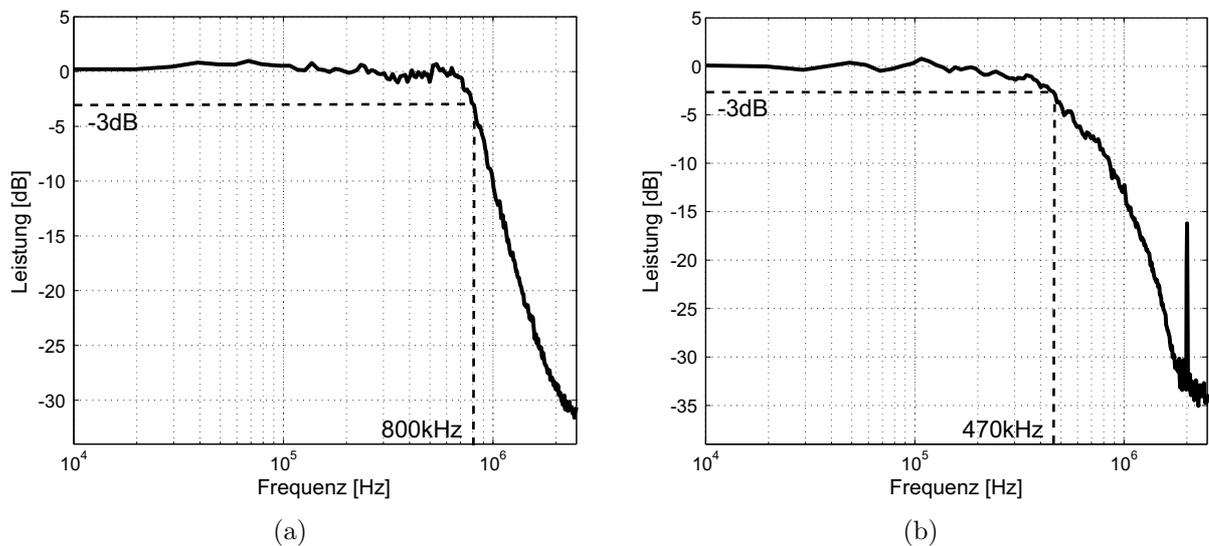


Abbildung 4.17: a) Frequenzverhalten des Strom-Spannungs-Wandlers b) Frequenzverhalten des Gesamtsystems (Frequenzauflösung: $\Delta f = 10$ kHz).

Dieser Wert stimmt nicht mit der berechneten Grenzfrequenz $f_{AW} = 320$ kHz aus Gl. 4.5 überein ($GBW = 22$ MHz OP MAX4255, $C_R = 0.5$ pF, $R = 1$ M Ω). Dies erscheint auf den ersten Blick widersprüchlich, da die Grenzfrequenz von weiteren parasitären Kapazitäten, die der Rückkopplungskapazität C_R parallel geschaltet sind, niedriger als die rechnerisch bestimmte liegen sollte. Jedoch ist hier zu beachten, dass die verwendete Rückkopplungskapazität nicht nur einen niedrigen Wert, sondern auch eine sehr kleine Baugröße besitzt und durch die unterhalb des Kondensators verlaufende Erdleitung und deren Abschirmwirkung weiter erniedrigt werden kann, also kleiner als angenommen ist.

Das Einkoppeln höherfrequenter Signale auf die weiteren elektronischen Bauteile und Leitungen wird durch einen einzelnen Tiefpassfilter und die Tiefpassfilter-Wirkung der eingesetzten Kabel unterdrückt und die Gesamtgrenzfrequenz auf $f_{-3dB}^{gesamt} = 470$ kHz erniedrigt.

Die Multiplexer und Impedanzanpassung

Der Strom-Spannungs-Wandler ist mit einem Stecker versehen, durch den er mit der Betriebsspannung versorgt wird und durch den gleichzeitig das Ausgangssignal aus der Platine geleitet werden kann. Um bei einem defekten Wandler einen schnellen Austausch ausführen zu können, wurde eine Hauptplatine entwickelt, auf die die Wandler eingesteckt (vgl. Abbildung 4.18) und zugleich mit ihrer Betriebsspannung versorgt werden.

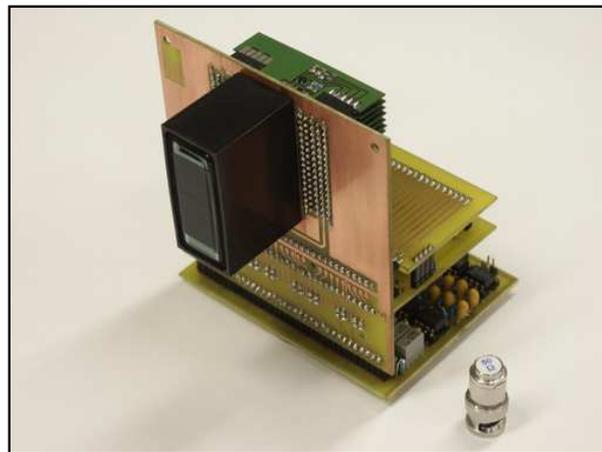


Abbildung 4.18: H7260-20-PMT mit gesamter Erfassungselektronik.

Hier durchlaufen die 32 Ausgangssignale drei weitere steckbare Nebenplatinen. Zum einen die so genannte Rangier- und Multiplexerplatine und im weiteren die so genannte Treiberplatine, die der Impedanzanpassung und der elektronischen Entkoppelung dient.

Durch die Einschränkung nur 3×8 Raumkanäle gleichzeitig aufnehmen zu können (vgl. Kapitel 4.6.3), aber über prinzipiell 3×32 Messkanäle zu verfügen, wurde eine Multiplexerplatine entwickelt, um den Messbereich von 8 Kanälen elektronisch verschieben zu können. Eine Anordnung von 4-1 Multiplexern (Analog Devices ADG 704) erlaubt es, den Bereich auszuwählen. Ihr vorgeschaltet ist eine austauschbare Rangierplatine, die eine flexible Kombination von 8 Ausgangskanälen zulässt. Als Standardanwendung wurde eine Rangierplatine gewählt, die nebeneinander liegende Raumkanäle des PMT, wie in Abbildung 4.19 zu erkennen, an das Erfassungssystem weiterleitet. Die Multiplexer können somit durch ein Steuersignal (ID0, ID1, ID2, ID3) auf vier Raumbereiche umgeschaltet werden.

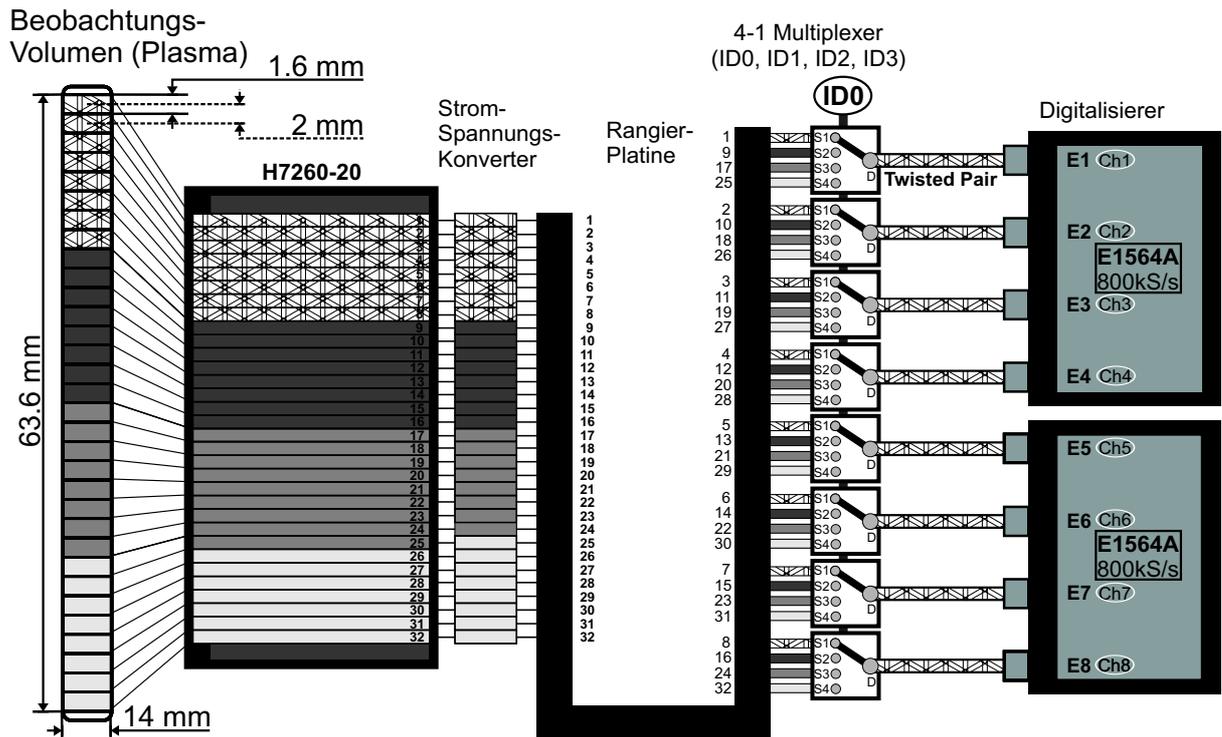


Abbildung 4.19: H7260-20 mit Multiplexeranordnung und Erfassung (schematisch ohne Treiberplatine und auf ID0 eingestellt).

Die 8 weitergeleiteten Signale werden nach der Multiplexerplatine einzeln mit einer Anordnung bestehend aus einem Verstärker (Intersil HA-2525), einem Videotreiber (Elantec EL2003CN) und einem Tiefpassfilter ($R = 800 \Omega$, $C = 100 \text{ pF}$), erstens an den Messbereich ($\pm 1 \text{ V}$) der Erfassung angepasst und zweitens über geschirmte mit 100Ω abgeschlossene verdrehte Leitungen den differentiellen Eingängen der Erfassung zugeführt.

Die gesamte Elektronik des Photomultiplieraufbaus führt zu einer beträchtlichen Wärmeerzeugung, welche mit Hilfe von Pressluft abgeführt wird. Hierfür werden Pressluftleitungen kleinen Querschnitts auf die elektronischen Bauteile gerichtet. Da sich der gesamte Aufbau in einem abgeschlossenen Aluminiumgehäuse befindet, führt die zugeführte Pressluft zu einem leichten Überdruck im Gehäuse, welcher zudem die hier platzierten optischen Komponenten staubfrei hält.

4.3 Die magnetische Abschirmung und die Erdung

In komplexen elektronischen Systemen mit zahlreichen elektrischen Leitungen können Störungen auch ohne galvanische Verbindung kapazitiv und induktiv von einer Leitung

auf eine andere übergehen. Insbesondere während einer Plasmaentladung werden sehr starke elektromagnetische Felder erzeugt. Aus diesem Grund muss mit Hilfe geeigneter Maßnahmen der Einfluss dieser einkoppelnden Störungen auf die Messsignale minimiert werden.

Bei Störungen kann dabei eine Unterteilung in niederfrequente und hochfrequente Anteile gemacht werden. Die hochfrequenten Anteile besitzen in Metallen nur geringe Eindringtiefen. So reicht meist eine geerdete Abschirmung aus, z.B. Kupferblech etc., um Störungen zu verhindern. Die Erdung des gesamten Systems sollte möglichst sternförmig, also von einem festen Punkt aus mit offenen Enden, erfolgen [Ott88, Ric83]. Im Falle der hier beschriebenen Diagnostik wird aus Sicherheitsgründen die gesamte Anlage über das Hochspannungskabel der PMT Versorgung geerdet. Die Verwendung eines einzelnen Hochspannungsnetzteils und eines Elektroniktrafonetzteils für mehrere Geräte führt zu nicht vermeidbaren geschlossenen Schleifen. In diesem Fall muss darauf geachtet werden, dass diese nur einen kleinen Durchmesser besitzen, da die induktive Einkopplung von Störungen vom Durchmesser der Schleife abhängt. Diese Schleifen müssen besonders gegen die starken niederfrequenten Felder an TEXTOR abgeschirmt werden.

Solche Felder können dünne Metallschichten durchdringen und stören in besonderem Maße die Funktion der Photomultiplier. Da Elektronen hier von der Kathode zur Anode des PMT fließen, können diese durch die auftretende Lorentzkraft ihre vorgesehenen Bahnen verlassen. Ist es nicht möglich, den PMT wie bei der hier beschriebenen Diagnostik außerhalb des kritischen Feldes zu platzieren, muss eine Abschirmung aufgebaut werden. Üblicherweise verwendet man hierfür Materialien mit hoher Permeabilitätszahl μ . Dabei tritt der magnetische Fluss (zur Vereinfachung $\Phi_m = \underline{B} \cdot A_{xy} = B_z \cdot A_{xy}$) durch die Stirnfläche A_{xy} ($x - y$ Richtung) der Abschirmung. Die magnetischen Feldlinien müssen nun durch die kleinere Seitenfläche A_s ($z -$ Richtung) treten. Dies führt bei dort gleichbleibendem Fluss zu einer Erhöhung der Flussdichte um den Faktor A_{xy}/A_s . Die Abschirmung muss so ausgelegt werden, dass keine Sättigung der Magnetisierung erreicht wird. Für den PMT-Aufbau an TEXTOR mit einer lokalen Flussdichte von $B_z = 30$ mT wird das mit einem rechteckigen ARMCO - Eisengehäuse ($d_x \times d_y \times d_z = 420 \text{ mm} \times 290 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$, Wandstärke: 3 mm) erreicht. Mit $A_{xy}/A_s = 29$ bedeutet das eine Erhöhung der magnetischen Flussdichte auf $B_z = 29 \times 30 \text{ mT} = 870 \text{ mT}$. Dies ist unterhalb der Sättigungsmagnetisierung bei $B=2.15 \text{ T}$ für das ARMCO - Eisen (Herstellerangabe [Rem05]). Innerhalb der Abschirmung befinden sich alle Photomultiplier und die nicht vermeidbaren geschlossenen Kabelverbindungen der Netzteile.

Als Signalleitungen bieten sich in beiden elektromagnetischen Frequenzbereichen verdrehte Leitungen an, da sie durch ihre Struktur den Feldern gegenüber relativ unempfindlich sind.

4.4 Charakterisierung des Beobachtungssystems

Vor Beginn der Interpretation der mit dem beschriebenen Beobachtungssystem erfassten Signale müssen die Vorgehensweise der Datenanalyse festgelegt und auch die grundlegenden Eigenschaften der Detektoren geklärt werden. Dafür wird im Weiteren die Vorgehensweise bei der Analyse der erfassten 2D-Daten erläutert. Dem folgt eine Beschreibung von spezifischen Problemen, die beim Einsatz von Interferenzfiltern in einem Beobachtungssystem eintreten können. Anschließend wird auf die relative Kalibrierung der Signale der Photomultiplier eingegangen. Insbesondere werden dabei die Schwierigkeiten bei der Justierung aufgezeigt. Abschließend findet eine Untersuchung der grundlegenden Eigenschaften der verwendeten Photomultiplier statt.

4.4.1 Auswertung von 2D-Daten

Wie bereits in Kapitel 4.2.2 beschrieben, erfolgt die Strahlprofilaufnahme mit Hilfe eines abbildenden Lichtleiters, der die gleichzeitige Aufnahme von in unserem Fall vier spektral unterschiedlichen Strahlprofile erlaubt. Da für die Bestimmung der Plasmaparameter nur die Verhältnisse dreier Linien benötigt werden, bleibt der vierte Aufnahmekanal frei oder wird zur Aufnahme einer weiteren Heliumlinie (z.B. $\lambda = 587.6$ nm, Übergang: $3^3D \rightarrow 2^3P$) eingesetzt, welche aber im Rahmen dieser Arbeit nicht zur weiteren Analyse verwendet wurde. In Abbildung 4.20 ist eine solche Aufnahme während einer typischen Plasmaentladung zu sehen. Zu erkennen ist das Emissionsprofil des injizierten Heliumstrahls. Skizziert ist auch die Justierkreuzposition, die aus einer Aufnahme vor der Entladung stammt.

Um mechanische Ungenauigkeiten bei der Strahlteiler-Anordnung auszugleichen, wird für die Strahlprofilbestimmung ein identisch großer Datenbereich um jedes Kreuz extrahiert, um die exakte radiale Ausrichtung der Profile untereinander zu garantieren. Der Fehler bei dieser Methode beträgt maximal einen Pixel ($1 \text{ Pixel} \equiv 0.75 \text{ mm}$). Mit Kenntnis der absoluten radialen Kreuzposition im Plasmagefäß (Genauigkeit $\pm 2 \text{ mm}$) lässt sich so auch ein Radius z für das jeweilige Strahlprofil angeben.

Desweiteren erkennt man, dass die Intensitäten der einzelnen Profile sich unterscheiden. Neben dem physikalisch unterschiedlichen Verhalten der Linienintensitäten, welches dem Messprinzip zugrunde liegt, ist dies auf drei Gründe zurückzuführen: 1. Mit einem passenden Satz an Neutraldichtefiltern erfolgt in der Regel eine erwünschte homogene Abschwächung der stärkeren Signale, um so möglichst den gesamten Dynamikbereich des Bildverstärkers und der CCD-Kamera zu nutzen. Daneben hat man es aber auch mit unerwünschten räumlichen Inhomogenitäten der Bildinformation infolge des unterschiedlichen Transmissionsverhaltens der optischen Komponenten zu tun. 2. Da die Auswertung auf der Bildung von Intensitätsverhältnissen basiert, ist zudem die spektrale Inhomogenität zu beachten. Sie rührt zum einen von unterschiedlichen Transmissionsfaktoren der Interferenzfilter und zum anderen von der spektral unterschiedlichen Empfindlichkeit des

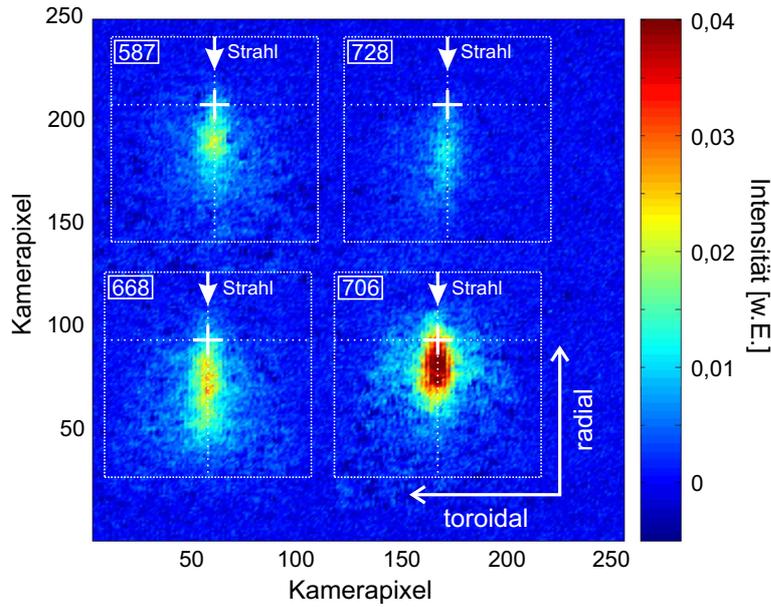


Abbildung 4.20: Strahlprofilaufnahme in Falschfarbendarstellung verschiedener spektraler Linien (Abkürzungen: [587]-587.6 nm, [728]-728.1 nm, [668]-667.8 nm, [706]-706.5 nm) mit Hilfe der Kamera. Die Rekonstruktion der einzelnen Emissionsprofile erfolgt mit Hilfe der Kreuzposition der Justiervorrichtung.

Bildverstärkers und der CCD-Kamera her. 3. Neben den spezifischen Eigenschaften des Beobachtungssystems treten während einer Entladung Störsignale, wie zum Beispiel die Strahlung des Plasmahintergrunds auf.

Das modulierte Injektionssystem erlaubt es, das aktive Signal (Strahl an) von dem passiven (Strahl aus) zu subtrahieren, um den Einfluss durch den Plasmahintergrund zu entfernen oder zu reduzieren. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass keine Änderung der Plasmaparameter in der Zeitskala der Integrationszeit auftritt, da in diesem Fall diese Signalsubtraktion mit Fehlern behaftet ist. Um die räumlichen Inhomogenitäten der Bildinformation zu korrigieren, wird üblicherweise die Aufnahme einer homogenen Leuchtquelle („Flatfield“) verwendet. Dabei wird das Bild des Messsignals auf den Mittelwert des Flatfieldbildes normiert. Die gesamte Bildkorrektur wird zusammenfassend nach folgendem Schema durchgeführt:

$$Bild = ([Bild_{Strahl\ an}] - [Bild_{Strahl\ aus}]) \times \frac{Mittelwert([Flatfield]) \cdot b_{\lambda}(\lambda_0)}{[Flatfield]} .$$

Dabei stellt der Wert $b_{\lambda}(\lambda_0)$ die Photonenflussdichte der Leuchtquelle für eine ausgewählte Wellenlänge dar. Damit werden die unterschiedlichen spektralen Abhängigkeiten des Bildes ausgeglichen.

Bei der Leuchtquelle empfiehlt sich ein Flächenstrahler, der unabhängig von der Richtung eine homogene Leuchtdichte aufweist. Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit eine ab-

solut kalibrierte Ulbrichtkugel (VSS600 der Firma Labsphere) eingesetzt. Gegebenenfalls wird das gesamte Bild nicht durch eine einzige Aufnahme der Ulbrichtkugel abgedeckt, sondern muss mehrfach gerastert aufgenommen werden, um die gesamte Bildfläche zu beleuchten.

Üblicherweise werden für absolut kalibrierte Ulbrichtkugeln, statt der in den Raumwinkel abgestrahlten Photonenflussdichte $b_\lambda(\lambda_0)$ [*Photonen/s* · m² · sr] der zentralen Wellenlänge λ_0 die abgestrahlte Leistungsflussdichte⁴ $\dot{W}_{\Omega\lambda_0}$ pro Steradian und Wellenlänge angegeben. Daraus kann die Photonenflussdichte pro Steradian aus der bekannten Beziehung für die Energie

$$W = h \cdot \nu_0 \Rightarrow \dot{W} = dW/dt = dN/dt \cdot h \cdot \nu_0$$

mit h der Planck-Konstante, $\nu_0 = c/\lambda_0$ der Frequenz und N der Anzahl der Photonen abgeleitet werden:

$$\Rightarrow \dot{W}_{\Omega\lambda_0} = \frac{b_\lambda(\lambda_0)}{\Delta\lambda} \cdot h \cdot \nu_0 = \frac{b_\lambda(\lambda_0) \cdot h \cdot c}{\lambda_0 \cdot \Delta\lambda} \quad \text{mit} \quad \Delta\lambda = \int_0^\infty \frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)} d\lambda . \quad (4.6)$$

Bei $\Delta\lambda$ handelt es sich um die spektrale Breite des Interferenzfilters. Die nun räumlich und spektral kalibrierte Bildinformation könnte zur weiteren Datenanalyse verwendet werden, jedoch hat der Einsatz von Interferenzfiltern einen entscheidenden Nachteil, der zu Fehlinterpretationen in der weiteren Auswertung führen kann. So hängt die Transmission eines Interferenzfilters vom Einfallswinkel des Lichtsignals ab. Dies kann zu einem räumlichen inhomogenen Transmissionsverhalten führen, welche durch den Einsatz der Ulbrichtkugel mit kontinuierlicher spektraler Emission nicht korrigiert werden kann.

4.4.2 Der Einsatz von Interferenzfiltern

Zur Selektion der benötigten Heliumlinien werden direkt vor den Photomultipliern oder den Einzelobjektiven der Kamera Interferenzfilter mit unterschiedlichem Durchmesser eingesetzt.

Interferenzfilter werden wesentlich über drei Größen charakterisiert:

- Die zentrale Wellenlänge, die aus dem Spektrum heraus gefiltert wird,
- Die spektrale Breite auf der halben maximalen Amplitude (FWHM),
- Die Anzahl der Filterschichten (Kavitäten), die einen Einfluss auf die Steilheit der spektralen Flanken besitzt.

⁴Für $\lambda_0 = 728.1$ nm beträgt der Wert der Leistungsflussdichte $\dot{W}_{\Omega\lambda_0} = 9.194$ mW/cm² sr μ m

Die hier eingesetzten Filter der Firma Andover Corp. sind Zweikavitätenfilter mit einer spektralen Breite von 1.5 nm (Sollwert). Die zentrale Wellenlänge λ_0 liegt ca. 0.2–0.3 nm oberhalb der zu beobachtenden Heliumlinien und die Transmission in diesem Bereich bei über 70%. Sie fällt bei $\lambda_0 \pm 2.5$ nm auf unter 1% des Maximums. Die Breite des Filters wird unter anderem aus folgendem Grund ausgewählt: Die zentrale Wellenlänge ist bei Interferenzfiltern in der Regel für paralleles und senkrecht einfallendes Licht ausgelegt. Bei divergent oder konvergent einfallendem Licht verschiebt sich die zentrale Wellenlänge

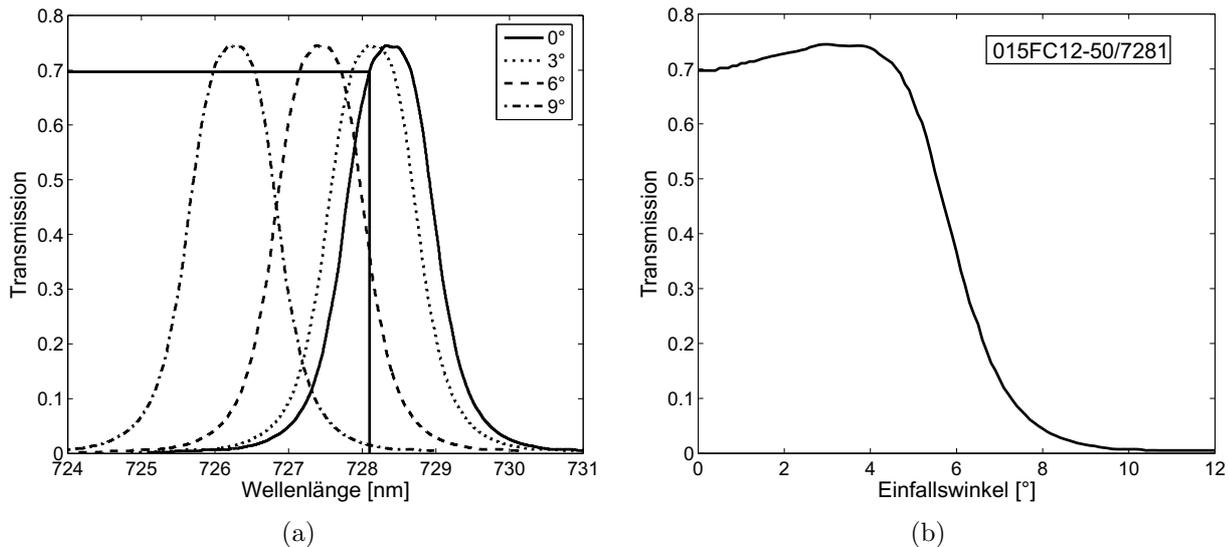


Abbildung 4.21: a) Interferenzfilterkurve des Filters 015FC12-50/7281 (Firma Andover Corp.) bei verschiedenen Einfallswinkeln nach Gl. 4.7. b) Transmissionsverhalten bei 728.1 nm unter verschiedenen Winkeln.

zu kürzeren Wellenlängen hin. Für die Ursprungswellenlänge λ_0 verringert sich die Transmission, da die zu beobachtende Linie in den Bereich der Flanken der Transmissionskurve gerät und diese je nach ihrer Steilheit die Intensität stark dämpfen. Die Verschiebung kann mit Hilfe der folgenden Gleichung abgeschätzt werden:

$$\lambda_\theta = \lambda_0 \cdot \left(1 - \left[\frac{n_l}{n_f} \cdot \sin \theta \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (4.7)$$

Dabei ist λ_θ die verschobene Wellenlänge, n_l der Brechungsindex der Luft, n_f der effektive Brechungsindex des Filters und θ der einfallende Winkel zur Normalen. Es wird schnell ersichtlich, dass die Verschiebung der zentralen Wellenlänge beim Einsatz einer Ulbrichtkugel wegen ihres kontinuierlichen Emissionsspektrums unentdeckt bleibt. Abhilfe würde hier eine Spektrallampe für z.B. Helium bringen, da in diesem Fall ein Intensitätsabfall der diskreten Atomlinien zu erkennen wäre.

Gleichung 4.7 gilt für den Fall parallel verlaufenden Lichts und ist nicht ohne weiteres im Strahlengang einer Abbildung einsetzbar, da sich hier die Winkel der achsnahen Strahlen von denen der Randstrahlen unterscheiden. Für die Bildebene des verwendeten Photomultipliersystems folgt daraus das in Abbildung 4.22 zu sehende Transmissionsverhalten. Dieses Verhalten erhält man aus der Integration aller auftretenden Winkel zwischen der

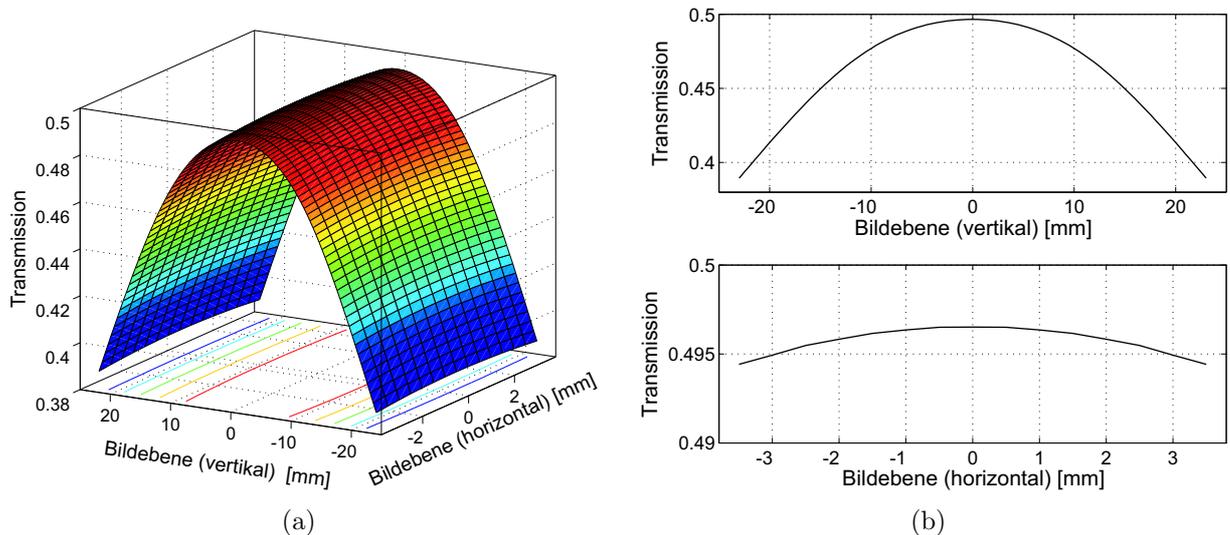


Abbildung 4.22: a) Transmission in der Bildebene des Photomultipliers (Filter 015FC12-50/7281) b) im vertikalen und horizontalen Schnitt.

Linsenfläche (Radius 45 mm) und der Bildebene (46×7 mm) und dem damit verbundenen veränderten Transmissionsverhalten bei λ_0 . Aus den experimentellen Filterkurven folgt damit eine mittlere effektive Transmission von z.B. $T_{728,1 \text{ nm}}^{PMT} = 0.459$, was 38% unterhalb der maximalen Transmission dieses Filters bei parallel einfallendem Licht liegt. Für die Halbwertsbreite des Filters ergibt sich nach Gleichung 4.6 $\Delta\lambda = 1.11$ nm. Bei den beiden anderen Linien wurden vergleichbare Werte ermittelt.

Die Diskussion des inhomogenen Transmissionsverlaufs in der Bildebene des Photomultipliers zeigt auf, dass Messungen ohne vorherige Kalibrierung nicht sinnvoll sind. Ein experimentell geschickter Weg spektrale Inhomogenitäten zu korrigieren, besteht darin das PMT-System gegen das Kamera-System relativ zu kalibrieren. Mit Hilfe der Normierung aus Kapitel 4.2.2 kann letzteres gleichzeitig auch die detektorspezifische Inhomogenität (z.B. durch eine unterschiedliche Empfindlichkeit) des PMT ausgleichen.

Beim Kameraaufbau findet zwar auch eine Veränderung des Transmissionsverhaltens durch die Interferenzfilter statt, jedoch verursacht diese aufgrund der maximal auftretenden Winkel von 3.8° (effektiver Radius von FL 90 mm, Distanz $FL - OB$ 1220 mm) eine Schwankung ($T=0.658 - 0.670$) von unter 1% in der Bildebene. Anders als bei den Interferenzfiltern im *PMT*-System ist die Schwankung hier kreissymmetrisch und lässt sich eindimensional berechnen. Als effektiven Wert für die Transmission des Fil-

ters 015FC12-25/7281 wird daher der Mittelwert entlang der Bildebene $T_{728.1\text{ nm}}^{KAM} = 0.665$ verwendet. Eine Prüfung der spektralen Inhomogenität mit Hilfe einer Spektrallampe bestätigte die Richtigkeit dieser Annahme. So zeigte die Aufnahme der räumlich homogenen Spektrallampe einen bis auf den vernachlässigbaren Unterschied gleichen 2D-Transmissionsverlauf wie bei der Aufnahme der Ulbrichtkugel.

4.4.3 Die relative Kalibrierung der Photomultiplier

Neben der Signalinhomogenität durch den Einsatz optischer Komponenten weisen Mehrkanal-PMTs, wie bereits hingewiesen, selbst eine unterschiedliche Empfindlichkeit zwischen einzelnen Kanälen bzw. Kathoden auf, die bei den hier verwendeten Geräten weit über 30% liegen kann. Um Signale unterschiedlicher Kanäle miteinander vergleichen zu können, werden diese Unterschiede mittels einer relativen Kalibrierung ausgeglichen. Bei der relativen Kalibrierung der Photomultiplier wird davon ausgegangen, dass ein Profil, welches mit hoher Zeitaufösung (800 kHz) erfasst wird, bei Mittelung über ein Zeitintervall, das der Belichtungszeit der Kamera (bis zu 5 ms bzw. 200 Hz) entspricht, den gleichen Intensitätsverlauf hat wie jenes Profil, das mit Hilfe der Kamera selbst bestimmt wird.

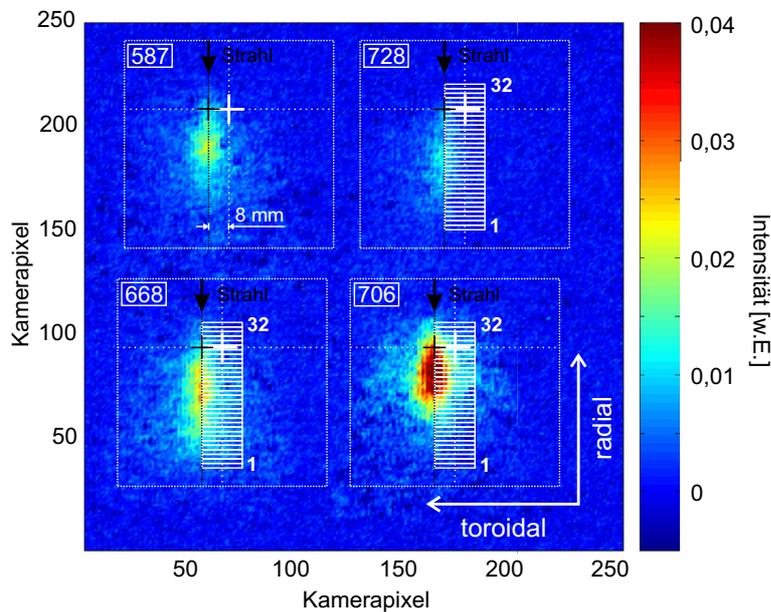


Abbildung 4.23: Strahlprofilaufnahme in Falschfarbendarstellung der drei benötigten spektralen Linien ([728]-728.1 nm, [668]-667.8 nm, [706]-706.5 nm) und der den Photomultiplierkanälen entsprechende Bereich (Kanal 1-32) für die Entladung #98335 (1.5702 s - 1.6911 s).

In Abbildung 4.23 sind in einer Falschfarbendarstellung die zeitlich über einen Gaspuls gemittelten Strahlprofilaufnahmen der Entladung #98335 zu sehen. Dargestellt sind auch die den Photomultiplierkathoden entsprechenden Bereiche des Beobachtungsvolumens. Es ist deutlich eine Verschiebung zwischen Strahl (schwarze Linien und schwarzes Kreuz) und dem Zentrum der PMT-Kanäle bzw. der Kreuzposition der Justier Vorrichtung (weiße Linien und weißes Kreuz) zu erkennen. Da eine Visualisierung des injizierten Heliums ausschließlich während einer Plasmaentladung möglich ist, stellt die Justierung des Beobachtungssystems auf das Strahlmaximum eine Herausforderung dar.

So ist, wie bereits in Kapitel 4.1.2 aufgeführt, selbst bei einer sehr geringen Abweichung von 0.3 mm des Düse-Skimmer-Systems von der Strahlachse eine Abweichung von ca. 8 mm des Strahls (schwarzes Kreuz) von der zu erwartenden Position des Justierkreuzes (weißes Kreuz) zu erwarten. Eine Neujustierung des Beobachtungssystems war während der in dieser Arbeit betrachteten Entladungen aufgrund der eingeschränkten Betriebszeit von TEXTOR nicht möglich.

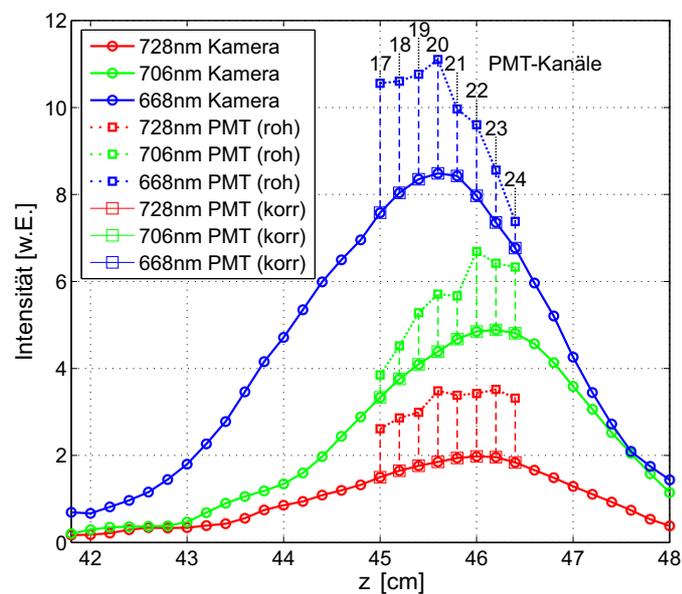


Abbildung 4.24: Relative Kalibrierung der radialen Linienintensitätsprofile der Photomultiplier mittels der Kameramessdaten für die Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s).

Für die weitere Auswertung der Photomultipliersignale werden die den Photomultiplierkathoden entsprechenden Bereiche der CCD-Strahlprofilaufnahme im nächsten Schritt integriert und dem Beobachtungsvolumen der Photomultiplier zugeordnet. Die gemittelten Intensitätsprofile der Kamera und der Photomultiplier (Multiplexer ID2) sind in Abbildung 4.24 zu sehen.

Da die Photomultiplierkathoden eine radiale Auflösung entlang der z -Achse (siehe Abb. 4.6) von 2 mm besitzen, müssen die Intensitätsprofile der Kamera auf diese Auflösung umgerechnet werden, was zu einer reduzierten Anzahl an Kameramessdatenpunkten führt.

Dem folgt abschließend die Normierung (---) der Photomultipliersignale auf den relativen Verlauf der CCD-Kameradaten.

Mit Hilfe dieses Verfahrens werden die zeitlich gemittelten Signale der einzelnen PMT-Kanäle für jede Entladung neu kalibriert und die Inhomogenität ausgeglichen. Jedoch können bei Beachtung der PMT-Drift (durch zu starke Anodenströme) und bei gleichbleibenden Experimentierbedingungen (z.B. Umgebungstemperatur) auch die bei einer früheren Messung ermittelten Kalibrierfaktoren verwendet werden.

4.4.4 Das Signal-Rausch-Verhältnis und die Quantenausbeute der Photomultiplier

Bei Messungen mit einem Photomultiplier muss darauf geachtet werden, dass der Photoemissionsprozess ein zufälliger Vorgang ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron durch ein einfallendes Photon ausgelöst wird, ist dabei üblicherweise sehr gering. Aus diesem Grund kann für die Beschreibung dieser Prozesse die Poisson-Statistik herangezogen werden. Diese besagt, dass die Streuung der Einzelmessungen proportional zur Wurzel aller erfolgter Messungen ist. Um bei einem Experiment Aussagen über den auftretenden Fehler des Messsystems zu machen, muss dieses System auf das Signal-Rausch-Verhältnis überprüft werden.

Ein einzelnes Photon, das auf die Photokathode trifft, löst mit einer Wahrscheinlichkeit η (oder Quantenausbeute QE) ein Photoelektron aus. Mit diesem Elektron werden durch Nutzung der Sekundärelektronenemission G weitere Elektronen erzeugt, bis ein messbarer Strom I_A an der Anode fließt, der sich proportional zum auftreffenden Photonenfluss bzw. Kathodenstrom I_K verhält. Durch diesen Strom kann an einem Widerstand R ein Spannungsabfall registriert werden. Für die über viele Spannungswerte gemittelte Spannung gilt

$$\overline{U}_a = \overline{U} = R \cdot G \cdot \overline{I}_K . \quad (4.8)$$

Die Streuung der einzelnen Spannungswerte wird über die Standardabweichung beschrieben:

$$\sigma = \sqrt{\overline{U^2} - \overline{U}^2} = R \cdot G \cdot \sqrt{\overline{I_K^2} - \overline{I}_K^2} . \quad (4.9)$$

Die Abweichungen der einzelnen Kathodenstromwerte vom Mittelwert werden durch die *Schottky-Gleichung* bestimmt:

$$\sqrt{\overline{I_K^2} - \overline{I}_K^2} = \sqrt{2 \cdot e \cdot \Delta f \cdot \overline{I}_K} , \quad (4.10)$$

dabei ist e die Elementarladung und Δf die Rauschbandbreite. Diese wird im Allgemeinen über folgendes Integral definiert:

$$\Delta f = \frac{1}{A_0^2} \cdot \int_0^\infty |A(f)|^2 df \quad \text{mit } A_0 = \max |A(f)| . \quad (4.11)$$

Daraus folgt mit der Übertragungsfunktion $A(f)$ (aus Gl. 4.1 u. Gl. 4.5) und Eckfrequenz des aktiven Strom-Spannungs-Wandlers

$$A(f) = \frac{1}{1 + i \cdot f/f_{-3dB}} \quad \Rightarrow \quad \Delta f = \frac{\pi}{2} \cdot f_{-3dB} \quad (4.12)$$

$$\Rightarrow \sigma = \sqrt{k} \cdot \sqrt{U} \quad \text{mit } k = \pi \cdot e \cdot f_{-3dB} \cdot R \cdot G . \quad (4.13)$$

Damit findet eine direkte Verknüpfung zwischen dem Maß der Streuung und dem Mittelwert des Signals, also zwischen dem Rauschen und der Signalhöhe, statt. Die Proportionalitätskonstante k kann mit Hilfe der linearen Regression aus der Auftragung der Standardabweichung gegen die Wurzel der mittleren Spannung, wie in Abbildung 4.25 dargestellt, ermittelt werden. Der PMT wird dabei mit einer absolut kalibrierten Ulbrichtkugel beleuchtet. Die Lichtintensität wird mit Hilfe einer eingebauten Blende reduziert und über die unterschiedlichen Signalhöhen relativ auf die vollständig geöffnete Kugel bezogen. Dies muss allerdings bei einer festen Betriebsspannung geschehen. Misst man nach folgendem Schema,

$$\begin{aligned} U_0 &= R \cdot G_0 \cdot I_{K0} \\ U_1 &= R \cdot G_0 \cdot I_{K1} \\ U_2 &= R \cdot G_1 \cdot I_{K1} \\ U_3 &= R \cdot G_1 \cdot I_{K2} \\ U_4 &= R \cdot G_2 \cdot I_{K2} \\ U_5 &= R \cdot G_2 \cdot I_{K3} \\ &\text{usw.} \end{aligned}$$

können, wie weiter gezeigt wird, die wichtigsten Parameter eines PMT bestimmt werden. Die G_i werden durch verschiedene Betriebsspannungen und die I_{Kj} über unterschiedliche Blendeneinstellungen geändert. Vernachlässigt man den Dunkelstrom des PMT, so wird bei ausgeschalteter Betriebsspannung das Rauschen nur durch die Elektronik bestimmt. In Abbildung 4.25 sind die Messwerte nach dem obigen Schema bestimmt worden (Integrationszeit $1.25 \cdot 10^{-6}$ s).

Mit Hilfe der linearen Regression wird nach Gleichung 4.13 die Proportionalitätskonstante

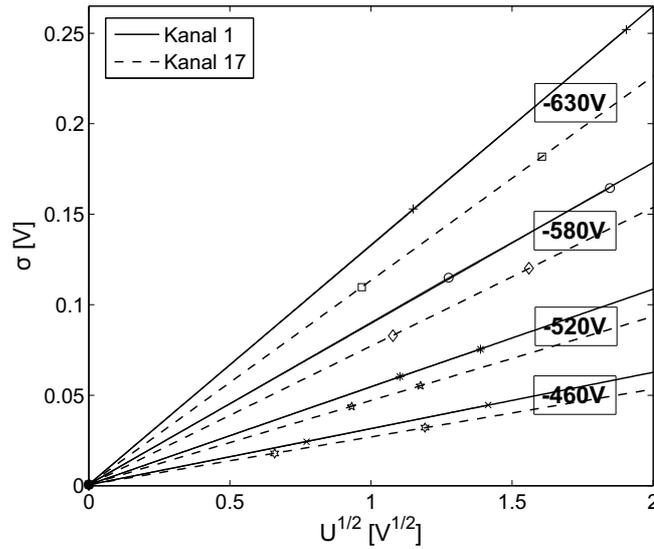


Abbildung 4.25: Standardabweichung zweier Kanäle gegen die Wurzel des Mittelwertes bei verschiedenen Betriebsspannungen für $\lambda_0 = 728.1 \text{ nm}$ und einer Integrationszeit von $1.25 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

k bestimmt. Die unterschiedlichen Steigungen bei den zwei gezeigten Kanälen sind eine Folge der inhomogenen Kathodenempfindlichkeit des PMT. Die Werte für k variieren bei den verschiedenen Betriebsspannungen von 0.001 (Kanal 1) bzw. 0.0007 (Kanal 17) bei HV= -460 V bis zu 0.0174 bzw. 0.0127 bei HV= -630 V. Nun kann zu einem Spannungsmesswert bei diesen Betriebsspannungen der jeweilige Fehler angegeben werden. So beträgt der Fehler für Kanal 17 bei einer Betriebsspannung von -460 V und einem gemessenen Spannungswert von $U = 2 \text{ V} \Rightarrow \sigma = \sqrt{0.0007} \cdot \sqrt{2 \text{ V}} = 0.037 \text{ V}$, d.h. ca. 2%.

Um den Fehler der Messung zu verkleinern, ohne dabei die Signalamplitude zu verändern, stehen prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Zum einen könnte die Frequenzbandbreite weiter reduziert werden. Dies ist möglich, indem die Rückkopplungskapazität des Wandlers entsprechend höher gewählt wird. Zum anderen könnte durch die Wahl eines anderen Kathodenmaterials die Quantenausbeute der Kathode erhöht werden. Der Zusammenhang beider Größen folgt angelehnt an Gl. 4.8:

$$\bar{U} = R \cdot G \cdot \bar{I}_K = R \cdot G \cdot e \cdot \eta \cdot \Phi . \quad (4.14)$$

Der Kathodenstrom \bar{I}_K wird hier als Produkt aus der Elektronenladung, der Quantenausbeute und dem Photonenfluss Φ auf die Kathode dargestellt. Für den auf die Photokathode einfallenden Photonenfluss gilt

$$\Phi = b_\lambda(\lambda_0) \cdot A_K \cdot \Omega \cdot T_V \cdot T_i , \quad (4.15)$$

mit der in den Raumwinkel abgestrahlten Photonendichte $b_\lambda(\lambda_0)$ [Photonen/s·m²·sr] der zentralen Wellenlänge λ_0 , der Fläche A_K der Kathode, dem Raumwinkel Ω zwischen Kathode und der Ulbrichtkugel und dem Transmissionsverhalten T_V der verwendeten optischen Bauteile. Werden desweiteren mit Hilfe der Blende unterschiedliche Transmissionskoeffizienten T_i verwendet, kann mit Gl. 4.13, Gl. 4.14 und Gl. 4.15 eine Bestimmungsgleichung für die Quantenausbeute η aufgestellt werden:

$$\bar{U}_i = c \cdot T_i \quad \text{mit } c = \frac{\Delta U_i}{\Delta T_i} = \frac{\eta \cdot b_\lambda(\lambda_0) \cdot A_K \cdot \Omega \cdot T_V}{\pi \cdot f_{-3dB}} \cdot k. \quad (4.16)$$

Aus der linearen Regression der mittleren Spannungssignale in Abhängigkeit der Transmissionsfaktoren in Abbildung 4.26 lässt sich damit der Proportionalitätsfaktor $c = \Delta U_i / \Delta T_i$ bestimmen. Mit einer weiteren Regression der aufgetragenen Werte der beiden Faktoren c gegen k bei verschiedenen Betriebsspannungen kann unter Zuhilfenahme der bekannten Größen die Quantenausbeute η bestimmt werden.

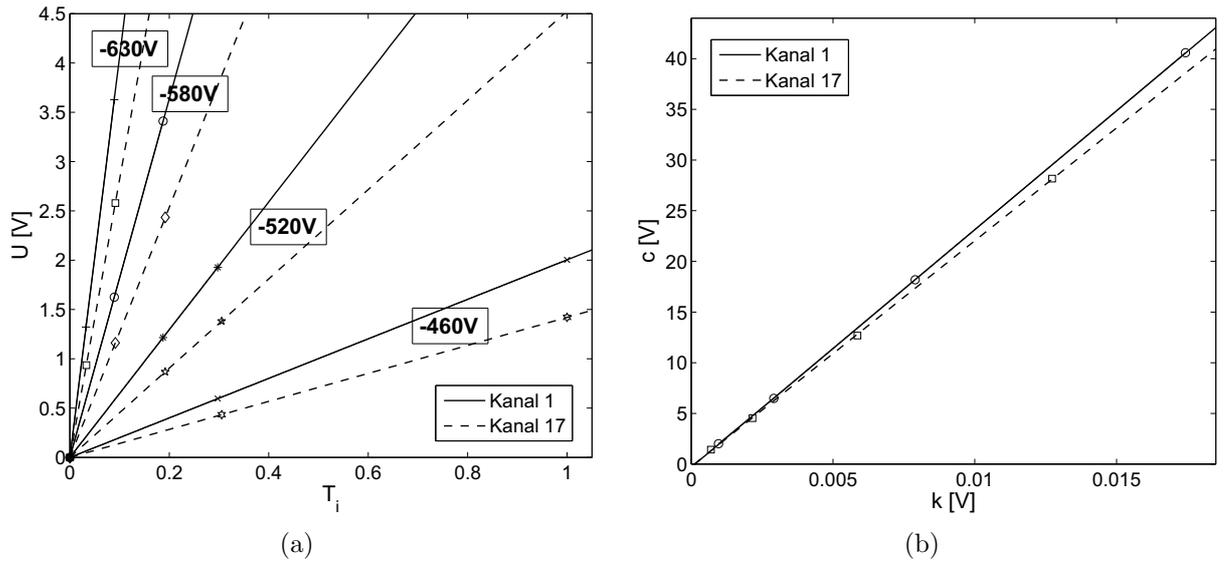


Abbildung 4.26: a) Ausgangsspannung zweier Kanäle in Abhängigkeit der Transmissionsfaktoren verschiedener Betriebsspannungen für $\lambda_0 = 728.1$ nm. b) Auftragung der beiden Parameter c und k .

Mit der so bestimmten Steigung $\Delta c / \Delta k$ ergibt sich die Quantenausbeute aus der folgenden Gleichung

$$\eta = \frac{\frac{\Delta c}{\Delta k} \cdot \pi \cdot f_{-3dB}}{b_\lambda(\lambda_0) \cdot A_K \cdot \Omega \cdot T_V}. \quad (4.17)$$

Mit $b_\lambda(\lambda_0 = 728.1 \text{ nm}) = 5.346 \cdot 10^{11} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, $\Omega = \pi \cdot (45 \text{ mm}/340 \text{ mm})^2 \text{ sr}$ (vgl. Abb. 4.13), $A_K = 5.6 \text{ mm}^2$, $f_{-3dB} = 470 \text{ kHz}$, $\Delta c/\Delta k = 2345$ bzw. $\Delta c/\Delta k = 2246$ folgt mit einer effektiven Transmission der optischen Bauteile von $T_V = 0.35$ (1:1 Abbildung mit AL2, siehe Tabelle 4.2) für die Quantenausbeute der ausgewählten Kanäle $\eta \approx 6\%$. Dieser Wert ist deutlich unter dem vom Hersteller angegebenen Wert (siehe Tabelle 4.4) und hat damit drastische Konsequenzen für die Messungen.

4.4.5 Linearität und Übersprechen der Photomultiplier

Die Annahme, dass der Anodenstrom dem einfallendem Photonenfluss proportional ist kann durch verschiedene Einflüsse verletzt werden. Zum einen kann das durch eine nicht stabilisierte Hochspannungsquelle oder eine eingekoppelten Störung in die Versorgungsleitung geschehen. Durch das Stromverstärkungsprinzip des PMT können selbst kleine Störungen das Ausgangssignal beeinflussen.

Für die Verstärkung G ergibt sich nach [Ham03]:

$$G = \delta^n = K \cdot V^{\alpha n} \quad \text{mit } K = \frac{a^n}{(n+1)^{\alpha n}}, \quad (4.18)$$

δ ist der mittlere Sekundäremissionsfaktor, n die Anzahl der Dynoden, α eine Konstante, die von der Geometrie und dem Material der Dynoden abhängt (vgl. [Val69]), V die angelegte Versorgungshochspannung und a eine Proportionalitätskonstante. Mit $\alpha = 0.7 - 0.8$ und einer Dynodenanzahl von $n = 10$ hängt die Verstärkung in siebter bis achter Potenz von der Versorgungsspannung ab. Mit einer Restwelligkeit von $\Delta V/V = 10^{-5}$ beim verwendeten Netzteil (Knott NL1351) liegt die Schwankung weit unter den geforderten 1%. Äußere Störungen müssen mit Hilfe einer effektiven Abschirmung unterdrückt werden.

Eine weitere mögliche Verletzung der Proportionalität tritt durch den Einsatz der Spannungsteilerkette ein. Bei zu hohem Lichteinfall auf die Kathode und der damit erhöhten Elektronenausbeute kann ein zu hoher Strom von der Anode zur Kathode fließen. Damit könnte sich ihr Potential oder das der einzelnen Dynoden ändern, da die Spannungsteilerkette nur einen endlichen Strom liefern kann. Will man die Änderung der Verstärkung $\Delta G/G$ bei konstant einfallendem Lichtstrom [Phi94]

$$\frac{\Delta G}{G} = \alpha \cdot \frac{n}{n+1} \cdot \frac{I_A}{I_{ST}} \quad (4.19)$$

unterhalb von 1% halten, darf sich das Verhältnis von Anodenstrom I_A zum Spannungsteilerstrom I_{ST} ebenfalls nicht stark von diesem Wert unterscheiden, um die Linearität des Systems nicht zu gefährden. Eine übliche Technik, diese Grenze zu erhöhen, ist, den

Widerstand der Spannungsteilerkette zu erniedrigen. So fließt hier ein höherer Strom, und damit ist auch ein höherer Anodenstrom möglich. Dem werden Grenzen gesetzt durch den vom Spannungsnetzteil lieferbaren Strom sowie durch die Erwärmung der Widerstände und den damit verbundenen Widerstandsänderungen. Vergleicht man diese Werte allerdings in Tabelle 4.4, so erkennt man, dass dort mit $I_A/I_{ST} = 32 \times 3 \mu\text{A}/0.37 \text{ mA} = 0.26$ eine scheinbare Überschreitung der Linearitätsbedingung vorliegt. Diese Bedingung gilt allerdings nicht im Falle des vorliegenden aktiven Spannungsteilers. Hier sorgen zwischengeschaltete Transistoren für eine höhere Linearität als bei einem normalen Spannungsteiler (vgl. auch [Rca80]). Hamamatsu gibt für die Linearität der aktiven Spannungsteiler einen Wert von 60-70% an. In Abbildung 4.27 ist zu erkennen, dass die Linearität eines ausgewählten Kanals eines an TEXTOR eingesetzten Photomultipliers bis einschließlich $3 \text{ V}/1 \text{ M}\Omega = 3 \mu\text{A}$ bei $HV = -450 \text{ V}$ und damit für den Messbereich bis 2 V gewahrt bleibt. Der Messaufbau besteht aus einer homogenen Lichtquelle wie in Kapitel 4.4.4, deren Intensität hier mit Hilfe von Neutralsdichtefiltern variiert wird.

Da der Stromverbrauch der Spannungsteiler linear mit der Versorgungsspannung verläuft, wäre eine Verletzung der Linearitätsbedingung erst unterhalb der minimalen Betriebsspannung von $HV_{min} = -400 \text{ V}$ zu erwarten. Die sichtbaren Abweichungen von der

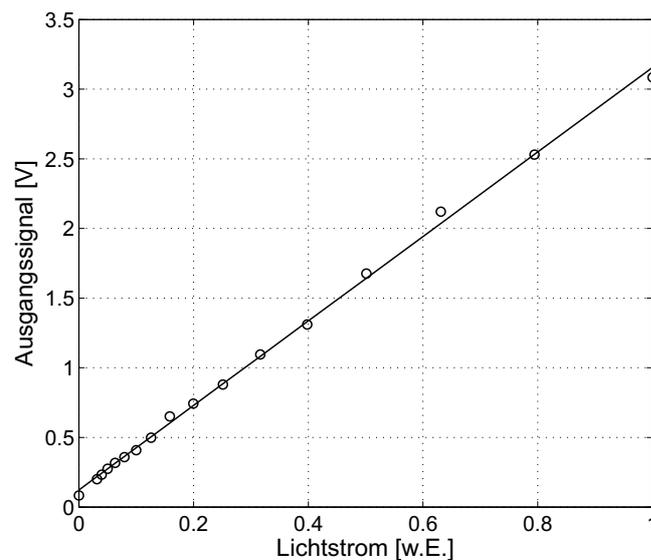


Abbildung 4.27: Linearität des PMT in Abhängigkeit des einfallenden Lichtstroms.

Ausgleichsgeraden rühren aus der Ungenauigkeit der eingesetzten Neutralsdichtefilter (ca. 10%).

Wie schon in Kapitel 4.3 beschrieben wurde, können Störsignale sich über parasitäre Kapazitäten auch ohne direkte Verbindung fortpflanzen. Je kompakter ein System ist, desto stärker können diese Störungen von einem Punkt zum anderen übergehen. Bei dem verwendeten Photomultiplier hat die Dynoden- und Anodenstruktur einzelner Kanäle sehr

kleine Abstände zueinander. Mit den damit erhöhten parasitären Kapazitäten tritt hier ein so genanntes Übersprechen zwischen Signalen der Kanäle auf. Um dies festzustellen, wurde ein einzelner Kanal mit einer sehr schmalen Lichtquelle beleuchtet und die e auf den Nachbarkanälen erfasst. Es muss darauf geachtet werden, dass die Dimensionen des Beleuchtungsflecks kleiner sind als die der Kathode. Um Fehlinterpretationen zu vermeiden, sollte eine gepulste Lichtquelle verwendet werden, da so eine Abgrenzung gegen das Streulicht möglich ist. Die Messungen ergaben eine weitgehende Übereinstimmung der Herstellerdaten⁵ bezüglich des Übersprechens. So liegt das mittlere Übersprechen von zwei Nachbarkanälen unter 1% und ist beim übernächsten Kanal in der Regel unterhalb der Nachweisschwelle.

⁵Es handelt sich bei den verwendeten Photomultipliern um speziell ausgewählte Geräte mit niedrigem Übersprechen.

4.5 Die Steuerung und Synchronisation

Die zahlreichen Diagnostiken an TEXTOR besitzen eine unterschiedliche Zeitaufösung und Messdauer. Um diese Messungen miteinander zu vergleichen, wird eine gemeinsame Zeitbasis für alle Experimente eingesetzt. Die Zeitbasis (Taktrate: 1 MHz) wird zentral erzeugt und an alle auf dem CAMAC-System (vgl. Kapitel 4.6) basierende SCGM-Timing-Steuermodule über Glasfaserverbindungen weitergeleitet. Jede Diagnostik hat in der Regel mindestens ein Steuermodul in unmittelbarer Nähe, um Steuersignale von dort abzugreifen. Zur Unterscheidung haben die Module verschiedene ID-Nummern und eine Kurzbezeichnung (hier: SHE für **S**upersonic **H**elium**b**eam). Ihre Bedienung kann von verschiedenen Standorten und Rechnern aus erfolgen. Über ein „Drag&Drop“ Menü der JDAQ-Software (**J**ava **D**ata **A**c**Q**uisition) können flexibel Zeitpunkte und Intervalle relativ zu einer Entladung eingestellt werden. Das Steuermodul generiert sie an der Stelle. Bei der bisher beschriebenen Helium-Überschallstrahldiagnostik treten verschiedene Zeitkonstanten auf. So wird das Piezoventil mit einer effektiven Wiederholrate⁶ von 2 Hz (vgl. Kapitel 4.1.1) gepulst. Gleichzeitig wird das Messsignal vom Kamerasystem mit einer Arbeitsfrequenz von 16 MHz und vom Photomultipliersystem mit 800 kHz erfasst. Um die Systeme zu synchronisieren und zu steuern, wurde eine hardwarebasierte Steuereinheit entwickelt. Sie ist in einem 19 Zoll Baugruppenträger integriert, mit BNC/LEMO Ein- und Ausgängen ausgestattet und erfüllt folgende Aufgaben:

1. Steuerung des Piezoventils

Die Spannungsversorgung des Piezoelements (bis 115 V) ist über ein (0-10) V Signal extern steuerbar (vgl. Kapitel 4.1.1).

Ein Modul der Steuereinheit erzeugt das 10 V Steuersignal. Über einen dreistelligen BCD Kodierschalter ist die Intervallbreite (Gate 3) zwischen zwei Pulsen und die der Pulse selbst in ms-Schritten einstellbar.

2. Steuerung der Datenerfassung

Bei einem gepulsten System wie dem Überschallstrahl wäre der Großteil der Daten bei einer andauernden Aufnahme von Messdaten nicht für die Auswertung verwendbar. Für die spätere Auswertung sind nur Messwerte erforderlich, die während der Gaspulse aufgenommen werden. Nur ein kleiner Teil der Daten zwischen den Gaspulsen ist für die Charakterisierung des Signaluntergrunds notwendig.

Wie bei der Steuerung des Piezoventils kann eine Intervallbreite (Gate 2) über einen Kodierschalter eingestellt werden, die das Messintervall definiert. Nur in diesem Bereich wird z. B. die Abtastfrequenz (Clock) an die Datenerfassung der PMT-Beobachtung weitergegeben. Desweiteren wird aus der positiven Flanke dieses abgreifbaren Signals ein TTL-Starttrigger generiert. Dieser Trigger wird im TEXTOR-Betrieb zusammen mit der softwareseitigen Initialisierung der Messwerterfassung

⁶An: 100ms, Aus: 400ms

verwendet, um eventuelle Fehltrigger⁷ der Abtastfrequenz zu verhindern. So werden die extern getriggerten Datenerfassungsgeräte kurz vor der Entladung initialisiert, um dann mit dem Starttrigger gestartet zu werden. Nur ab diesem Zeitpunkt wird die Abtastfrequenz von den jeweiligen Geräten angenommen (näheres siehe Kapitel 4.6).

3. Kamerakontrolle

Ein Modul der Steuereinheit stellt die Versorgungsspannung für die Kamera zur Verfügung. Dieses Modul erlaubt es auch, die wichtigsten Signale (z.B. die Pixelabtastfrequenz) über BNC-Anschlüsse abzugreifen. Über einen Eingang in diesem Modul kann die Integrationszeit der Kamera vorgegeben werden. Das ist die Zeit zwischen TTL-Pulsen, die dem CCD-Chip als Auslesekommando dienen. Die Pulse können über ein externes Gerät erzeugt und mit diesem Eingang oder über eine Kabelverbindung mit einem angrenzenden Modul der Steuereinheit verbunden werden. An diesem Modul können vier Integrationszeiten über einen drehbaren Schalter eingestellt werden (5 ms, 10 ms, 20 ms, 40 ms). Die erzeugten TTL-Auslesekommandos werden aus einem eigenen 16 MHz Quarzoszillator gewonnen.

Das erfasste Videosignal wird über ein Kabel mit einer Impedanz von 75Ω direkt von der Kamera in das Videomodul der Steuerung geleitet, um dort mit dem Datenerfassungssignal kombiniert zu werden. Ein eigens hierfür entwickelter Videoumschalter (20 MHz) gibt nur während des Messintervalls (Gate 2) das „echte“ Videosignal über den BNC-Ausgang an die Erfassung weiter. Im Unterschied zum Videosignal, das negativ von -1 V bis zu 0 V verlaufen kann, legt der Videoumschalter in der Zeit außerhalb des Messintervalls (Gate 1) ein +5 V Signal auf den Ausgang. Dies dient der besseren Unterscheidung des Videosignals (vgl. Kapitel 4.6.2).

Wird außerhalb des Messintervalls kein Auslesekommando nach der eingestellten Integrationszeit gesendet, integriert der CCD-Chip der Kamera das Signal weiter bis zum nächsten TTL-Puls. Um eine Überbelichtung des CCD-Chips zwischen den Messintervallen, wo keine Signale erfasst werden, zu verhindern, werden auch während dieser Zeit Auslesekommandos an die Kamera gesendet. Die Videosignale werden allerdings während dieser Zeit vom Videoumschalter wie beschrieben blockiert.

4. Steuerung der Multiplexer

Die Multiplexer der PMT-Beobachtungselektronik werden von einem weiteren Modul der Steuereinheit kontrolliert. Dabei sind zwei verschiedene Betriebsmodi möglich:

Im Einzelmodus wird über einen Taster eine der vier möglichen IDs (vgl. Kapitel 4.2.3) eingestellt. Damit wird das Beobachtungsvolumen auf einen Bereich fixiert.

⁷Als Fehltrigger wird in diesem Fall ein externes Signal verstanden, das sich in den Geräteeingang für die Abtastfrequenz einkoppelt und fälschlicherweise für ein Abtastpuls gehalten wird.

Im Repetiermodus werden die einzelnen IDs nacheinander erhöht. Am Ende jedes Messintervalls (negative rechte Flanke von Gate 2) werden die Multiplexer IDs nach folgender Reihenfolge durchgeschaltet: ID0, ID1, ID2, ID3, ID0, ID1, ID2, usw.. Als weitere Option ist es möglich, über einen TTL-Eingang der Steuereinheit den Multiplexer zu deaktivieren. Hierfür wird ein TTL-Gate benötigt, das z.B. von dem SCGM-Modul erzeugt wird. Der Zweck dieser Option ist, bei frühzeitigen Abbrüchen der Entladungen die Signalleitungen der PMT-Datenerfassung mit einer Nulllinie zu versehen. Nachdem die Daten heruntergeladen werden, ist es möglich, diese Nullliendaten automatisch zwecks Datenreduktion automatisch zu löschen.

Mit Aufbau dieser Hauptsteuerung reicht im wesentlichen für den Betrieb des Überschallstrahls nur ein Signal des SCGM-Timings. Mit Hilfe von implementierten logischen Verknüpfungen werden in der Steuereinheit die in Abbildung 4.28 dargestellten Zeitintervalle (Gates) generiert. Das SCGM-Modul erzeugt ein TTL-Gate, das während der gesamten

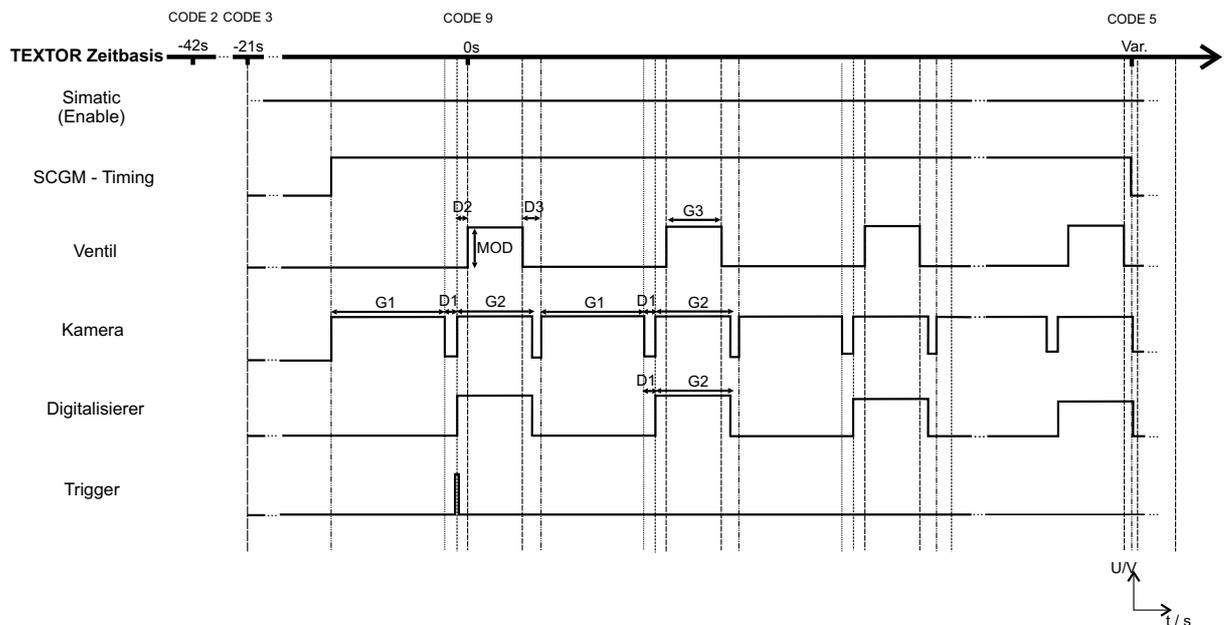


Abbildung 4.28: Zeitintervalle der Helium-Überschallstrahl Hauptsteuerung. (CODE 2, 3, 9, 5 sind vereinbarte JDAQ Zeitmarken relativ zu einer Entladung.)

Entladung aufrechterhalten wird. Dieses Gate wird als erstes mit dem SIMATIC Steuersignal verknüpft, das den störungsfreien Betrieb des Injektionssystems signalisiert. Die so initialisierte Zeitgliederkette erzeugt nun in Kombination mit den Verzögerungsgliedern (D1, D2, D3) und TTL-Signalgebern die benötigten Zeitintervalle (G1, G2, G3). Die Intervallbreiten können wie bereits oben beschrieben mit Kodierschaltern eingestellt werden.

Als erstes wird das Gate 1 (G1) erzeugt, mit dessen Hilfe Auslesekommandos entsprechend der Integrationszeit an den CCD-Chip geleitet werden. In einem weiteren Schritt wird dann Gate 2 (G2) generiert, welches zur Triggersteuerung und bei der PMT-Beobachtung in Kombination mit der Abtastfrequenz verwendet wird. Gleichzeitig wird das Signal Gate 3 (G3) für die Ventilsteuerung nach Ablauf der Verzögerungszeit Delay 1 und 2 (D1, D2) ausgesendet. Dabei kann die ausgesendete Signalhöhe (MOD) je nach Bedarf variiert werden. Die verwendete Zeitgliederkette garantiert immer einen vollen Durchlauf der Schleife und wird erst nach Unterbrechung der Eingangssignale nach einer letzten Schleife mit dem Delay 3 (D3) beendet.

Entweder werden die erzeugten Gates selbst zur Signalsteuerung verwendet (Ventilsteuerung) oder z.B. mit einer Abtastfrequenz kombiniert. So wird für die Abtastfrequenz der PMT-Datenerfassung ein 800 kHz-Signal generiert. Um eine hohe Synchronisation zu erreichen, setzt die Steuerung insgesamt nur zwei Frequenzgeber mit 16 MHz ein. Einer der Signalgeber ist der interne Quarzoszillator der Kamera selbst und wird für die meisten Anwendungen in der Hauptsteuerung verwendet. Nur das Integrationszeitmodul besitzt noch einen weiteren Signalgeber mit 16 MHz. Alle benötigten Frequenzen unter 16 MHz werden mit Hilfe von Frequenzteilern erzeugt.

Der auftretende Synchronisationsfehler bei dieser Arbeitsfrequenz beträgt $\Delta_t = \frac{1}{16} \mu\text{s}$.

4.6 Die Datenerfassung

Durch eine Plasmaentladung entstehen direkt oder indirekt eine Vielzahl von Störungen in unmittelbarer Nähe und auch Umgebung zu TEXTOR. Darunter sind niedrig- bis hochfrequente elektromagnetische Strahlung und Neutronen. All diese Störungen stellen eine Gefährdung der empfindlichen Detektoren aber auch der Steuer- und Messgeräte dar. Um eine reibungslose und datenverlustfreie Erfassung der Messwerte zu gewährleisten, werden an TEXTOR nur Komponenten verwendet, deren Spezifikationen den Einsatz in dieser „feindlichen“ Umgebung zulassen. Zur Messwertenerfassung der hier beschriebenen Diagnostik kommen Geräte zweier Systeme zum Einsatz:

1. CAMAC Computer Automated Measurement And Control

Das in den 60er Jahren entwickelte computergesteuerte Datenerfassungssystem wurde speziell für den Einsatz an nuklearen Forschungsanlagen konzipiert [Leo87]. Die CAMAC-Crates⁸ sind untereinander ringförmig mit Lichtwellenleitern (LWL) verbunden und werden von einem Prozessrechner außerhalb des Bunkers gesteuert [Stu75]. Mit diesem System wird an TEXTOR die zentrale Zeitbasis zur Synchronisation aller Diagnostiken erzeugt. Es werden an TEXTOR CAMAC-Digitalisierer

⁸Als Crate wird ein Gehäuse mit eigener Stromversorgung bezeichnet, das normierte Steckplätze und interne Verbindungen für verschiedene Gerätearten (Controller, Digitalisierer etc.) zur Verfügung stellt.

zur Erfassung langsamer Signale bis 2 MHz eingesetzt. Die Daten werden in einen separaten Speichereinschub (max. 4 MByte) geschrieben und danach auf die magnetischen Datenträger des Prozessrechners außerhalb des Bunkers mit einer Geschwindigkeit von maximal 3 MByte/s transferiert. Jedoch sind neuere Geräte mit höherer Speichertiefe oder schnellerer Datenübertragung kaum erhältlich, da die Hersteller den in die Jahre gekommenen Standard nur bedingt unterstützen. So wird bei höherem Speicherbedarf auf andere Systeme wie z.B. das VXI-System zurückgegriffen.

2. VXI VMEbus EXtension for Instrumentation

Dieses neuere Bussystem wurde Ende der 80er Jahre als Industriestandard eingeführt und bietet eine höhere Funktionalität und Leistungsfähigkeit [Haw89]. Im CAMAC-System steuern die an TEXTOR verwendeten Controller ausschließlich die im Crate eingesetzten Geräte und regeln die Kommunikation zum Prozessrechner. Dagegen können im VXI-System Controller eingesetzt werden, die als eigenständige leistungsfähige Rechner mit eigenem Prozessor und Hauptspeicher arbeiten. Ihr Betriebssystem beziehen sie dabei von einer Festplatte. Mit dieser können sie zwar lokal über z. B. einen SCSI-Bus verbunden werden, jedoch wird aus den oben genannten Gründen auf den Einsatz von Festplatten in unmittelbarer Nähe zu TEXTOR gänzlich verzichtet. Stattdessen wird das Betriebssystem von einem Knotenpunkt außerhalb bezogen (siehe unten). Eine große Produktpalette erlaubt den Einsatz verschiedenster Gerätearten, die die unterschiedlichsten Anforderungen an z.B. Speicherkapazität und Geschwindigkeit erfüllen.

Geräte beider Systeme mit unterschiedlicher Leistungsfähigkeit und Abtastrate werden hier in Kombination eingesetzt. Dabei gibt es verschiedene Bedingungen zu erfüllen: Die Erfassungsgeräte müssen so ausgelegt werden, dass eine TEXTOR-Entladung bis zu 10 Sekunden aufgenommen werden kann. So erfolgt die Aufnahme der Betriebsparameter (Druck, Triggerzeitpunkte etc.) nicht mit hoher zeitlicher Auflösung, da in der Regel die Messgeräte selbst über eine Auflösung von nur einigen Millisekunden verfügen. Dagegen muss die Datenerfassung der Kamerasignale mit einer Abtastrate von 16 MHz erfolgen und erzeugt bei einer 12 bit Auflösung eine Datenmenge von 32 MByte/s. Im Falle der Photomultiplierbeobachtung wird eine Abtastrate von 800 kHz auf 24 Kanälen verwendet und es fällt eine Datenmenge von 38.4 MByte/s an. Eine Übersicht über einen Großteil der verschiedenen Signalleitungen und Verschaltungen der Diagnostik ist in Abbildung 4.29 zu sehen. Insbesondere wird hier die zentrale Rolle der bereits beschriebenen Hauptsteuerung deutlich.

4.6.1 Datenerfassung der Betriebsparameter

Verschiedene Messgrößen werden am He-Überschallstrahl erfasst. Sie dienen der Protokollierung des Experiments. So werden unter anderem der Hochdruck des Injektionssystems

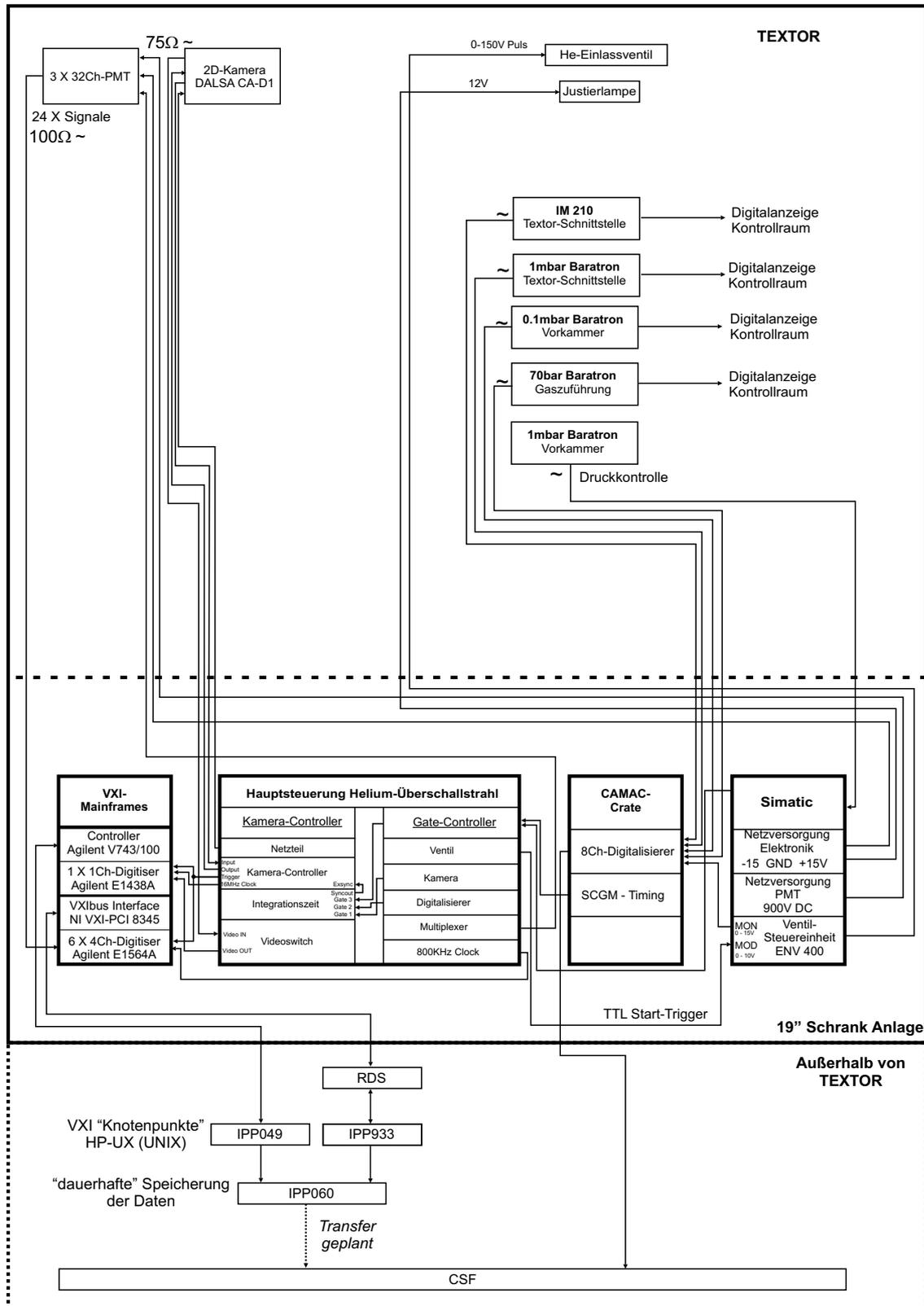


Abbildung 4.29: Verschaltung der gesamten Überschallstrahl Diagnostik.

und der Druck in der Vorkammer aufgenommen. Hinzu kommen weitere Steuersignale wie z.B. das bereits beschriebene Zeitintervall der Ventilsteuerung oder Datenerfassung. Diese erfassten Informationen erlauben den flexiblen Einsatz der Hauptsteuerung, da dort veränderte Einstellungen (z.B. verschiedene Integrationszeiten) durch die erfassten Steuersignale eindeutig bestimmt werden können. Wichtig zu bedenken ist, dass damit die Genauigkeit der Zeitskala durch die Abtastfrequenz der Steuersignale festgelegt wird. Die Erfassung erfolgt mit Hilfe eines 8-Kanal CAMAC-Digitalisierers (KineticSystem Corporation 4022) mit insgesamt 1 MByte Speicher (Memory Module 4054). Die einstellbare Abtastrate beträgt 10 kHz, woraus bei einer 12 Bit Auflösung und der Nutzung aller acht Kanäle eine Datenmenge von 160 KByte/s anfällt. Bei einer durchschnittlichen Entladungsdauer von sechs Sekunden gewährleistet der eingesetzte Speicher die vollständige Aufnahme der Messwerte.

Typ	KineticSystem Corporation 4022 / Memory 4054
Anzahl der Kanäle	8
Abtastrate	max. 250 kHz(1Kanal), max. 31.25 kHz (8 Kanäle)
Auflösung	12 bit
Messbereich	-10.0 V bis 10.0 V
Speicher	1 MByte
Steuerung	JDAQ

Tabelle 4.5: Charakteristische Eigenschaften des verwendeten CAMAC-Digitalisierers.

Nach Ablauf der Entladung werden die digitalisierten Daten auf die CSF (**C**entral **S**torage **F**acility) heruntergeladen und sind über die auf dem *http*-Protokoll basierende Darstellungsplattform TWU (**T**EXTOR **W**eb **U**mbrella) zugänglich. Für dieses System stehen unter anderem Funktionen für fortschrittliche Auswerteprogramme wie MATLAB oder IDL zum direkten Einladen der Daten zur Verfügung.

4.6.2 Datenerfassung der Kamerabeobachtung

Um größere Datenmengen bei gleichzeitig hohen Abtastraten aufzunehmen, wird bei der Helium-Überschallstrahl-Diagnostik das VXI-System verwendet. Dabei erfolgt die Erfassung der Daten des Kamerabeobachtungssystems mit einem VXI-Mainframe bestehend aus einem VXI-Controller (Agilent Technologies V743/100) und einem schnellen Digitalisierer (Agilent Technologies E1438A). Der Controller stellt eine eigenständige Workstation (IPP461) dar, die ihr Unix HP-UX Betriebssystem über die Netzwerkschnittstelle von einer Festplatte außerhalb von TEXTOR bezieht.

Dieser Festplattenplatz wird von einer weiteren Workstation (IPP049) zur Verfügung

Typ	Agilent Technologies V743/100
Prozessortakt	100 MHz
Architektur	32 bit
Arbeitsspeicher	128MB
Netzwerkschnittstelle	AUI bzw. 10 MBit/s (Glasfaser)

Tabelle 4.6: Charakteristische Eigenschaften des verwendeten VXI-Controllers.

Typ	Agilent Technologies E1438A
Anzahl der Kanäle	1
Abtastrate	10 MHz bis 102.4 MHz
Auflösung	12 Bit
Messbereiche	bis 10.0 V
Speicher	288 MByte
Steuerung	Nachrichten basiert

Tabelle 4.7: Charakteristische Eigenschaften des verwendeten Digitalisierers.

gestellt. Physikalisch liegen hier neben dem Betriebssystem des Controllers auch die verwendeten Erfassungsprogramme des Digitalisierers.

Die analogen Kamerasignale werden mit einer Arbeitsfrequenz von 16 MHz (vgl. Kapitel 4.2.2) ausgelesen. Mit jedem Takt liegt das Signal eines einzelnen Pixels am Videoausgang der Kamera. Solche Videosignale werden in der Regel dadurch erfasst, indem die Arbeitsfrequenz (Pixelclock) der Kamera gleichzeitig als Abtastfrequenz für das digitalisierende Gerät verwendet wird. Dazu muss der Digitalisierer eine externe Arbeitsfrequenz dieser Höhe unterstützen.

Der E1438A kann Signale in seinem mit 50Ω intern abgeschlossenen Eingang mit bis zu 102.4 MHz digitalisieren.

Bei einer Auflösung von 12 Bit und einer externen Abtastrate von 16 MHz wird eine Datenmenge von 32 Mbytes/s in den FIFO Speicher (First In / First Out) des Digitalisierers geschrieben. Da die Arbeitsfrequenz nicht während der Messung verändert werden kann, ist es bei diesem Gerät nicht möglich, die Abtastfrequenz zwischen zwei Pulsen aus zu setzen. So erfasst der Digitalisierer die vollständige ihm vorgegebene Datenmenge und beendet erst dann die Messung. Diese Datenmenge wird während der Initialisierungsphase des Digitalisierers mit Hilfe eines in der Programmiersprache C geschriebenen Programms als ein Parameter festgelegt (in Zusammenarbeit mit [Irr03]). Nach der Initialisierungsphase startet die Messung mit dem Auftreten des Starttriggers (vgl. Kapitel 4.5). Da der Triggerlevel nicht einstellbar ist und auch kleine Schwellen vom Gerät akzeptiert werden, wird der Triggereingang mit einem Spannungsteiler ausgestattet. Kleine Störungen können damit nicht fälschlicherweise die Messung starten. Sobald die eingestellte Datenmenge auf-

genommen wurde, steuert das Programm das Auslesen der Daten durch den Controller. Ebenfalls vorher eingestellte große Datenpakete werden aus dem FIFO Speicher des Digitalisierers in den Hauptspeicher des Controllers übertragen. Es ist dabei zu beachten, dass der Controller zwar über einen Hauptspeicher von 128 MByte verfügt, doch ein Großteil dieses Speichers (bis 64 MB) für das Betriebssystem reserviert ist. Wenn die Daten sich im Hauptspeicher befinden, beginnt der Controller die „falschen“, d. h. die überflüssigen, Videosignale (vgl. Kapitel 4.5) aus zu sortieren. Danach werden die in der Menge stark, aber verlustfrei reduzierten Daten über die Netzwerkschnittstelle des Controllers und eine Glasfaserverbindung direkt auf die Festplatte einer weiteren Workstation (IPP060) geschrieben. Zusätzlich zu den binären Daten wird eine ASCII-Konfigurationsdatei erzeugt, die die Hardware-Einstellungen und blockweise die Anzahl der aussortierten Signale aufzeichnet. Die Konfigurationsdatei dient ebenfalls der Protokollierung der Einstellungen und kann auch zur Rekonstruktion der Zeitachse verwendet werden. Alle geschriebenen Dateien erhalten die Bezeichnung der jeweiligen Entladung. Nachdem alle Daten diese Prozedur durchlaufen haben, reinitialisiert das Programm den Digitalisierer nach einer einstellbaren Zeit. Die nächste Messung wird dann durch den nächsten Starttrigger gestartet.

Dieser Betriebsmodus, erlaubt es, in relativ kurzer Zeit große Datenmengen zu verarbeiten und von den jeweiligen Geräten vor der nächsten Plasma Entladung (durchschnittlich 10 Min zwischen zwei TEXTOR-Entladungen) herunterzuladen. Damit wird der ununterbrochene Messbetrieb gewährleistet.

4.6.3 Datenerfassung der Photomultiplierbeobachtung

Für die Erfassung der Vielkanalmessungen des PMT-Beobachtungssystems wird keine weitere Verarbeitung der Daten benötigt, und aus diesem Grund wird ein Controller verwendet, der über keine eigene CPU verfügt. Der NI VXI-PCI 8345 Controller wird über eine sehr schnelle Datenverbindung und eine PCI-Karte mit einem Windows Rechner, dem so genannten RDS (**R**aw **D**ata **S**torage) der Firma SCI, verbunden. Dieser Rechner übernimmt in Kombination mit einer HP-UX Workstation (IPP933) die Steuerung des VXI-Controllers. Die Software, die die Kommunikation zwischen den Digitalisierern

Typ	National Instruments VXI-PCI 8345
Transferschnittstelle	MXI-3
Datenübertragungsrate	durchschnittlich 16 Mbytes/s

Tabelle 4.8: Charakteristische Eigenschaften des verwendeten Controllers.

und dem Controller herstellt, liegt lokal auf dem RDS. Ebenso befinden sich hier die Erfassungsprogramme. Diese können über eine NFS (**N**etwork **F**ile **S**ystem Protokoll)

Verbindung direkt von der Workstation gestartet werden.

Als Digitalisierer für 3×8 Kanäle kommen sechs Agilent Technologies E1564A zum Einsatz. Jedes Gerät besitzt vier unabhängige Kanäle und differentielle Eingänge. Mit ihrer Auflösung von 14 bit (+ Vorzeichenbit effektiv 15 bit) können mit diesen Digitalisierern Schwankungen des Eingangssignals von $\Delta V/A = 1/2^{14} \approx 0.01\%$ im zulässigen Amplitudenintervall A (hier von -1V bis +1V) nachgewiesen werden.

Damit ist es möglich selbst geringste Schwankungen der Messwerte mit ausreichender Genauigkeit aufzulösen.

Typ	Agilent Technologies E1564A
Anzahl der Kanäle	4 differentielle Eingänge
Abtastrate	bis 800 kHz
Auflösung	14 bit
Messbereiche	bis 256.0 V
Eingangsfiler	1.5 kHz, 6 kHz, 25 kHz, 100 kHz, kein (1 MHz Standardeinstellung)
Speicher	64 MByte
Steuerung	registerbasiert

Tabelle 4.9: Charakteristische Eigenschaften des verwendeten VXI Digitalisierers.

Die Steuerung der Geräte erfolgt registerbasiert durch ein C-Programm [Schmi02]. Das Programm wird von der Workstation aus gestartet und initialisiert eine beliebige Anzahl von angeschlossenen Geräten. Nach der Initialisierungsphase werden die Geräte in Bereitschaft versetzt und beginnen die Messung mit Eintreffen des Starttriggers. Im Unterschied zum obigen Digitalisierer arbeitet dieses Gerät auch mit einer unterbrochenen Abtastfrequenz, wie sie vom Hauptsteuersystem erzeugt wird. Nachdem die vorher festgelegten Datenmenge erfasst wurde, beginnt nacheinander die Auslesung der einzelnen Gerätespeicher. Nach Beendigung werden die Digitalisierer durch das Programm reinitialisiert. Dies erfolgt nach einer vorher eingestellten Wartezeit.

Kapitel 5

Anwendungen an TEXTOR

5.1 Datenanalyse

Physikalische Ereignisse lassen sich in der Regel nicht vollständig durch einzelne Messwerte beschreiben sondern müssen durch den Einsatz statistischer Methoden und Begriffe wie z.B. den Mittelwert und der Streuung von zahlreichen Messwerten charakterisiert werden. Im folgenden Kapitel werden die bei der Auswertung der Helium-Überschallstrahl-Signale verwendeten Größen und Methoden dargestellt [Ben71, Bru02].

5.1.1 Mittelwert und Standardabweichung

Eine grundlegende Einordnung von Messsignalen erfolgt durch die Betrachtung der statistischen Momente. Sie sind über das Integral

$$E(x^n) = \int_{-\infty}^{\infty} x^n p(x) dx \quad (5.1)$$

definiert, wobei x eine zu messende Größe ist und $p(x)$ die *Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion* bezeichnet. Das ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Wert einer Messung im differentiellen Intervall $x_i \leq x \leq x_i + dx$ liegt. Für $p(x)$ gilt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1 . \quad (5.2)$$

Der Erwartungswert $E(\dots)$ der in Klammern angegebenen Größe wird im Falle des ersten Moments ($n=1$) üblicherweise als Mittelwert oder auch als *Ensemblemittel* $E(x) = \mu(x)$

bezeichnet. Das ist der Wert, der sich aus der Mittelung über alle möglichen „Realisationen“ (Messergebnisse) des gleichen Prozesses ergibt. Die *Varianz* $\text{Var}(x)$, das zweite statistische Moment, beschreibt das mittlere Schwankungsquadrat der Messgröße und ist definiert als:

$$E((x - \mu(x))^2) = \text{Var}(x) = \sigma^2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu(x))^2 p(x) dx . \quad (5.3)$$

Die positive Wurzel σ der Varianz wird *Standardabweichung* genannt.

Da bei experimentell gewonnenen Daten die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(x)$ in der Regel unbekannt ist, kann man durch N gleiche Versuche mit den Messergebnissen x_i [$i = 1, \dots, N$] Näherungswerte für $\mu(x)$ und $\sigma^2(x)$ ableiten:

$$\mu(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N x_i \approx \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N x_i . \quad (5.4)$$

$$\sigma^2(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu(x))^2 \approx \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu(x))^2 . \quad (5.5)$$

Im Grenzwert unendlich vieler Messungen gehen diese Näherungswerte der statistischen Momente in die exakten Werte aus den integralen Definitionen über. Eine Abschätzung der dadurch entstehenden Unsicherheit kann über Standardabweichung des Mittelwerts $\sigma_\mu = \sigma(x)/\sqrt{N}$ gemacht werden. Um diese Unsicherheit zu reduzieren, müssten demnach viele identische Messungen durchgeführt werden. Da dies allerdings im Falle von Experimenten wie an TEXTOR nicht realistisch ist, muss die Ergodizität¹ der Messsignale angenommen werden. Das bedeutet, dass statt einer Mittelung über viele Messungen eine zeitliche Mittelung durchgeführt wird. Es muss jedoch streng darauf geachtet werden, dass sich die wesentlichen Plasmaparameter während dieser Phase der Plasmaentladung nicht ändern.

5.1.2 Frequenzanalyse

Neben dem Mittelwert und der Standardabweichung sind oft periodische Signalkomponenten von Interesse. Da diese periodischen Komponenten über einen Zeitraum in der Regel nicht gut auszumachen sind, hat sich für derartige Analysen die Fourier-Transformation bewährt. Die Fourier-Transformierte einer Zeitfunktion $f(t)$ ist gegeben durch [Ben71]:

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i2\pi\nu t} dt . \quad (5.6)$$

¹Prozesse sind ergodisch, wenn ihr Ensemblemittel gleich dem zeitlichen Mittel ist. Dies gilt im Allgemeinen für stationäre physikalische Prozesse [Ben71]

Desweiteren definiert man als *Kreuzleistungs-* oder *Kreuzspektrum* zweier zeitabhängiger Funktionen $f(t)$ und $g(t)$

$$K_{fg}(\nu) = F^*(\nu)G(\nu) . \quad (5.7)$$

Dabei ist F^* die komplex konjugierte Funktion zu F . Für den Sonderfall $f = g$ bezeichnet man das Kreuzleistungsspektrum als *Eigenleistungsspektrum*.

Im Experiment wird das analoge Messsignal in der Regel mittels eines Digitalisierers mit einer Abtastrate ν_a über die Messzeit T_0 aufgenommen. So stehen die Daten in Form von N Werten, die zu äquidistanten Zeitpunkten t_j im Abstand Δt erfasst wurden, zur Verfügung. Daher definiert man die Fourier-Transformierte eines zeitdiskreten Signals $f_j = f(t_j)$ durch die Reihe:

$$F_n = \sqrt{\frac{\Delta t}{N}} \sum_{j=0}^{N-1} f_j e^{-\frac{2\pi i j n}{N}} \quad \text{wo } n = 0, \dots, N-1 . \quad (5.8)$$

Bei großen Datenmengen kann der Rechenaufwand zur Berechnung der Fourier-Transformierten sehr schnell anwachsen. In der Praxis wird deshalb oft die schnelle Fourier-Transformation (*FFT*) verwendet. Mit diesem Algorithmus ist es möglich, die Anzahl der benötigten Rechenschritte deutlich zu reduzieren.²

Bei der Digitalisierung von analogen Signalen mit einer zeitlich begrenzten Länge sind zwei Dinge zu beachten:

1. Die Analyse eines zeitlich begrenzten Signals kann zu künstlich erzeugten Frequenzkomponenten führen, die mit der Breite des Zeitintervalls T_0 zusammenhängen. Durch eine Bearbeitung der Intervallgrenzen mittels einer geeigneten Fensterfunktion (z.B. *Hanning-Fenster*) werden diese als *Leckeffekte* bekannten Probleme üblicherweise beseitigt.
2. Es sollte darauf geachtet werden, dass die Abtastfrequenz $\nu_a = 1/\Delta t$ höher liegt als der zeitliche Abstand zweier zu beobachtender Ereignisse. Für eine gegebene Abtastfrequenz stellt dabei die *Nyquistfrequenz* ν_{Nyq} die höchste im Signal enthaltene Frequenz dar [Ben71]:

$$\nu_{Nyq} = \frac{1}{2\Delta t} = \frac{\nu_a}{2} . \quad (5.9)$$

Das bedeutet, dass nur Frequenzen physikalisch sinnvoll sind, die niedriger als die Hälfte der Abtastfrequenz sind. Darum muss sichergestellt werden, dass das analoge Signal bei der Digitalisierung keine Frequenzen oberhalb der Nyquistfrequenz ν_{Nyq} enthält, da diese bei der Digitalisierung an ν_{Nyq} „gespiegelt“ werden. Man bezeichnet diesen Effekt als *Aliasing*. Nach der Messung ist es dann nicht mehr möglich, Frequenzen oberhalb der Nyquistfrequenz von den entsprechenden Frequenzen darunter zu unterscheiden.

²Zu diesem Zweck werden die N Datenpunkte in die Form $N = 2^k$ mit natürlichem k gebracht. Bei der anschließenden Bearbeitung reduziert sich die Zahl der Operationen von N^2 zu $N \log_2 N$ [Opp92]. Dies bedeutet z.B. für $N = 2^{10} = 1024$ und $N^2 = 2^{20} = 1048576$ mit $N \log_2 N = 10240$ eine Verringerung des Rechenaufwandes um einen Faktor 100.

Während also die Frequenzauflösung des analysierten Signals von dem Zeitintervall T_0 durch $\Delta\nu = 1/T_0$ vorgegeben wird, stellt die Nyquistfrequenz die maximale Frequenz $\nu_{max} = \nu_{Nyq} = \nu_a/2$ dar.

5.1.3 Korrelationsfunktion

Die *Korrelationsfunktion* Φ_{fg} zweier zeitabhängiger Signale $f(t)$ und $g(t)$ ist definiert als

$$\Phi_{fg}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t + \tau) dt \quad (5.10)$$

und für die zeitdiskreten Funktionen f_j und g_j ($j = 0, \dots, N - 1$) näherungsweise

$$\Phi_{fg,j} = \frac{1}{N - j} \sum_{k=0}^{N-1-j} f_k g_{k+j} . \quad (5.11)$$

Sie ist anschaulich ein Maß für die Ähnlichkeit von Signalen zu zwei um τ verschobenen Zeitpunkten. Für den speziellen Fall $f(t) = g(t)$ nennt man Φ_{fg} auch *Autokorrelationsfunktion*, und für $f(t) \neq g(t)$ *Kreuzkorrelationsfunktion*.

Bei Korrelationsfunktionen, die um den Mittelwert korrigiert werden, spricht man von *Kovarianzfunktionen*. Sie besitzt eine besondere Eigenschaft, da ihr Wert bei $\tau = 0$ und der entsprechenden *Autokovarianzfunktion* dem Wert bzw. Definition der Varianz in Gleichung 5.3 entspricht.

In Abbildung 5.1 sind zwei identische Funktionen $f(t)$ und $g(t)$ mit einem zeitlichen Versatz von $\Delta t = 10 \mu s$ dargestellt. Deutlich zu sehen ist, dass die ebenfalls abgebildete Kreuzkorrelationsfunktion $\Phi_{fg}(\tau)$ ein Maximum bei dem Wert $\tau = 10 \mu s$ aufweist, der der zeitlichen Verschiebung zwischen beiden Funktionen entspricht. Eine weitere Eigenschaft der Korrelationsfunktionen ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Dargestellt sind eine Auto- und eine Kreuzkorrelationsfunktion. In der Autokorrelationsfunktion ist deutlich die *Rauschspitze* bei $\tau = 0$ zu erkennen. Diese Spitze tritt selbst bei vollständig unkorreliertem Rauschen auf, da logischerweise das Signal mit sich selbst stark korreliert ist. Gegebenenfalls sollte sie deswegen in einem geeigneten Intervall abgeschnitten oder interpoliert werden.

Bildet man dagegen die Kreuzkorrelationsfunktion zweier unterschiedlicher Signale, weisen sie nur im Falle einer festen Phasenbeziehung einen von 0 verschiedenen Wert auf. Insbesondere für den Fall zweier Signale in Form von

$$g_1(t) = f_1(t) + r_1(t) \text{ und } g_2(t) = f_2(t) + r_2(t) ,$$

in denen einem Nutzsinal f ein Rauschsignal r überlagert ist, hat die Kreuzkorrelation

$$\Phi_{g_1g_2}(\tau) = \Phi_{f_1f_2}(\tau) + \Phi_{r_1r_2}(\tau) + \underbrace{\Phi_{f_1r_2}(\tau)}_{=0} + \underbrace{\Phi_{f_2r_1}(\tau)}_{=0}$$

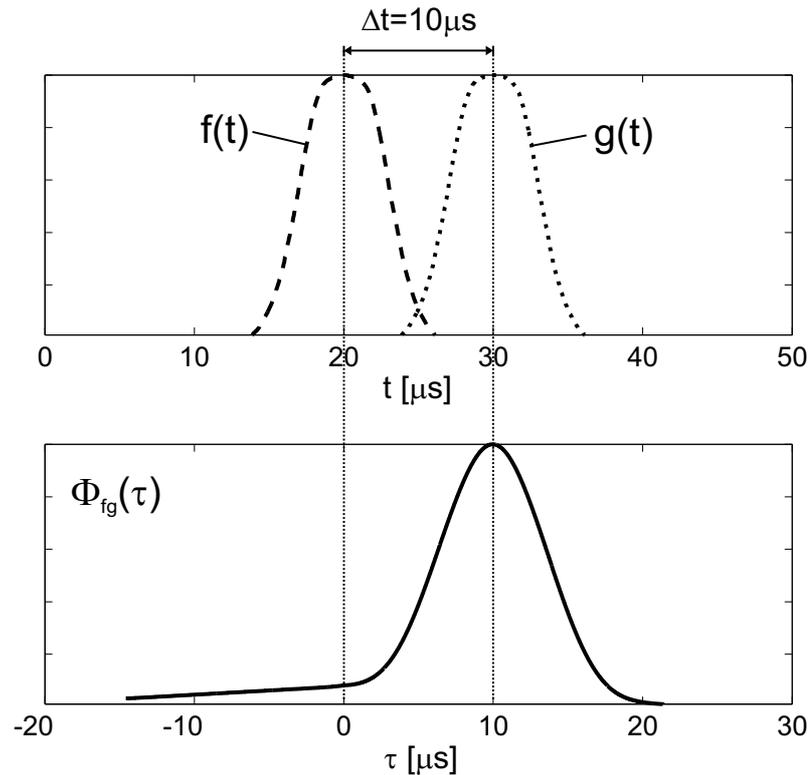


Abbildung 5.1: Zwei zeitlich um $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ gegeneinander verschobene Signale $f(t)$ und $g(t)$ und ihre Kreuzkorrelationsfunktion $\Phi_{fg}(\tau)$.

zur Folge, dass die Komponenten $\Phi_{fr}(\tau)$ heraus gemittelt werden. Für den üblichen Fall von zueinander unkorreliertem Rauschen verschwindet auch der zweite Term $\Phi_{r_1 r_2}(\tau) = 0$. Aus diesem Grund kann die Korrelationsfunktion selbst bei stark verrauschten Signalen zu brauchbaren Ergebnissen führen. Um den Vergleich verschiedener Signale mit bisweilen stark unterschiedlichen Amplituden zu vereinfachen, sollte eine Größe verwendet werden, die davon unabhängig ist. Bei der *normierten Korrelationsfunktion*

$$\varphi_{fg}(\tau) = \frac{\Phi_{fg}(\tau)}{\sqrt{\Phi_{ff}(0)\Phi_{gg}(0)}} \quad (5.12)$$

handelt es sich um so eine. Im weiteren wird davon ausgegangen, dass sich der Mittelwert von f und g nicht von 0 unterscheidet. Ein von 0 verschiedener Mittelwert hätte ansonsten einen konstanten Untergrund der Korrelationsfunktion zur Folge.

Zwischen den Korrelationsfunktionen $\Phi_{fg}(\tau)$ und den Kreuzleistungsspektren $K_{fg}(\nu)$ besteht ein enger Zusammenhang. Sie sind nach dem *Wiener-Khintchine-Theorem* ein Paar von Fourier-Transformierten [Ben71]. Beide Funktionen enthalten somit die gleichen Informationen. Sie zeichnen sich nur durch Hervorhebung unterschiedlicher Signaleigenschaften

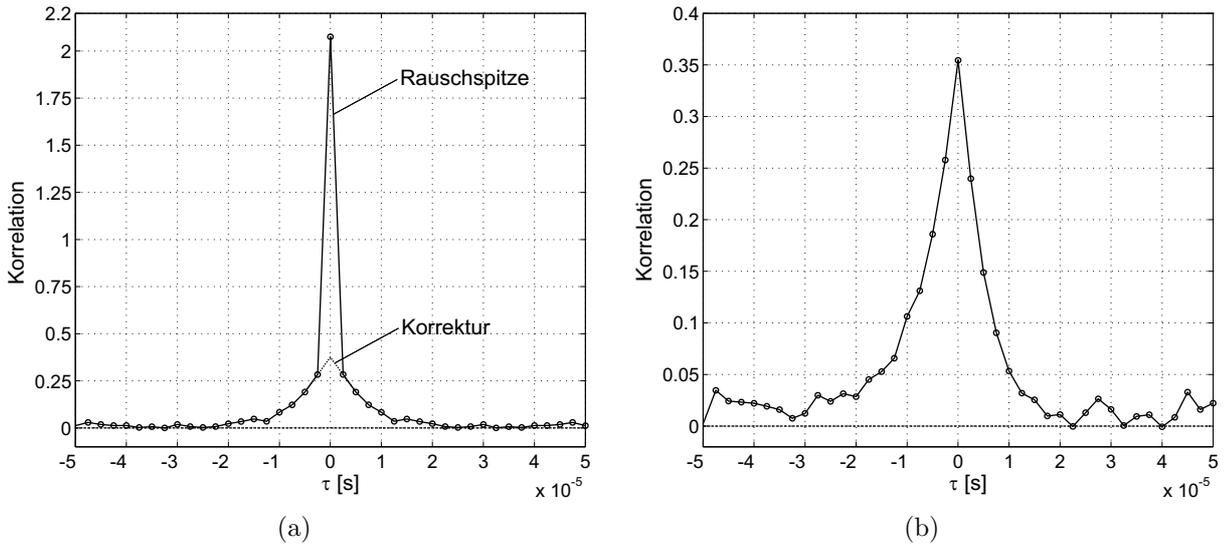


Abbildung 5.2: a) Die Autokorrelationsfunktion (PMT-Kanal 20, $z = 45.6$ cm) mit Rauschspitzenkorrektur (lineare Regression) und b) Kreuzkorrelationsfunktion (PMT-Kanal 20 - 19, $z = 45.6$ cm - $z = 45.4$ cm) der Linienintensität $\lambda = 728.1$ nm für die Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s).

aus. Während das Leistungsspektrum $K_{fg}(\nu)$ besonders dazu geeignet ist, periodisch wiederkehrende Anteile bei festen Frequenzen darzustellen, hebt die Korrelationsfunktion $\Phi_{fg}(\tau)$ solche Anteile hervor, die häufig in den beiden Signalen f und g enthalten sind, aber nicht notwendigerweise mit konstanter Periode sondern mit beliebigen Zeitabständen auftreten.

Gleichzeitig erlaubt die Tatsache, dass $K_{fg}(\nu)$ und $\Phi_{fg}(\tau)$ ineinander durch Fourier-Transformation wandelbar sind, die Berechnung von $\Phi_{fg}(\tau)$ mittels der schnellen Fourier-Transformation (FFT). Der Rechenaufwand verringert sich entsprechend.

5.1.4 Analyse mit räumlicher Auflösung

Im Experiment werden Signale als Funktion des Ortes r und der Zeit t erfasst. Bildet man nun die Korrelationsfunktion zweier Signale $f(r_1, t)$ und $f(r_2, t)$, die gleichzeitig an verschiedenen Orten gemessen wurden, erhält man

$$\Phi(r_1, r_2, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r_1, t)f(r_2, t + \tau) dt, \quad (5.13)$$

die *raum-zeitliche Korrelationsfunktion*. Ebenso wie in Gleichung 5.12 kann auch hier eine normierte Funktion formuliert werden. Wie zu sehen ist, wird die Korrelation nur in zeitlicher Richtung durchgeführt. Die Korrelation in Richtung der Raumkoordinaten ist

zwar prinzipiell auch möglich, ist jedoch im Rahmen dieser Arbeit aus dem folgenden Grund nicht sinnvoll: Die Signale $f(r_1, t)$ und $f(r_2, t)$ entsprechen der Elektronendichte oder -temperatur an zwei radial unterschiedlichen Orten r_1 und r_2 . Eine Korrelationsfunktion in räumlicher Richtung würde damit einer Mittelung über verschiedene Realisationen entsprechen und wäre somit nicht zulässig (vgl. Kapitel 5.1.1). So werden die raum-zeitlichen Korrelationsfunktionen im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich in zeitlicher Richtung durchgeführt und in der r - τ -Ebene für ein festes r_1 dargestellt. Üblicherweise wird die gewählte Bezugsposition $r_1 = r_{\text{zentral}}$ als Zentralposition bzw. Zentralkanal der verwendeten Detektorkanäle bezeichnet.

Mit Hilfe der raum-zeitlichen Korrelationsfunktionen können Aussagen über korrelierte Strukturen wie z.B. Fluktuationen gemacht werden. Insbesondere können sie der Bestimmung der Lebensdauer sowie ihrer radialen Ausdehnung und ihrer Geschwindigkeit dienen. Dazu werden die Messsignale an verschiedenen radialen Positionen gemessen und miteinander korreliert. In Abbildung 5.3 ist eine raum-zeitliche Korrelationsfunktion φ für einen solchen Fall schematisch dargestellt. Sie ist hier in Form äquidistanter Kon-

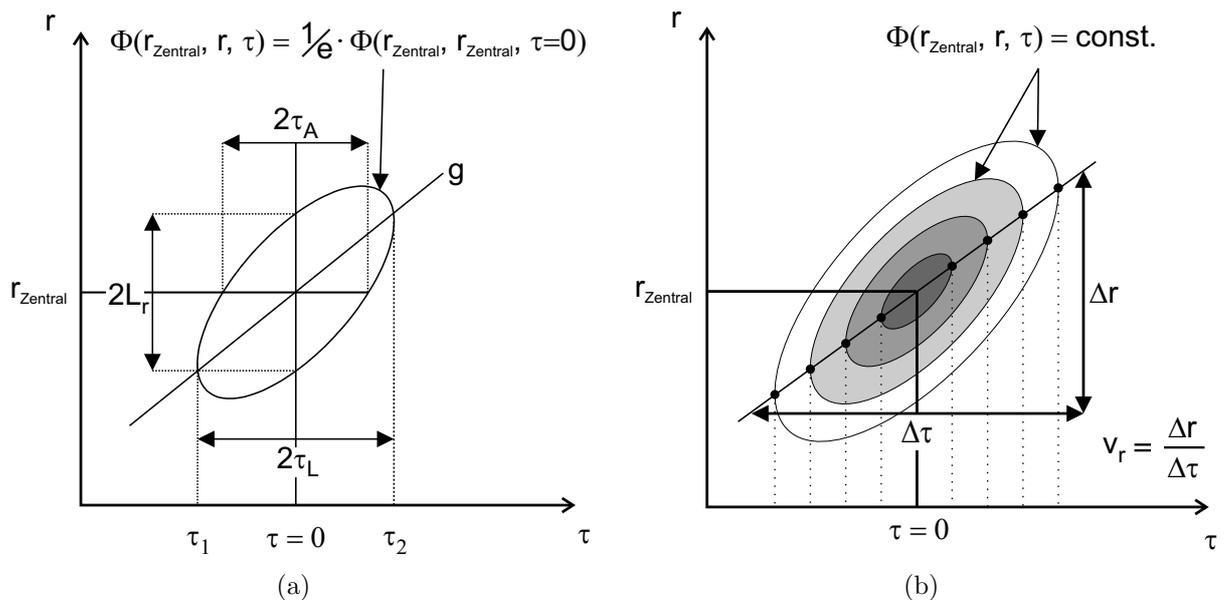


Abbildung 5.3: a) Bestimmung der Lebensdauer τ_L , der (radialen) Korrelationslänge L_r und b) der (radialen) Geschwindigkeit v_r aus der raum-zeitlichen Korrelationsfunktion Φ .

turlinien konstanter Werte eingezeichnet. Die Höhe der Korrelation ist mit Graustufen markiert und besitzt ihren höchsten Wert an der Stelle ($\tau = 0$, $r = r_{\text{zentral}}$). Im Falle der normierten Korrelationsfunktion φ betrüge dieser Wert 1. Desweiteren ist die (radiale) Korrelationslänge L_r zu sehen, welche als Strecke bzw. Abfalllänge definiert ist, auf der die Korrelationsfunktion auf $1/e$ ihres maximalen Wertes fällt. Die hierfür benötigte Zeit wird als Lebensdauer τ_L bezeichnet.

Man erhält diese Größen nach dem gezeigten Schema. Dafür betrachtet man Schnitte bzw. Momentaufnahmen der zentralen Position $r_{Zentral}$ zum Zeitpunkt $\tau = 0$ mit der $1/e$ -Konturlinie der Korrelationsfunktion.

Die radiale Korrelationslänge L_r folgt aus der Momentaufnahme (Schnitt) bei $\tau = 0$. Dabei wird L_r durch die halbe Entfernung der beiden Schnittpunkte der $1/e$ -Konturlinie mit der $\tau = 0$ -Achse definiert. Ähnlich wird auch die Lebensdauer τ_L durch den Schnittpunkt mit der $r = r_{Zentral}$ -Achse bestimmt. Jedoch erhält man daraus im Allgemeinen die Größe τ_A , die nur für den Fall einer unbewegten Struktur der Lebensdauer $\tau_L = \tau_A$ entspricht. In diesem Fall würden die Hauptachsen der gezeigten Ellipse in Abbildung 5.3 achsenparallel liegen. Im Allgemeinen muss die Bestimmung der Lebensdauer mit Hilfe der Schnittpunkte der $1/e$ -Konturlinie und der Geraden g zu den Zeitpunkten τ_1 und τ_2 durchgeführt werden. Die Gerade g stellt, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, die Verbindungslinie von Konturlinien für fest vorgegebene τ (schwarze Punkte) dar. Dadurch kann auch die radiale Geschwindigkeit v_r der Struktur angegeben werden. Es muss allerdings bei der Interpreta-

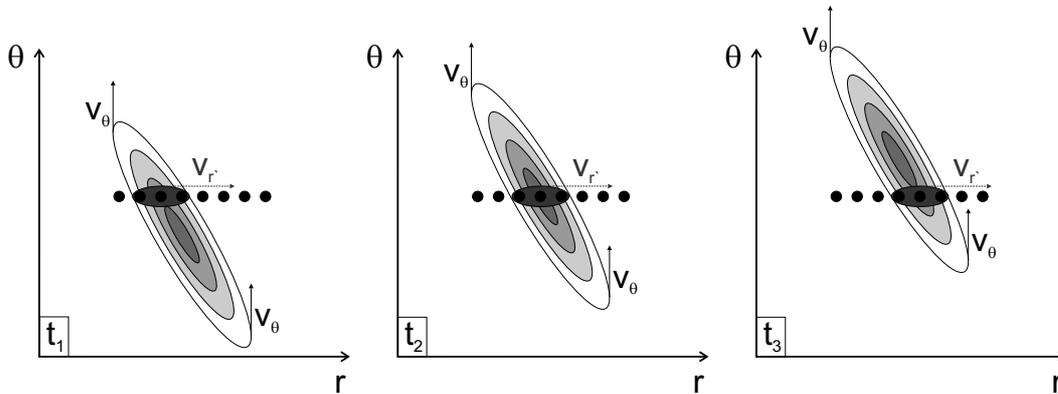


Abbildung 5.4: Rein radial beobachtende Diagnostiken haben den Nachteil, dass sich verkippte poloidal mit v_θ bewegende Strukturen, als radiale Bewegung mit einer virtuellen Geschwindigkeit $v_{r'}$ wahrgenommen werden.

tion der radialen Geschwindigkeit mit einem rein radialen 1D-Beobachtungssystem, wie es in Abbildung 5.4 zu sehen ist, beachtet werden, dass ein Projektionseffekt die Messwerte verfälschen kann. Es ist zu erkennen, wie sich eine verkippte Struktur rein poloidal mit v_θ und $v_r = 0$ durch das Beobachtungsvolumen bewegt und das Signal einer sich radial bewegenden kleineren Struktur (dunkle Ellipse) erzeugt, der man eine virtuelle radiale Geschwindigkeit $v_r = v_{r'} \neq 0$ zuordnen würde. So ist es prinzipiell nicht möglich, mit Hilfe eines solchen Beobachtungssystems zu unterscheiden, ob sich die beobachteten Strukturen rein radial, rein poloidal verkippt oder als Überlagerung beider bewegen.

5.2 Bestimmung der Plasmaparameter mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung

Die an TEXTOR realisierte Helium-Überschallstrahldiagnostik wird zur Erfassung von Helium-Linienintensitätsprofilen in der Plasmarandschicht eingesetzt. Dies erfolgt zum einen durch den Einsatz einer CCD-Kamera und zum anderen durch Verwendung von Photomultipliern. Die Erfassung der aktiven Atomstrahlsignale, die mittels einer modulierten Quelle erzeugt werden, kann damit sowohl mit niedriger Zeitauflösung bis zu 200 Hz, als auch mit hoher Zeitauflösung von 100 kHz (vgl. Kapitel 3) durchgeführt werden. Die Raumauflösung beträgt für das Gesamtsystem radial entlang der z -Achse (siehe Abb. 4.6) ca. 2 mm und toroidal 14 mm, welches durch die Höhe bzw. Breite der Photokathode des Photomultipliers vorgegeben wird. Mittels dieser hohen Raumauflösung bei einem gleichzeitig niedrigen Atomstrahldurchmesser lassen sich eine Vielzahl von schnellen Ereignissen räumlich und zeitlich unterschiedlicher Ausdehnung bzw. Zeitkonstanten untersuchen.

Im Weiteren soll die Diagnostik anhand von Messdaten, die während einiger TEXTOR-Entladungen gewonnen wurden, charakterisiert und die Leistungsfähigkeit nachgewiesen werden.

Erste Ergebnisse für einige Entladungen zeigen, dass sie in der Lage ist Elektronendichte- und Elektronentemperaturfluktuationen nachzuweisen.

Durchgeführte Messungen in der Plasmarandschicht unter Einfluss des DED, sowohl im Gleichstrombetrieb, als auch im Wechselstrombetrieb zeigen, dass sie in Zukunft einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Störfeldwirkung auf das Plasma leisten könnte.

Aufgrund ihrer hohen zeitlichen Auflösung kann die neue He-Überschallstrahldiagnostik prinzipiell auch dazu eingesetzt werden ELMs (vgl. Kap. 2) nachzuweisen und detailliert zu untersuchen.

5.2.1 Analyse der Kameradaten

Nach der Erfassung und Speicherung der Messsignale erfolgt wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben die Datenanalyse und die Berechnung der radialen Profile der Elektronendichte und -temperatur.

Die weitere Datenverarbeitung ist für eine Entladung und während einer Zeitsequenz von 120 ms während eines Gaspulses in Abbildung 5.5 dargestellt. In Abbildung 5.5a sind die in einem toroidal gelegenen Bereich von 14 mm um das Strahlzentrum integrierten radialen Intensitätsprofile der drei Heliumlinien zu sehen. Da es sich bei diesen Profilen um Rohdaten handelt, die von der Kamera direkt gemessen werden, also mit Hilfe von Neutraldichtefiltern an den Messbereich angepasst wurden, unterscheiden sie sich von den räumlich und spektral kalibrierten Profilen in Abbildung 5.5b. Deutlich ist zu erkennen,

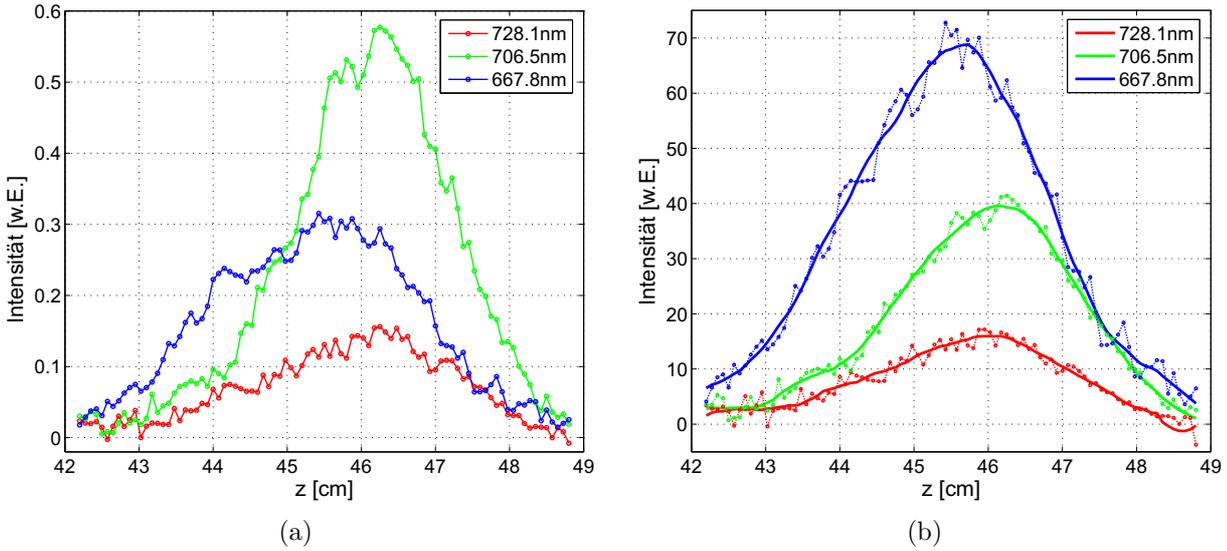


Abbildung 5.5: a) Radiales Linienintensitätsprofil der Entladung #98335 (1.5702 s - 1.6911 s) als Rohdaten und b) spektral und räumlich kalibriert.

dass trotz der räumlichen Kalibrierung, die Messdaten dort (\circ) stark um das gleitend gemittelte Profil ($—$) streuen. Das ist hauptsächlich auf das Rauschen des Bildverstärkers zurückzuführen, der aufgrund der generell niedrigen Signale des Kamerasystems mit hoher Verstärkung betrieben wird. Diese Streuung geht in die Berechnung der Elektronendichte und -temperatur als zusätzlicher Fehler ein.

Als Fehler wird hierbei der Wert der Standardabweichung der von den gemittelten Signalen subtrahierten Messwerte betrachtet³. Mit den so ermittelten Standardabweichungen der einzelnen Intensitätsprofile und ihrer quadratischen Summe erhält man σ_{n_e} bzw. σ_{T_e} . Diese gehen als Größtfehler gemäß

$$n_e^{\pm\sigma_{n_e}} = f \left(\frac{I(668.7 \text{ nm}) \pm \sigma_{n_e}}{I(728.1 \text{ nm}) \mp \sigma_{n_e}} \right) \quad \text{und} \quad T_e^{\pm\sigma_{T_e}} = f \left(\frac{I(728.1 \text{ nm}) \pm \sigma_{T_e}}{I(706.5 \text{ nm}) \mp \sigma_{T_e}} \right),$$

als Eingangswert in das Stoß-Strahlungsmodell ein.

Der Messfehler stammt aus zwei unterschiedlichen Quellen. Zum einen handelt es sich um Photonenrauschen, das der Poisson-Statistik folgt und proportional zur Wurzel des Signals ($\sigma \propto \sqrt{I}$) verläuft und zum anderen um Rauschen z. B. elektronischer Bauteile, welches vermehrt bei niedrigen Signalen hervortritt. Der Wert der Standardabweichung setzt sich so aus den beiden Rauschquellen zusammen und kann für eine Abschätzung des Fehlers verwendet werden. Um ihn nicht zu groß werden zu lassen, wird die Standardabweichung und das radiale Plasmaparameterprofil, wie es in Abbildung 5.6 zu sehen ist, nur für den radialen Wertebereich berechnet, dessen Intensität nicht unter 25% des

³Der Mittelungsradius ist so zu wählen, dass die Häufigkeitsverteilung der Messwerte symmetrisch ist. Ansonsten würde eine zu starke Mittelung durchgeführt.

jeweiligen Maximums gefallen ist.

Nicht berücksichtigt wird hierbei der absolute Fehler des Stoß-Strahlungsmodell (vgl. Kap. 3.1).

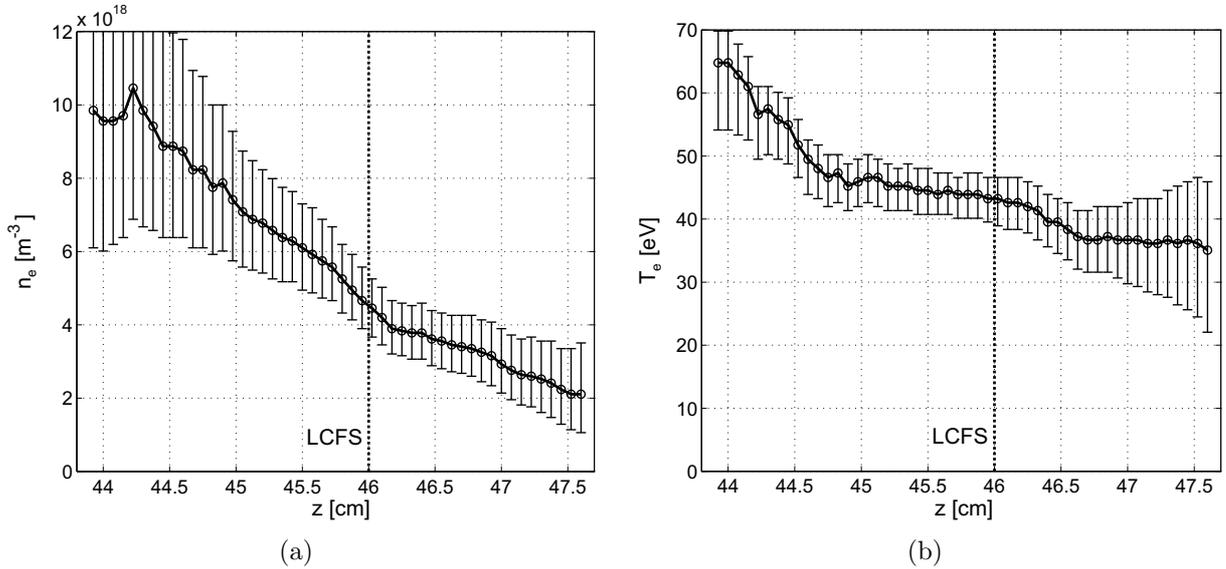


Abbildung 5.6: a) Radialer Verlauf der Elektronendichte und b) -temperatur für die Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s).

Der relativ flache Verlauf des Temperaturprofils in Abbildung 5.6b im Vergleich zur Dichte ist für die TEXTOR-Randschicht nicht ungewöhnlich. Prinzipiell können jedoch beim angewendeten Messprinzip Störungen bei der Elektronentemperaturbestimmung auftreten. Eine sich in unmittelbarer Nähe der Spektrallinie $\lambda = 706.5$ nm befindende Linie einfach ionisierten Kohlenstoffs $\lambda_{CH} = 706.15$ nm könnte insbesondere durch den senkrechten Blick auf den DED-Schutzlimiter sehr stark werden und die Messergebnisse der Heliumstrahlendiagnostik aufgrund fehlender spektraler Trennung beeinflussen. So könnte wegen eines zu hohen Kohlenstoffhintergrunds die Elektronentemperatur als zu niedrig, oder zu flach eingeschätzt werden. Dies muss bei der Diskussion der Messergebnisse berücksichtigt werden. Zwar wird dieses Problem durch die hier eingesetzte Untergrundkorrektur weitestgehend gelöst, kann jedoch bei kurzzeitigen Änderungen des Signals im Bereich einiger Millisekunden zu Fehlern führen.

Mit Hilfe der Kameramessung können ergänzend zu den beiden anderen Heliumstrahlendiagnostiken an TEXTOR Plasmaparameter für eine weitere poloidale Position mit einer zeitlichen bzw. räumlichen Auflösung von bis zu 200 Hz bzw. 1.1 mm erfasst werden.

Die den Plasmaparametern zugrundeliegenden Linienintensitätsprofile aus der Kameramessung dienen desweiteren der relativen Kalibrierung (Kapitel 4.4.3) der Photomultiplierbeobachtung, welche nach den Methoden aus Kapitel 5.1 weiter analysiert werden. Im Folgenden werden diese übersichtshalber nur für einzelne Kanäle dargestellt.

5.2.2 Beurteilung der Signalausbeute der Photomultiplier

In Abbildung 5.7 ist das Frequenzspektrum der Elektronendichte und Elektronentemperatur der Position $z = 45$ cm (PMT-Kanal 17) während der Entladung #98335 dargestellt. Diese Entladung wurde an TEXTOR mit den Plasmaparametern $I_p = 300$ kA, $B_t = 2.25$ T, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und unter Einsatz der Neutralteilchenheizung durchgeführt.

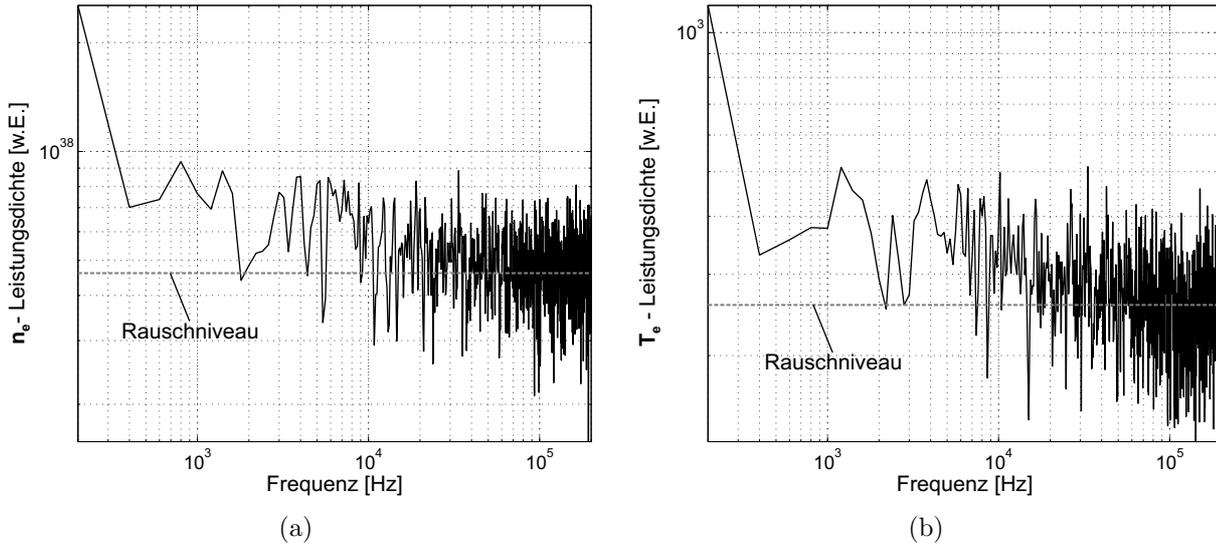


Abbildung 5.7: a) Frequenzspektrum der Elektronendichte n_e und b) der Elektronentemperatur T_e während der Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s). Position: $z = 45$ cm (Kanal 17), betrachtetes Zeitfenster: 120 ms, Frequenzauflösung $\Delta f = 200$ Hz, Abtastfrequenz: 400 kHz.

Deutlich ist im Spektrum zu erkennen, dass weder charakteristische Frequenzen noch ausgeprägte Signalkomponenten oberhalb von 40-50 kHz auftreten. So fällt die Leistungsdichte des Signals oberhalb von 40-50 kHz auf das Rauschniveau ab (gestrichelte graue Linie), welches als Mittelwert der Leistungsdichte im hochfrequenten Bereich angenommen wird. Während charakteristische Frequenzen aufgrund der Vielzahl und der auf verschiedenen Zeitskalen auftretenden Fluktuationsereignisse nicht zu erwarten sind, deutet das Fehlen von höherfrequenten, kohärenten Signalanteilen, wie im Weiteren gezeigt wird, weniger auf ausschließlich niederfrequente Turbulenzen sondern auf ein starkes Rauschen des Detektionssystems hin.

Zu erwartende Fluktuationen der Plasmaparameter treten in der Größenordnung von über 10% um den zeitlichen Mittelwert auf [Hub05]. Aus diesem Grund wird für eine ausreichende Auflösung ein möglichst niedriges Rauschen verlangt. Wegen des Rauschens insbesondere im hochfrequenten spektralen Bereich ist eine Bestimmung der Fluktuationsamplitude in dem hier gezeigten Fall nicht möglich, da sie durch die Rauschamplitude

dominiert wird.

Um eine Beurteilung der Signalqualität durchzuführen, hat sich die Darstellung nach [Ben05] bewährt. Dabei betrachtet man die relative Streuung (Standardabweichung/Mittelwert) der experimentell bestimmten Messsignale in Abhängigkeit der Integrationszeit. Dies ist in Abbildung 5.8a für die Wellenlänge $\lambda = 728.1$ nm und in Abbildung 5.8b für $\lambda = 706.5$ nm dargestellt. In der gewählten doppelt-logarithmischen Darstellung stellen die eingezeichneten gestrichelten Geraden den idealen Verlauf des Photonen bzw. Photoelektronenrauschens nach $\sigma = \sqrt{I}$ dar. So würden bei einem Photoelektronenfluss von 10^7 Teilchen pro Sekunde 100 Photoelektronen in einem Zeitfenster von 10^{-5} s liegen, was zu einer relativen Streuung von $\sigma/I = 1/\sqrt{100} = 10\%$ führen würde. Ein von diesen Geraden abweichendes Verhalten deutet auf Signalkomponenten hin, die nicht einer Poissonverteilung unterliegen und die als Fluktuationen im Plasma interpretiert werden können.

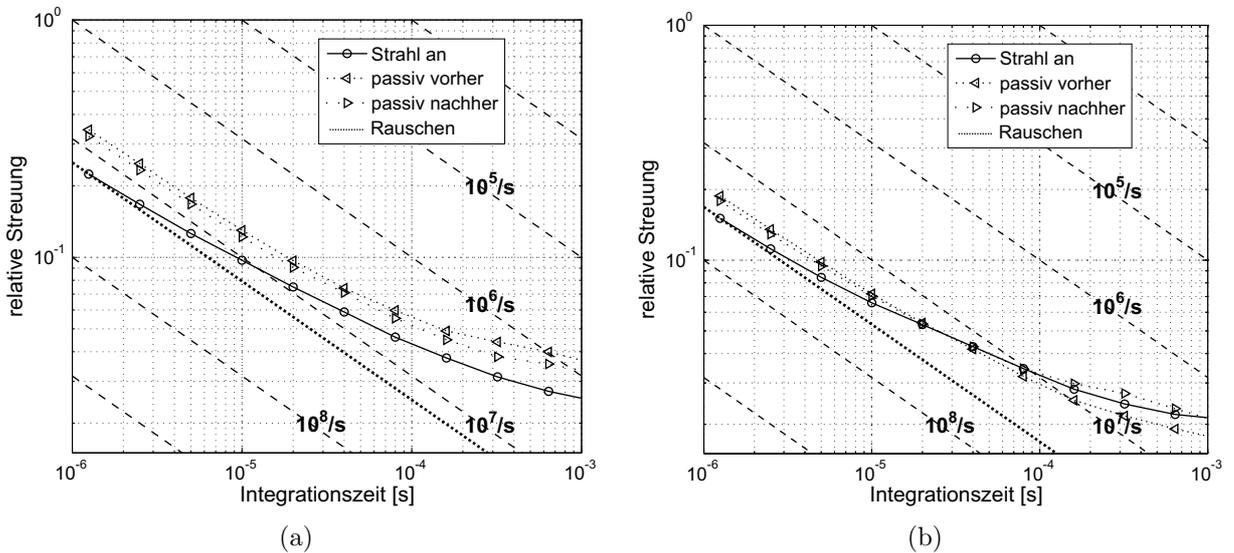


Abbildung 5.8: Relative Streuung in Abhängigkeit der Integrationszeit für a) die Linienintensität der 728.1 nm He-Linie und b) Linienintensität der 706.5 nm He-Linie während der Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s).

Unter der Annahme, dass das Signal bei der geringsten Integrationszeit ($1.25 \mu\text{s}$) aus reinem Photoelektronenrauschen des Detektors besteht, kann mit Hilfe der eingetragenen „Rausch-Geraden“ das Rauschniveau und der Photoelektronenfluss des Detektors abgeschätzt werden. Deutlich zu erkennen ist, dass es bei einer Integrationszeit von $10 \mu\text{s}$ für beide Spektrallinien viel höher liegt, als die geforderten 1%.

Darüber hinaus ist in Abbildung 5.8b zu erkennen, dass die Streuung des passiven Signals niedriger liegt, als die des aktiven Signals, was möglicherweise auf einen plötzlichen Signalanstieg der entsprechenden Kohlenstofflinie $\lambda_{CII} = 706.15$ nm während des (aktiven) Gaspulses hindeutet.

Nimmt man die Steigung der eingetragenen „Rausch-Gerade“ zu Hilfe, kann ein Photoelektronenfluss von $\dot{N}_{El} = 1.6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 728.1 \text{ nm}$) bzw. $\dot{N}_{El} = 3.7 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 706.5 \text{ nm}$) abgeschätzt werden.

Diese Methode führt demnach zu einem weitestgehend identischen Ergebnis wie die bereits in Kapitel 4.4.4 beschriebene Analyse. So deckt sich der Wert der relativen Streuung von ca. 22% bei der kleinsten Integrationszeit (Abbildung 5.8a) mit dem nach Gleichung 4.13 berechneten. Dort beträgt die Proportionalitätskonstante k für die eingestellte Betriebsspannung von 500 V $k = 0.00152$, was bei der hier betrachteten mittleren Signalhöhe von $\bar{U} = 0.0362 \text{ V}$ eine Standardabweichung von $\sigma = \sqrt{k} \cdot \sqrt{\bar{U}} = 0.00742$ und damit eine relative Streuung von 21% bedeutet. Nimmt man zudem an, dass Kathoden- und Anodenstrom dem einfallenden Photonenfluss proportional sind und sich die Verstärkung des Stroms ebenso verhält, kann der Photoelektronenfluss nach $\bar{U} = k \cdot \dot{N}_{El}$ mit $\dot{N}_{El} = 1.9 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ angegeben werden.

Die Anzahl der Photoelektronen liegt weit niedriger, als in Kapitel 3.2.3 mit dem Wert $\dot{N}_{El} = 4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ($N_{El} \approx 4 \cdot 10^3$ für $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}$) abgeschätzt wurde. So wird die Bedingung eines Photoelektronenrauschens von einigen wenigen Prozent mit ca. 8% deutlich überschritten.

Damit liegt der gemessene Wert um den Faktor 21-25 unterhalb der Abschätzung. Diese große Diskrepanz kann im wesentlichen darauf zurückgeführt werden, dass für die Abschätzung nur typische Werte verwendet wurden, die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Werte in der Regel aber davon abweichen.

Die Unterschiede bei dem Beobachtungsvolumen ($V = 8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-3}$), dem Transmissionsverhalten $T = 0.172$, der Quantenausbeute $\eta = 0.06$ und einer um den Faktor 1.5 ($p_0 = 70 \text{ bar}$) höheren Teilchendichte ließen einen um nur den Faktor 3 niedrigeren Wert für die Anzahl der Photoelektronen vermuten.

Als Erklärung könnte eine effektiv niedrigere Transmission der optischen Komponenten dienen, wobei dies nur die Bauteile zwischen dem Beobachtungsvolumen und der zweiten Abbildungslinse *AL2* betreffen würde. Das wird sofort aus Gleichung 4.17 ersichtlich, in der die Transmission der eingesetzten optischen Bauteile zwischen Photokathode und *AL2* in die Bestimmung der Quantenausbeute eingeht. So würde ein effektiv geringerer Transmissionsfaktor zu einem proportional höheren Wert für die Quantenausbeute führen.

Bezüglich des Transmissionsfaktors ergab eine spätere Untersuchung des Vakuumfensters eine starke Beschichtung mit einem verbliebenen Transmissionsfaktor von $T \approx 0.5$ durch die Verdampfung von Isolationsmaterial in TEXTOR. Eine Beschichtung von Oberflächen bei Plasmakontakt kann im Vakuumgefäß von TEXTOR nicht verhindert werden, und ein Austausch von Komponenten ist nur nach einer vollständigen Belüftung möglich.

Ein weiterer entscheidender Grund für das geringe Signalaufkommen ist eine nicht optimale toroidale Justierung der Photokathode auf die Strahlmitte. Bei der in Abbildung 4.23 (Kapitel 4.4.3) dargestellten Kathodenposition ist ein Verlust von über einem Faktor 2 zu erwarten. Zusammengenommen lässt sich mit diesen Mechanismen ein Signalverlust in Höhe eines Faktors 12 erklären. Dennoch bleibt ein Faktor von ca. 2 ungeklärt. Denkbar sind höhere Verluste durch die Transmissionsfaktoren der optischen Komponenten und

eine fehlerhafte Einschätzung der Photonenausbeute für die Spektrallinie aufgrund der Unsicherheiten in den atomaren Daten [Bri98].

5.2.3 Analyse von Fluktuationen mittels Kovarianzfunktionen

Auch wenn das Rauschverhalten im hochfrequenten Signalbereich nunmehr in der Größenordnung des Nutzsignals ist, können mit Hilfe der Korrelationsfunktionen bzw. Kovarianzfunktionen aufgrund ihrer Mittelungseigenschaften dennoch fluktuierende Strukturen im Plasma sichtbar gemacht werden. Im Rahmen der hier durchgeführten Analysen werden einige grundlegende physikalische Eigenschaften des Plasmas dargestellt. Zusätzlich dazu wird auch der Einfluss eines magnetischen Störfeldes auf fluktuierende Strukturen illustriert.

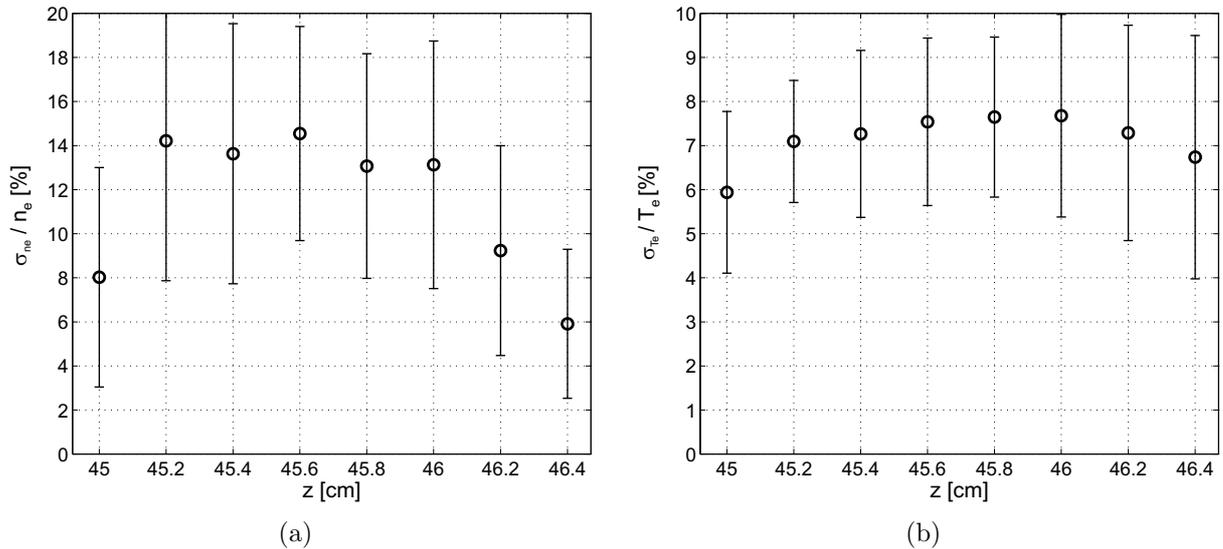


Abbildung 5.9: Radialer Verlauf der relativen Fluktuationsamplituden für a) die Elektronendichte und b) die Elektronentemperatur während der Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s).

Eine charakteristische Größe für Fluktuationen ist ihre Amplitude, die in der Regel als relativer Wert angegeben wird. Darunter versteht man das Verhältnis aus der Standardabweichung σ , welche ein Maß für die absolute Fluktuationsamplitude ist, und der zeitlich gemittelten Signalhöhe. Versucht man die Amplitude bei einem stark verrauschten Signal anzugeben, dann erhält man durch die Rauschanteile einen zu hohen Wert.

Mit Hilfe von Kovarianzfunktionen ist es möglich, auch unter diesen Umständen die Fluktuationsamplituden zu bestimmen.

Dafür wird die entstehende Rauschspitze der Autokovarianzfunktion entfernt und linear oder mit einem Polynom höherer Ordnung extrapoliert. Der so korrigierte Funktionswert bei $\tau = 0$ entspricht der Varianz σ^2 des Zeitsignals (vgl. Kapitel 5.1.3), allerdings ohne unkorreliertes Rauschen.

Wie in Abbildung 5.9 zu sehen ist, liegen die Fluktuationsamplituden der Elektronendichte im Rahmen typischer Werte in der TEXTOR Randschicht [Hub05]. Der niedrigere Wert bei der Elektronentemperatur liegt ebenfalls in der Größenordnung von vergleichbaren Literaturdaten [Hid95, Woo90a].

Die Fehlerbalken werden über das Aufteilen des gesamten Zeitsignals in wenige diskrete Zeitintervalle (hier 8) und der einzelnen Abweichung der Autokovarianzfunktion ermittelt.

Betrachtet man die gleitend gemittelten raum-zeitlichen Kovarianzfunktionen der Elektronendichte und erstmals auch der Elektronentemperatur in Abbildung 5.10a bzw. 5.10b für die bereits aufgeführte Entladung ohne externes Störfeld, wird deutlich eine sich fortpflanzende, korrelierte Struktur sichtbar, die sich innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche $z < 46$ cm von kleineren Radien zu größeren bewegt.

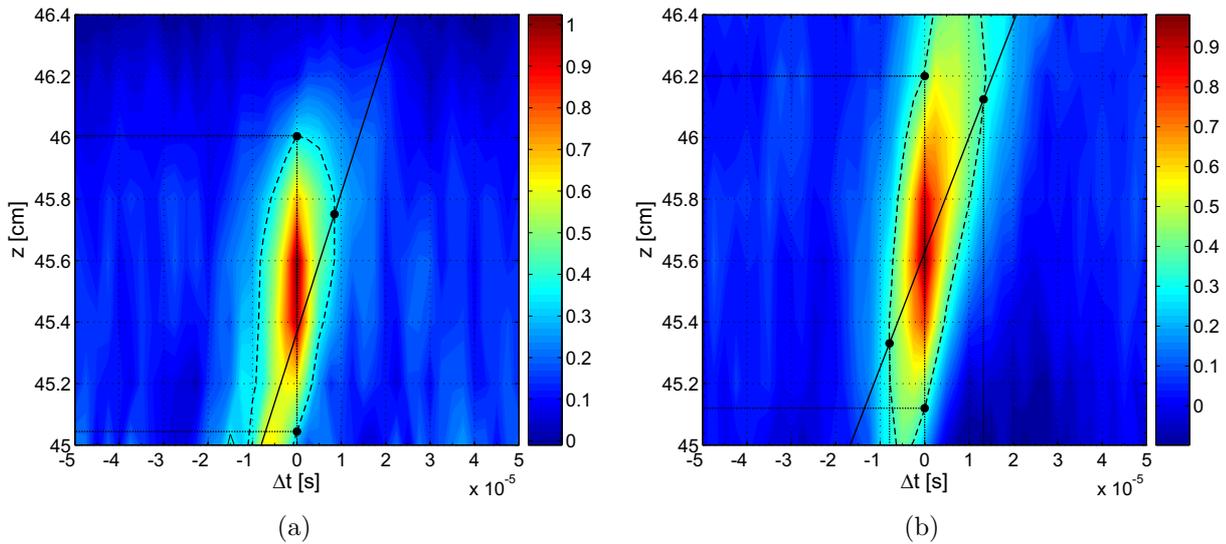


Abbildung 5.10: Normierte raum-zeitliche Kovarianz ohne Rauschspitze für a) die Elektronendichte und b) für die Elektronentemperatur innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche während der Entladung #98335 (1.5702 s-1.6911 s). Die schwarze Linie [---] stellt die $1/e$ -Kontur dar. Schnittpunkte zur Bestimmung der radialen Geschwindigkeit v_r , der Korrelationslänge L_r und der Lebensdauer τ_L sind mit einem schwarzen Punkt illustriert. Betrachtetes Zeitfenster: 120 ms, $z_{\text{Zentral}} = 45.6$ cm

Bei der Analyse korrelierter Strukturen muss darauf geachtet werden, diese von möglicherweise im Hintergrund des Beobachtungsvolumens befindlichen zu unterscheiden. Durch den gepulsten Betrieb der Diagnostik ist es möglich, Daten auch vor und nach einem Gaspuls zu erfassen und diesen passiven Teil mit den Daten zu vergleichen, die während

eines Gasimpulses aufgenommen werden. Im vorliegenden Fall sind die Strukturen im Hintergrund vernachlässigbar. Das bedeutet, dass ihre Korrelationswerte vernachlässigbar klein gegenüber denen des jeweiligen aktiven Signals sind und daher nicht weiter behandelt werden müssen.

Nach der in Kapitel 5.1.4 gezeigten Methode kann dann die radiale Geschwindigkeit v_r , Korrelationslänge L_r und die Lebensdauer τ_L der beobachteten Strukturen aus Abbildung 5.10 gewonnen werden:

$$v_r^{n_e} = (470 \pm 130) \text{ m/s} , L_r^{n_e} \approx (5 \pm 1) \text{ mm} , \tau_L^{n_e} < 10 \text{ } \mu\text{s} ,$$

$$v_r^{T_e} = (380 \pm 60) \text{ m/s} , L_r^{T_e} \approx (5 \pm 1) \text{ mm} , \tau_L^{T_e} \approx (10 \pm 1.25) \text{ } \mu\text{s} .$$

Für die Lebensdauer der Elektronendichte kann in diesem gezeigten Fall nur eine obere Grenze angegeben werden. Aus der Lebensdauer der Elektronentemperaturmessung lässt sich schließen, dass Relaxationszeiteffekte keinen wesentlichen Einfluss auf die Messung haben.

Als Fehler für die radiale Geschwindigkeit wird hierbei die Summe aus der Standardabweichung der Messwerte von der Ausgleichsgeraden und der Genauigkeit der radialen Auflösung betrachtet. Im Rahmen der Messgenauigkeit sind die Kenngrößen für die Elektronendichte und Elektronentemperatur identisch. Es ist zu sehen, dass die Ausgleichsgerade nicht durch die Autokovarianz der Elektronendichte führt. Dies ist auf die mathematische Behandlung der Rauschspitze zurückzuführen, da die Kreuzkorrelation bzw. Kreuzkovarianz physikalisch nicht höher liegen können als die Autokorrelation bzw. die Autokovarianz. Dieser Fehler wird ausreichend durch das angegebene Fehlerintervall abgeschätzt.

Die Ergebnisse sind vergleichbar mit denen der Elektronendichtemessungen in Hubers Arbeit [Hub05]. Auch die Tatsache, dass sich Elektronendichtestrukturen innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche von kleineren Radien zu größeren bewegen, deckt sich mit dessen Resultaten.

Zum ersten Mal kann jedoch mit der hier neu entwickelten Diagnostik spektroskopisch nachgewiesen werden, dass auch gleichzeitig Strukturen in der Elektronentemperatur bei den verwendeten Plasmametern dieser Bewegungsrichtung folgen.

Aufgrund des niedrigen Signalaufkommens in dem räumlichen Bereich der SOL während der durchgeführten Entladungen kann die entsprechende Fluktuationsuntersuchung im Rahmen dieser Arbeit nicht ausgeführt werden.

Huber konnte nachweisen, dass sich Elektronendichtestrukturen innerhalb der LCFS entgegengesetzt zu denen innerhalb der SOL bewegen. Hier schreiten die letzteren von größeren Radien zu niedrigeren. Gleichzeitig konnte er mit Hilfe einer zweidimensionalen Methode beobachten, dass die fluktuierenden Strukturen eine poloidale Richtungskomponente besitzen, die ebenfalls ein gegenläufiges Verhalten zeigt. So bewegen sich die Strukturen, wie in Abbildung 5.11 illustriert, innerhalb der LCFS in die Richtung der diamagneti-

schen Drift der Elektronen und in der SOL in die ihr entgegengesetzte, diamagnetische Ionendriftrichtung.

Wie bereits in Kapitel 5.1.4 erläutert, ist die hier eingesetzte eindimensionale Messmethode nicht in der Lage zu unterscheiden, ob es sich um tatsächlich rein radial bewegende korrelierte Strukturen handelt, oder um verkippte sich poloidal durch das Messvolumen bewegte. Hubers Untersuchungen zeigen, dass es sich in der Regel um eine Überlagerung beider Bewegungskomponenten handelt.

Zwar können die Fluktuationsstrukturen im Bereich der SOL während der durchgeführten Entladungen nicht anhand der Elektronendichte und Elektronentemperatur untersucht werden, jedoch ist selbst bei niedriger Signalintensität im Messsignal der einzelnen Linienintensitäten ein korreliertes Verhalten zu beobachten. Aufgrund des Messprinzips kann aus diesen selbst keine Information über korrelierte Plasmaparameter gewonnen werden. Bei der Bildung der hierzu notwendigen Intensitätsverhältnisse wird das Rauschen so stark erhöht, dass eine Aussage über die korrelierten Plasmaparameter nicht mehr möglich ist. Eine Verbesserung der Signalintensität um einen Faktor 4 würde das Photoelektronenrauschen um einen Faktor 2 reduzieren und voraussichtlich genügen, um das Problem bei der Verhältnisbildung ausreichend stark zu reduzieren. Bei dieser Abschätzung wird davon ausgegangen, dass das Rauschen aufgrund der Anzahl der statistischen Ereignisse im Plasma weit niedriger liegt als das Photoelektronenrauschen selbst.

Eine Einzelinterpretation der Linienintensitäten ist aufgrund der fehlenden Trennung der Elektronendichte und Elektronentemperaturabhängigkeit der einzelnen Linienintensitäten nicht ohne weiteres möglich. Dennoch liegen korrelierten Strukturen im Signal der Linienintensitäten korrelierte Elektronendichte- und Elektronentemperaturschwankungen zu Grunde.

So kann hier insbesondere für Entladungen unter Einfluss eines durch den DED erzeugten magnetischen Störfeldes nur eine *qualitative* Betrachtung von korrelierten Strukturen der einzelnen Linienintensitäten, wie in Abbildung 5.12 gezeigt, durchgeführt werden.

Auf grundlegende Veränderungen der Plasmaparameter deutet die Betrachtung raumzeitlicher Korrelationsfunktionen der einzelnen Linienintensitätsprofile hin, wie in Abbildung 5.12 für die beiden Entladungen #98335 (Zeile 1, ohne DED) und #98336 (Zeile 2, mit DED) und innerhalb der Abschältschicht #98340 (Zeile 3, ohne DED) und #98341 (Zeile 4, mit DED) gezeigt.

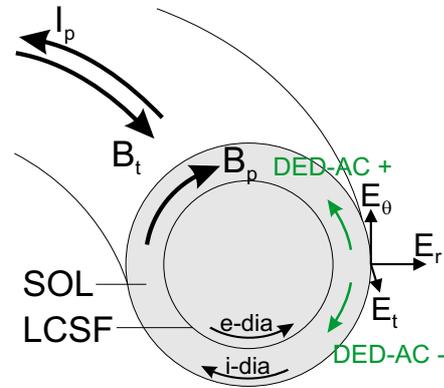


Abbildung 5.11: Driftrichtungen von Fluktuationen an TEXTOR innerhalb der LCFS und SOL und Drehrichtungen des Störfeldes im DED-AC-Modus.

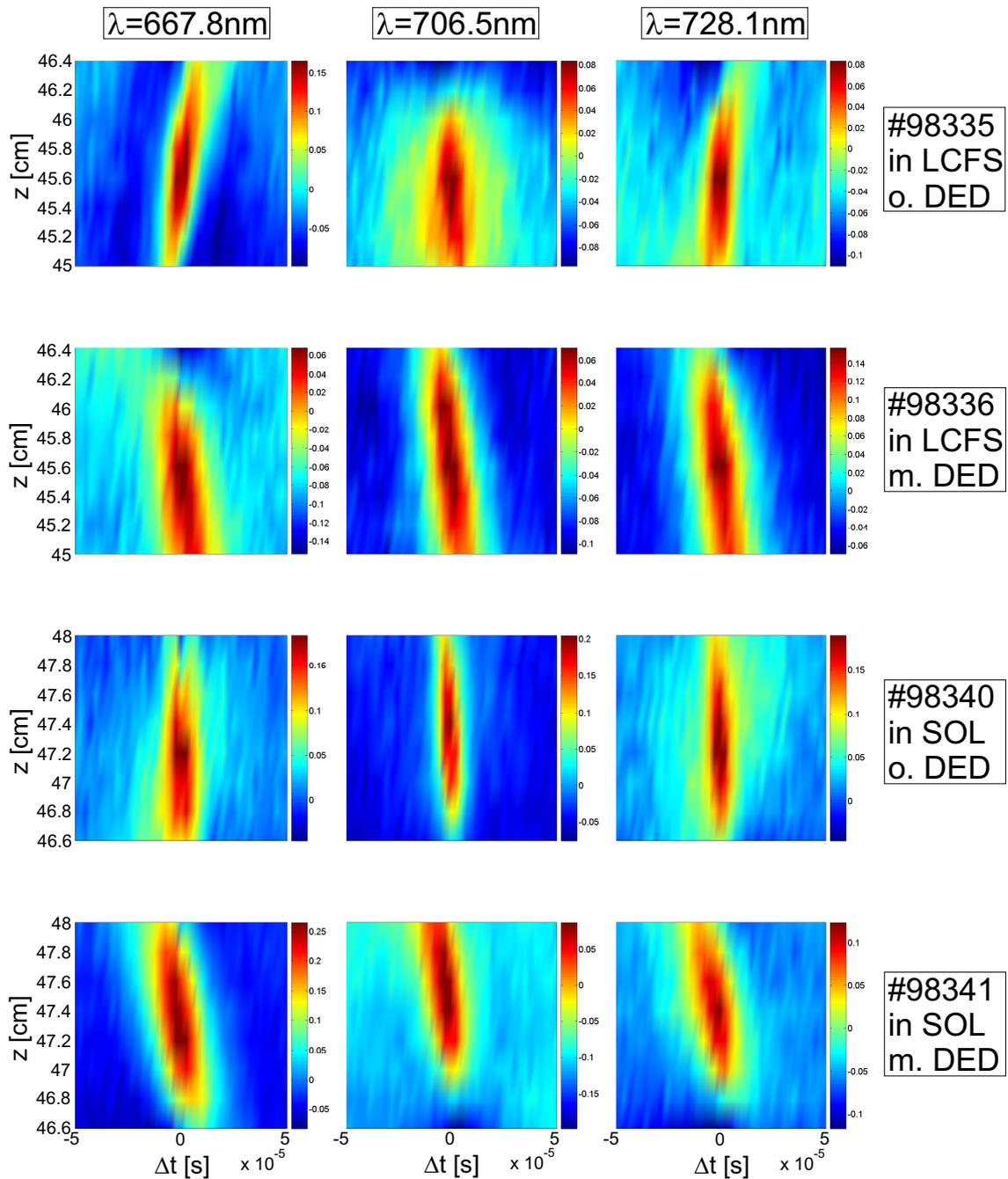


Abbildung 5.12: Raum-zeitliche Korrelation für verschiedene spektrale Linienintensitätsprofile. Betrachtetes Zeitfenster: 120 ms, $R_{Zentral} = 45.6$ cm während der Entladung #98335 (Zeile 1) ohne und #98336 (Zeile 2) mit DED 2 kA-DC innerhalb der LCFS und #98340 (Zeile 3) ohne und #98341 (Zeile 4) mit DED 2 kA-DC innerhalb der SOL.

Es scheinen sich den Linienintensitäten zu Grunde liegende korrelierte Elektronendichte- und/oder Elektronentemperaturschwankungen ohne Störfeld innerhalb der LCFS (#98335) von innen nach außen zu bewegen. Dies ändert sich jedoch, sobald das Störfeld eingeschaltet wird (#98336), und die beobachteten Strukturen ihre Bewegungsrichtung umkehren. Innerhalb der SOL bewegen sich die Strukturen gegenläufig zu denen innerhalb der LCFS. Sie scheinen sich von größeren Radien zu kleineren (#98340) zu bewegen, was sich auch nicht durch Einsatz des Störfeldes (#98341) ändert, sondern nur ausgeprägter zu erkennen ist.

Diese Beobachtungen decken sich mit den Erkenntnissen, die an verschiedenen Tokamaks unter Einfluss von magnetischen Störfeldern erlangt wurden. So wies Nguyen [Ngu97] nach, dass sich in Anwesenheit eines äußeren Störfeldes eine weiter ins Plasma reichende Abschälsschicht einstellt, was auf kürzere Verbindungslängen innerhalb des laminaren Bereichs zurück zu führen ist. Umfangreiche Untersuchungen des Plasmas unter Einfluss des DED bestätigten diese Erkenntnisse und wiesen nach, dass sich die Bewegung der Strukturen beim Einschalten des DED umkehrten und die vormals sich in Elektronendriftichtung bewegend korrelierten Strukturen innerhalb der LCFS nun die gleiche Bewegungsrichtung aufweisen wie die Strukturen innerhalb der SOL.

Als Grund hierfür wird eine Plasmarotation innerhalb der LCFS angenommen, die durch das magnetische Störfeld des DED induziert und der üblichen Rotation, wie in Abbildung 5.11 gezeigt, in Richtung der diamagnetischen Elektronendrift entgegengesetzt ist [Bus06, Unt06]. Weitere Fluktuationmessungen an TEXTOR zeigen, dass fluktuierende Strukturen im Plasma „eingefroren“ sind und dessen Bewegungen folgen [Krae06]. Neben dem Einfluss des DED auf sich poloidal bewegende Strukturen zeigt sich jedoch auch eine Veränderung der radialen Bewegungskomponente, die ebenfalls eine Umkehrung innerhalb der LCFS erfährt [Xu06].

So erscheinen die beobachtbaren Strukturen Folgen von einer sowohl radialen als auch poloidalen Veränderung der Plasmarandschicht durch das magnetische Störfeld zu sein. In Kombination mit Sondenmessungen könnte die hier neu entwickelte Diagnostik dazu dienen, den Einfluss des DED im Gleichstrombetrieb auf die Plasmarandschicht intensiver zu untersuchen.

Während das statische DED-Störfeld eine Rotation des Plasmas induziert, führt das dynamische Störfeld in erster Linie zu einer Rotation der stochastisierten Magnetfeldstrukturen.

Auch hier kann die Diagnostik dazu verwendet werden, den dynamischen Einfluss des DED auf die Plasmarandschicht zu charakterisieren; ein Beispiel hierzu wird im Folgenden gezeigt.

5.2.4 Analyse der Plasmaparameter unter Einfluss des DED im Wechselstrombetrieb

Aufgrund der fehlenden Zeitaufösung der optischen Diagnostiken gab es bisher keine detaillierten spektroskopischen Untersuchungen der Auswirkungen des DED im Wechselstrombetrieb (DED-AC) auf die Plasmaparameter in der Randschicht.

Durch die schnelle Photomultiplierbeobachtung ist es möglich, diesen Bereich mit hoher Zeitaufösung näher zu betrachten⁴. Als Beobachtungskonfiguration kommt, die auch zu Fluktuationmessungen in Abbildung 5.10 verwendete zum Einsatz.

Eine Einschränkung der Messung durch das Photoelektronenrauschen, welches beim hier bei betrachteten Frequenzbereich bis 10 kHz (maximal mögliche DED-AC-Frequenz) für die einzelne Spektrallinie in Abbildung 5.8 unterhalb von 3% liegt, ist nicht zu erwarten.

Wird der DED im AC-Betrieb eingesetzt, so induziert er ein rotierendes Störfeld. Von besonderem Interesse ist in diesem Fall das Verhalten des Plasmas unter Einfluss dieses Störfeldes. So könnten die induzierten Strukturen wie z.B. Flussröhren dem Feld direkt oder auch mit einer Phasenverschiebung folgen. Der DED wird in den hier untersuchten Fällen ausschließlich mit einer Frequenz von 974 Hz in 3/1-Konfiguration betrieben.

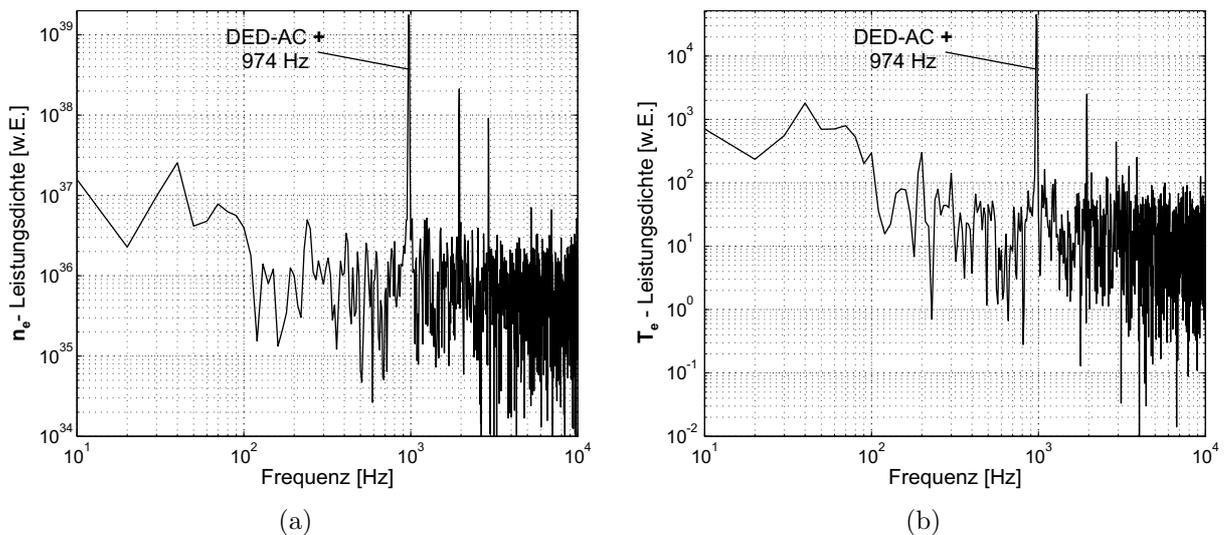


Abbildung 5.13: a) Frequenzspektrum der Elektronendichte n_e und b) der Elektronentemperatur T_e unter Einfluss des DED-Störfeldes (2 kA-974 Hz-AC+) während der Entladung #98337 (1.5702 s-1.6911 s). Position: $z = 45$ cm (Kanal 17), betrachtetes Zeitfenster: 120 ms, Frequenzaufösung $\Delta f = 10$ Hz, Abtastfrequenz: 20 kHz.

In Abbildung 5.13 ist das Frequenzspektrum der Elektronendichte und Elektronentem-

⁴Durch den flexiblen Aufbau der Erfassungselektronik ist es zwar möglich, mit einer Modifikation der Rangierplatine die räumliche Auflösung so zu ändern, dass ein größerer räumlicher Bereich betrachtet werden kann, jedoch wurde in den bisher untersuchten Fällen darauf verzichtet.

peratur eines Photomultiplierkanals (Kanal 17, $z = 45$ cm) für die Entladung #98337 dargestellt. Deutlich ist die DED-AC-Frequenz als charakteristische Amplitude zu erkennen. Jedoch treten neben dieser auch höherfrequente Komponenten auf, welche, wie zu sehen ist, bei den Vielfachen der DED-AC-Frequenz besonders ausgeprägt zu sein scheinen. Es zeigt sich, dass ein Spektrum, wie es in Abbildung 5.13 zu sehen ist, durch ein periodisches Signal erzeugt wird, dessen Form neben dem sinusförmigen Verlauf einige Nebenmaxima aufweist.

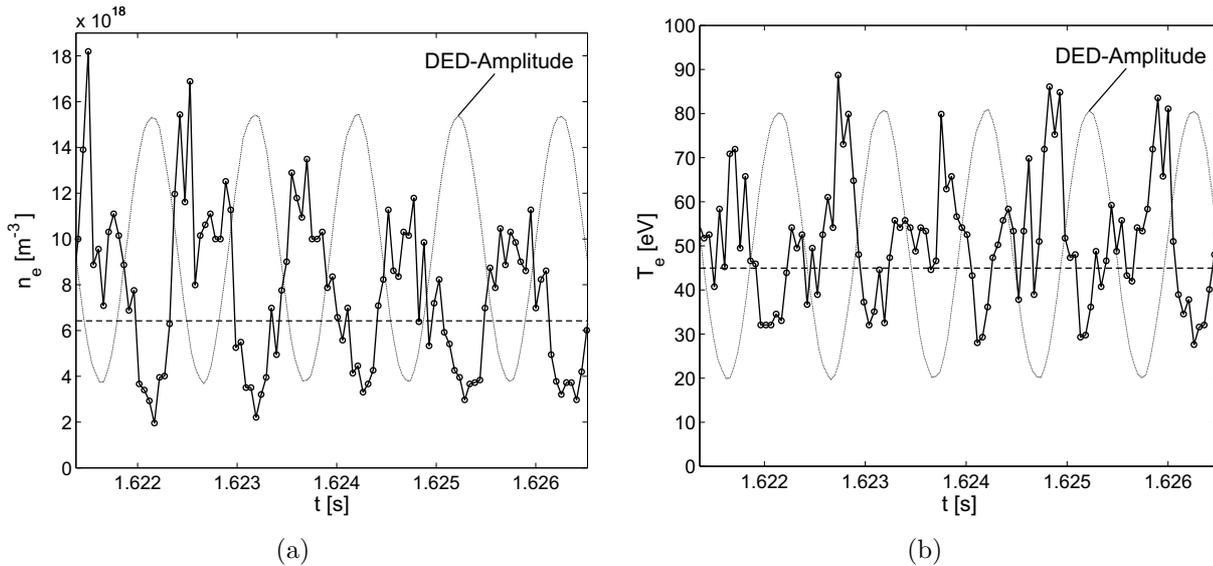


Abbildung 5.14: Zeitlicher Verlauf der a) Elektronendichte und b) Elektronentemperatur unter Einfluss des DED-Störfeldes (2 kA-974 Hz-AC+) und der entsprechende zeitliche Mittelwert (gestrichelte Linie) während der Entladung #98337. Position: $z = 45$ cm (Kanal 17), Abtastfrequenz: 20 kHz.

Auf diesen Verlauf weist das Ergebnis der ersten hier durchgeführten, gleichzeitigen Messung von Elektronendichte- und Elektronentemperaturprofilen unter DED-AC-Betrieb an TEXTOR hin. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.14 zu sehen und bestätigt die erwarteten Nebenmaxima, welche für die höherfrequenten Frequenzanteile in Abbildung 5.13 verantwortlich sind. Deutlich ist auch eine Phasenverschiebung zwischen dem relativen DED-Amplitudenverlauf und dem der Messwerte zu erkennen.

Um eventuelle Störungen und Einzelereignisse von der im wesentlichen auftretenden Struktur zu trennen, bietet sich aufgrund des periodisch rotierenden Störfeldes eine Mittelung der Zeitsignale über alle erfassten DED-Perioden (im Zeitintervall 1.5702 s-1.6911 s) an. Eine solche Mittelung über zwei DED-Perioden ist für einen raum-zeitlichen Verlauf der Plasmaparameter in Abbildung 5.15 dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die zahlreichen Maxima in Abbildung 5.14 herausgemittelt werden und im wesentlichen nur ein einzelnes Nebenmaximum zu sehen ist, dass für die charakteristischen höherfrequenten DED-Frequenzanteile (974 Hz, 1948 Hz, 2922 Hz)

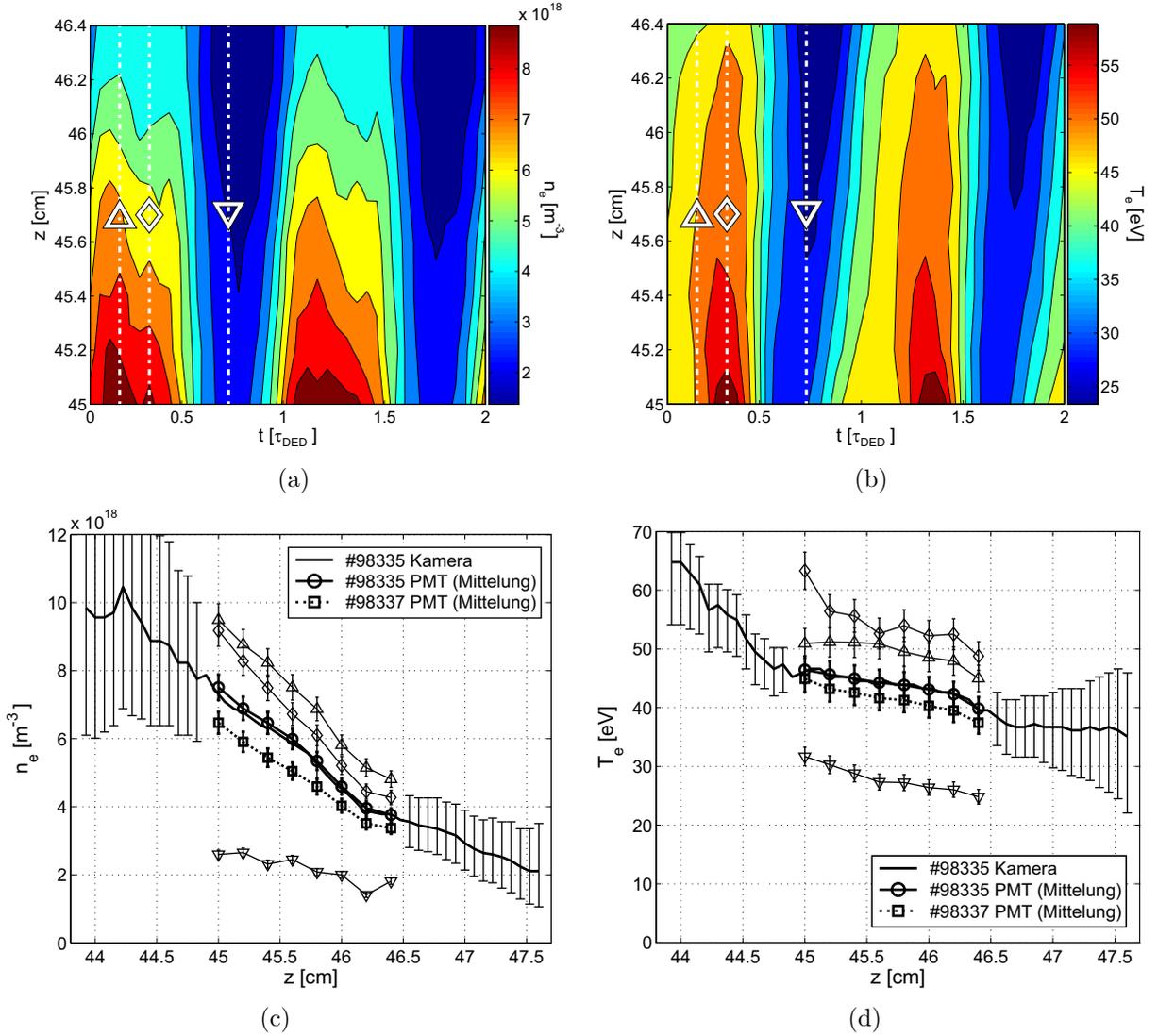


Abbildung 5.15: Raum-zeitliches Verhalten zeitlich gemittelter radialer Profile der a) Elektronendichte und b) Elektronentemperatur unter Einfluss des DED-Störfeldes (2 kA-974 Hz-AC+, $\tau_{DED} = 1/974 \text{ Hz} = 1.027 \text{ ms}$) während der Entladung #98337 (1.5702 s-1.6911 s). Der mittlere zeitliche Verlauf der c) Elektronendichte und d) Elektronentemperatur wird mit der Entladung #98335 verglichen.

verantwortlich ist. Insbesondere im Signalverlauf der Elektronendichte tritt dieses deutlich hervor. Darauf weisen die höheren Amplituden dieser Frequenzanteile im Dichtespektrum in Abbildung 5.13a hin. Normiert man die dort dargestellten Amplituden auf die Höhe des DED-AC-Frequenzanteils bei 974 Hz, so erreichen die weiteren beim doppelten und dreifachen Frequenzanteil im Falle der Elektronendichte eine Höhe von [1 : 0.3 : 0.2] und im Falle der Elektronentemperatur [1 : 0.2 : 0.1]. Damit liegen die Amplituden der

höherfrequenten Anteile der Elektronentemperatur niedriger als bei der Elektronendichte, was sich im weniger ausgeprägten, flacheren Verlauf der Nebenmaxima widerspiegelt. Diese Tatsache deckt sich mit bereits an TEXTOR untersuchten Fällen im DED-Gleichstrombetrieb [Schmi06a]: Strukturen in der Elektronendichte sind räumlich schärfer begrenzt als die in der Elektronentemperatur, was auf einen im Vergleich zum Teilchen-transport höheren Wärmetransport zurückzuführen ist.

Aufgrund einer technischen Störung der Kamera konnte während der Entladung #98337 nicht die relative Kalibrierung durch die Kameraaufnahme durchgeführt werden. Stattdessen wurde die Kalibrierung der Photomultiplier anhand der in der Entladung #98335 ermittelten Kalibrierfaktoren durchgeführt. Das ist zulässig, da zwischen den beiden Entladungen ein Zeitraum von weniger als 20 Minuten liegt, sich die Experimentierbedingungen in dieser Zeit nicht geändert haben und eine Drift des Detektors ausgeschlossen werden kann.

Ein Vergleich der ermittelten Profile aus der Referenzentladung #98335 ohne magnetischem Störfeld ist ebenfalls in Abbildung 5.15a und 5.15b zu sehen. Neben dem Plasmaparameterverlauf aus Abbildung 5.6 ist auch der über den gesamten Gaspuls zeitlich gemittelte Verlauf der Photomultiplierbeobachtung beider Entladungen dargestellt (#98335 \circ , #98337 \square). Als relativer Fehler wird hier das Photoelektronenrauschen, wie es in Abbildung 5.8 abzulesen ist, betrachtet und liegt für beide Plasmaparameter bei ca. $\pm 5\%$. Der absolute Fehler der Plasmaparameter sollte sich von dem aus Abbildung 5.6 nicht wesentlich unterscheiden und ist ebenfalls eingetragen.

Anhand der radialen Verläufe zu bestimmten mit Symbolen gekennzeichneten Zeitpunkten wird die starke Modulation des Signals verdeutlicht. Dabei können im wesentlichen zwei Bereiche unterschieden werden:

Zum einen beobachtet man einen starken Elektronendichte- und Elektronentemperaturabfall, welcher bereits von statischen Störfeldern (DED-DC) her bekannt ist und sich durch das Auftreten von laminaren Flussröhren mit kurzer Verbindungslänge zur begrenzenden Wand erklären lässt. Diese verursachen einen starken lokalen parallelen Transport zur Wand, der zu einem starken Elektronendichte und Elektronentemperaturabfall (∇) und damit auch zu einem Elektronendruckabfall führt [Schmi06b]. Dieses Verhalten ist auch deutlich im Abfall der zeitlichen Mittelwerte der Plasmaparameter bezüglich denen der Referenzentladung #98335 zu sehen.

Zum anderen ist in Abbildung 5.15 ein Anstieg der Plasmaparameter über den zeitlichen Mittelwert der vergleichbaren Referenzentladung hinaus zu erkennen (\diamond und \triangle). Der Effekt ist zwar nicht so stark wie der mit der Flussröhre verbundene Abfall, doch liegt auch dieser deutlich oberhalb der Fehlergrenzen und wird als signifikant eingestuft. Die mittlere Modulation (Maximum \triangle zu Minimum ∇) liegt für die Elektronendichte ungefähr bei einem Faktor 3 und für die Elektronentemperatur bei einem Faktor 2.

Der gleichzeitige Anstieg beider Plasmaparameter deutet auf einen Druckanstieg hin, welcher im Prinzip schon in früheren Messungen innerhalb des ergodischen Bereichs

während des DED-Gleichstrombetriebs festgestellt werden konnte [Xu06]. Dieser wurde hauptsächlich auf eine überproportionale Erhöhung der Elektronendichte zurückgeführt. Als Grund wird hierfür der Einfluss des Störfeldes auf den senkrechten turbulenten Transport betrachtet. Dieser ist innerhalb der LCFS, wie bereits in Abbildung 5.10 gezeigt, von innen nach außen gerichtet und dreht sich für eine gegebene Position bei Einsatz des DED-Störfeldes in die entgegengesetzte Richtung. Der damit reduzierte Nettotransport nach außen führt dann zu einem Anstieg der lokalen Elektronendichte bei einem gleichzeitigen Elektronentemperaturabfall.

Der Elektronentemperaturanstieg in Abbildung 5.15 stellt ein grundlegendes neues Ergebnis dar, das noch weitestgehend unverstanden ist. Eine Erklärung könnten Feldlinien bieten, die das Beobachtungsvolumen mit heißeren und dichteren Plasmabereichen bei kleineren Radien verbinden und so einen „Kurzschluss“ durch direkten, parallelen Transport zwischen diesen Bereichen verursachen, der zu einer Erhöhung beider Plasmaparameter führen könnte. Die Berechnung und Modellierung von detaillierten Feldlinienverläufen im DED-AC Fall könnte diese Frage klären und ist das Ziel verschiedener Arbeiten.

Auszuschließen sind dagegen entscheidende Einflüsse durch den Kohlenstoffhintergrund und durch Relaxationszeiteffekte auf die Elektronentemperaturbestimmung. Ein Fehler durch einen starken Kohlenstoffhintergrund würde sogar zu einer Unterschätzung der Temperatur führen. Ebenso sind Relaxationszeiteffekte, aus denen bei niedrigen Dichten eine Überschätzung der Elektronentemperatur resultiert, auszuschließen, da, wie in Abbildung 5.15 (c) und (d) zu sehen, die Elektronendichte gleichphasig mit der Elektronentemperatur ansteigt und im Dichtemaximum die Relaxationszeit bei der hier verwendeten Zeitauflösung vernachlässigbar wird. Sie könnte lediglich zu einer Überschätzung der Elektronentemperatur während des Auftretens einer Flussröhre führen.

5.2.5 Phasenverschiebung zwischen rotierendem Vakuumstörfeld und resultierenden Plasmastrukturen in der Randschicht

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Plasmaparameterprofile, so ist deutlich zu erkennen, dass der Verlauf unsymmetrisch ist. Eine im Bereich des Maximums vergleichbare Strukturierung ist in den Minima nicht zu erkennen. Dies deutet auf eine sich in das Beobachtungsvolumen bewegende inhomogene Struktur hin. Auskunft über den Einfluss auf die Plasmaparameter durch die räumliche Störfeldstruktur könnte die Magnetfeldtopologie als Laminardarstellungen des entsprechenden Volumens geben. Da sie jedoch nur für Vakuum-Störfelder berechnet werden können, kann ein Unterschied in Anwesenheit eines Plasmas nicht ausgeschlossen werden.

In Abbildung 5.16 ist ein Vergleich zwischen dem zeitlichen periodischen Verlauf des gemessenen Elektronendrucks p_e (oben) und der Laminardarstellung (unten) des Vakuumstörfeldes für den DED-AC Betrieb dargestellt [Jak06].

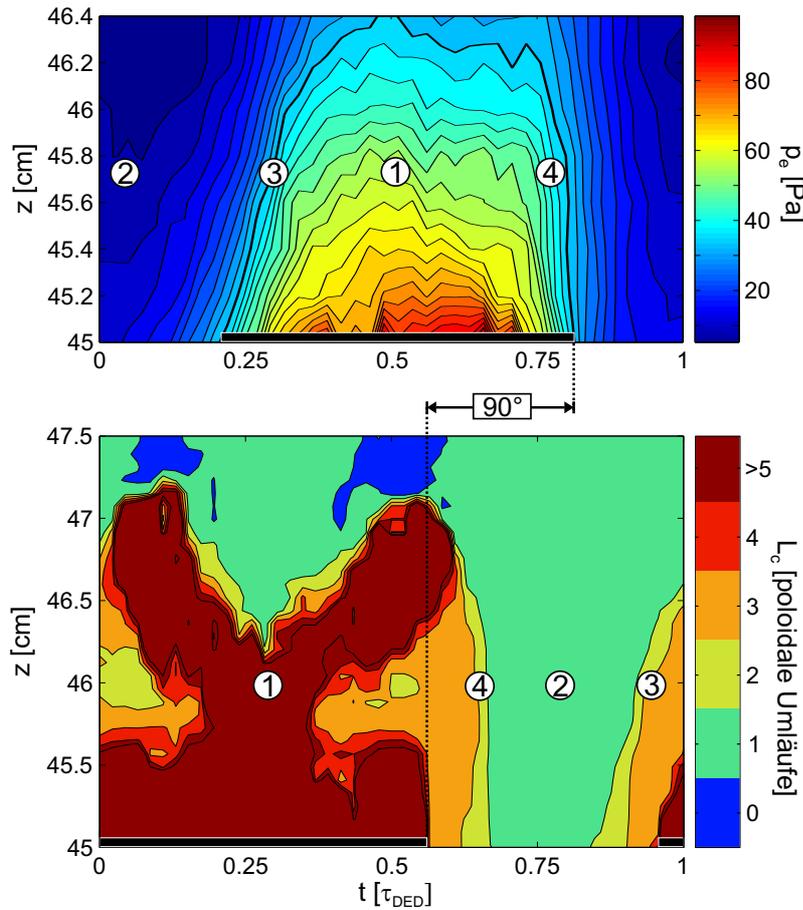


Abbildung 5.16: Raum-zeitliches Verhalten des zeitlich gemittelten radialen Profils des Elektronendrucks (oben) unter Einfluss des DED-Störfeldes (2 kA-974 Hz-AC+) während der Entladung #98337 (1.5702 s-1.6911 s) und die zugehörige Laminardarstellung (unten) [Jak06].

Hierzu wird eine Mittelung des Elektronendrucks über eine ganze DED-Periode, also einer ganzen Störfeldumdrehung durchgeführt. Deutlich ist in der Laminardarstellung der erwartete inhomogene Verlauf zu sehen. Während im Bereich um (1) im radialen Verlauf die Verbindungslänge zu größeren Radien hin kleiner werden, ist im Bereich (2), welcher wegen einer kurzen Verbindungslänge als Flussröhre angesehen wird, keine oder eine nur sehr schwache Abhängigkeit der Struktur mit dem Radius z zu erkennen.

Vergleicht man den entsprechenden gemessenen Verlauf des Elektronendrucks mit der Laminardarstellung, so erkennt man einen ähnlichen Verlauf des Anstiegs bzw. Abfalls von der Flussröhre in den ergodischen Bereich bei (3) und (4).

Die sichtbaren Unterschiede zwischen dem Druckverlauf und der Laminardarstellung können im wesentlichen auf zwei Effekte zurückgeführt werden. Zum Einen tritt eine ausgeprägte Phasenverschiebung ein und zum anderen führt der senkrechte Transport dazu, dass das Elektronendruckprofil räumlich stark geglättet wird. Insbesondere führt letzterer

auch zu einem poloidalen Fluss in die Flussröhre, wodurch sich die poloidale Struktur bzw. die dargestellte zeitliche Modulation im Vergleich zur Topologie zwar schwächer ausprägt aber markant bleibt [Schmi06a].

Ersteres wird mit Hilfe einer qualitativen Analyse anhand des schwarzen Balkens in Abbildung 5.16 deutlich gemacht. Seine Länge wird an die Struktur mit hohen Werten der Verbindungslänge angepasst und wird dann in das Druckprofil übertragen. Dort wird der Balken an identischen Konturlinien ausgerichtet (breite schwarze Konturlinie). Daraus lässt sich eine Phasenverschiebung von 90° ableiten (τ_{DED} entspricht einer Periode von 360°). Das bedeutet, dass die beobachteten Strukturen in Anwesenheit des Plasmas dem Vakuum-Störfeld um etwa diesen Wert versetzt folgen. Aus der Genauigkeit der Zeitbasis folgt der maximale Fehler dieser Angabe. Durch die eingesetzte Abtastrate der Betriebsparameter (vgl. Kapitel 4.6.1) von 10 kHz kann der Fehler der erfassten Zeitbasis $-100 \mu\text{s}$ betragen. Die Betriebsparametererfassung registriert also den Beginn der Messung im schlimmsten Fall ein ganzes Abtastintervall zu spät. Der Fehler der entsprechenden Synchronisation zur DED-Frequenz bzw. -Phase könnte demnach bei ca. -10% bzw. -36° und die Phasenverschiebung zwischen 54° und 90° liegen. Der Fehler der Zeitbasis lässt sich durch die Erhöhung der Abtastrate der Betriebsparameter reduzieren.

Die Genauigkeit der radialen Komponente der Laminardarstellung ist abhängig von den Ist-Werten der Entladung und hängt insbesondere von der exakten Rekonstruktion des q -Profils ab. Für die Berechnungen der Topologie sind analytische Approximationen des q -Profils verwendet worden, daher ist die radiale Position der resonanten Flächen mit Unsicherheiten bis zu 10 mm behaftet.

Damit erlaubt die hier entwickelte Diagnostik im Prinzip nicht nur genaue Aussagen über die Phasenverschiebung zwischen den an TEXTOR verwendeten Vakuum-Störfeld-Modellen und den gemessenen Plasmastrukturen, sondern ist, wie abschließend gezeigt wird, auch in der Lage, die Phasenbeziehung zwischen den beiden möglichen Wechselstromrichtungen des DED zu bestimmen.

Während der beiden Entladungen #98344 und #98345 wird das DED-Störfeld mit den beiden möglichen Drehrichtungen betrieben. Zum einen im Modus $AC+$, welcher eine Rotation des Störfeldes in elektronendiamagnetischer Driftrichtung induziert und zum anderen der Modus $AC-$, der eine Rotation des Störfeldes in ionendiamagnetischer Driftrichtung verursacht (vgl. Abb. 5.11).

Für diese beiden Fälle stehen ausschließlich Messungen der relativen Elektronendichte in der SOL zur Verfügung.

Dazu ist in Abbildung 5.17 der zeitliche Verlauf des Elektronendichteverhältnisses dargestellt. Anhand des Maximums kann eine relative Phasenverschiebung zwischen dem DED- $AC+$ und DED- $AC-$ bestimmt werden, die bei ca. 72° liegt. Durch den Fehler in der Zeitbasis kann die Phasenverschiebung einen Wert zwischen 36° und 72° besitzen. Dieses Ergebnis zeigt eindeutig und unabhängig von der berechneten Topologie der Magnetfeldstrukturen, dass es in dem hier untersuchten Fall des dynamischen Störfeldes in

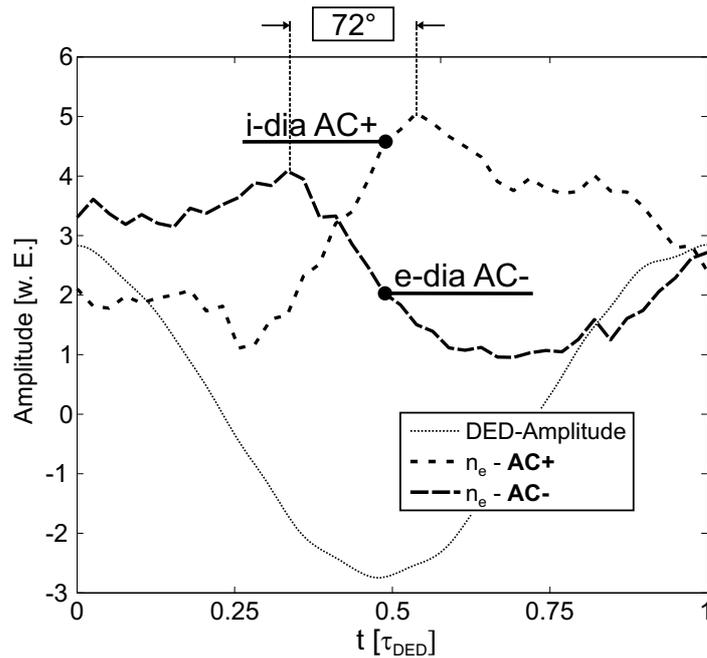


Abbildung 5.17: Zeitliches Verhalten der zeitlich gemittelten, relativen Elektronendichte in der Abschältschicht (Plasmaposition $z = 46.6$ cm) unter Einfluss des DED-Störfeldes (2 kA-974 Hz-AC+ und 2 kA-974 Hz-AC-) während der Entladungen #98344 und #98345 (1.5702 s-1.6911 s).

der 3/1-Konfiguration der Störfeldspulen eine Phasenverschiebung zwischen rotierender Plasmastruktur und Vakuumfeld geben muss. Dabei gibt das Resultat die maximal mögliche Phasendifferenz an, welche im Idealfall ohne ein asymmetrisches Verhalten genau die Hälfte des Wertes hätte. Vergleicht man allerdings diese Phasendifferenz mit dem Ergebnis aus Abbildung 5.16, so muss geschlossen werden, dass im Falle des DED-AC+ eine höhere Phasendifferenz auftritt als für den Fall des DED-AC-. So könnte im Rahmen des Ergebnisses sogar darauf geschlossen werden, dass letzterer keine Phasendifferenz aufweist. Die diesen Feststellungen zugrunde liegenden physikalischen Prozesse sind noch unklar und müssen in Zukunft weiter untersucht werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Mit der zunehmenden Verknappung fossiler Ressourcen und einer durch deren Verbrennung stetig anwachsenden Umweltbelastung sieht sich die Menschheit gezwungen, Alternativen zur Deckung des ansteigenden Energiebedarfs zu finden und einzusetzen. Die Erforschung und Realisierung der kontrollierten Kernfusion mittels magnetisch eingeschlossener Hochtemperaturplasmen nimmt dabei einen hohen Stellenwert ein. Eine der entscheidenden Fragen ist die Verfügbarkeit solcher Anlagen. Sie wird im wesentlichen durch den Austausch plasmabegrenzender Komponenten vorgegeben, deren Lebenszeit durch hohe Teilchen- und Wärmeflüsse aus dem Plasma begrenzt wird. So stellen Untersuchungen und das Verständnis der zugrundeliegenden Transportprozesse eine wichtige Voraussetzung für den effektiven Einsatz der Kernfusion dar.

Ziel dieser Arbeit war es, eine Randschichtdiagnostik zu entwickeln und aufzubauen, die in der Lage ist erstmals gleichzeitig Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e mit hoher Zeit- und Raumaufösung zu erfassen. Die Anforderung an die Messapparatur bestand darin, kleinskalige (5-20 mm) Turbulenzen bzw. Fluktuationen der Plasma-parameter bei zeitlichen Änderungen bis zu 100 kHz erfassen zu können. Diese werden für den anomalen senkrechten Teilchen- und Wärmetransport im Plasma verantwortlich gemacht. Neben der Untersuchungen von periodischen Instabilitäten in der Plasmarandschicht (ELMs) mit Frequenzen bis zu 2 kHz dient die Diagnostik zusätzlich der Beobachtung der Wirkung externer magnetischer Störfelder auf das Plasma. Sie ermöglicht erstmals die Messung von n_e und T_e unter dem Einfluss solcher hochfrequent (< 10 kHz) rotierender Störfelder. Diese können mit dem *Dynamischen Ergodischen Divertor* DED an TEXTOR erzeugt werden.

Die Erfassung der Plasmaparameter erfolgt mittels aktiver Strahlemissions-Spektroskopie an einem Helium-Überschallstrahl. Die gleichzeitige Beobachtung der radialen Verteilung von drei Spektrallinien des injizierten Heliums erlaubt es, die Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e in der Randschicht zu bestimmen. Dies folgt aus dem Vergleich

der experimentell gewonnenen Intensitätsverhältnisse mit Verhältnissen aus einem Stoß-Strahlungsmodell.

Da die bisher an TEXTOR üblicherweise verwendeten effusiven Heliuminjektionssysteme nicht die nötige poloidale Raumauflösung zur Untersuchung von räumlich und zeitlich korrelierten Phänomenen aufweisen, musste ein neues Überschall-Injektionssystem entwickelt werden. Dieses System besitzt eine niedrigere Divergenz als effusive Quellen und ist in der Lage, die räumlich auf wenige Zentimeter begrenzten Fluktuationsstrukturen aufzulösen. Gleichzeitig muss die Strahldichte zwecks besserer Signalausbeute möglichst hoch sein, ohne allerdings die Plasmaentladung zu stören.

Expandiert ein Gas durch eine Düse adiabatisch von einem Gebiet hohen Drucks in eines mit ausreichend niedrigem Druck, entsteht ein Überschallstrahl. Dieser besitzt eine geringe Divergenz, da die thermische Bewegung der Strahlatome senkrecht zur Strahlachse reduziert ist. Tritt das Gas aus der Düse aus, so erfahren die Atome zahlreiche Stöße innerhalb der Düsenmündung und eines Gebiets stromabwärts der Düse, das durch die *Quitting Surface* abgegrenzt wird. Außerhalb dieses Gebiets geht die stoßbestimmte Strömung in eine molekulare Strömung über. Die Trajektorien der Atome können dann als von einem Punkt nahe der Düse radial ausgehende Geraden betrachtet werden. Das impliziert eine mit dem Abstand quadratisch abnehmende Dichte des Strahls und damit eine Temperaturerniedrigung. Mit der Temperatur nimmt auch die Schallgeschwindigkeit ab, womit die Machzahl steigt, ohne dass eine entsprechend stark erhöhte absolute Strahlgeschwindigkeit erreicht wird.

Zur Strahlerzeugung wird im Rahmen dieser Arbeit das aktiv gepumpte Düse-Skimmer-System nach dem *Campargue*-Prinzip eingesetzt. Dabei wird ein Teil des aus der Düse tretenden Strahls mit Hilfe eines Skimmers von der ersten Kammer, die über ein leistungsfähiges Vakuumpumpsystem verfügt, abgetrennt und in die Untersuchungskammer, also TEXTOR geleitet. Bleibt der ansteigende Druck in der Erzeugungskammer ausreichend niedrig, so gelangt der Strahl durch die abschirmende Wirkung der sich aufbauenden Machzellenstruktur ohne größere Störung durch Stöße zwischen den Strahlatomen und den Hintergrundgasatomen in die nächste Kammer. Der Skimmer muss sich allerdings in ausreichender Entfernung zur Düse befinden und genau auf die Strahlachse ausgerichtet sein, um den Strahl nicht durch Stöße zwischen den Strahlatomen und der Skimmerwand zu stören. Zudem muss er eine Reihe von Kriterien bezüglich der Schneide, der Innen- und Außenwinkel und der Länge erfüllen. Die Strahldivergenz ist nach dem Strahlensatz über die Entfernung zwischen Düse und Skimmeröffnung einstellbar und durch die äußeren Experimentierbedingungen vorgegeben. Durch die richtige Wahl des Skimmers, den Abstand zur Düse und den Betriebsdruck konnte eine Optimierung der Strahldichte erreicht werden.

Für das Injektionssystem wurde ein neues Hochdruck-Piezoventil (bis 70 bar, Düsendurchmesser 40 μm) mit einer maximalen Modulationsfrequenz bis zu 40 Hz entwickelt. Durch das Ventil ist es möglich, höhere Teilchenflüsse in kurzen Intervallen zu erzeugen und so

das Volumenpumpen der Vakuumkammer zu nutzen. Das gesamte neu entwickelte Injektionssystem kann unter Vakuum näher an das TEXTOR-Plasma heran gebracht werden. Durch diese Verkürzung des Abstands zum Beobachtungsvolumen kann die Divergenz des Strahls und somit auch der Teilchenfluss weiter erhöht werden, ohne allerdings die Strahlbreite im Volumen zu vergrößern. Die lokale Helium-Strahldichte im Beobachtungsvolumen beträgt für den realisierten Aufbau $n_0 = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ bei einer Strahldivergenz von ca. $\pm 1^\circ$, was dort einer Strahlbreite von ca. 9 mm entspricht.

Zur Erfassung der Emissionsprofile wurde ein Beobachtungssystem entwickelt, welches aus einer langsamen, bildverstärkten CCD-Kamera und schnellen Mehrkanal-Photomultipliern des Typs Hamamatsu H7260-20 besteht. Die Kamera dient der Strahlkontrolle und wird zur relativen Kalibrierung der Photomultiplier eingesetzt. Ein spezieller abbildender Lichtleiter erlaubt die Erfassung dreier durch Strahlteiler und Interferenzfilter spektral getrennter Emissionsprofile mit einer einzigen Kamera. Für die genaue räumliche Ausrichtung der Profile verfügt das Injektionssystem über eine Justierlampe, die auch unter Vakuum dazu verwendet werden kann, die radiale Position im TEXTOR-Vakuumgefäß festzustellen. Ein identisches Strahlteiler- und Interferenzfiltersystem erlaubt es auch den drei Photomultipliern, mit jeweils 32 linear angeordneten Kanälen und niedrigem Übersprechen (unter 1%) schnelle Signale aus dem Plasma zu erfassen. Das Beobachtungsvolumen wird entsprechend der verwendeten Optik durch die Größe der Kathode festgelegt. Jede Kathode erfasst einen räumlichen Bereich von radial 2 mm und toroidal 14 mm und ermöglicht durch einen hierfür eigens entwickelten miniaturisierten Strom-Spannungswandler, Signale bis zu einer Frequenz von 800 kHz bzw. 470 kHz im Gesamtsystem zu beobachten.

Die Datenerfassung erlaubt die gleichzeitige Aufnahme von acht Raumkanälen mit einer Abtastfrequenz von 800 kHz. Durch eine Anordnung von Multiplexern können diese Beobachtungskanäle während der Entladung räumlich durchgeschaltet werden und somit ein ganzes räumliches Profil nach vier Gaspulsen (4×8 Raumkanäle) über eine Länge von ca. 63.6 mm mit den Photomultipliern erfassen. Die Umschaltung erfolgt zwischen zwei Gaspulsen des Injektionssystems. Eine hierzu entwickeltes Gerät zur Synchronisation der Gaspulse mit der Datenerfassung ermöglicht in der späteren Auswertung eine zeitliche Untergrundkorrektur mit Hilfe der gemittelten Signale vor und nach erfolgtem Puls durchzuführen.

Erste Anwendungen an TEXTOR zeigen erstmals mit Strahlemissionsmethoden gleichzeitig bestimmte relative Fluktuationsamplituden der Elektronendichte und der Elektronentemperatur. Dabei werden zum ersten Mal mit Hilfe von Korrelationsfunktionen analysierte Temperaturfluktuationsstrukturen in der Randschicht nachgewiesen. So ist zu erkennen, dass sich diese Strukturen innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche, ähnlich zu früheren Messungen der Elektronendichte, mit einer radialen Geschwindigkeit von $v_r^{Te} = (380 \pm 60) \text{ m/s}$, von kleineren zu größeren Radien bewegen.

Die eindimensionale Messung kann dabei nicht unterscheiden, ob sich die Strukturen ra-

dial oder räumlich verkippt poloidal bewegen. Eine weitergehende Untersuchung wird durch den Umstand erschwert, dass die Korrelationen aufgrund starken Photoelektronenrauschens sehr klein sind. So liegt das Rauschen der schwächsten Spektrallinie bei einer Integrationszeit von $t = 1 \cdot 10^{-5}$ s bei ca. 8%, was in der gleichen Größenordnung wie die Plasmaparameterfluktuationen ist und deren Bestimmung erschwert. Deutlich lassen sich bei den untersuchten Entladungen räumlich und zeitlich korrelierte Effekte durch die magnetischen Störfelder des DED nur auf den einzelnen Spektrallinien erkennen, die mit dem gängigen Verständnis der Wirkung dieser Felder übereinstimmen. Aus der Analyse der einzelnen Spektrallinien selbst lassen sich jedoch nur bedingt Rückschlüsse auf die fluktuierenden Plasmaparameter ziehen.

Die Messungen von Fluktuationen im Bereich von über 50 kHz bei verschiedenen Entladungsbedingungen stellen somit zum Abschluss dieser Arbeit immer noch eine Herausforderung dar, die mit Hilfe einer Erhöhung sowohl der Transmission des Beobachtungssystems als auch der Strahldichte bewältigt werden könnte. So ist eine weitere Erhöhung der Strahldichte um einen Faktor 2 technisch möglich. Dies kann aufgrund der Druckbelastungsgrenze des Piezoventils nur über den Einsatz einer Düse mit größerem Durchmesser realisiert werden. Durch den damit erhöhten Hintergrunddruck muss die Skimmergeometrie für diese Bedingungen optimiert werden. Zudem muss, um verstärkte Strahlstörungen aufgrund einer möglichen Dejustierung der Strahlachse mittels eines neu zu entwickelnden Strahljustiersystems behoben werden. Letzteres vereinfacht auch die Justierung des Beobachtungssystems auf den Strahl. Eine weitere mögliche Verbesserung besteht darin den Transmissionsfaktor durch entspiegelte optische Komponenten zu erhöhen. Ein Austausch der Photomultiplier gegen Geräte mit höherer Quantenausbeute wäre ebenso zu empfehlen.

Ohne weitere Einschränkungen ermöglicht die Diagnostik Messungen von kurzzeitigen Ereignissen in einem Frequenzbereich bis zu 10 kHz. Für diesen Bereich liegt das Rauschen der einzelnen Spektrallinien unterhalb von 3%.

Zum ersten Mal ist es im Rahmen dieser Arbeit gelungen, die Elektronendichte und -temperatur in der Randschicht spektroskopisch zeit- und raum aufgelöst unter Einfluss des DED im Wechselstrombetrieb (974 Hz) zu messen. Die bereits bekannte Wirkung des statischen Störfeldes, ein Druckabfall für den laminaren und ein leichten Druckanstieg für den ergodischen Bereich, kann nun auch für ein rotierendes Feld beobachtet werden. Dabei tritt eine starke mittlere Modulation der Plasmaparameter auf. Für die Elektronendichte liegt das Verhältnis des Maximums (ergodischer Bereich) zum Minimum (laminare Flussröhre) bei einem Faktor 3 bzw. einem Faktor 2 für die Elektrentemperatur.

Aufgrund der guten räumlichen und zeitlichen Auflösung können grundlegende Eigenschaften des Störfeldes untersucht werden. So ist es nun möglich Phasenverschiebungen zwischen der Rotation der theoretischen Störfeldstruktur im Vakuumfeld und den im Plasma induzierten Strukturen zu messen. So belegen die Ergebnisse der ersten Untersuchung,

dass das Plasma dem DED-AC+ Störfeld mit einer Phasendifferenz von $54^\circ - 90^\circ$ folgt. Unabhängig davon wird unter Zuhilfenahme der gegenläufigen Drehrichtung die maximal mögliche Phasenverschiebung nachgewiesen. So kann diese im untersuchten Fall mit einem maximal möglichen Wert von $36^\circ - 72^\circ$ spezifiziert werden. Wird der Messfehler berücksichtigt, implizieren diese Messungen ein unsymmetrisches Phasenverhalten. Demnach tritt im DED-AC+-Störfeld eine hohe Phasenverschiebung auf, wohingegen im Fall des DED-AC- nur eine niedrige Verschiebung festzustellen ist. Die dem zugrundeliegenden physikalischen Prozesse sind noch nicht vollständig verstanden und können mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Diagnostik in Zukunft näher untersucht werden.

Die neue Helium-Überschallstrahldiagnostik zur Messung der Elektronendichte und -temperatur mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung ermöglicht es nun, kurzzeitige und kleinskalige Ereignisse in der Randschicht von TEXTOR zu beobachten. Durch sie ist es nun möglich Fluktuationen der Elektronendichte und Elektronentemperatur zeitgleich zu messen und turbulente Transportphänomene unter verschiedensten Experimentierbedingungen zu untersuchen.

Die aufgebaute Diagnostik eröffnet zudem die Möglichkeit weitergehende Untersuchungen der Plasmastruktur und des Transports unter Einfluss des DED im stationären (DC) und im dynamischen (AC) Betrieb durchzuführen. Damit verbunden ist auch eine mögliche Beobachtung von ELMs und ihrer Unterdrückung durch resonante, magnetische Störfelder, einem der derzeit aktuellsten Konzepte zur Lösung des von den ELMs verursachten Wandbelastungsproblems.

Literaturverzeichnis

- [Ack27] J. Ackeret, *Gasdynamik*, Handbuch der Physik Bd. VII - Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper, Verlag von Julius Springer, Berlin, 289-340, 1927
- [And65] J. B. Anderson, J. B. Fenn, *Velocity distributions in molecular beams from nozzle sources*, Phys. Fluids, **8** (1965) 780
- [App94] *Photodiode Monitoring with OP Amps*, Application Bulletin, Burr-Brown, 1994
- [Ash66] H. Ashkenas, F.S. Sherman, *The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Low-density Wind Tunnels*, Rarefied Gas Dynamics, Vol. II, ed. by J.H. de Leeuw, Academic Press, New York, 84-105, 1966
- [Aue88] D. J. Auerbach, *Velocity measurements by time-of-flight methods*, in G. Scoles (ed.), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1
- [Bak93] B. C. Baker, *Comparison of Noise Performance between a FET Transimpedance Amplifier and a Switched Integrator*, Application Bulletin, Burr-Brown, 1993
- [Bec54] E. W. Becker, K. Bier, *Die Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wassertoff-Molekularstrahls mit einer Laval-Düse*, Zeitschrift für Naturforschung, **9a**, Verlag der Zeitschrift für Naturforschung, Tübingen, 975-986, 1954
- [Bec56] E. W. Becker, W. Henkes, *Geschwindigkeitsanalyse von Laval-Strahlen*, Zeitschrift für Physik, **146**, Springer-Verlag, Berlin, 320-332, 1956
- [Bei81] H. C. W. Beijerinck, N. F. Verster, *Absolute intensities and perpendicular temperatures of supersonic beams of polyatomic gases*, Physica **111** C (1981) 327-352
- [Bei85] H. C. W. Beijerinck, R. J. F. van Gerwen, *Campargue-Type Supersonic Beam Sources: Absolute Intensities, Skimmer Transmission and Scaling Laws for Mono-Atomic Gases He, Ne, and Ar*, Chemical Physics **96** (1985) 153-173

- [Ben05] A. Bencze, S. Zoletnik, *Autocorrelation analysis and statistical consideration for the determination of velocity fluctuations in fusion plasmas*, Physics of Plasmas **12** (2005) 052323.1-052323.10
- [Ben71] J. S. Bendath, A. G. Piersol, *RANDOM DATA: ANALYSIS AND MEASUREMENT PROCEDURES*, Wiley-Interscience, New York, 1971
- [Bie61] K. Bier, B. Schmidt, *Zur Form der Verdichtungsstöße in frei expandierenden Gasstrahlen*, Zeitschrift für angewandte Physik, Band 13, **11**, Springer-Verlag, Berlin, 493-500, 1961
- [Bie62] K. Bier, O.-F. Hagena, *Die Bedeutung von Verdichtungsstößen bei der Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Düsen*, Zeitschrift für angewandte Physik, Band 14, **11**, Springer-Verlag, Berlin, 658-664, 1961
- [Bie63] K. Bier, *Zur Wirkung von Verdichtungsstößen im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömungsform*, Habilitationsschrift Karlsruhe 1962, Fortschritte der Physik **11**, Akademie Verlag, Berlin, 325-356, 1963
- [Bir76] G. A. Bird, *Transition regime behavior of supersonic beam skimmers*, Phys. of Fluids, Vol 19 **10** (1976) 1486-1491
- [Boe00] J. Beodo, P. Terry, et al., *Suppression of Temperature Fluctuations and Energy Barrier Generation by Velocity Shear*, Phys. Rev. Lett. **84** (12), 2630-2633, (2000)
- [Bos69] U. Bossel, F. C. Hurlbut, F. S. Sherman, *Extraction of Molecular Beams from Nearly-Inviscid Hypersonic Free Jets*, Rarefied Gas Dynamics, Vol. II, ed. by L. Trilling, H. Y. Wachmann, Academic Press, New York, 945-996, 1969
- [Bos74] U. Bossel, *FREE JET TEMPERATURE EXTRACTION FROM MOLECULAR BEAM PROFILES*, Rarefied Gas Dynamics, Academic Press, New York, 235-242, 1974
- [Bre80] N. Brenning, *Electron temperature measurements in low-density plasmas by helium spectroscopy*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **24** (1980) 293
- [Bre97] N. Bretz, *Diagnostic instrumentation for microturbulence in tokamaks*, Rev. Sci. Instrum. **68** (8), (1997) 2927-2964
- [Bri94] M. Brix, *Fluktuationsstudien zur Heliumstrahl Diagnostik*, Diplomarbeit an der Ruhr-Universität Bochum, 1994
- [Bri98] M. Brix, *Messung von Elektronentemperatur und -dichte mittels Heliumstrahl Diagnostik im Randschichtplasma eines Tokamaks*, Dissertation, Universität Bochum, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3638, 1998

- [Bro83] D. Brockman, A. Williams, *Ground Rules for High-Speed Circuits*, Application Note AN-214, Analog Devices, 1983
- [Bro89] P. Brokaw, J. Barrow, *Grounding for Low- and High-Frequency Circuits*, Application Note AN-345, Analog Devices, 1989
- [Bro93] B. Brosda, *Modellierung von Helium-Atomstrahlen und ihr Einsatz zur Plasmediagnostik der Tokamakrandschicht*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1993
- [Bru02] M. Bruchhausen, *Aufbau und Erprobung eines repetierenden Laser-Blow-Off-Systems zur Untersuchung elektrostatischer Elektronendichtefluktuationen in der Rand- und Abschältschicht von TEXTOR und Wendelstein 7-AS*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3993, 2002
- [Bus06] C. Busch, *Spektroskopische Untersuchung der poloidalen Plasmarotation unter dem Einfluß statischer und dynamischer Ergodisierung am Tokamak TEXTOR*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006
- [Cam64] R. Campargue, *High Intensity Supersonic Molecular Beam Apparatus*, Rev. Sci. Instr. **35** (1964) 111-112
- [Cam66] R. Campargue, *High Intensity Supersonic Molecular Beam Apparatus*, Rarefied Gas Dynamics, Vol. II, ed. by J. H. de Leeuw, Academic Press, New York, (1966) 279-298
- [Cam77] R. Campargue, A. Lebehot, J. C. Lemmonnier, *NOZZLE BEAM SPEED RATIOS ABOVE 300 SKIMMED IN A ZONE OF SILENCE OF He FREEJETS*, Rarefied Gas Dynamics, 9th, Vol. II, ed. by J. L. Potter, AIAA, New York, (1977) 1034-1043
- [Cam84] R. Campargue, *Progress in Overexpanded Supersonic Jets and Skimmed Molecular Beams in Free-Jet Zones of Silence*, J. Phys. Chem. **88** (1984) 4466-4474
- [Dan80] C. Dankert, H. Legge, *High Intensity Molecular Beams Skimmed in Continuum Flow*, Rarefied Gas Dynamics, Part II, ed. by Sam S. Fisher, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1980
- [Dan06] C. Dankert, B. Fritsche, private Mitteilung, 2006
- [Die97] T. Diez-Rojo, V. J. Herrero, I. Tanarro, F. L. Tabarés, D. Tafalla, *Pulsed supersonic helium beams for plasma edge diagnosis*, Rev. Sci. Instrum. **68** (3), March 1997

- [Dub66] F. Sass, Ch. Bouché, A. Leitner, *Dubbels Taschenbuch für den Maschinenbau*, Band 1, 653pp., Springer Verlag, Berlin, 1966
- [Eva05] T. E. Evans et al., *Suppression of large edge localized modes with edge resonant magnetic fields in high confinement DIII-D plasmas*, Nucl. Fusion **45** (2005), 595-607
- [Fen63] J. B. Fenn, J. Deckers, *Molecular Beams from Nozzle Sources*, Rarefied Gas Dynamics, Vol. I, ed. by J. A. Laurmann, Academic Press, New York, (1963) 497-515
- [Fin05] K. H. Finken, S. S. Abdullaev, M. Jakubowski et al., *The structure of magnetic field in the TEXTOR-DED*, Schriften des Forschungszentrums Jülich, Band 45 (2005)
- [Fri94] B. Fritsche, *Untersuchung der Strömung in einem Freistrahls-Kernfreistrahls-System zur Erzeugung intensiver Molekularstrahlen*, Dissertation, RWTH Aachen, DLR-Forschungsbericht 94-11, 1994
- [Fri90] B. Fritsche, *Operating a Skimmer in Continuum Flow*, Rarefied Gas Dynamics, 17th , ed. by A. E. Beylich, Weinheim, (1990) 1080-1087
- [Gen88] W. R. Gentry, *Low-Energy Pulsed Beam Sources*, in G. Scoles (ed.), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1
- [Gol98] R. J. Goldston, P. H. Rutherford, *Plasmaphysik - Eine Einführung* Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, 1998
- [Gra83] D. Grant, S. Wurcer, *Avoiding Passive-Component Pitfalls*, Application Note AN-348, Analog Devices, 1983
- [Gra91] J. G. Graeme, *Feedback Plots define OP Amp AC Performance*, Application Bulletin, Burr-Brown, 1991
- [Ham03] *Photomultiplier Tubes Catalogue*, Hamamatsu Photonics K.K., 2003
- [Haw89] Davis Haworth, *Designing and evaluating VXI systems*, Tektronix Inc. 1989, Tektronix literature ordering number: 59W-8783-1
- [Hei98] D. Heinen, *Aufbau einer Versuchsanordnung zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung von Helium in einem Atomstrahl*, Diplomarbeit, Fachhochschule Jülich, 1998
- [Hid95] C. Hidalgo, *Edge Turbulence and Anomalous Transport in Fusion Plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, (1995), A53-A67
- [Hin95] E. Hintz and B. Schweer, Plasma Phys. Controlled Fusion **37** (1995) A87.

- [Hub97] A. Huber, *Bestimmung der 2-dim. Elektronendichtefluktuationen im Plasmarand von TEXTOR mit zwei thermischen Li-Atomstrahlen*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3422, 1997
- [Hub05] A. Huber, U. Samm, B. Schweer, Ph. Mertens, *Results from a double Li-beam technique for measurement of both radial and poloidal components of electron density fluctuations using two thermal beams*, Plasma Phys. Control. Fusion, **47** 409-440, 2005
- [Hut87] I. H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987
- [Irr03] F. Irrek, Ph. Mertens, private Mitteilung, 2003
- [Jak04] M. A. Jakubowski, S. S. Abdullaev, K. H. Finken and the TEXTOR-Team, *Modelling of the magnetic field structures and first measurements of heat fluxes for TEXTOR-DED operation*, Nucl. Fusion **44** (2004) S1-S11
- [Jak06] M. A. Jakubowski, private Mitteilung, 2006
- [Kam96] Y. Kamada et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **38** (1996), 1387
- [Kan51] A. Kantrowitz, J. Grey, *A High Intensity Source for the Molecular Beam Part I. Theoretical*, Rev. Sci. Instr. **22** (1951) 328-332
- [Kei87] M. Keilhacker, *H-MODE CONFINEMENT IN TOKAMAKS*, Plasma Phys. Control. Fusion **29** (1987) 1401-1413
- [Kom90] A. Komori, S. Nagai, T. Morisaki and Y. Kawai, *Numerical study of neutral beam probe spectroscopy for edge fluctuation measurements*, Rev. Sci. Instr. **61**, (12), (1990) 3787-3792
- [Krae06] A. Krämer-Flecken, S. Soldatov, Y. Liang, M. von Hellermann, V. Vershkov, R. Wolf, O. Zimmermann and the TEXTOR-Team, *Reflectometry Measurements during Operation of the Dynamic Ergodic Divertor at TEXTOR*, Nuclear Fusion **46**, (2006), S730-S742
- [Kru02] U. Kruezi, *Entwicklung eines modulierbaren Helium-Überschallstrahls zur Messung von Fluktuationen der Elektronentemperatur und -dichte*, Diplomarbeit, Forschungszentrum Jülich, 2002
- [Leh00] M. Lehnen, *Untersuchungen der Plasmarandschichtstruktur im Tokamak TEXTOR-94 mittels der Heliumstrahldiagnostik*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3835, 2000

- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer Verlag 1987, ISBN 3-540-17386-2 368pp.
- [Ley87] *Grundlagen der Vakuumtechnik, Berechnung und Tabellen*, Handbuch der Fa. Leybold-Heraeus, 1987
- [Lic83] A. J. Lichtenberg, M. A. Liebermann, *Regular and Stochastic Motion*, Springer Verlag, 38 Auflage, 1983
- [Lie85] P. C. Liewer, *MEASUREMENTS OF MICROTURBULENCE IN TOKAMAKS AND COMPARISONS WITH THEORIES OF TURBULENCE AND ANOMALOUS TRANSPORT*, Nuclear Fusion, **25** (5), (1985), 543-621.
- [McC97] K. McCormick, et al., *Fusion Engineering and Design*, **34-35**, (1997), 125-134.
- [Mil88] D. R. Miller, *Free jet sources*, in G. Scoles (ed.), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1
- [Mor96] M. D. Morse, *Supersonic beam sources*, in F. B. Dunning, R. G. Hulet (ed.), *Experimental methods in the physical sciences, Vol 29B: Atomic, molecular and optical physics: atoms and molecules*, Academic Press, 1996
- [Mus03] S. Musso, private Mitteilung, 2003
- [Ngu97] F. Nguyen, P. Ghendrih, A. Grosman, *Interaction of stochastic boundary layer with plasma facing components*, Nuclear Fusion **37**, 6, (1997), 743-757
- [Nov89] S. A. Novopashin, A. L. Perepelkin, *AXIAL SYMMETRY LOSS OF A SUPERSONIC PERTURBULENT JET*, Phys. Let. A **135**, (1989), 290-293
- [Neu05] O. Neubauer, G. Czymek, et al., *Design Features of the Tokamak TEXTOR*, Fusion Science and Technology, **47** (2005), 76-86
- [Opp92] A. V. Oppenheim, *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*, edition, R. Oldenbourg Verlag GmbH, 1992
- [Ott88] H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, Second Edition, John Wiley & Sons, 1988
- [Oze90] T. Ozeki, M. S. Chu, L.L. Lao, T.S. Taylor, M.S. Chance, S. Kinoshita, K. H. Burrell, R. D. Stambaugh, Nuclear Fusion **30**, (1990), 1425
- [Pau00] H. Pauly, *Atom, Molecule and Cluster Beams I*, Springer Verlag, ISBN 3-540-66945-0, 2000
- [Phi94] *Photomultiplier Tubes, Principles and Application Book Series*, Philips, 1994

- [Pos93] A. Pospieszczyk, *Diagnostic of Edge Plasmas by Optical Methods*, in R. K. Janev and H. W. Drawin (ed.), *Atomic and Plasma-Material Interaction Processes in Controlled Thermonuclear Fusion*, Elsevier Science Publishers B.V., 1993
- [Rca80] R. W. Engstrom, *Photomultiplier Handbook*, Theory Design Application Book Series, RCA, 1980
- [Rem05] Edel- und Blankstahl-Service-Center der REMAG AG, www.remag.de
- [Rep99] *Noise Analysis in Operational Amplifier Circuits* Application Report, Texas Instruments, 1999
- [Ric83] A. Rich, *Shielding and Guarding*, Application Note AN-347, Analog Devices, 1983
- [Rit89] Ch. P. Ritz, *Fluctuation-Induced Energy Flux in the Tokamak Edge*, Phys. Rev. Letters **62**, 16 (1989), 1844-1847.
- [Smi69] L. Smith, D. H. Sheingold, *Noise and Operational Amplifier Circuits*, Application Note AN-358, Analog Devices, 1969
- [Schmi02] O. Schmitz, *Aufbau und Initialisierung einer schnellen Datenerfassungseinheit zur Charakterisierung von Fluktuationen und Messung schneller Prozesse bei Betrieb des Dynamisch Ergodischen Divertors am Tokamak TEXTOR*, Diplomarbeit, Forschungszentrum Jülich, 2002
- [Schmi06a] O. Schmitz, *Experimentelle Untersuchung der Plasmastruktur und Charakterisierung des Transportverhaltens in der laminaren Zone einer stochastisierten Plasmarandschicht*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006
- [Schmi06b] O. Schmitz, et al., *Characterization of transport in the stochastic edge layer of TEXTOR by analysis of the radial and poloidal distribution of electron density and temperature*, angenommen zur Veröffentlichungen in J. Nucl. Mater., (2006)
- [Sch92] B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda, B. Pohlmeier, *Electron temperature and electron density profiles measured with a thermal He-beam in the plasma boundary of TEXTOR*, J. of Nucl. Mater. **196-198** (1992) 174-178
- [Sut00] W. Suttrop, *The physics of large and small edge localized modes*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, (2000), A1-A14
- [Sta00] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, Plasma Physics Series, IoP Publishing Ltd, Bristol UK, (2000)

- [Stu75] Hans-Joachim Stuckenberg, *CAMAC: Eine Einführung in ein System standardisierter Datenwege zwischen Rechnern und ihrer Peripherie*, Bundesministerium für Forschung und Technologie, 1975, Forschungsbericht BMFT-FB DV 75-05 86pp.
- [Ter00] P. Terry, *Suppression of turbulence and transport by sheared flow*, Rev. Mod. Phys. **72** (1), 109-165, 2000
- [Tes90] K. Teshima, *Three-Dimensional Characteristics of Supersonic Jets*, Rarefied Gas Dynamics, 17th, ed. by A. E. Beylich, Weinheim, (1990) 1042-1048
- [Tie93] U. Tietze, Ch. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik* 10. Auflage, Springer Verlag, 1993, 123-143, 1023pp.
- [Tob71] G. E. Tobey, J. G. Graeme and L. P. Huelsman
Operational Amplifiers: Design and Applications, McGraw-Hill, 1971, 119-200, ISBN 07-064917-0, 473pp.
- [Toe77] J. P. Toennies, K. Winkelmann, *Theoretical studies of highly expanded free jets: Influence of quantum effects and a realistic intermolecular potential*, J. Chem. Phys. **66**, No. 9, (1977) 3965-3979
- [Uhl94] J. Uhlenbusch, *MEASUREMENTS OF FLUCTUATIONS IN TOKAMAKS*, Transactions of Fusion Technology **25**, (1994), 164-176
- [Unt05] B. Unterberg, *Magnetically confined fusion plasmas with radiating boundary and improved energy confinement*, Forschungszentrum Jülich GmbH, Report des FZJ, Jül-4158, (2005)
- [Unt06] B. Unterberg, *Impact of stochastic magnetic fields on plasma rotation and radial electric fields in the plasma edge of the tokamak TEXTOR*, angenommen zur Veröffentlichungen in J. Nucl. Mater., (2006) (2006)
- [Val69] *Fotovervielfacher*, Broschüre Valvo GmbH Hamburg, 1969
- [Ver84] M. J. Verheijen, H. C. W. Beijerinck, W. A. Renes, N. F. Verster, *A QUANTITATIVE DESCRIPTION OF SKIMMER INTERACTION IN SUPERSONIC SECONDARY BEAMS: CALIBRATION OF ABSOLUTE INTENSITIES*, Chem. Phys. **85**, (1984) 63-71
- [Wag82] F. Wagner, et al., Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 1408
- [Wan93] T. Wang, B. Ehrmann, *Compensate Transimpedance Amplifiers Intuitively*, Application Bulletin, Burr-Brown, 1993
- [Weg74] P. P. Wegener, *Molecular Beams and Low Density Gasdynamics*, Yale University, Marcel Dekker Inc., New York, (1974), 1-58

- [Wes04] J. Wesson, *Tokamaks*, 3. Auflage, Clarendon Press, Oxford, 2004
- [Woo90a] A. J. Wootton, et al., *Fluctuations and anomalous transport in tokamaks*, Phys. Fluids B **2**, 12 (1990), 2879-2903.
- [Woo90b] A. J. Wootton, *Edge turbulence*, J. Nucl. Mater. **176-177** (1990), 77-88.
- [Wut88] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, 4. Auflage, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1988
- [Xu06] Y. Xu et al., *Influence of the static Dynamic Ergodic Divertor on edge turbulence properties in TEXTOR*, Physical Review Letters **97**, 165003, (2006)
- [Zie62] J. Zierep, *Vorlesungen über theoretische Gasdynamik*, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1962
- [Zoh96a] H. Zohm, *Edge localized modes (ELMs)*, Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996), 105-128
- [Zoh96b] H. Zohm, *The physics of edge localized modes (ELMs) and their role in power and particle exhaust*, Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996), 1213-1223
- [Zol96] S. Zoletnik, G. Kocsis, S. Fiedler, et al., *Observations with Li-Beam Diagnostic on W7-AS*, Interner Bericht des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik Garching, IPP III/213, August 1996
- [Zol98] S. Zoletnik, S. Fiedler, G. Kocsis, *Determination of electron density fluctuation correlation functions via beam emission spectroscopy*, Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998), 1399-1416

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Personen danken, die zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. U. Samm danke ich für die interessante Aufgabenstellung und anregenden Diskussionen und Anmerkungen. Ich danke ihm für die einfachen Fragen, die oft nur schwierig zu beantworten und sehr hilfreich zum verstehen von komplexen Zusammenhängen waren. Sein Anspruch einer strikt logischen Beweisführung war besonders in der Endphase unerlässlich für den Erfolg dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. G. Pretzler möchte ich für die Förderung und für die zahlreichen wichtigen Fragen danken, die mein Verständnis des Themas vertieft haben. Ich danke ihnen herzlich für die Begleitung dieser Arbeit, für ihre Aufmerksamkeit und Sorge.

Ich bedanke mich bei Herrn Dr. B. Unterberg für die hervorragende Betreuung und die lehrreichen Stunden insbesondere bei der Programmierung, der Interpretation der Messergebnisse und der Durchsicht des Manuskripts. *Die einfachen Dinge sind schon alle gemacht.*

Ein großer Dank soll hiermit auch an Herrn Dr. C. Dankert und Dr. B. Fritsche gehen, die mir als Spezialisten für die Überschallstrahltechnik des DLR Göttingen meine riesige Anzahl von Fragen geduldig beantwortet haben und mit denen ich lehrreiche Diskussionen führen durfte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. B. Schweer für die wertvollen Ratschläge, die kontinuierliche Förderung dieser Arbeit und anregenden und lehrreichen Diskussionen. Ich danke ihm für einen tiefen Einblick in grundlegende einfache aber entscheidende physikalische Zusammenhänge. *Jedes große unlösbar erscheinende physikalische Problem besteht aus kleineren Lösbaren.*

Mein größter Dank gilt Herrn Dr. G. Sergienko für die intensive und breite Unterstützung während der Elektronikentwicklung und -modifikation. Desweiteren danke ich ihm für die zeitintensive Hilfe bei der Kalibrierung und Tests der Detektoren und der Kamera. Ihm danke ich auch für die Geduld und die Anregungen untypische Lösungen zu finden und herkömmliche Lösungen kritisch in Frage zu stellen. *Again Gennady! Thank you for your friendly and instructive support.*

Ohne die Hilfe des Herrn S. Musso, der die Anlage in meiner Anwesenheit vollständig konstruiert hat, wäre die Einsatzfähigkeit der Diagnostik nicht selbstverständlich gewesen. Er lehrte mich damit die Achtung vor den Leistungen eines Ingenieurs. Viele Abende konnte ich nach ersten Lösungsvorschlägen beruhigt zu Bett gehen, weil ich mir sicher sein konnte, dass er mir am

nächsten Morgen freudestrahlend eine neue und zwar die beste Lösung präsentierte. Er lehrte mich, dass diese immer darin besteht den einfachsten und damit solidesten Weg zur Lösung eines technischen Problems zu finden. Nur auf diesem Wege konnten eine Vielzahl von ihm konstruierter Diagnostiken, über Jahrzehnte und Generationen von Doktoranden unterstützend, zuverlässig betrieben werden. Traurigerweise gehöre ich zu den letzten Doktoranden, die durch seine beruhigenden Worte und das freundschaftliche Verhältnis oft den Mut wiedergewannen, die Diagnostik trotz kritischer Situationen zu vervollständigen. *Sollte ein Prototyp ohne Schwierigkeiten anlaufen, dann liegt das daran, dass die kritischen Fehler tief im Detail stecken.* Leider kann er den erfolgreichen Abschluss meiner und damit auch seiner Arbeit nicht mehr miterleben. Du wirst uns fehlen Serge.

An dem Aufbau und der Realisierung waren eine Vielzahl von Mitarbeitern des Forschungszentrums Jülich beteiligt, ohne die Leistung der anderen zu schmälern möchte ich doch einige wenige dieser Personen namentlich erwähnen, die neben dem Einsatz ihrer fachlichen Kompetenz auch für eine freundschaftliche und lehrreiche Atmosphäre verantwortlich waren: Herr K. v. Bover, D. Schüller und K. Klören ermöglichten den Aufbau des Injektionssystems, dessen Steuerung und aufwendiger Montage an TEXTOR.

Herrn N. Sandri und F. Kemp möchte ich für den Aufbau der Messelektronik und die zentrale Steuerungseinheit danken. Nicht zu letzt hatten sie immer ein offenes Ohr für Verbesserungen und Korrekturen und führten diese immer schnell und professionell durch.

Meinen Kollegen und Mitstreitern Dr. C. Busch und Dr. O. Schmitz möchte ich für die freundliche Atmosphäre in der Arbeitsgruppe und auf zahlreichen Konferenzen und Reisen danken. Christian danke ich für die intensivste Durchsicht des Manuskripts und für das mir entgegen gebrachte Vertrauen. Oliver möchte ich „trotz seines Jagdscheins“ für die umfassende Unterstützung bei der Diskussion, Überprüfung und der intensiven Durchsicht des Manuskripts danken. Danke dir ganz herzlich Olli.

Herrn Dr. Ph. Mertens, Dr. S. Brezinsek danke ich insbesondere für die kritische Durchsicht des Manuskripts und die umfassende Unterstützung und Sorge.

Für eine gute Atmosphäre und die vielfältige Unterstützung danke ich den wissenschaftlichen Kollegen der Arbeitsgruppe Plasma-Wand-Wechselwirkung und den weiteren Kollegen des Instituts.

Meinem ungarischen Kollegen und Freund Ma. D. Dunai danke ich für die Einführung und Darlegung der Vorteile der Korrelationstechnik. Ich danke ihm für die Überprüfung meiner Ergebnisse und zahlreichen beruflichen und privaten Gespräche, die mir nicht zu letzt entscheidend beim Verständnis dieser geholfen haben. Ihm und Ma. G. Anda danke ich auch für die unvergesslichen Aufenthalte in Budapest. *Thank you for everything guys! Köszönöm Köcsögök!*

Meinem Kollegen und Freund Herrn Ma. M. Mitri danke ich für die ununterbrochene Zuversicht und aufmunternden Worte. Ich bin froh dich kennen gelernt zu haben Mikhael.

Meinen ehemaligen Kommilitonen Herrn Dr. Ü. Dagkaldiran und Herrn Dipl. Phys. L. Dudy möchte ich hier noch einmal für ihre Freundschaft und kontinuierliche fachliche Unterstützung danken. Ich habe in jeder Hinsicht sehr viel von euch gelernt. Ümit, ich werde mich immer gerne an unsere zahlreichen Reisen, unsere gemeinsamen Prüfungsvorbereitungen und das gemeinsame

Schreiben der Promotionsarbeit erinnern.

Ich danke meinen Wahlverwandten H. Akcit und M. Makas für eine aufrechte und langjährige Freundschaft. Hakan und Ich möchten dir an dieser Stelle zusammen noch einmal für alles danken Mete. Es war uns eine Ehre während deines so kurzen Lebens an deiner Seite zu schreiten. Wir werden dich niemals vergessen.

Frau Dipl. Päd. N. Dobberstein danke ich für die sicherlich schwierige und erschöpfende Durchsicht des Manuskripts und den unaufhörlichen Ansporn. Danke dir Nadine.

Meinen weiteren Freunden möchte ich ebenso für ihre Unterstützung und ihr unerschütterliches Vertrauen in mich danken.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern für ihre stete Sorge und Unterstützung danken. Ohne sie hätte ich meine Ziele nicht erreichen können. Diese Worte möchte ich in ihrer Muttersprache an sie richten:

*Këtë falënderim të shkurtër ua përkushtoj Nënës e Babait tim,
si dy njerëz më të çmuar e më të nderuar në jetën time.*

*„ ...Sa herë që flas me ju Prindër të mi,
flas me afshin më të zjarrit të zemrës e të shpirtit tim... “*

*Flas me ju Prindër te mi fisnik, Prindër te vuajtjeve e të mallëngjimeve,
Prindër të vullnetit e të sakrificës së pashuar.*

*Ju më jepni motiv nga vetëdija juaj, më jepni gjallëri për t'u ripërtritur.
Prindër të mi të çiltërsisë, ju jeni madhështia e dinjitetit tim.*

*U jam denjësisht mirënjohës për gjithçka kam arritur e do të arrijë në
mbarëvajtjen time në të ardhmen. U jam mirënjohës për çdo frymëzim që
përbush dëshirën e largpamësisë time të urtësuar...*

*U falënderoj pafundësisht për gjithë ndihmën që ju më keni dhënë e
më jepni, për gjithë përgjegjësinë që në jetën tuaj mbingarkuat për ngritjen
dhe ecurin e përparimit tim... !*

*Prindër të mi të përkryer, jeta juaj është e ngjizur thellësisht në
ndërgjegjen time më të paster. Unë jam mishërimi juaj i përjetshëm... !*

*Përherë do t'ju falënderoj Prindër të dashur.
Biri juaj URONI !*

Erklärung:

Die hier vorgelegte Dissertation habe ich eigenhändig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, den 01.03.2007

(Uron Kruezi)