

CHARAKTERISIERUNG DES STABILEN SÄULENMODUS AM PLASMAFOKUS SPEED 2

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

vorgelegt von
Ulrich Berntien
aus Hilden

Düsseldorf 2000

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät der Heinrich–Heine–Universität Düsseldorf.

Referent: Prof. Dr. W. Kies

Korreferent: Prof. Dr. D. Reiter

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Januar 2000

KURZFASSUNG
CHARAKTERISIERUNG DES STABILEN SÄULENMODUS
AM PLASMAFOKUS SPEED 2

Der Plasmafokus SPEED 2 ist eine schnelle ($\tau/4 = 400$ ns) und stromstarke ($I_m = 2.5$ MA) Plasmafokus-anlage mit einer Bankenergie von maximal 187 kJ bei einer maximalen Ladespannung von 300 kV. Dieser leistungsstarke Plasmafokus zeigt zwei grundlegend verschiedene Entladungsformen, den Mikropinchmodus und den stabilen Säulenmodus. Im Mikropinchmodus führen Instabilitäten zu stark lokalisierten Einschnürungen der Plasmasäule. Diese Einschnürungen treten beim stabilen Säulenmodus nicht auf.

Der Mikropinchmodus zeigt auf zeitintegrierten Röntgenpinholebildern ($\lambda < 1$ nm) die typischen punktförmigen ($r < 0.1$ mm) Emissionsquellen, die zeitlich und räumlich zufällig innerhalb des Pinches auftreten. Der stabile Säulenmodus dagegen zeigt auf diesen Bildern eine gut reproduzierbare säulenförmige Strahlungsquelle ($r \approx 1$ mm, $l \approx 30$ mm).

Bei anderen Fokus-Anlagen werden auch verschiedene Entladungsmodi beobachtet, aber keine dieser Entladungsformen erreicht die Stabilität und Reproduzierbarkeit des stabilen Säulenmodus.

Der Entladungsmodus kann bei SPEED 2 über die Betriebsparameter (Injektionsgas, Bankenergie, u.a.) eingestellt werden. Nur in einem Übergangsbereich für die Parameter ist der Modus von den Schuß-zu-Schuß Schwankungen abhängig. Entladungen beider Modi können zuverlässig sowohl in D₂/Ne- als auch D₂/Ar-Gas produziert werden. Der Wechsel vom Mikropinchmodus in dem stabilen Säulenmodus erfolgt bei Vergrößerung der Hoch-Z-Gasmenge.

Die Bildung der Säule ist auf Multilayermirror-Bildern zeitaufgelöst ($\Delta t = 10$ ns) und wellenlängenselektiv ($\lambda = 0.85$ nm, $\lambda/\Delta\lambda = 50 - 100$) sichtbar. Streakbilder im Röntgenbereich ($\lambda < 2$ nm) zeigen eine Lebensdauer von typisch 90 ns für die stabile Säule. Eine Elektronendichte von $n_e = 2.5 \cdot 10^{26}$ m⁻³ und eine Elektronentemperatur von $kT_e = 300$ eV wurde 20 ns vor der maximalen Kompression röntgenspektroskopisch bestimmt. Bei der weiteren Kompression ist $n_e \approx 1 \cdot 10^{27}$ m⁻³ und $kT_e \approx 1$ keV zu erwarten. Die Vergrößerung der Hoch-Z-Gasmenge führt zu einer Reduzierung der Neutronenproduktion und zum Wechsel in den Mikropinchmodus. Aus den Spannungs- und Stromsignalen, ist die Tendenz zur geringerer Kompression bei Entladungen im stabilen Säulenmodus erkennbar.

Erklärt werden kann die Stabilisierung der Plasmasäule durch den „gyro-reflexion acceleration mechanism“. Bei der schnellen $v_s \approx (1 \cdot 10^5$ m/s) Kompression der Plasmaschicht durch den magnetischen Kolben werden Ionen zwischen der kollabierenden Schicht reflektiert. Bei jeder Reflexion nehmen die Ionen kinetische Energie auf. Der Druck dieser schnellen Ionen wirkt Instabilitäten entgegen, behindert aber auch die Kompression der Plasmasäule. Werden die Ionen zwischen den Reflexionen in der Plasmaschicht zu stark abgebremst, kann der Mechanismus nicht wirksam einsetzen und Mikropinch entstehen.

Inhaltsverzeichnis

1 Zusammenfassung	1
2 Einleitung	3
3 Pinchplasmen	5
3.1 Entladungsmodi von SPEED 2	6
3.2 Vergleich mit anderen Maschinen	8
4 SPEED 2	12
4.1 Treiber SPEED 2	13
4.2 Plasmafokus SPEED 2	15
4.3 Trigger von Treiber und Diagnostik	19
5 Diagnostiken	21
5.1 Elektrische Diagnostiken	22
5.2 Neutronendiagnostik	22
5.3 Röntgenpinholekamera	23
5.4 Transmissionsfilter	24
5.5 Röntgenstreakkamera	26
5.6 Mikrokanalplatte (MCP)	29
5.7 Kristallspektrometer	31
5.8 Vielschichtspiegel-System (MLM)	31
6 Betriebsparameter	33
6.1 Injektionszeit	34
6.2 Isolator	35
6.3 Injektionsdruck	39
6.4 Ladespannung	41
6.5 Bankenergie	43
6.6 Fülldruck	44
6.7 Injektionsgas	45
6.8 Zusammenfassung	47
7 Untersuchung des stabilen Säulenmodus	49
7.1 Frühe Pinchphase	49
7.2 Pinchphase	54
7.3 Späte Pinchphase	57
7.4 Neutronenproduktion	60
7.5 Pinchdynamik	63
8 Möglicher Stabilisierungsmechanismus	67

9	Ausblick	73
10	Anhang	74
10.1	Isolatoren von 1988 bis 1999	74
11	Literaturverzeichnis	78
12	Dank	80
13	Lebenslauf	81

1 Zusammenfassung

Bei den Plasmafokusentladungen am Experiment SPEED 2 werden zwei verschiedene Entladungsformen beobachtet. Die beiden Entladungsmodi können mit den zeitintegrierten Bildern der Röntgenpinholekamera ($\lambda < 1 \text{ nm}$) identifiziert werden. Im Mikropinchmodus (MPM für englisch micropinch mode) zeigen diese Bilder mehrere nahezu punktförmige ($r < 0.1 \text{ mm}$) Strahlungsquellen im Gebiet des Pinches. Im stabilen Säulenmodus (SCM für englisch stable column mode) zeigen die Bilder eine zylinderförmige ($r \approx 1 \text{ mm}$, $l \approx 30 \text{ mm}$) Strahlungsquelle. Die unterschiedlichen Formen wurden in der Arbeit von Mälzig [Mäl92] zuerst dokumentiert. Danach wurde fast ausschließlich der MPM untersucht. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem SCM. (Ausführliche Darstellung → Kapitel 2 auf Seite 3)

Der SCM zeigt gegenüber dem MPM eine sehr gute Reproduzierbarkeit. Im MPM treten die einzelnen Mikropinche zufällig in dem Pinchzeitraum und zufällig in der Pinchregion auf [Röw96]. Die Säulen in verschiedenen Entladungen zeigen dagegen eine konstante Position und Ausrichtung. Der SCM am Experiment SPEED 2 unterscheidet sich deutlich von dem Säulenmodus, der bei anderen Anlagen beobachtet wird. An den Plasmafokusanlagen in Aachen, Bochum und Sukhumi werden ebenfalls zwei Entladungsmodi beobachtet. Die entstehenden Plasmasäulen erreichen aber nicht die Homogenität, Reproduzierbarkeit und Lebensdauer des SCM. (→ Kapitel 3 auf Seite 5)

Der Plasmafokus SPEED 2 ist durch seine kurze Stromanstiegszeit ($\tau/4 = 400 \text{ ns}$) ausgezeichnet. Für die Untersuchung des SCM wurde die Anlage typisch mit 180 kV Ladespannung und 66 kJ Bankenergie betrieben. Dabei wird ein Pinchstrom von typisch 1 MA erreicht.

Die Entladung wird in D₂-Gas (typisch 5 hPa) gezündet. In der Pinchregion wird ein Hoch-Z-Gas (in dieser Arbeit: Neon oder Argon) injiziert, um eine effektive Röntgenstrahlungsquelle zu erhalten. Der modulare Aufbau von SPEED 2 macht die Anlage flexibel und zuverlässig. (→ Kapitel 4 auf Seite 12)

Zur Charakterisierung des SCM wurden verschiedene Diagnostiken eingesetzt. Neben der Messung von U(t) und $\dot{I}(t)$ am Fokus wurden die produzierten Neutronen und die Röntgenstrahlung gemessen. Die Fusionsneutronen wurden zeitintegriert mit Silberaktivierungszählern und zeitaufgelöst mit einer schnellen Szintillator/Photomultiplier-Kombination detektiert. Mit einer Röntgenpinholekamera wurden zeitintegrierte Bilder der Plasmasäule aufgenommen. Zeitaufgelöste Messungen konnten mit einer Röntgenstreakkkamera durchgeführt werden. Ergänzt wurden die Messungen durch zeitaufgelöste Untersuchungen mit einem Kristallspektrometer (Dr. Y. Sidelnikov). Auch konnten wellenlängenselektiv und zeitaufgelöst Bilder mit einer Vielschichtspiegeloptik (MLM) im Röntgenbereich ($\lambda = 0.85 \text{ nm}$) aufgenommen werden (Dr. D. Simanovskii). (Details der Diagnostiken → Kapitel 5 auf Seite 21)

Der Entladungsmodus kann bei SPEED 2 zuverlässig über die Betriebsparameter eingestellt werden. Die Abhängigkeit des Modus von den Parametern wurde systematisch untersucht. Die Menge der Hoch-Z-Ionen im Pinchplasma kann über den Druck des injizierten Gases und die Injektionszeit eingestellt werden. Im untersuchten Betriebsbereich führte die Vergrößerung der Hoch-Z-Gasmenge zum Wechsel des Entladungsmodus von SCM in den MPM. Beide Modi wurden sowohl mit Neon- als auch mit Argon-Injektion beobachtet. Als ein sehr wichtiger Parameter für den resultierenden Entladungsmodus hat sich der Isolator, auf dem die Fokusentladung zündet, gezeigt. (→ Kapitel 6 auf Seite 33)

Auf MCP-Bildern ($\lambda < 20 \text{ nm}$) ist die frühe Kompressionsphase sichtbar. Mit der MLM-Optik wurde die Bildung der Plasmasäule bei $\lambda = 0.85 \text{ nm}$ dokumentiert. Die Radialgeschwindigkeit der Schicht beträgt bei der Kompression $v_s = 1 - 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$. Die Bestimmung der Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e bei maximaler Kompression steht noch aus. 20 ns vor der maximalen Kompression wurden die Werte $n_e \approx 2.5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ und $kT_e \approx 300 \text{ eV}$ spektrometrisch bestimmt.

Die gute Reproduzierbarkeit des SCM erlaubte die Bestimmung der Lebensdauer der Plasmasäule mit der Röntgenstreakkkamera. Eine Lebensdauer der Quelle von 90 ns wurde durch

die Kombination von mehreren Aufnahmen ($\lambda < 2$ nm, Zeitfenster je 40 ns) ermittelt. Eine Vergrößerung der injizierten Neongasmenge führt zur Verkürzung der Lebensdauer und zur Verkleinerung des Durchmessers der Quelle. Bei einigen Entladungen wurde ein zweites Aufleuchten im Röntgenbereich ($\lambda < 0.5$ nm) nach dem Zerfall der Säule beobachtet. Bei der Neutronenproduktion wurde eine Abnahme bei Vergrößerung der injizierten Hoch-Z-Gasmenge gemessen. Damit ergibt sich eine geringere Neutronenproduktion im MPM verglichen mit dem SCM. (Details → Kapitel 7 auf Seite 49)

Bei Entladungen im SCM muß ein Stabilisierungsmechanismus die Bildung der stabilen Plasmasäule ermöglichen. Bei geeignet geänderten Betriebsparametern darf dieser Mechanismus nicht mehr aktiv werden, damit Mikropinche aus Instabilitäten entstehen können. Ein solcher Mechanismus wird von Kies [K⁺00] beschrieben. In der Kompressionsphase können Ionen am treibenden magnetischen Kolben reflektiert werden. Dabei wird die Geschwindigkeit der Ionen um $2v_s$ vergrößert. Unter geeigneten Bedingungen thermalisieren diese schnellen Ionen nicht in der Plasmaschicht. Mehrfache Reflexionen in dem komprimierenden Magnetfeld sind dann möglich und es bildet sich eine schnelle Ionenkomponente („gyro-reflexion acceleration mechanism“). Ist die Anzahl der schnellen Ionen ausreichend groß, dann wirken sie stabilisierend auf den Pinch. (Ausführliche Darstellung → Kapitel 8 auf Seite 67)

2 Einleitung

In der Kurz- und Zusammenfassung wurde der Inhalt dieser Arbeit bereits vorgestellt, daher wird jetzt das Umfeld dieser Arbeit detailliert dargestellt. Die vorliegende Arbeit kann als dritter Band in einer Trilogie von Dissertationen [Mäl92, Röw96], die sich alle mit der Röntgendiagnostik am Plasmafokus SPEED 2 beschäftigen, eingeordnet werden.

Begleitet wurden die Dissertationen bisher immer von einigen Diplomarbeiten und Staatsexamensarbeiten u.a. [Dol88, Ste88, Röw90, Sch93, Nad94, Luc95, Sol96]. Die jetzt vorliegende Arbeit mußte ohne eine solche Unterstützung auskommen. So bleibt an einigen Stellen der Wunsch nach ausführlicheren Meßdaten offen. Erhalten geblieben ist die gute Zusammenarbeit mit den Wissenschaftlern aus Troitzk (Moskau) und St. Petersburg, siehe dazu auch die Abschnitte 5.7, 5.8 und [B⁺97].

Band 1 der kleinen Reihe ist die Arbeit von Mälzig über die „Röntgendiagnostik an Pinchplasmen hoher Energiedichte“ [Mäl92]. Vor dieser Arbeit wurde der Plasmafokus SPEED 2 überwiegend als Neutronen- und Protonenquelle untersucht [Cal90]. Damit das Pinchplasma als intensive Quelle weicher Röntgenstrahlung dienen konnte, mußte das reine Deuteriumplasma durch ein Plasma mit Hoch-Z-Ionen ersetzt werden. Dieses ist nicht problemlos, weil die Zündung der Entladung nicht von dem Hoch-Z-Gas gestört werden darf. Die Röntgenstrahlung von Deuteriumplasmen mit Beimischungen von Xenon, Krypton, Argon, Neon, Stickstoff, Kohlenstoff oder Silizium wurde mit verschiedenen Diagnosiken untersucht. Bei Xenon, Krypton oder Argon als Beimischung wurden mehrere (typisch 10) kleine Strahlungsquellen (μm -Bereich) in dem Pinchplasma gefunden. Diese Mikropinche erreichen eine Elektronendichte von bis zu 10^{29} m^{-3} und eine Temperatur bis zu 1.5 keV. Bei Neon oder Stickstoff als Beimischung wurden keine Mikropinche beobachtet, sondern eine mehr als 10 mm lange Plasmasäule.

Im Anschluß an die Dissertation von Mälzig [Mäl92] wurde konzentriert an der Untersuchung der Mikropinche gearbeitet. Die 10- bis 20-fache Leistungsdichte der Mikropinche machten diese gegenüber der großen Säulenstruktur besonders interessant. Ein Teil dieser Forschungen war die Arbeit von Röwekamp mit der „Charakterisierung von Mikropinchen mittels SXR- und XUV-Diagnostik am Plasmafokus SPEED 2“ [Röw96]. Es zeigte sich, daß Mikropinche aus den Instabilitäten der Plasmasäule entstehen. Messungen konnten die Entstehung von Mikropinchen im Zentrum von Einschnürungen der Plasmasäule nachweisen. Innerhalb von wenigen 100 ps wird das Hoch-Z-Plasma lokal komprimiert und bis zum helium- oder wasserstoffähnlichen Zustand ionisiert. Nach 0.3 – 3 ns zerfällt der Mikropinch schnell. Die Dichte, die Temperatur und der Radius der Mikropinche konnten mit dem Strahlungskollapsmodell erklärt werden.

Alle wesentlichen experimentellen Untersuchungen an den Mikropinchen waren damit abgeschlossen. Die theoretische Beschreibung der Entstehung und Entwicklung war auch in ihren Grundzügen behandelt. Trotz zahlreicher Versuche, konnte keine Methode, die Positionen der Mikropinche auf die Achse zu konzentrieren, gefunden werden. Das räumlich und zeitlich zufällige Auftreten der Mikropinche aus Instabilitäten der Plasmasäule macht eine Anwendung als Strahlungsquelle schwierig. Folglich verschob sich das Interesse auf die bereits beobachtete Säulenstruktur.

Erste Meßreihen an Neonplasmen zeigten die ausgezeichnete Stabilität (bis zu 100 ns konnte jetzt gezeigt werden, vgl. Kapitel 7 auf Seite 49) und die sehr gute Reproduzierbarkeit (vgl. Kapitel 6 auf Seite 33) dieser Säulenstruktur. Auch bei anderen Maschinen wurden säulenähnliche Strukturen beobachtet (vgl. Abschnitt 3.2 auf Seite 8), die aber nicht die Homogenität und Stabilität der Säulen am SPEED 2-Experiment zeigten. Zur Abgrenzung wird daher von dem stabilen Säulenmodus (SCM) gesprochen.

Dieses war die Ausgangssituation für die vorliegende Arbeit zum SCM. Untersucht wurde zuerst der Bereich der Betriebsparameter, in dem der SCM erreichbar ist. Dann wurde der SCM mit aufwendigeren Diagnosiken wellenlängen- und zeitaufgelöst untersucht. Ein möglicher Mechanismus für die Stabilisierung [K⁺00] wird vorgeschlagen.

Parallel zu den Messungen am großen Plasmafokus SPEED 2 laufen Arbeiten an kleineren Experimenten der SPEED-Reihe, den Modellen 3 und 4 [Raa00]. Dabei handelt es sich um z-Pinchentladungen mit $U_{\max} = 100$ kV, $E_{\max} = 12.5$ kJ bzw. $U_{\max} = 30$ kV, $E_{\max} = 1.13$ kJ. Studien zu den möglichen Entladungsformen bei diesen Experimenten sind noch nicht abgeschlossen.

Langfristig könnten Plasmafoki- und z-Pinch-Anlagen im stabilen Säulenmodus als gepulste Röntgenstrahlungsquellen genutzt werden. Die kurzen (typisch 100 ns) und energiereichen (typisch einige 10 Joule) Pulse weicher Röntgenstrahlung ($\lambda = 10 - 0.1$ nm) könnten z.B. in der Röntgenmikroskopie oder der Röntgenlithographie Anwendung finden. Unmittelbare Anwendungen in der Industrie von Plasmafoki der Größe von SPEED 2 sind sehr wahrscheinlich nicht zu erwarten. Bevor der SCM genutzt werden kann, muß er auch in kleineren Anlagen (Table-top Systemen) realisiert werden.

3 Pinchplasmen

Pinchplasmen können in verschiedensten Konfigurationen erzeugt werden. Zur Zeit werden üblicherweise z-Pinch- oder Plasmafokus-Geometrien verwendet. Beim Plasmafokus handelt es sich um eine koaxiale Elektrodengeometrie [Mat65]. Die Bauformen des Plasmafokus werden in Mather-Typ (Radius < Länge) und Filippov-Typ (Radius > Länge) eingeteilt. Die hier untersuchten Pinchplasmen wurden in einem Plasmafokus vom Mather-Typ erzeugt.

Die wesentliche Dynamik des Plasmafokus lässt sich durch einfache Überlegungen erschließen. Die Details des Entladungsablaufes insbesondere bei der Zündung und in der Pinchphase sind erheblich komplizierter und noch immer teilweise ungelöst.

Die Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau eines Plasmafokus und die Entwicklung der Plasmaschicht bis zur Bildung der Pinchsäule.

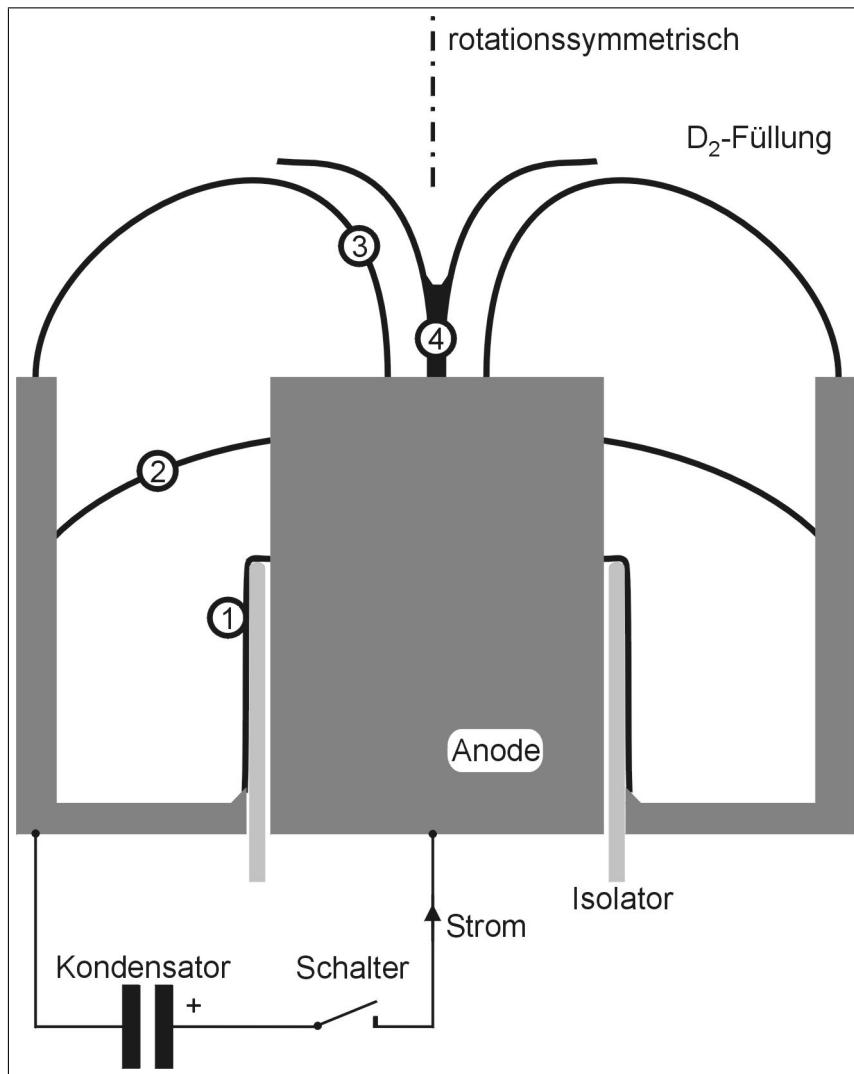


Abb. 3.1: Schema eines Plasmafokus mit den Phasen (1) Zündung, (2) Laufphase, (3) Kompression, (4) Pinchphase einer Entladung.

Der Entladungsablauf eines schnellen Plasmafokus lässt sich in 4 Phasen unterteilen [Kie82].

(1) Zündung: Der Schalter wird geschlossen (als Schalter werden üblicherweise Funkenstrecken benutzt), wobei die geladene Kondensatorbank mit den Elektroden verbunden wird. In der

Gasfüllung (typisch einige hPa) der Anlage kommt es nach dem Zündverzug im ns-Bereich zur Ausbildung einer Gleitentladung über dem Isolator. Die entstehende Plasmaschicht muß dünn und homogen sein, damit eine effektive Pinchbildung möglich ist.

(2) Laufphase: Getrieben von Lorentz-Kräften ($\vec{j} \times \vec{B}$) hebt sich die Schicht vom Isolator ab und dehnt sich aus (inverser Pincheffekt). Die Schicht besteht aus einer ionisierenden Schockfront und einem stromleitenden Plasma. U.a. kann durch die Anodenlänge die Zeitdauer der Laufphase eingestellt werden, so daß die Pinchphase in der Nähe des Strommaximums liegt.

(3) Kompression: Am Ende der Anode wird die Schicht durch den radialen Anteil der Lorentz-Kraft in Richtung der Achse gedrückt. Das dabei ionisierte Gas wird aufgesammelt und komprimiert (Schneepflugmodell).

(4) Pinchphase: Die Schicht erreicht mit hoher Geschwindigkeit (typisch 10^5 m/s) die Achse. Durch Stöße wird die kinetische Energie der Ionen in thermische Energie umgewandelt. Der Strom durch die entstandene Pinchsäule trägt zusätzlich zur Heizung bei. Gegen den Magnetfelddruck baut sich der Plasmadruck auf. Nach einer Lebensdauer von etwa 100 ns zerfällt die Pinchsäule.

Das Verhalten nach der Pinchphase ist für die Untersuchung des Pinchplasmas nicht von Interesse. Es kommt zu erneuten Zündungen zwischen den Elektroden. Elektrisch verhält sich das System wie ein gedämpfter LC-Schwingkreis. Im μs -Bereich ist die elektrische Energie aufgebraucht und das Plasma kühlt ab.

Es ist also nach der Kompression eine zylinderförmige Plasmasäule zu erwarten. Trotzdem wird im Experiment oftmals keine Zylinderform beobachtet. Experimentell werden überwiegend kleine und heiße Bereiche, umgeben von einem wesentlich kälteren Plasma gefunden. Ursache dafür ist das Auftreten von makroskopischen Instabilitäten. Schwache Einschnürungen der Säule können sich innerhalb weniger ns auf Durchmesser von unter 0.1 mm zusammenziehen. Es gibt aber auch Entladungen, bei denen diese Instabilitäten nicht beobachtet werden. Die Art der Entladung kann durch die Betriebsparameter beeinflußt werden, wenn der Betriebsbereich der Anlage hinreichend groß ist.

3.1 Entladungsmodi von SPEED 2

Der Arbeitsbereich der schnellen und stromstarken Plasmafokusanlage SPEED 2 ist ausreichend für den Betrieb in beiden Entladungsmodi.

Die Entladungen mit Instabilitäten, die zu heißen, punktförmigen Plasmabereichen mit einer Ausdehnung von unter 0.1 mm führen, werden dem sogenannten Mikropinchmodus (MPM für englisch micropinch mode) zugeordnet. Entladungen, die zu einer heißen und homogenen Plasmasäule führen, werden dem sogenannten stabilen Säulenmodus (SCM für englisch stable column mode) zugeordnet.

Da die heißen Plasmabereiche weiche Röntgenstrahlung ($\lambda < 10$ nm) abstrahlen, können die beiden Entladungsmodi auf Bildern aus diesem Spektralbereich sofort identifiziert werden. Die Abbildung 3.2 auf der nächsten Seite zeigt entsprechende Aufnahmen des Plasmas.

Die obere Bildhälfte zeigt zwei Entladungen im MPM. Auf den beiden Bildern sind die kleinen Strahlungszentren als Projektion des Pinholes der Kamera zu sehen. Bei einer Entladung entstehen bis zu 10 dieser typisch $30 \mu\text{m}$ großen Mikropinche. Sie wurden detailliert untersucht, z.B. in der Arbeit von Röwekamp [Röw96].

Die untere Bildhälfte zeigt zwei Entladungen im SCM. Eine ausführliche Untersuchung dieses Entladungsmodi ist im Kapitel 7 auf Seite 49 beschrieben.

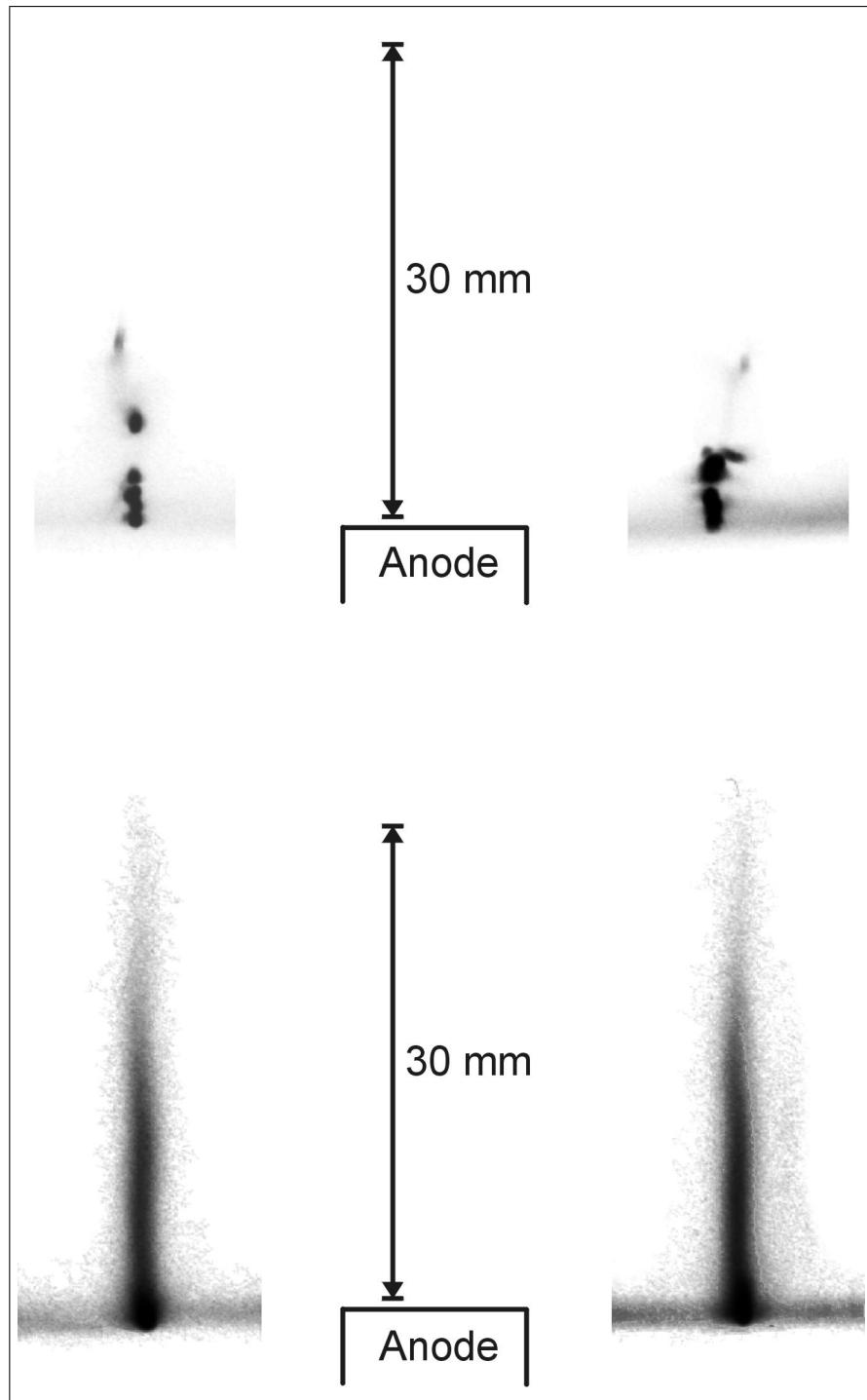


Abb. 3.2: Zeitintegrierte Röntgenpinholebilder. Oben: Mikropinchmodus, unten: stabiler Säulenmodus, rechts/links: je zwei unmittelbar aufeinander folgende Entladungen. Die Mikropinchstrukturen sind im $30 \mu\text{m}$ Bereich, der Durchmesser der Säule ist $\leq 1 \text{ mm}$. (bzgl. der Röntgenpinholekamera siehe Abschnitt 5.3 auf Seite 23)

	oben	unten
Ladespannung U	180 kV	210 kV
Bankenergie E	63 kJ	86 kJ
Füllgas	Deuterium	2.7
Fülldruck p(D ₂)	4.8 hPa	4.9 hPa
Injektionsgas	Argon 4.6	Neon 4.0
Injektionsdruck p(Ini.)	4.5 · 10 ⁵ Pa	
Injektionszeit τ_{eff}	1.3 ms	4.5 ms
Nummer	12.343, 12.344	11.037, 11.038

Tab. 3.1: Parameter der Entladungen in Abbildung 3.2. Die Parameter werden im Kapitel 4 ausführlich vorgestellt.

Ein für Diagnostik und Anwendung wichtiger Unterschied zwischen den Modi ist die gute Reproduzierbarkeit der Plasmasäule im SCM. Die beiden unmittelbar aufeinanderfolgenden Entladungen im MPM zeigen erhebliche Unterschiede in den Positionen der Strahlungszentren. Dagegen gleichen sich die Plasmasäulen sehr stark.

Diese gute Reproduzierbarkeit im SCM wird natürlich nur erreicht, wenn die Anlage einen stabilen Betriebspunkt erreicht hat. Dieser stellt sich aber relativ schnell nach typisch 6 Entladungen ein, wenn die Anlage morgens in Betrieb genommen wird. Dagegen scheiterten alle Versuche, die Mikropinche auf festen Positionen zu erzeugen [Luc95].

Ein weiterer Vorteil des SCM ist die Lokalisierung der Säule auf der Achse des Fokus. Daher kann die Plasmasäule end-on als lokalisierte Quelle genutzt werden. Die Mikropinche, insbesondere anodenferne, treten auch achsenfern auf.

Der Wechsel zwischen den beiden Modi wurde in diesem Fall durch den Wechsel des Gases von Deuterium/Argon (MPM) zu Deuterium/Neon (SCM) ausgelöst. Die weiteren Betriebsparameter der Entladungen sind in der Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Die Gasmischung in der Plasmafokus-Anlage ist nicht der einzige Parameter, der den Entladungsmodus bestimmt. In dieser Arbeit wurde systematisch untersucht, bei welchen experimentellen Gegebenheiten der SCM auftritt und ob neben diesen beiden bekannten Modi noch weitere Entladungsformen zu finden sind.

Damit es zur Ausbildung einer stabilen Säule kommen kann, muß es einen Stabilisierungsmechanismus geben, weil eine perfekte Schichtbildung ohne die geringsten Inhomogenitäten unmöglich erscheint. Ein möglicher Mechanismus wird im Kapitel 8 auf Seite 67 beschrieben.

3.2 Vergleich mit anderen Maschinen

Das Auftreten verschiedener Entladungsmodi ist weder auf den Plasmafokus SPEED 2 beschränkt, noch ist es ein neuer Effekt. Der Vergleich mit anderen Plasmafokali zeigt, daß der SCM durch seine Stabilität und Homogenität ausgezeichnet ist. Vom Wechsel zwischen einem Mikropinchmodus und einem Modus ohne Mikropinche, dem Säulenmodus (CM für englisch column mode), wird in verschiedenen Arbeiten berichtet.

Die Tabelle 3.2 zeigt die Plasmafokus-Anlagen bei denen ähnliche Entladungsmodi beobachtet wurde (ohne Anspruch auf Vollständigkeit).

Standort	SPEED 2 Düsseldorf	Aachen	DPF-78 Stuttgart	KPF-3 Sukhumi
Ladespannung U/kV	180	10-20	60	ca. 40
Bankenergie E/KJ	63	1.5-6	28	100-150
Kapazität C/ μ F	4.16	32	15	ca. 500
Pinchstrom I/MA	1.0	0.1-0.4	0.9	1.5
ϕ -Anode/cm	10	2	5	ca. 10

Tab. 3.2: Technische Daten von SPEED 2 im Vergleich zu anderen Plasmafokus-Anlagen [LEN95, A+95, K+90, Sid99].

Der Plasmafokus an der RWTH Aachen (Lehrstuhl für Lasertechnik) [LEN95] arbeitet mit einer stationären 1 – 3 hPa Gasfüllung, die weiteren Daten sind in der Tabelle 3.2 aufgeführt. Der Wechsel zwischen dem MPM und dem CM erfolgt durch Wahl des Gases. Bei Gasen mit $Z \leq 18$ erfolgt die Entladung im CM und bei $Z \geq 18$ im MPM. Dieses Verhalten ist analog zum Fokus SPEED 2. Beim SPEED 2 ist es darüberhinaus möglich, die Grenze in Z durch verschiedene Betriebsparameter einzustellen (für $Z = 18$ (Ar), 14 (Si), 10 (Ne) experimentell gezeigt).

Bei einer Argon-Gasfüllung ist der Entladungsmodus vom Fülldruck abhängig. Bei hohem Fülldruck stellt sich der MPM ein, wie es auch in analoger Weise beim SPEED 2 der Fall ist.

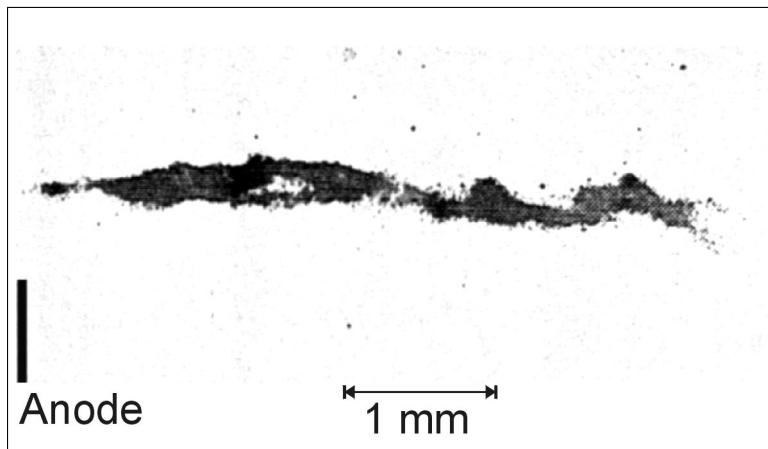


Abb. 3.3: Zeitintegriertes Röntgenpinholebild ($\lambda < 1.2$ nm) eines Pinches in Argongas (1 hPa) an der Plasmafokus Anlage in Aachen [LEN95].

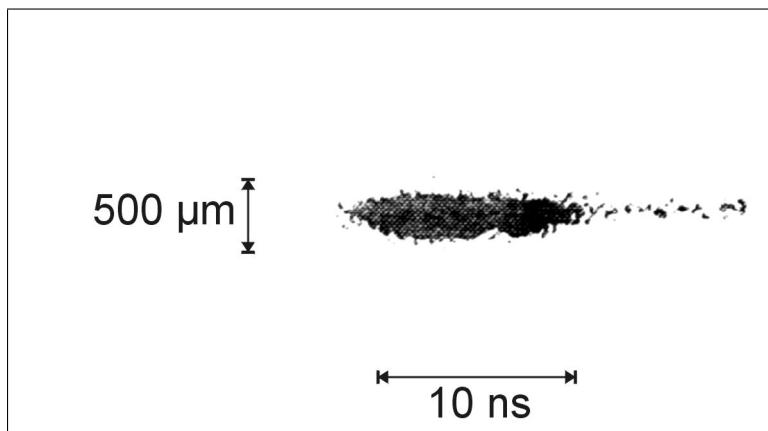


Abb. 3.4: Röntgenstreakbild mit radialem Auflösung ($\lambda < 1.2$ nm) eines Pinches in Argongas (1 hPa) an der Plasmafokus Anlage in Aachen [LEN95].

Der CM der Anlage in Aachen unterscheidet sich aber auch in wesentlichen Punkten von dem SCM.

Die Homogenität der Plasmasäule ist deutlich schlechter als beim SCM von SPEED 2, vgl. Abbildung 3.3 mit Abbildung 3.2 auf Seite 7. Auch die Länge der Pinchsäule ist mit 4.5 mm deutlich kleiner, als die von SPEED 2 mit 10 – 30 mm. Die Durchmesser liegen im gleichen Bereich.

An der Röntgenstreakaufnahme in Abbildung 3.4 wird deutlich, daß auch die zeitliche Stabilität des CM deutlich geringer ist als die des SCM, vgl. Abbildung 7.6 auf Seite 54. Die Lebensdauer des SCM ist mit 30 – 100 ns deutlich länger als die ca. 10 ns beim Aachener Plasmafokus.

Antsiferov et al. [A⁺95] berichteten von zwei Entladungsmodi am Plasmafokus DPF-78 (Institut für Plasmaforschung, Stuttgart). Der Fokus wird mit einem stationären Gasgemisch bei

3 hPa betrieben. DPF-78 erreicht fast den Pinchstrom von SPEED 2 (im typischen Betriebsbereich), aber mit einer deutlich höheren Stromanstiegszeit von 1500 ns gegenüber 400 ns bei dem Plasmafokus SPEED 2.

Neben dem MPM und dem CM wird ein Übergangsmodus mit kurzen Pinchsäulen (3 – 6 mm) und Mikropinchen beobachtet. In dieser Form existiert der Übergangsbereich nicht bei SPEED 2 Entladungen. Dort gibt es einen Bereich, in dem anfangs die Pinchsäule entsteht und sich zu späteren Zeiten in dem Plasma Mikropinche ausbilden.

Der Wechsel zwischen den Entladungsmodi erfolgt über den Anteil an schwerem Gas (Ar, Kr, Xe). Analog zum Verhalten in SPEED 2 und anderen Plasmafoki führt eine Erhöhung des Anteils zum Übergang vom CM in dem MPM.

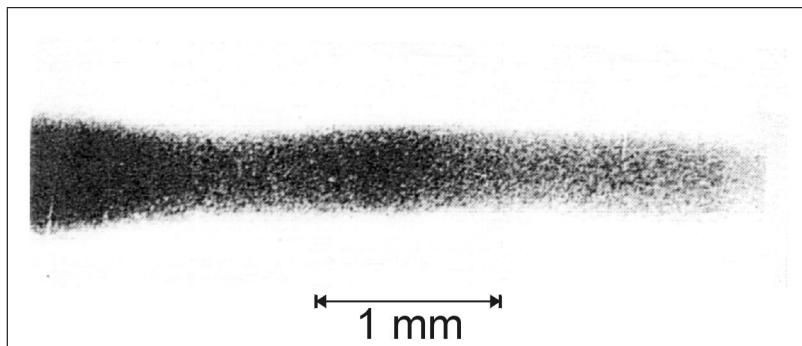


Abb. 3.5: Zeitintegriertes Röntgenpinholebild ($\lambda < 0.6$ nm) eines Pinches am Plasmafokus DPF-78 in Stuttgart [A⁺⁹⁵].

Die Struktur der Pinchsäule ist in der Abbildung 3.5 gezeigt. Das Bild zeigt nur einen 4 mm langen Ausschnitt der Säule, die mit einer Länge von 10 – 20 mm angegeben ist. Die Homogenität in diesem Bereich ist vergleichbar mit dem SCM von SPEED 2. Ebenso liegt der Durchmesser der Plasmasäule von 0.5 – 1 mm im Bereich der bei SPEED 2 auftretenden Säule.

Für einen besseren Vergleich fehlen Angaben zur Lebensdauer und Struktur der gesamten Säule.

Ein weiterer Plasmafokus bei dem verschiedenen Betriebsmodi beobachtet wurden der KPF-3 vom I.N. Vekua Physicotechnical Institute, Sukhumi [K⁺⁹⁰]. Die angegebenen technischen Daten sind wieder in der Tabelle 3.2 auf Seite 8 zusammengefaßt. Mit einem Arbeitsgas von D₂ + 1% Ar bei 8 – 10 hPa wird eine Säulenstruktur beobachtet. Bei einem höheren Anteil von Argon beginnt auch bei dieser Anlage der MPM.

Die Beimischung von Xenon-Gas zum D₂-Gas führt auch bei einem kleinen Anteil zum MPM. Die Verschiebung der Grenze zu kleineren Dichten bei Vergrößerung von Z wird auch bei SPEED 2 beobachtet.

Informationen zur Struktur des CM beim KPF-3 liefert die Abbildung 3.6 auf der nächsten Seite. Der Maßstab konnte dabei nur aus dem Text konstruiert werden. Deutlich ist die schlechtere Homogenität der Säule gegenüber den Entladungen 3.2 auf Seite 7 von SPEED 2 zu erkennen.

Die Pinchsäule ist kürzer (5 – 10 mm gegen 10 – 30 mm) und hat einen größeren Durchmesser (3 mm gegen ≤ 1 mm).

Alleine aufgrund der schlechteren Homogenität kann hier nicht von einer stabilen Pinchsäule gesprochen werden. Angaben zu Lebensdauer und Reproduzierbarkeit fehlen auch hier.

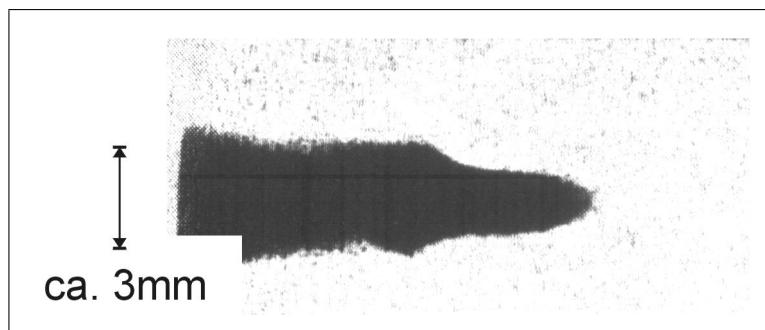


Abb. 3.6: Zeitintegriertes Röntgenpinholebild ($\lambda < 3 \text{ nm}$) eines Pinches in Deuterium/Argon Gasgemisch an der Plasmafokus Anlage KPF-3 in Sukhumi [K⁺90].

4 SPEED 2

Der SPEED 2 ist die zweite Anlage aus der Serie der schnellen Pinchentladungsexperimente in Düsseldorf. Die Anlage wurde bereits 1985 in Betrieb genommen. Sie wird von der Fokusgruppe der Heinrich-Heine-Universität betrieben und ist auch noch heute in seinem Entladungscharakter einzigartig.

Die hier beschriebene Variante der Anlage mit gepulstem Gaseinlaß für Hoch-Z-Gase wurde seit 1988 eingesetzt. Überwiegend wurde seit 1990 der MPM untersucht. Ab 1995 verschob sich der Schwerpunkt der Messungen auf den SCM.

Die wichtigsten Daten des Treibers SPEED 2 sind in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die Werte in der Spalte „maximal“ beziehen sich auf das erreichbare Maximum des Treibers. Dabei werden aber die elektrischen Isolatoren des Gerätes und der eingebauten Kondensatoren bis an die Zerstörungsgrenze belastet. Diese Werte werden im typischen Betrieb nicht ausgenutzt und nur für spezielle Versuche annähernd erreicht.

	maximal	typisch
Bankenergie	187 kJ	67.5 kJ
Ladespannung	300 kV	180 kV
Pinchstrom	2.5 MA	1.0 MA
Stromanstieg	20 kA/ns	10 kA/ns
Stromanstiegszeit	400 ns	
Kapazität	4.16 μ F	
Impedanz	60 m Ω	

Tab. 4.1: Elektrische Daten vom Experiment SPEED 2

Auffällig an den Daten ist die große Impedanz von $60 \text{ m}\Omega$. Damit ist während der überwiegenden Zeit der Entladung die Impedanz des Treibers größer als die der Last (Plasma). Es handelt sich also um eine Stromquelle. (Bei einer stabilen Stromquelle ist immer $R_{\text{innen}} \gg R_{\text{Last}}$, bei einer stabilen Spannungsquelle ist immer $R_{\text{innen}} \ll R_{\text{Last}}$.)

Der schnelle Stromanstieg wird durch einen sehr niederinduktiven Aufbau der Anlage erreicht. Die Plasmafokusanlage SPEED 2 wird in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels 4 beschrieben. Dabei wird die Anlage relativ detailliert beschrieben. So werden die nötigen Informationen für das Verständnis der einzelnen Betriebsparameter geliefert. Im Kapitel 6 auf Seite 33 wird dann vorgestellt, wie die Entladungsmodi von diesen Parametern bestimmt werden.

4.1 Treiber SPEED 2

Das Experiment kann in zwei Funktionseinheiten aufgeteilt werden. Die erste Einheit ist der Treiber, der als Quelle den Strom möglichst schnell und stark in die Last treibt. Die zweite Einheit, die Last, ist das eigentliche Plasmaexperiment in einer z-Pinch- oder Fokus-Geometrie. In dieser Arbeit wird nur von Entladungen in Fokus-Geometrie berichtet.

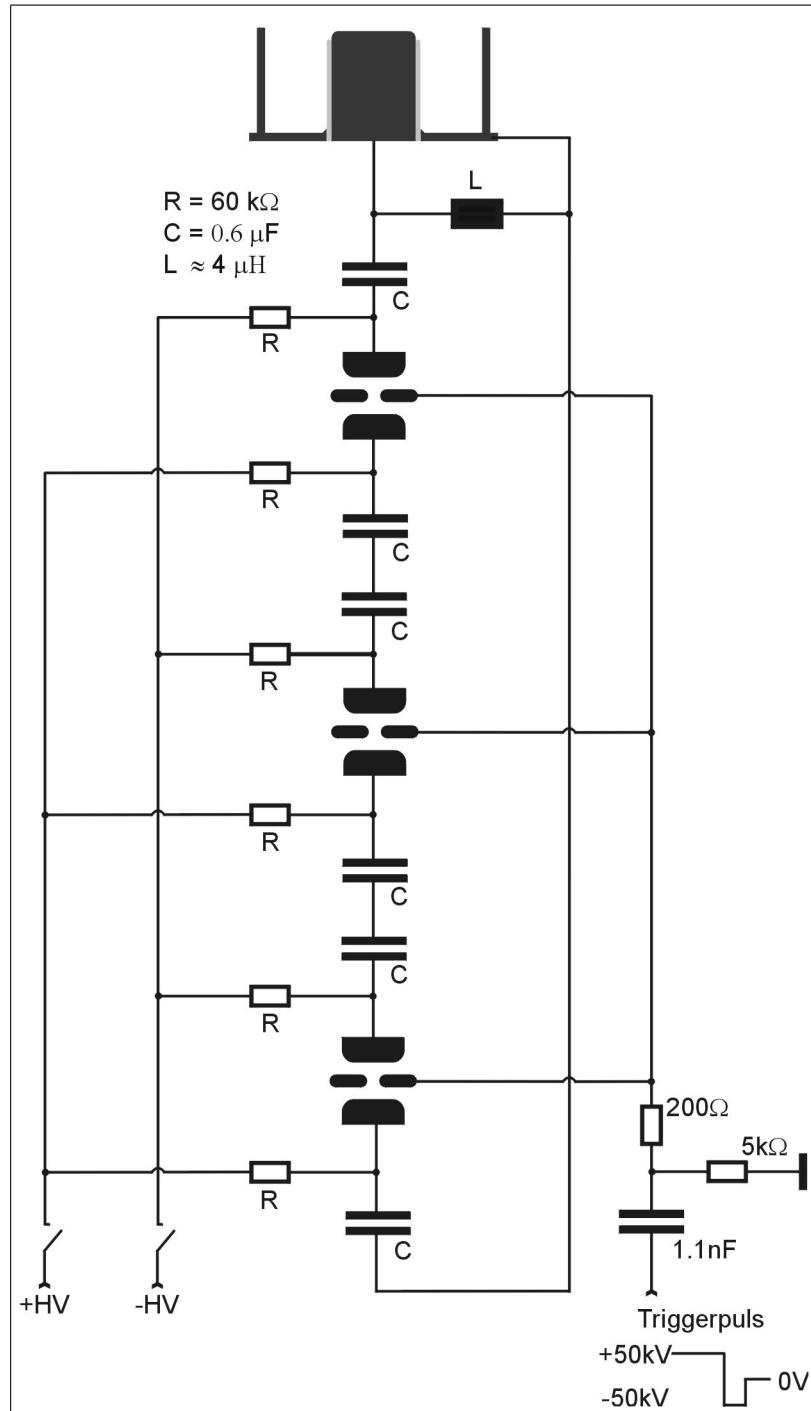


Abb. 4.1: Schaltung eines Marx-Moduls des Treibers SPEED 2. Der innere, rotationssymmetrische Aufbau der Funkenstrecken ist schematisch wiedergegeben.

Der Treiber SPEED 2 ist aus Marx-Modulen aufgebaut. Bei einem Marx-Modul werden Kon-

densatoren parallel aufgeladen und in einer Serienschaltung entladen. Dieses führt zu einer Spannungsvervielfachung.

Die SPEED 2 Module bestehen aus je 6 Kondensatoren¹ die mit drei Funkenstrecken in Serie geschaltet werden. Die Spannungsfestigkeit der Kondensatoren von 50 kV führt zu einer Grenze für die erreichbare Gesamtspannung.

Die Funkenstrecken geben durch ihren Arbeitsbereich eine untere Grenze für die Gesamtspannung. Der Druck in den Funkenstrecken kann nicht beliebig abgesenkt werden, weil nach einer Entladung ein Teil der Rückstände mit einem Luftstrom bei diesem Druck aus den Funkenstrecken transportiert werden. Nur die flache Kennlinie (Verzögerungszeit gegen angelegte Spannung) dieses Funkenstreckentyps erlaubt die einfache Variation der Spannung des Treibers im Bereich von 150 kV bis 300 kV.

Die Abbildung 4.1 auf der vorherigen Seite zeigt die Schaltung eines Marx-Moduls von SPEED 2.

Die eingezeichnete Induktivität L (lange, hochspannungsfeste Spule ohne Kern) ist nur in einem der 40 Module bestückt, über sie fließt der Ladestrom der Kondensatoren. Bei der Entladung über den Plasmafokus fließt nur ein kleiner Teil des Stromes durch die Spule.

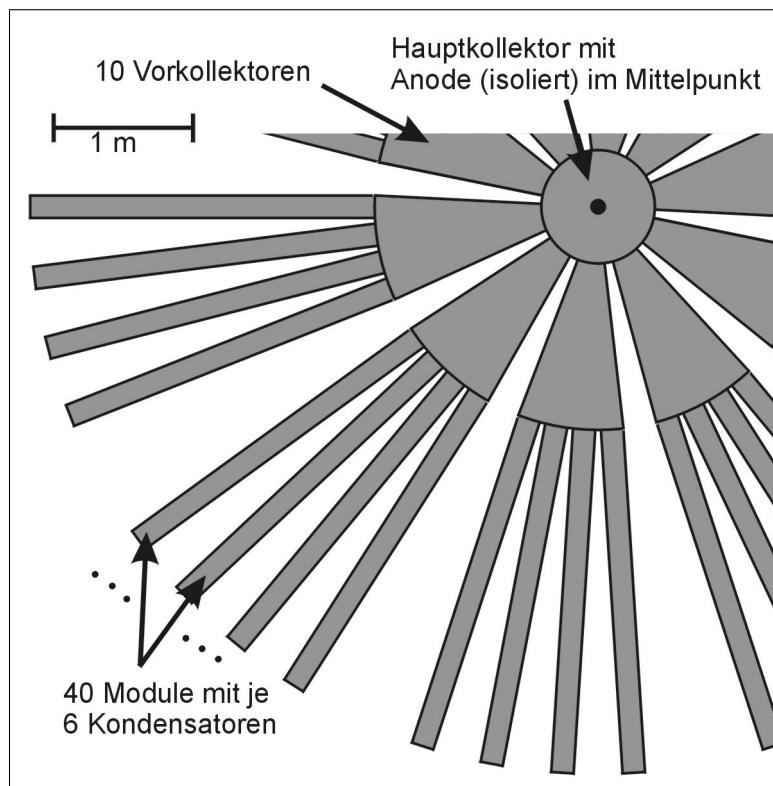


Abb. 4.2: Aufbau der Batterie von SPEED 2 (maßstabsgetreu, Details vereinfacht)

Die Abbildung 4.2 zeigt die räumliche Anordnung der 40 Module des Treibers. Der Hauptkollektor, die Vorkollektoren und die Leitungen zu den einzelnen Modulen sind niederinduktiv als Bandleiter ausgeführt.

Die große Anzahl der parallelgeschalteten Module führt zur der geringen Gesamtinduktivität und zu dem großen Maximalstrom.

Daneben hat die Parallelschaltung einen wichtigen Aspekt für den regelmäßigen Experimentierbetrieb. Die Anlage kann auch dann betrieben werden, wenn einzelne Module ausgefallen sind. In

¹Maxwell Laboratories, San Diego, USA (<http://www.maxwell.com/>). Jeder Kondensator besteht wiederum aus 2 Packs mit je 3 Kondensatorelementen. Die Packs sind in Serie, die Kondensatorelemente parallel geschaltet. Ein Kondensatorelement ist ein niederinduktiv angeschlossener Folienkondensator. Die Spannungsfestigkeit wird durch eine Ölfüllung verbessert. Herstellergarantie: 40 kV.

den Meßreihen macht sich dieses durch leicht veränderte Bankenergien bei gleicher Ladespannung bemerkbar. Die geringen Änderungen der Bankenergie müssen hingenommen werden, wenn nicht, bei Verzicht auf die maximal mögliche Energie, ein Teil der Module als Ersatzmodule bereitgehalten werden.

Da sich beim Abschalten, die Induktivität im gleichen Verhältnis vergrößert, wie die Kapazität sich verringert, wird die Stromanstiegszeit dabei nicht verändert. Dieses wurde auch ausgenutzt, um die Bankenergie als Betriebsparameter zu variieren. Damit die Symmetrie der Entladung nicht gestört wird, wurden die Module möglichst symmetrisch verteilt geschaltet.

4.2 Plasmafokus SPEED 2

Die Last dieses Hochleistungstreibers bildet ein Plasmafokus. Die verwendete Elektrodenkonfiguration ist in der Abbildung 4.3 dargestellt. In der Abbildung ist die Anode nach unten abgeschnitten. Die Gesamtlänge der Anode beträgt ca. 30 cm.

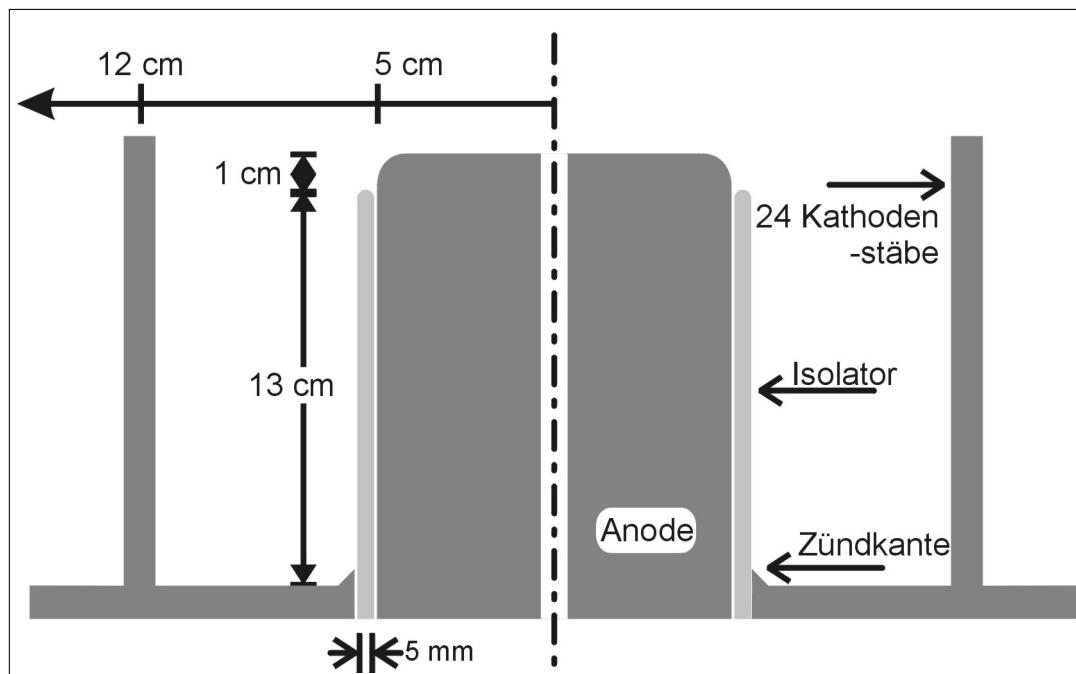


Abb. 4.3: Elektrodenkonfiguration von SPEED 2 (maßstabsgetreu, Details vereinfacht). Elektroden: Kupfer, Isolator: Al_2O_3 beschichtetes Quarzglas.

Die Kathodenstäbe aus Kupfer dienen bei dieser Geometrie nicht als Rückleiter für den Strom. Sie erzeugen nur das notwendige elektrische Feld im Bereich des Isolators für eine homogene Ausbildung der Gleitentladung über der Isolatoroberfläche. Ohne diese Stäbe kommt es zu keiner effizienten Pinchbildung aufgrund der schlechten Zündung.

Die Oberfläche des 5 mm dicken Quarzglasisolators ist 0.2 mm dick mit Al_2O_3 beschichtet. Diese Beschichtung hat das Zündverhalten bei großen Energiedichten gegenüber unbeschichteten Isolatoren deutlich verbessert. Die Problematik der Isolatoren wird in dem Abschnitt 6.2 auf Seite 35 ausführlich beschrieben.

Die Anode aus Kupfer ist auf der Achse durchbohrt. Durch diese 8 mm Bohrung wird ein Injektionsgas in den Bereich der Pinchsäule gegeben. Den Ablauf der Entladung in dieser speziellen Situation zeigt die Abbildung 4.4 auf der nächsten Seite.

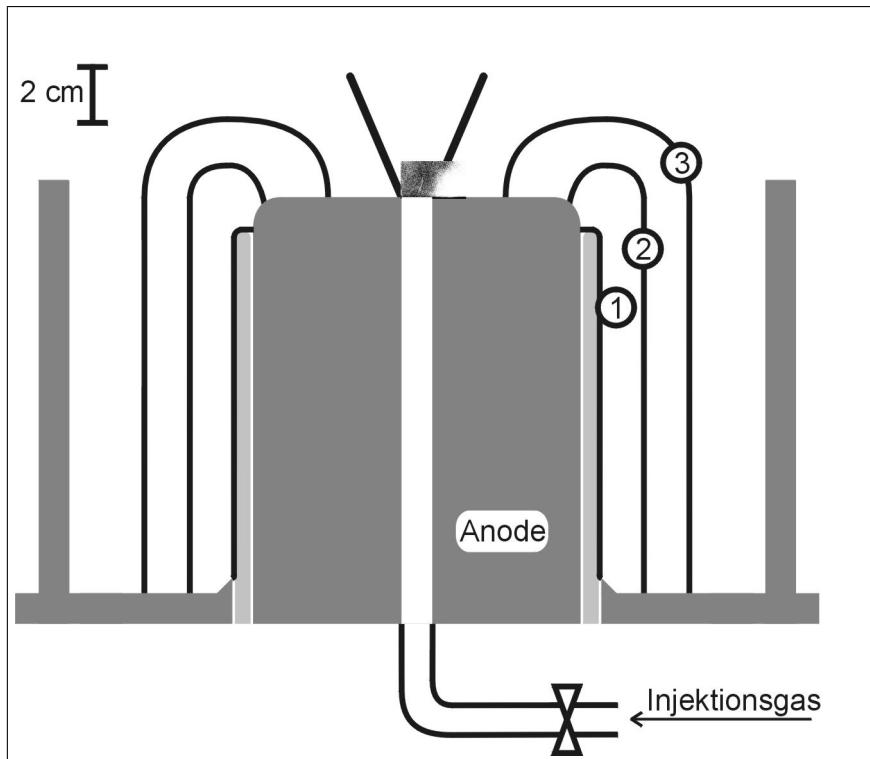


Abb. 4.4: Schichtentwicklung und Gasinjektion bei SPEED 2 (schematisch). Maßstabsgetreu ist ein Bild einer Röntgenabsorptionsmessung des Argongases in die Zeichnung montiert. Das Blickfeld beschneidet das Bild des Gasstroms links und oben.

Der zeitliche Ablauf einer Entladung mit Gasinjektion: Das Entladungsgefäß wird mit einer Deuterium-Gasfüllung von typisch 5 hPa vorbereitet. Über das Ventil wird das Injektionsgas, typisch Neon oder Argon, eingeblasen. Nach einer Zeitverzögerung im ms-Bereich, damit das Gas durch die Bohrung austreten kann, wird die Spannung angelegt. Es bildet sich die Gleitentladung über der Isolatoroberfläche (1). Die Plasmeschicht hebt ab (2) und wird durch magnetische Kräfte komprimiert (3). Dabei wird zuerst nur Deuteriumgas, dann auch im Bereich des Fokus Injektionsgas ionisiert und komprimiert.

Es ist nicht möglich, mit einer statischen Füllung eines Gasgemisches zu beginnen, weil nur in reinem Wasserstoff- oder Deuteriumgas die Schichtbildung am Isolator funktioniert. Beimischungen von wenigen Volumenprozent eines schweren Gases verhindern eine effektive Entladung.

Die Gasinjektion wird von einem schnellen Magnetventil gesteuert. In der Arbeit von Doll [Dol88] ist das Ventil und die Ansteuerungselektronik beschrieben. Im Vergleich zur ursprünglichen Version wurde die Schaltung mittlerweile leicht modifiziert:

Eine kleine Kondensatorbatterie mit einer Kapazität von $475 \mu\text{F}$ wird auf 275 V aufgeladen. Geschaltet über einen Thyristor werden die Kondensatoren über die Spule des Magnetventils entladen, so daß ein Strompuls durch die Spule entsteht.

Der Strom durch die Spule wurde mit einem Shunt zeitaufgelöst gemessen. Der Maximalstrom von 59 A wird nach einer Anstiegszeit von 1.3 ms erreicht. Danach fällt der Strom ab und erreicht nach 4.6 ms seinen 10%-Wert.

Aufgrund der mechanischen Trägheit und der Kraft der Rückstellfeder des Ventils, bewirkt der 5.9 ms lange Strompuls eine 15 ms lange Öffnung des Ventils. Diese Zeit wurde elektrisch gemessen. Ein Draht ($\phi = 2 \text{ mm}$), isoliert geführt durch die Auslaßseite des Ventils auf den Ventilteller schließt über den Metallkörper des Ventils einen Stromkreis. Beim Herunterziehen des Ventiltellers, durch das Magnetfeld, wird der Kreis geöffnet. Bewegt sich der Teller zurück, so schließt sich der Stromkreis, aber nur für einen kurzen Moment (ca. 0.5 ms), denn der Draht wird durch den Teller weggestossen.

Ein Versuch, die Öffnungszeit optisch zu messen, mißlang. Es besteht keine direkte Sichtlinie

auf den Kolben. Aufgrund der zu geringen Intensität, war das Messen des Streulichts durch das Ventil, mit dem vorhandenen Photomultiplier, nicht möglich.

Die Gasmenge, die innerhalb der gesamten Öffnungszeit des Ventils in den Rezipienten strömt, ist leicht zu messen. Aufgrund des großen Volumens (193ℓ) erhöht sich der Druck nur gering (typisch 0.5 hPa) bei der Injektion. Bei diesen niedrigen Drücken kann gut mit dem Gesetz für das ideale Gas gerechnet werden.

Die Messungen wurden in Abhängigkeit des Injektionsdrucks $p(\text{Inj.})$ und des Gases durchgeführt. Gefunden wurde für die Menge des Neons $N(\text{Ne})$ bzw. der Menge des Argons $N(\text{Ar})$ bei einer Injektion mit dem Injektionsdruck $p(\text{Ne})$ bzw. $p(\text{Ar})$:

$$\begin{aligned} N(\text{Ne}) &= 1.06 \cdot 10^{-8} \frac{\text{mol}}{\text{Pa}} \cdot p(\text{Ne}) \quad , \\ N(\text{Ar}) &= 9.09 \cdot 10^{-9} \frac{\text{mol}}{\text{Pa}} \cdot p(\text{Ar}) \quad . \end{aligned}$$

Die Abweichungen von der Linearität wurden im Bereich $3.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bis $9.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ zu maximal $\pm 5\%$ bestimmt. Die Einstellung des Injektionsdrucks an einem handelsüblichen Druckreduzierventil mit einer 0.5 bar Skala, war vermutlich die Ursache für die Abweichung von der Linearität. Der Druck wird am Reduzierventil bei geschlossenem Magnetventil eingestellt. Beide Ventile sind mit einem 3.0 m langen Schlauch verbunden, der als Vorratsgefäß für den Gaspuls dient. (Alle Schläuche sind hier aus Polyethylen, Innendurchmesser 6 mm, 1 mm Wandstärke.)

Die Gesamtmenge des Injektionsgases ist aber nicht entscheidend. Die Entladung muß gezündet werden, bevor sich das Injektionsgas im Rezipienten verteilt hat, oftmals wird sogar gezündet, bevor das Ventil wieder geschlossen ist. Die gemessene Gasmenge dient hier nur zur Übertragung der Messung von Argon auf Neon am Ende dieses Abschnitts. Zusammen mit der Öffnungszeit, dienen die Werte auch zur Plausibilitätskontrolle der folgenden Abschätzungen.

Als Betriebsparameter wurde dazu in älteren Arbeiten [Mäl92, Luc95, Röw96] die Verzögerungszeit τ zwischen dem elektrischen Monitorsignal des Magnetventils, abgeleitet aus dem Spannungspuls zum Magneten, und dem Triggerpuls zu den HV-Trigger des Treibers angegeben (vgl. dazu Abbildung 4.6 auf Seite 20, **ZG**). Diese Verzögerungszeit erhält aber auch die Zeit für das Öffnen des Ventils, die Zeit für das Durchströmen des Schlauchs vom Ventil zur Anode und die Verzögerungszeiten in den HV-Triggern.

Hier in der Arbeit wird eine effektive Injektionszeit τ_{eff} angegeben. Sie berechnet sich für den aktuellen Aufbau der Anlage aus der Verzögerungszeit τ über

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}}(\text{Ne}) &= \tau - 4.5 \text{ ms} \quad , \\ \tau_{\text{eff}}(\text{Ar}) &= \tau - 5.5 \text{ ms} \quad . \end{aligned}$$

Die effektive Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} = 0$ ist genau die minimale Verzögerungszeit an, ab der die Entladungen durch ihre Röntgenstrahlung auf den Diagnostiken sichtbar werden. Bei kleineren Verzögerungszeiten (entsprechend negativen effektiven Injektionszeiten) ist kaum schweres Gas in dem Pinchplasma, das als Strahlungsquelle dienen könnte. Die Zeiten wurden experimentell für beide Injektionsgase bestimmt. Im wesentlichen ist es die Zeit für das Durchströmen des Schlauches, dabei sind die leichteren Neon-Atome schneller. Weil der Offset von der Schlauchlänge abhängig ist, muß beim Vergleich mit älteren Arbeiten berücksichtigt werden, daß die Schlauchlänge von 0.35 m [Dol88] über 1.0 m [Luc95] auf 1.5 m verlängert wurde. Die Verlängerungen waren notwendig geworden, da es immer wieder Probleme mit Gleitentladungen entlang des Schlauches zum Ventil gab.

Mit der effektiven Injektionszeit τ_{eff} ist ein guter Betriebsparameter gefunden, aber für weitere Auswertungen ist die Menge der Injektionsgasteilchen im Pinch interessant. Diese ist aber meßtechnisch schwer zugänglich. In der Arbeit von Mälzig [Mäl92] ist eine Messung beschrieben:

Über eine Röntgenabsorptionsmessung konnten für einen Betriebspunkt Werte ermittelt werden. Das in Abbildung 4.4 auf der vorherigen Seite montierte Photo zeigt diese Messung. Der Gasstrom ist darauf als Schwärzung sichtbar.

Die Verzögerungszeit τ beträgt bei der Aufnahme 6.5 ms, woraus sich die Injektionszeit τ_{eff} zu 4.5 ms abschätzen lässt (Schlauchlänge 1.0 m). Der Argondruck ist nicht angegeben, damals wurde oft mit $4.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ gearbeitet, vermutlich auch bei diesem Experiment.

Für vier verschiedene Höhen über der Anode sind daraus die Dichten n des Argongases und die Halbwertsbreite d des Gasstroms bestimmt worden. Da die Dichten aus der Absorption berechnet

wurden, unter der Annahme $n = \text{const.}$ über d , läßt sich in guter Näherung die Menge des Argongases über der Zylindervolumen bestimmen. Es ergeben sich mit den Werte aus [Mäl92] die Gasmengen:

z-Bereich	Dichte n	Halbwertsbreite d	Gasmenge
0 - 2.5 mm	$4.1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	12.2 mm	$1.2 \cdot 10^{17}$
2.5 - 5.5 mm	$2.9 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	12.6 mm	$1.1 \cdot 10^{17}$
5.5 - 8.5 mm	$1.9 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	14.6 mm	$9.5 \cdot 10^{16}$
8.5 - 11.5 mm	$1.4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	15.4 mm	$7.8 \cdot 10^{16}$

Tab. 4.2: Injektionsgasmenge (Teilchenanzahl) über der Anode

In der Summe ergeben sich $6.7 \cdot 10^{-7}$ mol in dem 11.5 mm hohen Gaskegel. Die Gesamtmenge des injizierten Argons, unter den angenommenen Betriebsparametern, wurde mit $3.7 \cdot 10^{-3}$ mol gemessen. Die Teilmenge von 1/5500 innerhalb der ersten 2 ms von 15 ms Öffnungszeit, innerhalb eines begrenzten Volumens, erscheint möglich.

Die Pinchsäule ist aber, gerade im SCM, nicht nur 11 mm lang. Aus Mangel an besseren Werten wird daher die mittlere Liniendichte für Abschätzungen benutzt. Sie ergibt sich zu $n = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$. Die Liniendichte wird vermutlich proportional zum Injektionsdruck $p(\text{Ar})$ sein, weil die Gesamtgasmenge diese Proportionalität auch gut erfüllt. Die Abhängigkeit von der Injektionszeit ist sehr unsicher. Für erste Abschätzungen wird auch dabei die Proportionalität angenommen. Die Liniendichte für Argon läßt sich also aus den Betriebsparametern mit

$$n(\text{Ar}) = 3.9 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-1} \cdot \frac{p(\text{Ar})}{\text{Pa}} \cdot \frac{\tau_{\text{eff}}}{\text{s}}$$

abschätzen. Die Abschätzung für Neon erfolgt über das oben beschriebene Verhältnis der Gesamtgasmengen:

$$n(\text{Ne}) = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-1} \cdot \frac{p(\text{Ne})}{\text{Pa}} \cdot \frac{\tau_{\text{eff}}}{\text{s}}$$

Da dieser Zusammenhang auf einige unsichere Werte aufbaut, kann er nur im Sinne einer ersten Abschätzung dienen. Eine bessere Kenntnis des Gasstroms ist auf jeden Fall wünschenswert, aber experimentell aufwendig.

Dazu kommt auch noch das Problem, daß sich die Bohrung in der Anode für die Gasinjektion bei den Entladungen verändert. Die Bohrung hat sich im Laufe von ca. 2000 Entladungen auf mehr als den doppelten Durchmesser erweitert und wurde auch leicht asymmetrisch. Werden auch Entladungen ohne Gasinjektion durchgeführt, so wird auch eine deutliche Verengung der Bohrung ca. 5 cm innerhalb der Anode beobachtet. Das Material, das im oberen Bereich abgetragen wird, wandert ohne Gasinjektion in die Bohrung hinein.

Zwei Schnitte durch die Anode in Abbildung 4.5 auf der nächsten Seite zeigen die Veränderungen der Bohrung. Die Anordnung der Diagnostiken relativ zu diesen Schnitten kann der Abbildung 5.1 auf Seite 21 entnommen werden.

Erfolglos wurde versucht, den Gasstrom durch ein Kupferrohr (Außendurchmesser 8 mm, Wandstärke 1 mm) konzentriert zu halten. Dieses Rohr verlor durch Erosion pro Entladung ca. 1 mm seiner Länge, bis es ca. 20 mm in der Anode verborgen war und nicht mehr durch die Entladung abgetragen wurde.

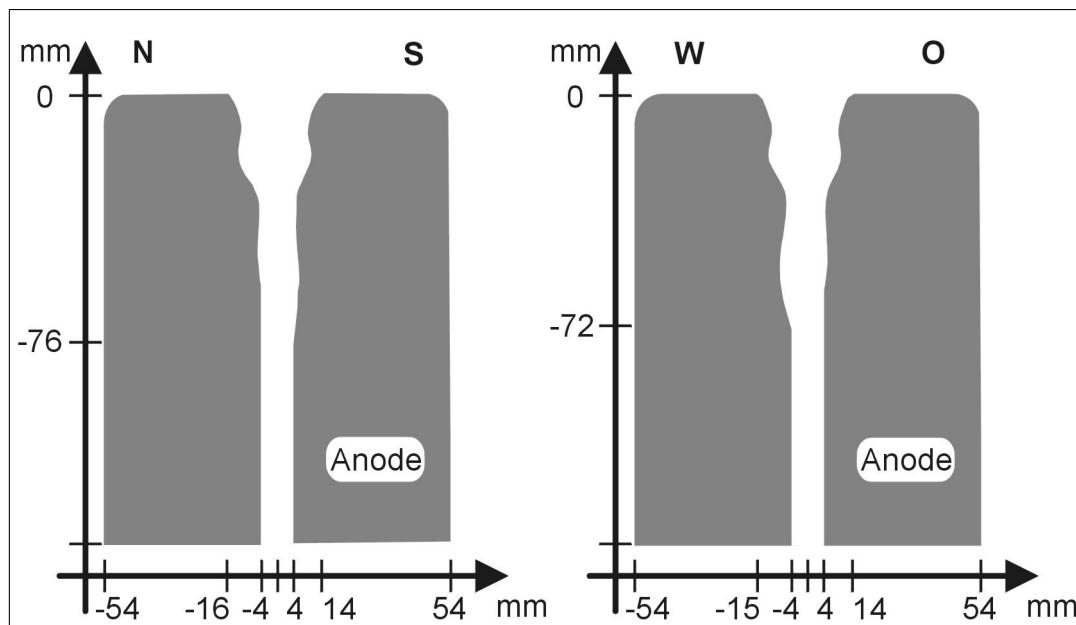


Abb. 4.5: Schnitte durch die Anode von SPEED 2 nach der Entladung Nummer 12.646

4.3 Trigger von Treiber und Diagnostik

Die Abbildung 4.6 auf der nächsten Seite zeigt den komplexen Ablauf in der Ansteuerung der 40 Marx-Module des Treibers und der verschiedenen Diagnosiken zur Untersuchung des entstehenden Plasmas.

Die Kürzel in der Abbildung bezeichnen die eingesetzten Geräte: **DSO**: Gould 4074 (4 Kanal, 100 MHz Bandbreite, 400 MS/s), Gould Electronics, Essex, England (<http://www.gould.co.uk/>); **HP**: Pulse Generator 8011A, Hewlett Packard, Böblingen (<http://www.tmo.hp.com/>); **HV**: HV-Puls Generator für MCP [Sop92], Institut für Spektroskopie, Troitzk, Rusland. **MA**: H.V. Trigger Amplifier 40107, Maxwell Laboratories, San Diego, USA; **SL**: H.V. Trigger Generator 40108, Maxwell Laboratories; **ST**: Pulse Generator Model DG 535 (Options 01, 02), Stanford Research Systems, Sunnyvale, USA (<http://www.srsys.com/>); **VS**: Ventilsteuerung, Photoblitz-Kondensatoren über Thyristor geschaltet; **ZG**: Puls Generator [Mäl92] als Verstärker und Schutz des ST vor elektrischen Störungen.

Alle Impulse werden über Koaxialleitungen mit 50Ω Impedanz übertragen. Die Signallaufzeiten wurden ermittelt, bzw. die Leitungslängen wurden entsprechend den Erfordernissen abgestimmt.

Nach Aufladung der Kondensatorbatterie (Ladezeit typisch 12 s), erfolgt durch Tastendruck die Triggerung der Geräte. Der Tastendruck löst das schnelle Magnetventil aus, über ein Monitorsignal wird dann der zentrale Pulsgenerator **ST** ausgelöst.

Ein Puls läuft durch den Pulser **ZG**, als Verstärker und Schutz des **ST**, in die Triggerhierarchie des Treibers. Mehrere kommerzielle Impulsverstärker **MA**, **SL** erzeugen daraus die notwendigen 40 Hochspannungspulse zur gleichzeitigen (innerhalb von 10 ns) Triggerung der 120 Funkenstrecken in den Marx-Modulen.

Die anderen Pulse des zentralen Pulsgenerators **ST** steuern die zeitaufgelöst arbeitenden Diagnosiken an. Die scheinbar widersinnige Verwendung eines 30 V Pulses und eines nachgeschalteten Dämpfers ist notwendig, damit der Signal-Rauschabstand an dieser speziellen Stelle ausreichend groß ist.

Trotz der vielen Stufen in der Steuerung ist der Jitter mit ca. ± 30 ns zwischen der Fokusentladung und einer Diagnostik gering.

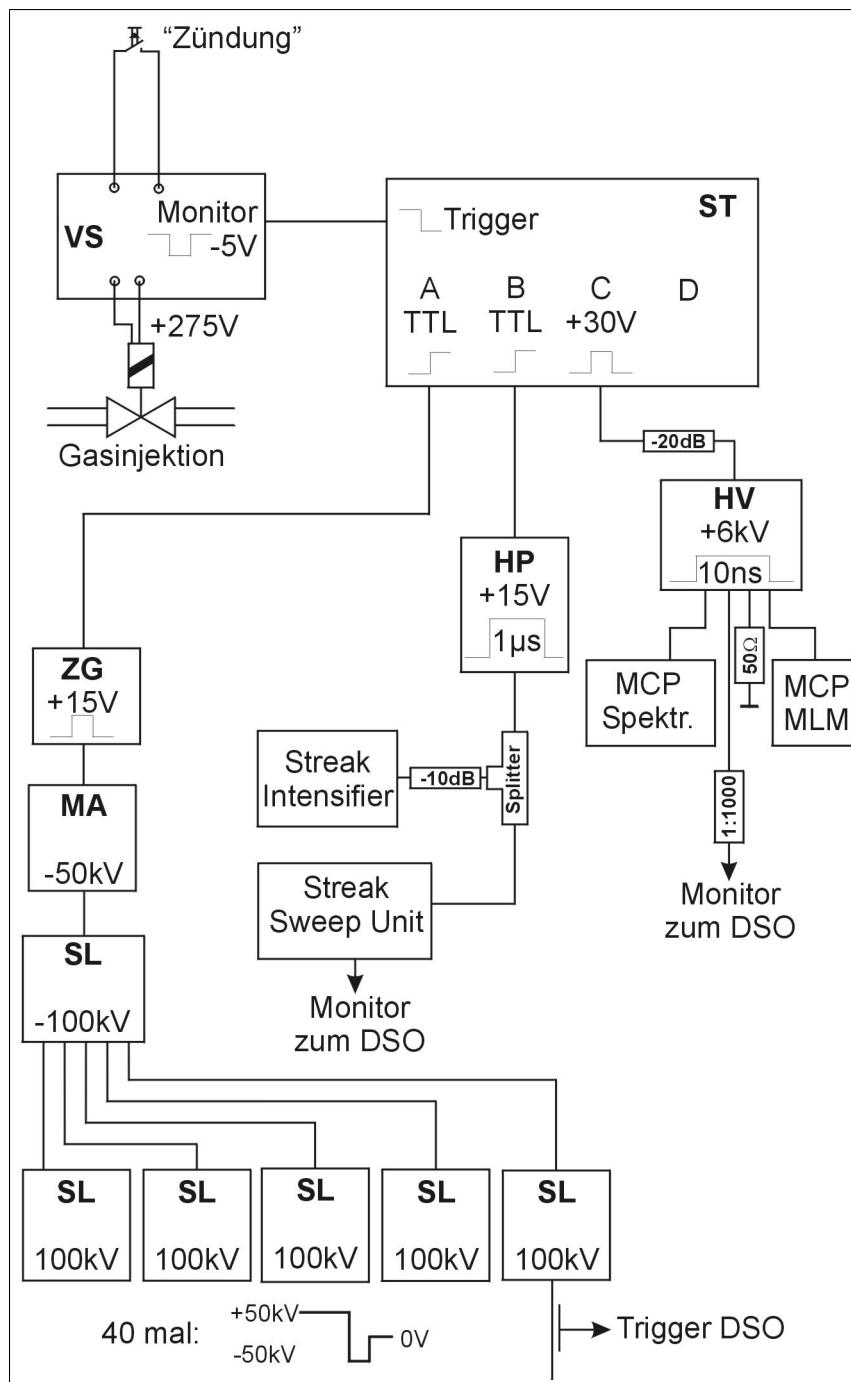


Abb. 4.6: Triggerung der Batterie von SPEED 2 und der Diagnostiken. Beschreibung der Kürzel im Text.

Für eine genaue zeitliche Zuordnung werden von allen Diagnostiken Monitorsignale zusammen mit dem Spannungs- und Stromsignal der Entladung aufgezeichnet. Ausgelöst werden die zwei digitalen Speicheroszilloskope (**DSO**) durch einen Spannungspuls, der über einen kapazitiven Spannungsteiler von einem der Hochspannungspulse aus einem der **SL** Generatoren gewonnen wird.

5 Diagnostiken

Die Diagnostik besteht überwiegend aus Meßgeräten für die Detektion im Bereich der weichen Röntgenstrahlung. Mit einer Röntgenpinholekamera wurden zeitintegrierte Bilder aufgenommen. Eine Röntgenstreakkamera diente zur zeitaufgelösten Messung. Über ein Vielschichtspiegel-System (MLM) konnten wellenlängenselektiv Bilder mit einer Belichtungszeit von 10 ns aufgenommen werden. Ein Kristallspektrometer lieferte ein Röntgenspektrum im gleichen Zeitfenster.

Die Fusionsneutronen wurden zeitintegriert (Silberaktivierungszähler) und zeitaufgelöst (Szintillator mit Photomultiplier) registriert.

Am Fokus wurde die Spannung $U(t)$ abgegriffen und zusammen mit dem differenzierten Strom $\dot{I}(t)$ zeitaufgelöst aufgezeichnet. Für die zeitliche Zuordnung der zeitaufgelösten Diagnostiken wurden deren Monitorsignale mit aufgezeichnet. Zur Aufzeichnung aller elektrischen Meßsignale dienten zwei digitale Speicheroszilloskope Gould 4074.

Keine der Diagnostiken wurde bei den Experimenten neu in Betrieb genommen. Es sind die bereits in den vorhergehenden Arbeiten [Mäl92, Röw96] beschriebenen Geräte. Zur vollständigen Beschreibung der Laborumgebung ist dieses Kapitel 5 aber notwendig. Die/Der informierte Leseerin/Leser kann dieses Kapitel 5 überspringen, oder sich anhand der maßstabsgetreuen Zeichnungen einen Überblick verschaffen. Die Zeichnungen sind nicht immer optimal für die Darstellung der Diagnostik, aber durch ihre Maßstabstreue geben sie einen Eindruck von der experimentellen Situation. Schematische Zeichnungen zum Funktionsprinzip der Diagnostiken sind in vielen Quellen z.B. in [Röw96, Mäl92] zu finden.

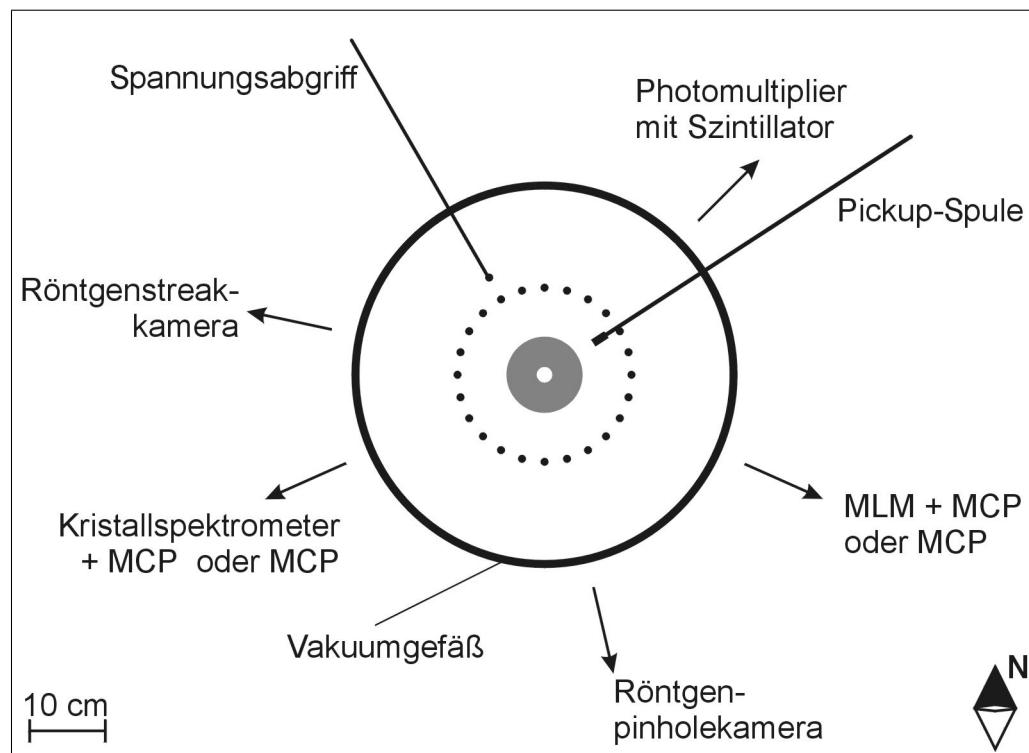


Abb. 5.1: Ausrichtung der Diagnostiken. In der Mitte die durchbohrte Anode, umgeben von den Kathodenstäben. (Details vereinfacht)

Die Abbildung 5.1 zeigt die Ausrichtung der Diagnostiken auf den Plasmafokus. Die Bohrung in der Anode wird bei den Entladungen durch die hohe Belastung verändert. Über die Einnordung der Zeichnung, kann die leichte Asymmetrie der vergrößerten Bohrung in Bezug zu den Diagnostiken gebracht werden. (vgl. Abbildung 4.5 auf Seite 19).

5.1 Elektrische Diagnostiken

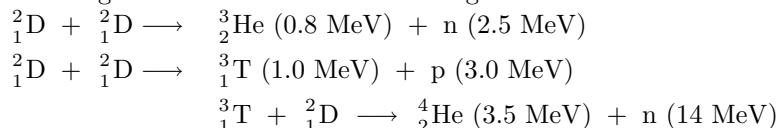
Der Abgriff für das Spannungssignal und die Lage der Pickup-Spule für das \dot{I} sind in der Abbildung 5.1 auf der vorherigen Seite eingezeichnet.

Der Spannungsabgriff erfolgt am Hauptkollektor. Durch die Kollektorkapazität werden sehr schnelle Spannungsänderungen im Fokus-Bereich gedämpft, daher wird typisch nur 1/3 der Pinchspannung gemessen [Ste88]. Die Spannung wird über einen kapazitiven Teiler (1:7100) und einen ohmschen Teiler (1:10) für das DSO reduziert.

Die Pickup-Spule ist in den Kupferflansch der Kathode eingebettet, sie liefert das \dot{I} -Signal. Gemessen wird der gesamte Strom im Fokus, der Pinchstrom wird nicht getrennt gemessen.

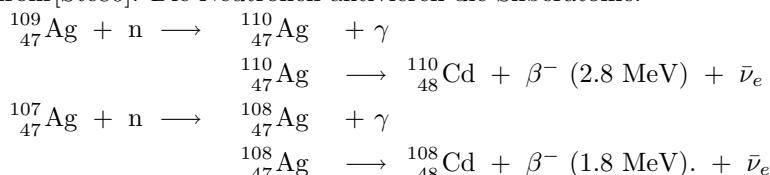
5.2 Neutronendiagnostik

Bei einer effizienten Pinchbildung kommt es zur Bildung von Fusionsneutronen. Die Anzahl der entstandenen Neutronen, bei einer Entladung, gibt sofort einen Eindruck über den Zustand des Experiments, insbesondere über die Konditionierung des Isolators. Bei dieser Bewertung ist auch die Injektionsgasmenge und die Bankenergie zu beachten. Die Fusionsneutronen können über zwei verschiedene Reaktionswege entstehen [Fra70], wobei, in der Situation der Fokusentladung, der Reaktionsweg über das Tritium vernachlässigbar ist:



Eingesetzt wurden zur Detektion der Neutronen zwei Silberaktivierungszähler und eine Szintillator-Photomultiplier Kombination.

Die Silberaktivierungszähler² bestehen aus einer Silberplatte und einem Geiger-Müller-Zählrohr[Ste80]. Die Neutronen aktivieren die Silberatome:



Die β -Strahlung, beim Zerfall der angeregten Silberatome, wird mit dem Zählrohr im Proportionalzählbereich gemessen. Die Zählpulse werden mit zwei Digitalzählern (Universal counter 5316A, Hewlett Packard) über einen Zeitraum von 10 s nach einer Entladung gezählt. Die beiden Silberaktivierungszähler stehen in einem Abstand von 2.5 m bzw. 9 m zum Fokus.

Die Neutronen wurden zusätzlich zeitaufgelöst registriert. Dazu wurde die Kombination eines schnellen Szintillators (NE 111, Zylinder $r = 2.5$ cm, $d = 1.2$ cm) vor einem Photomultiplier (Typ R 12944-01 von Hamamatsu Photonics, Herrsching, <http://www.hamamatsu.com/>) benutzt. Diese Kombination ermöglicht eine Zeitauflösung von etwa 1 ns [Kie82], aber die verwendeten DSO haben nur eine Zeitauflösung von 2.5 ns.

Der Aufbau dieses Detektors an SPEED 2 ist in der Abbildung 5.2 auf der nächsten Seite dargestellt.

Die Abschirmung aus Bleikacheln verhindert fast vollständig die Störung der Neutronenmessung durch Röntgenstrahlung, für die der Photomultiplier ebenfalls empfindlich ist. Bei einer Neutronenenergie von 1 MeV beträgt die Halbwertsdicke von Blei 6 cm, für Röntgenstrahlung beträgt die Halbwertsdicke nur 1 cm bei der gleichen Energien [Fra70]. Zu kleineren Energien wird das Verhältnis noch günstiger. Die Metallabschirmung dient zum Schutz vor sichtbarem Licht und zur elektromagnetischen Abschirmung.

²Firma Herfuth GmbH, Typ H 1359 A-K. Herfurth ist in die Rados Technology GmbH, Hamburg aufgegangen (<http://www.rados.de/>).

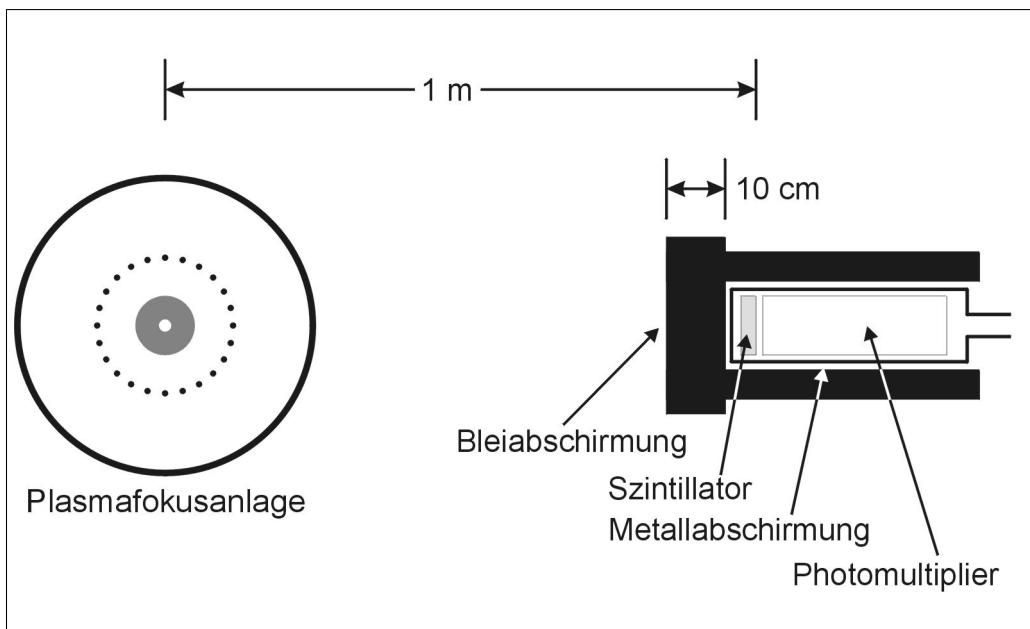


Abb. 5.2: Aufbau Szintillator-Photomultiplier Kombination. (maßstabsgetreu, Details vereinfacht)

Der Photomultiplier wurde mit einer Spannung von 2.5 kV betrieben und sein Ausgangssignal auf einem DSO aufgezeichnet.

Der Abstand zum Fokus ist in der Zeichnung mit 1.0 m angegeben. Wenn es die Anordnung zugelassen hat, wurde auch mit einem Abstand von 0.75 m gearbeitet. Die emittierten Neutronen zeigen eine typische Energieverteilung [Ste80] von 1 MeV bis 3 MeV und damit eine entsprechende Geschwindigkeitsverteilung. Ein geringer Abstand zur Quelle ist daher für die zeitaufgelöste Bestimmung der Neutronenproduktion wichtig.

Ein nicht bei dieser Arbeit verwendete Verfahren erlaubt, aus den Signalen von mehreren Szintillator-Photomultiplier-Kombinationen in verschiedenen Abständen das Energiespektrum zeitlich aufgelöst zu bestimmen [TDK96].

5.3 Röntgenpinholekamera

Die Röntgenpinholekamera ist die wichtigste Röntgendiagnostik bei diesem Experiment. Aufgrund der einfachen Handhabung und des einfachen Aufbaus, ist diese Kamera auch die zuverlässigste Röntgendiagnostik.

Das Arbeitsprinzip der optischen Lochkamera lässt sich sofort auf die Röntgenpinholekamera übertragen. Als Wandmaterial für das Loch wurde Kupfer, Eisen oder Molybdän benutzt. In Kupferfolie lassen sich die Löcher mit einer Nadel stechen; in Eisen können Löcher gebohrt werden. Molybdän-Blenden werden für den Einsatz in Elektronenmikroskopen kommerziell gefertigt.

Die Lichtschwäche der Pinhole-Abbildung stört bei diesen Experimenten nicht, weil die Röntgenstrahlung des Plasmas sehr intensiv ist. Es wurden Pinholes bis zu einem minimalen Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ benutzt. Beugungseffekte sind durch die kurze Wellenlänge des Röntgenlichts (Bereich unter 5 nm) nicht störend.

Die Röntgenpinholekamera liefert ein zeitintegriertes Bild über die gesamte Entladung. So entfallen alle Synchronisationsprobleme mit der Entladung. Dennoch zeigt die Aufnahme nur ein kurzes Zeitfenster der Entladung, weil über geeignete Filter nur Röntgenstrahlung aus der heißen Pinchsäule den Film erreichen kann. Die einlaufenden Schichten, vor der Kompression, sind auf den Aufnahmen nicht zu sehen.

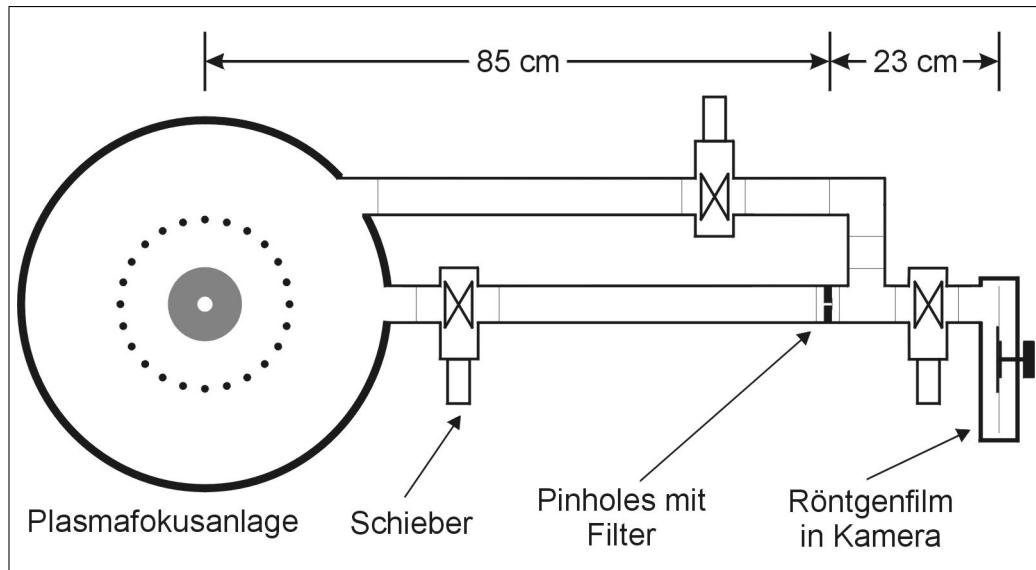


Abb. 5.3: Aufbau der Röntgenpinholekamera (maßstabsgetreu, Details vereinfacht)

Durch einen Transmissionsfilter hinter dem Pinhole wird der beobachtete Wellenlängenbereich in Richtung langer Wellenlängen abgeschnitten. In Richtung kurzer Wellenlängen begrenzt der Detektor (Röntgenfilm) den beobachtbaren Bereich. Die Transmissionskurven der Filter sind im Abschnitt 5.4 für alle Diagnostiken zusammengefaßt.

Die Abbildung 5.3 zeigt den Aufbau der Kamera an dem SPEED 2 Experiment. Die Abstände Fokus – Pinhole, Pinhole – Film sind aus den benutzten Einstellungen beispielhaft ausgewählt.

Bei entsprechender Verkleinerung ist es möglich, nicht nur ein Bild mit Hilfe eines Pinholes aufzunehmen. Die Röntgenpinholekamera wurde mit Doppelpinholes (Durchmesser 100 μm) und Vierfachpinholes (Durchmesser 150 μm , eines 20 μm), versehen mit verschiedenen Filtern, benutzt. Über die unterschiedlichen Filter werden Bereiche der Pinchsäule entsprechend der Wellenlänge ihrer Röntgenemission unterscheidbar.

Zur Aufzeichnung wurde der Röntgenfilm Kodak DEF-5 (direct exposure film) benutzt und mit dem Röntgenfilmentwickler Kodak LX 24 entwickelt. Der Film ist identisch in seinen Eigenschaften dem Kodak DEF-2. (Laut eines Kodak Mitarbeiters, bezeichnet die Nummer nur die Verpackung. Der DEF-2 bzw. DEF-II ist im Handel nicht mehr erhältlich.)

5.4 Transmissionsfilter

Es wurden verschiedene Transmissionsfilter bei der Röntgenpinholekamera und der Röntgenstreakkamera eingesetzt. Durch die Wahl der Filter wird die registrierte Wellenlänge bestimmt.

Die kurzwellige Grenze ist durch den benutzten Detektor bestimmt. Die langwellige Grenze wird durch den Filter festgelegt. Bei den Diagnostiken wurden dünne Metallfolien als Filter benutzt.

Transmissionskurven von verschiedenen Festkörpern und Gasen werden vom Center for X-Ray Optics, Material Science Division, E.O. Lawrence Berkeley National Lab, zur Verfügung gestellt. Die Kurven und Daten können über <http://www-cxro.lbl.gov/> abgerufen werden. Nützlich dabei ist die Formel: $\lambda/\text{nm} = 1239.5/(E/\text{eV})$.

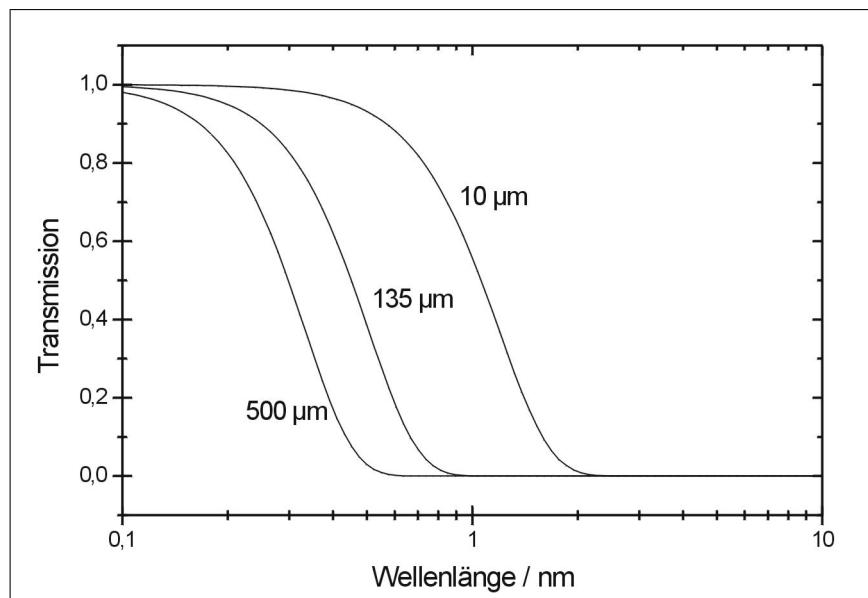


Abb. 5.4: Transmissionskurven von $10 \mu\text{m}$, $135 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$ dicken Berylliumfolien

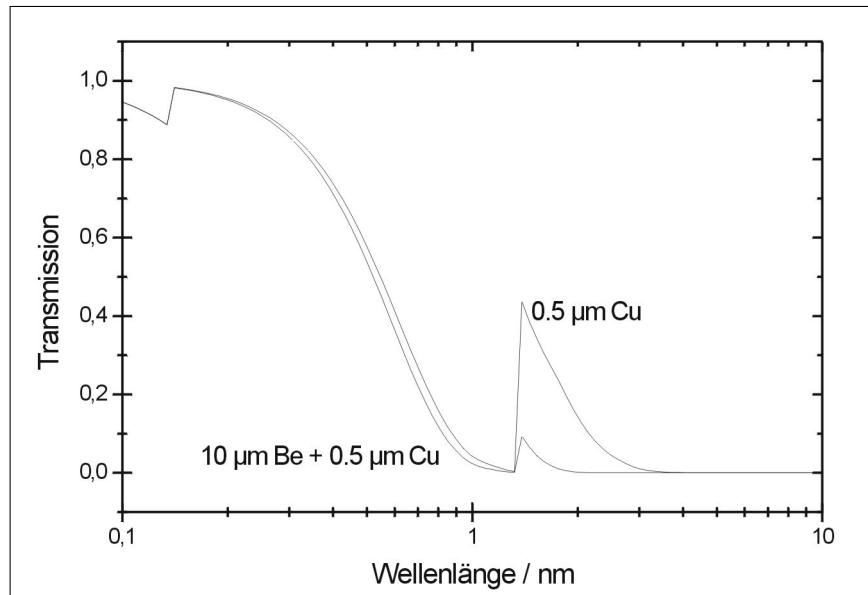


Abb. 5.5: Transmissionskurven von $0.5 \mu\text{m}$ Kupferfolie und einer Kombination aus $10 \mu\text{m}$ Be mit $0.5 \mu\text{m}$ Cu

Das Verhalten der Filter lässt sich im wesentlichen durch die Lage der Absorptionskante beschreiben. Bei der Diskussion der Meßergebnisse wird immer die Wellenlänge bei 5% Transmission angegeben. Die Wahl des 5% Punktes ist willkürlich. Je nach Intensität der Röntgenstrahlung und Empfindlichkeit des Detektors, kann auch Strahlung oberhalb der Grenze sichtbar werden. Daher wird bei den Meßergebnissen das Filtermaterial und diese Wellenlängengrenze angegeben.

Filter	Wellenlängengrenze
500 μm Be	$\lambda < 0.5 \text{ nm}$
135 μm Be	$\lambda < 0.8 \text{ nm}$
10 μm Be	$\lambda < 2.0 \text{ nm}$
10 μm Be + 0.5 μm Cu	$\lambda < 2.0 \text{ nm}$

Tab. 5.1: Transmissonsbereiche der benutzten Filter

5.5 Röntgenstreakkamera

Zur zeitaufgelösten Untersuchung der Röntgenquelle wurde eine Röntgenstreakkamera vom Typ „Low magnification x-ray streak camera“ der Firma Kentech Instruments Ltd.³ (England) benutzt.

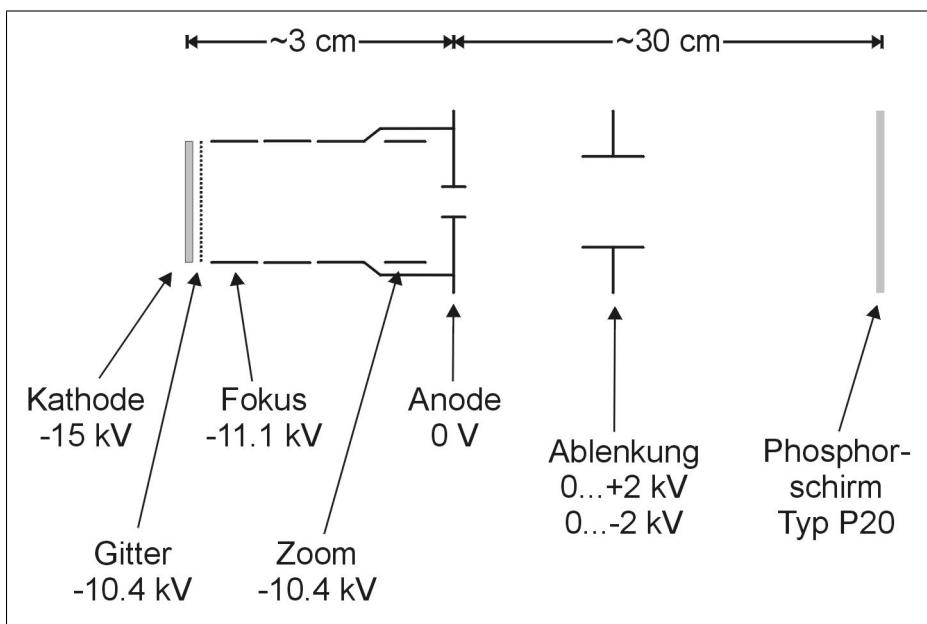


Abb. 5.6: Interner Aufbau der Röntgenstreakkamera (schematisch) [Ken93]

Die Arbeitsweise der Röntgenstreakkamera lässt sich an ihrem internen Aufbau, in Abbildung 5.6, erläutern. Das Elektrodensystem ist bis auf die Ablenkplatten rotationssymmetrisch.

Die Kathode der Streakkamera ist auswechselbar. Bei den Messungen für diese Arbeit wurde eine low-density CsJ-Kathode benutzt. Diese Kathode besteht aus schaumartigem Cäsiumjodid auf einer 6 μm dicken Mylar-Folie. Dieses Material erreicht eine besonders hohe Quantenausbeute (= Anzahl Elektronen pro Anzahl Photonen), die in der Abbildung 5.7 auf der nächsten Seite als Funktion der Wellenlänge der Röntgenphotonen dargestellt ist.

³<http://www.kentech.co.uk/>

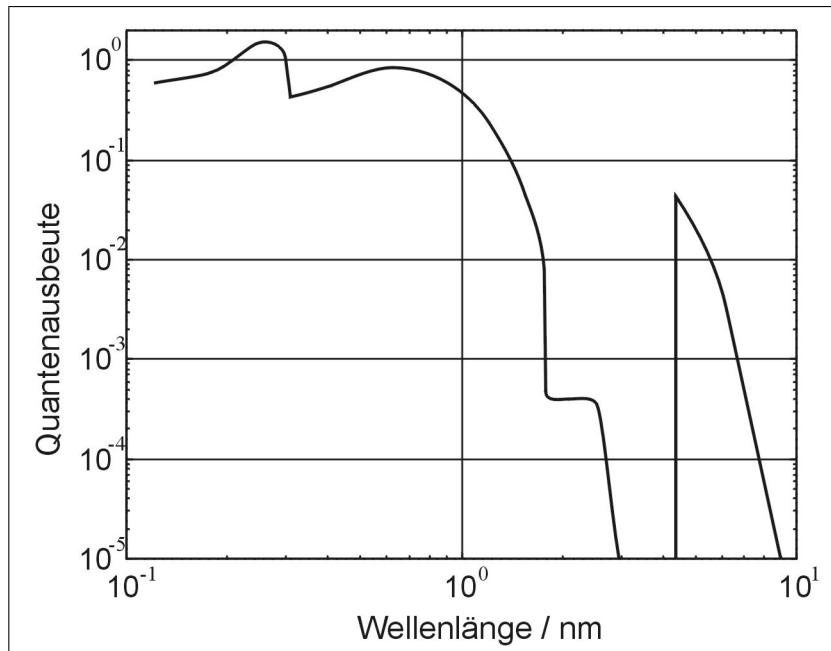


Abb. 5.7: Quantenausbeute (Elektronen/Photon) für die Photokathode (102 nm CsJ auf 6 μm Mylar) der Streakkamera [Röw96]

Nachdem die auftreffenden Röntgenphotonen in der Kathode, entsprechend der Quantenausbeute, Elektronen ausgelöst haben, werden diese durch das elektrische Feld beschleunigt. Die Anordnung der Elektroden in der Kamera bildet eine Elektronenoptik, die das Röntgenbild von der Kathode, leicht vergrößert, auf den Phosphorschirm abbildet.

Durch die Ablenkplatten kann das Bild auf dem Phosphorschirm verschoben werden. Eine Schlitz vor der Kathode begrenzt das Bild auf einen schmalen Streifen (typisch 0.5 mm x 3 cm). Durch einen Spannungspuls, mit einem linearen Bereich im Anstieg, auf die Ablenkplatten erhält man ein Schmierbild dieses Streifens. Die Ablenkgeschwindigkeit kann bei der vorhandenen Kamera in sechs Stufen von 1.3 ns/mm bis 11 ps/mm eingestellt werden. Zur Untersuchung des stabilen Säulenmodus (SCM) wurde immer nur die langsamste Einstellung benutzt, weil die Lebensdauer der Säule mit bis zu 100 ns relativ groß ist.

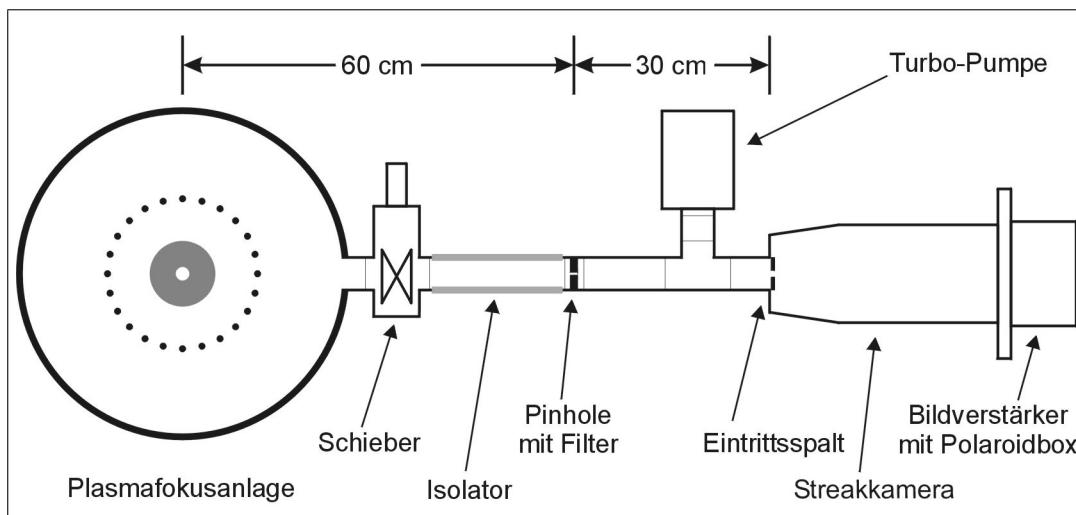


Abb. 5.8: Aufbau der Röntgenstreakkamera (maßstabsgerecht, Details vereinfacht)

Die Breite des Streifens bestimmt die zeitliche Auflösung. Bei den Untersuchungen an der Plasmasäule ist die Quelle bereits sehr schmal, ein enger Spalt kann bei Streaks senkrecht zur Säule entfallen. Dieses vereinfacht die Justierung der Kamera am Experiment. Die Abbildung 5.8 auf der vorherigen Seite zeigt den Aufbau der Kamera am Experiment. Die Streakkamera ist von dem Rezipienten elektrisch isoliert und in einem Faraday-Käfig aufgebaut.

Die Streakkamera ist mit einem Vakuumpumpensystem verbunden, damit der maximale Betriebsdruck von $1 \cdot 10^{-2}$ Pa nicht überschritten wird. Der Filter zwischen Entladungskammer (> 100 Pa) und Streakkamera muß aus diesem Grund ebenfalls vakuumdicht sein. Bei zu hohen Drücken kommt es zu einer Entladung zwischen der Photokathode und dem Gitter in der Kamera (vgl. Abbildung 5.6 auf Seite 26).

Zur Justierung der Kamera wurde ein Justierlaser benutzt, der die optische Achse für die Pinhole-Abbildung und die Streakkamera vorgab. So konnte vom Rezipienten aus, in Richtung des Justierlasers, der Aufbau schrittweise auf die Achse ausgerichtet werden.

Durch eine Pinhole-Abbildung wird das strahlende Plasma auf die Photokathode der Kamera abgebildet. Der Schlitz der Streakkamera kann parallel zur Pinchsäule liegen, dann wird das zeitliche Verhalten des Plasmas auf der Achse sichtbar. Wird der Schlitz der Streakkamera senkrecht zur Pinchsäule angeordnet, dann wird die zeitliche Entwicklung des Pinchradius bei einer bestimmten Höhe sichtbar. Alternativ können in dieser Anordnung auch zwei Bilder des Plasmas über zwei Pinholes auf die Photokathode abgebildet werden. So wird die Entwicklung des Radius bei zwei verschiedenen Höhen oder in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen gleichzeitig aufgezeichnet.

Benutzt wurde ein rundes Pinhole mit einem Durchmesser von $300 \mu\text{m}$ oder zwei runde Pinholes mit je einem Durchmesser von $250 \mu\text{m}$. Über den Filter hinter dem Pinhole kann der gewünschte Wellenlängenbereich, der zu messenden Röntgenstrahlung, bestimmt werden.

An die Streakkamera ist ein Bildverstärker (intern eine MCP) montiert (Typ „50/40 Image intensifier for a Kentech x-ray streak camera“ der Firma Kentech). Die MCP wurde $1 \mu\text{s}$ vor der Streakkamera ausgelöst, damit sich die Spannung an der MCP aufbauen konnte. Da die Streakkamera mit einer fallenden Flanke und der Bildverstärker mit einer steigenden Flanke getriggert wird, ist nur ein $1 \mu\text{s}$ langer Rechteckpuls für beide Geräte erforderlich. Die genaue Länge des Pulses muß eingehalten werden, weil erst am Ende die Streakkamera ausgelöst wird. Benutzt wurde dafür ein analoger Pulsgenerator (**HP**, siehe Abbildung 4.6 auf Seite 20), der einen kleinen Jitter zeigt, wenn sich der Regler für die Pulslänge am Anschlag befindet.

Aufgezeichnet wurden die Bilder mit einem schwarz/weiß Sofortbildfilm, Typ 667 von Polaroid (<http://www.polaroid.de/>). So konnte nach jeder Entladung sofort die zeitliche Einstellung und die Justierung der Kamera überprüft werden. Für die Justierung ist die Arbeitsweise ohne zeitliche Ablenkung, also mit ausgeschalteter Sweep-Elektronik, sehr hilfreich.

Die Bilder wurden dann mit einem 300 dpi Schwarz/weiß-Scanner eingelesen. Eine höhere Auflösung ist nicht notwendig, weil die Auflösung des Polaroid-Bildes bei 12 – 14 Linien/mm liegen (Herstellerangabe). Höher auflösende Polaroid-Filme (z.B. Typ 665, Negativ 160 – 180 Linien/mm) konnten nicht benutzt werden, weil die Empfindlichkeit (ISO 80 gegen ISO 3000) nicht ausreichte.

Einige Streakbilder zeigen das, aus anderen Arbeiten [Mäl92, Röw96] schon bekannte, Artefakt. Es entsteht durch Röntgenstrahlung, die den Phosphorschirm erreicht. Dieses ist genau dann möglich, wenn eine Sichtlinie vom Phosphorschirm durch die Kamera und das Pinhole auf die Plasmasäule besteht. Also nicht bei den Bildern die mit zwei Pinholes erstellt wurden.

Die Abbildung 5.9 auf der nächsten Seite zeigt, wie in dieser Arbeit der störende Fleck mit einem Grafikprogramm entfernt wurde. Mit der Radierfunktion des Programms wurden die Grauwerte solange reduziert, bis sich ein kontinuierlicher, sinnvoller Bildinhalt ergab.

Auf den nachbearbeiteten Bildern läßt sich das Wesentliche schneller erkennen. Im Zentrum weisen sie natürlich Ungenauigkeiten durch die Nachbearbeitung auf. Wie das Differenzbild zwischen dem Original und dem bearbeiteten Bild zeigt, wurde im Artefakt die Sättigung des Scanners oder des Kamerasystems erreicht. Das Subtrahieren eines Nullbilds (d.h. Bild nur mit Artefakt) würde daher nicht zum gewünschten Effekt führen. Die Ungenauigkeiten im Zentrum des Bildes werden hingenommen, um einen leicht interpretierbaren Eindruck zu erreichen.

Eine weitere Ungenauigkeit ist gegeben durch eine leichte Verzerrung im Bildverstärker. Der Hersteller gibt dazu die Beziehung $r' = 0.0002128\text{mm}^{-2} \cdot r^3 + 0.667 \cdot r$ mit r, r' = radiale Position auf

der Eintritts- bzw Austrittsseite an. Diese Verzerrung wurde in den Abbildungen nicht korrigiert. In den Randbereichen wird der Fehler maximal, dort beträgt der relative Fehler 11%.

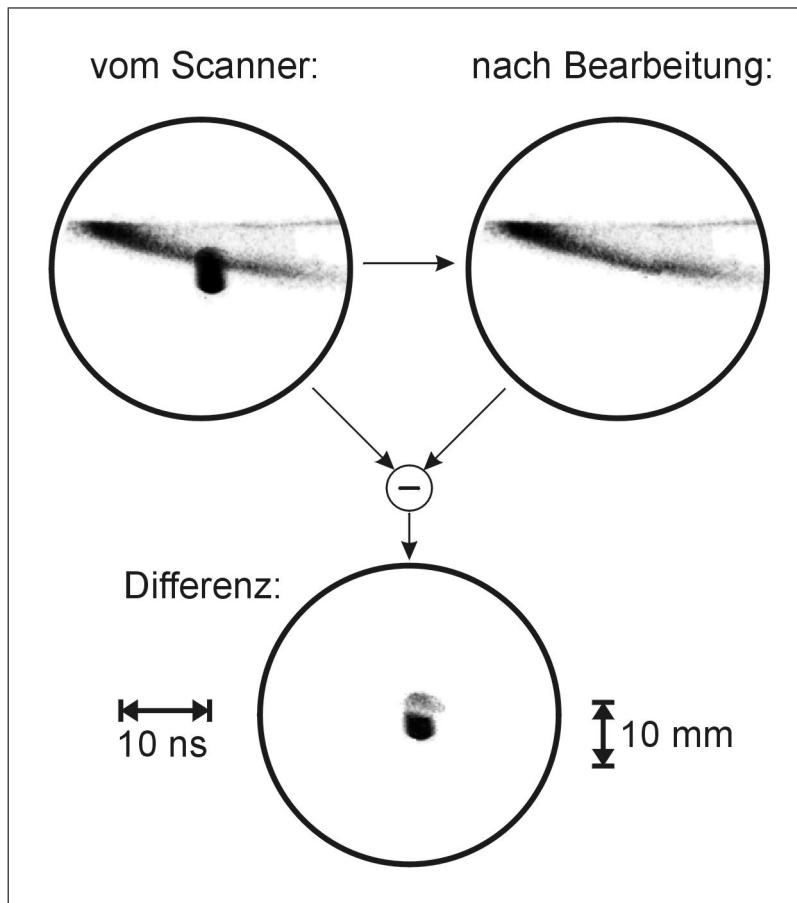


Abb. 5.9: Nachbearbeitung bei Bildern der Streakkamera, die ein Artefakt zeigen

5.6 Mikrokanalplatte (MCP)

Die Mikrokanalplatte (MCP für englisch microchannel plate) wird zur Bildverstärkung und/oder zur Kurzzeitbelichtung verwendet. Verschiedene Typen wurden bei den Messungen in Kombination mit der Röntgenstreakkamera, dem Kristallspektrometer und dem MLM-System eingesetzt.

Eine MCP [Wiz79] besteht aus einer Vielzahl von einzelnen Kanälen in einer Glasplatte. Die Kanäle besitzen einen Durchmesser im Bereich $10 - 100 \mu\text{m}$ und sind $0.1 - 4.0 \text{ mm}$ lang. Der Durchmesser und damit der Abstand der Kanäle, ist eine Grenze für das Auflösungsvermögen einer MCP.

Die Abbildung 5.10 auf der nächsten Seite zeigt die Arbeitsweise eines Kanals. Ein Photon trifft auf die Photokathode und löst dort ein Elektron aus (entsprechend der Quanteneffizienz der Photokathode). Die langwellige Grenze der Empfindlichkeit liegt bei $\lambda < 120 \text{ nm}$ und kann durch Beschichtung mit CsJ auf $\lambda < 200 \text{ nm}$ erweitert werden [MS82]. Die Messung von Schmitz [Sch93] haben gezeigt, daß die sichtbaren Strukturen auf den MCP-Bildern überwiegend aus dem Wellenlängenbereich $\lambda < 20 \text{ nm}$ stammen. Das Elektron wird durch das elektrische Feld im Inneren des Kanals beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Wand werden Sekundärelektronen erzeugt. Jeder Kanal stellt eine Art kontinuierliches Dynodensystem eines Photomultipliers dar. Auf der Austrittsseite werden die Elektronen durch einen Phosphorschirm wieder in Photonen umgesetzt.

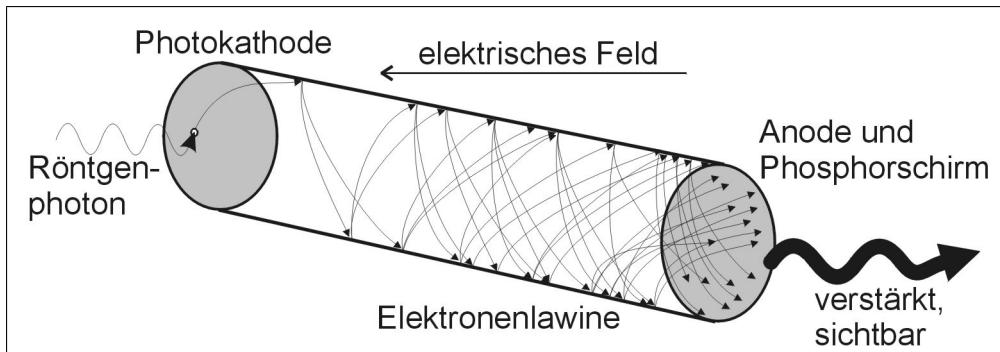


Abb. 5.10: Elektronenlawine in einem Kanal der MCP

Aus diesen einzelnen Kanälen setzt sich die gesamte MCP zusammen, wie die Abbildung 5.11 zeigt. Die Kathodenseite der MCP ist leitfähig mit allen Kanälen verbunden, damit die Elektronen ersetzt werden können. Die Anode ist, je nach Typ der MCP, als Schicht auf dem Glassubstrat oder separat auf dem Phosphorschirm angebracht. In dem dann entstehenden Raum zwischen Glasplatte und Anode werden alle Elektronen, auch die nahe an der Austrittsstelle ausgelösten, zusätzlich beschleunigt.

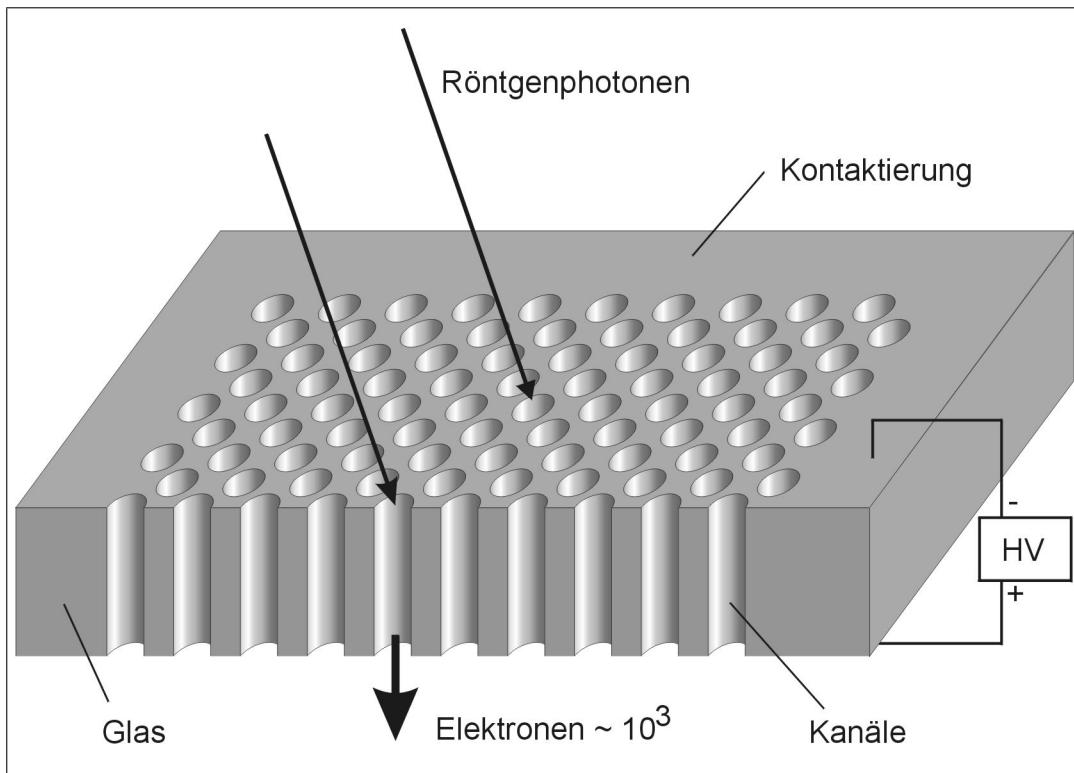


Abb. 5.11: Schematischer Aufbau der MCP

Hinter dem Phosphorschirm ist üblicherweise eine Fiberoptik, die das Licht auf einen Film überträgt. Systeme mit angeschlossenem CCD-Chip wurden hier nicht eingesetzt.

Die Spannung an der MCP kann gepulst werden, dann wird neben der Verstärkung auch eine Zeitauflösung erreicht.

Beim Betrieb mit dem MLM-System und dem Kristallspektrometer wurde diese Möglichkeit ausgenutzt. Pro Entladung konnte so ein Bild bzw. ein Spektrum mit einer Belichtungszeit von 10 ns aufgenommen werden.

5.7 Kristallspektrometer

Das Kristallspektrometer wurde von Sidelnikov (Institut für Spektroskopie, Troitzk) am SPEED 2 Experiment betrieben. Als erfahrener Spektroskopiker hat er auch die Auswertung der gewonnenen Spektren durchgeführt.

Das benutzte Spektrometer arbeitet mit einem KAP Kristall. Dieser Kristall ist ein organischer Einkristall, chemische Formel: $C_6H_4(COOH)(COOK)$, mit einer Gitterkonstanten von $2d = 2.26 \text{ nm}$. Die nutzbare Fläche (100-Ebene) des Kristalls beträgt $3 \text{ cm} \cdot 1 \text{ cm}$.

Der Kristall wird in Johann-Anordnung [Joh31] benutzt. Der Bragg-Winkel $2d \cdot \sin(\varphi) = n \cdot \lambda$, $n = 1$ wurde auf 22° , entsprechend einer Wellenlängen um $\lambda = 1.0 \text{ nm}$, eingestellt. Der beobachtbare Wellenlängenbereich beträgt bei diesem Spektrometer 0.16 nm .

Der Aufbau des Spektrometers am SPEED 2 gibt schematisch die Abbildung 5.12 wieder.

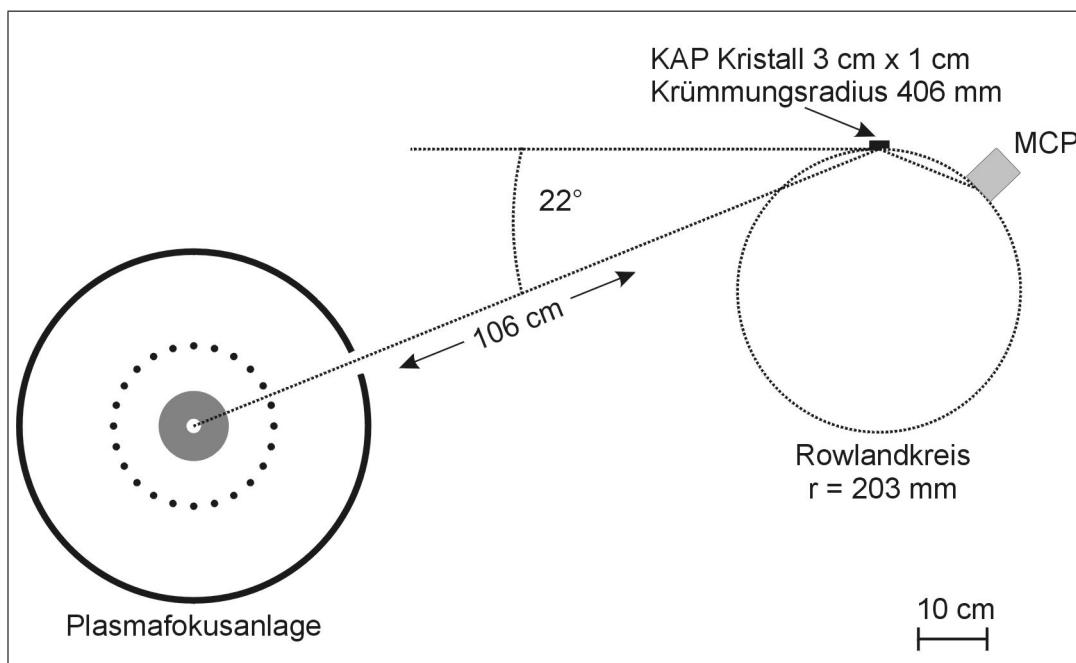


Abb. 5.12: Maßstabsgetreue Darstellung des Kristallspektrometers am SPEED 2. Details, das Gehäuse und der Faraday-Käfig sind vernachlässigt.

Durch einen 0.2 mm Spalt, der in der Ebene des Rowland-Kreises liegt, wird eine räumliche Auflösung erzielt. Ähnlich der Anordnung der Röntgenstreakkkamera, gibt es hier wieder zwei Möglichkeiten der Beobachtung. Die Pinchsäule kann mit einer z-Auflösung, längs ihrer Achse, oder mit einer radialen Auflösung beobachtet werden. Dazu muß das komplette Spektrometer mit dem Spalt um 90° gedreht werden. Für die beiden Fälle ergibt sich eine unterschiedliche Auflösung aufgrund der unterschiedlichen Ausleuchtung der Kristallfläche: Bei z-Auflösung $\Delta\lambda = 5.0 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$ und bei radialer Auflösung $\Delta\lambda = 6.6 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$.

Das Spektrum wurde mit einer MCP aufgenommen. Von einem entsprechenden Spannungspuls gesteuert, betrug die Belichtungszeit 10 ns . Über einen Spannungsabgriff wurde ein Monitorsignal zur zeitlichen Zuordnung des Spektrums aufgenommen. Mit der MCP wurde dann ein 120 mm -Rollfilm Agfa (<http://www.agfa.com/>) APX 400 (Empfindlichkeit ISO 400, schwarz/weiß) belichtet.

5.8 Vielschichtspiegel-System (MLM)

Das Vielschichtspiegel-System (MLM für englisch multilayer mirror) wurden von Simanovskii (A.-F.-Ioffe-Institut, St. Petersburg) am SPEED 2 Experiment aufgebaut [B⁺97].

Die Vielschichtspiegel bestehen aus 50 bis 100 Atomlagen W/Sc auf einem $0.5 \text{ mm} \cdot 20 \text{ mm} \cdot 50 \text{ mm}$ Siliziumsubstrat. Durch den Wechsel zwischen Wolfram und Scandium entstehen

Schichten mit unterschiedlichem Brechungsindex. Die Absorption bei weicher Röntgenstrahlung ($1.21 - 1.35 \text{ nm}$) ist klein genug, daß die Strahlung die Schichten durchdringen kann. Na jeder Schichtgrenze wird ein Teil der Strahlung reflektiert. Es kommt zu Interferenzeffekten zwischen den reflektierten Wellen, die u.a. vom Winkel der einfallenden Strahlen zum Spiegel abhängig sind (Bragg-Reflexion). Für den genutzten Wellenlängenbereich liegt der Winkel für eine konstruktive Interferenz im Bereich $31 - 35^\circ$. Die Reflektivität beträgt dabei 0.7% für einen Spiegel.

Eine Abbildung wird erreicht durch Krümmung der ursprünglich ebenen Spiegel. Die Anordnung der beiden MLMs und der resultierende Strahlengang ist in der Abbildung 5.13 schematisch dargestellt. Der Abstand zwischen den Spiegeln beträgt 1.6 cm, der Abstand der MLMs zum Plasmafokus 1.2 m und zur MCP 0.6 m. Die Krümmungsradien der Spiegel (1.8 m und 0.5 m) sind so gewählt, daß beide Spiegel zusammen, wie ein Hohlspiegel mit Krümmungsradius 1 m wirken [CBK90].

Mit dieser Anordnung wird eine räumliche Auflösung von ca. 1 mm und eine spektrale Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 50 - 100$ erreicht.

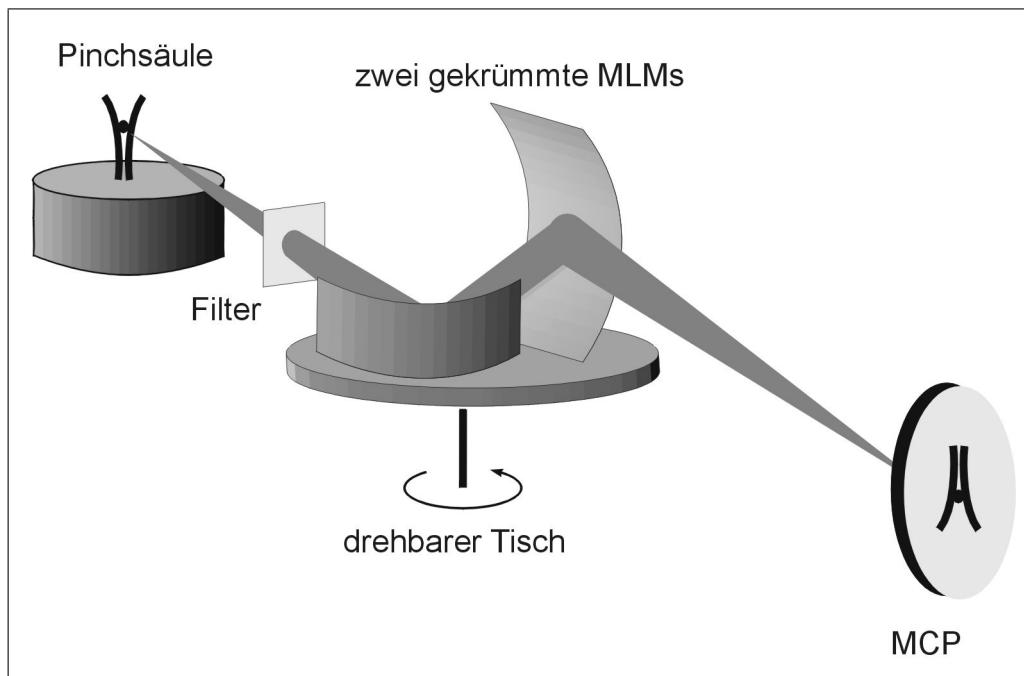


Abb. 5.13: Schematische Darstellung des MLM-Systems am SPEED 2 [B⁺97]

Vor dem MLM-System wurde ein Filter (Be $10 \mu\text{m}$ dick) angebracht. Dieser Filter ist nicht durchlässig für UV-Strahlung, die von den Spiegeln wellenlängenunabhängig reflektiert wird. Der Filter dient auch als Vakuumdichtung gegen die Entladungskammer, (Fülldruck typisch 500 Pa) damit, das für die MCP notwendige Vakuum (unter $1 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$) mit einer kleinen Turbo-Molekularpumpe erreicht werden kann.

Eine MCP wird benötigt, weil der Abstand zur Röntgenquelle relativ groß ist und die Reflektivität der Spiegel gering ist (verglichen mit Spiegeln für den sichtbaren Wellenlängenbereich). Der Abstand konnte nicht (wesentlich) verkleinert werden, weil das Spiegelsystem mit MCP und Vakuumpumpe in einem Faraday-Käfig isoliert von der Entladungskammer aufgestellt werden muß. Benutzt wurde eine doppelte MCP mit hoher Verstärkung. Die Belichtungszeit betrug auch bei dieser MCP 10 ns, weil sie zusammen mit der MCP des Spektrometers am gleichen Pulsgenerator betrieben wurde.

Die Bilder wurden auf einem Kleinbildfilm Fujifilm Neopan Professional 1600 (ISO 1600, schwarz/weiß) aufgenommen.

6 Betriebsparameter

Dieses Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Fragestellung, wie das Auftreten des SCM von den Parametern des Experiments abhängt. Die Kenntnis dieser Abhängigkeit ist notwendig, um den SCM bei den nachfolgenden detaillierten Untersuchungen zuverlässig zu reproduzieren und, ganz nach den Notwendigkeiten der Meßvorhaben, in den MPM zu wechseln. So können Meßreihen zuverlässig geplant werden und, auch bei dem Zeitdruck, der bei Mitarbeit von internationalen Gästen am Experiment auftritt, durchgeführt werden. Die Grenze zwischen dem MPM und dem SCM wurde aber genauer betrachtet als für diese Anwendung notwendig ist, damit eine Grundlage für die Entwicklung und Kontrolle theoretischer Modelle gegeben wird.

Diese Aufgabenstellung unterscheidet sich im Charakter von den bisher üblichen Arbeiten an der Anlage SPEED 2. Bisher wurden vornehmlich einzelne Entladungen betrachtet. Diese wurden mit einer Vielzahl von Diagnosiken untersucht. Dieses Verfahren wird auch hier wieder im Kapitel 7 aufgenommen. In diesem Kapitel 6 werden nicht einzelne Entladungen herausgearbeitet, sondern vollständige Meßreihen aus vielen Entladungen werden ohne Selektion vorgestellt. Es sind keine ausgewählten Entladungen, daher sind die einzelnen Ergebnisse nicht immer ideal im Sinne der wichtigsten physikalischen Effekte für den speziellen Entladungsmodus. Die Schuß-zu-Schuß Schwankungen bei Experimenten dieser Art stören die Meßreihen, aber selbst mit diesen großen quasi-statistischen Schwankungen, ist der Einfluß der Betriebsparameter auf den Entladungsmodus gut erkennbar. Durch die vollständige Beachtung aller Einzelmessungen wird deutlich, daß es möglich ist, nach Wunsch gezielt einen der beiden Modi sicher zu produzieren.

Die große Anzahl von experimentell zugänglichen Parametern spannt den zu untersuchenden multidimensionalen Raum auf. Ein vollständiges Ausmessen der Hypergrenzfläche zwischen den beiden Modi ist daher sehr aufwendig, das Isolatorproblem (siehe Abschnitt 6.2 auf Seite 35) macht einen solchen Ansatz sogar unmöglich. Einzelne Meßreihen mit mehr als 225 Entladungen (abzüglich typisch 20% Reinigungsentladungen) können, aufgrund der mittleren Lebensdauer eines Isolators, nicht realistisch geplant werden. Die großen Unterschiede beim Verhalten des Experiments zwischen verschiedenen, baugleichen Isolatoren erlaubt kein einfaches Vergleichen der Resultate. Die Experimente wurden daher auf die wichtigsten Grenzpunkte und Grenzlinien beschränkt. Durch Interpolation dieser Meßreihen, ergibt sich eine ausreichende Übersicht über den gesamten Parameterraum.

Neben der gezielten Untersuchung dieser Grenzlinien, wurden auch Meßreihen durchgeführt, die sich von dieser Grenze weit entfernen. Dabei wurde experimentell nachgewiesen, daß keine weitere Änderung der Entladungscharakteristik in andere Modi erfolgt. Die Parameter wurden oftmals bis in den Bereich nicht effizienter Entladungen, mit geringer Röntgenstrahlungsausbeute und Neutronenproduktion, geführt.

Bei der Durchmusterung wurde die Art der entstandenen Röntgenstrahlungsquelle untersucht. Benutzt wurde eine Röntgenpinholekamera, (Abschnitt 5.3 auf Seite 23) die pro Entladung vier unterschiedlich gefilterte, zeitintegrierte Bilder aufgenommen hat. Diese Aufnahmen lassen die Geometrie des strahlenden Plasmas erkennen, erlauben also die Unterscheidung zwischen MPM und SCM. Weiterhin lassen diese Bilder eine erste Abschätzung der Temperatur aufgrund der Härte der emittierten Strahlung zu. Dieser Aspekt wird in diesem Kapitel 6 nicht weiter ausgeführt.

Diese einfache Diagnostik wurde gewählt, um die Meßreihen möglichst zügig durchzuführen. Ein Filmwechsel bei der gewählten Kamera war nur nach 12 untersuchten Entladungen notwendig. Aufwendigere Diagnosiken sind für diese erste Fragestellung nicht erforderlich.

Wie bei allen Entladungen an SPEED 2 wurden die $U(t)$ und $\dot{I}(t)$ Signale und die Werte der Silberaktivierungszähler auch bei diesen Meßreihen aufgenommen, die in einigen Fällen zusätzliche Hinweise lieferten.

Die untersuchten Entladungen wurden in drei Gruppen geteilt: (1) Entladungen mit Röntgenstrahlung unter oder knapp oberhalb der Nachweisgrenze. Diese wurden nicht weiter ausgewertet oder gezählt. (2) Entladungen, die auf dem Film nur eine Säule als Röntgenstrahlungsquelle zeigen, wurden dem SCM zugeordnet. (3) Entladungen, die einen oder mehrere kleine, fast punktförmige, Strahlungsquellen zeigen, wurden dem MPM zugeordnet. Das gilt auch für die

Entladungen bei denen eine säulenförmige Struktur und punktförmige Quellen erkennbar sind. Die Einteilung in dieser Art wurde bereits in der Arbeit [Röw96] benutzt. Die Mischform kann auch in eine eigene Gruppe gefaßt werden. In dieser Durchmusterung wurde diese feinere Einteilung nicht vorgenommen, weil die Grenze zwischen „Säule noch schwach sichtbar“ und „keine Säule“ schwer zu treffen ist. Das Auftreten von punktförmigen Quellen ist dagegen sehr sicher erkennbar.

Eine kontinuierliche Teilung in der Art: $+1 \leftrightarrow \text{SCM}$, $-1 \leftrightarrow \text{MPM}$ berechnet aus (Strahlungsenergie aus Säule - Strahlungsenergie aus Mikropinchen) / (Strahlungsenergie aus gesamten Fokus) ist eine weitere Alternative. Die Strahlungsenergie läßt sich aus der Schwärzung des Films bestimmen, wenn durch entsprechende Filterung dafür gesorgt wird, daß die Sättigung nicht erreicht wird. Für eine erste Charakterisierung ist eine solche Auswertung sicherlich zu aufwendig.

6.1 Injektionszeit

Ein leicht zugänglicher und in weiten Grenzen variabler Parameter ist die Injektionszeit. Abhängig von der Injektionszeit ist die Anzahl der Injektionsgasteilchen im Entladungsraum und die räumliche Ausdehnung der Injektionsgaswolke in der Deuteriumgasfüllung.

Die übrigen Parameter wurden für diese Meßreihe aus dem typischen Arbeitsbereich des Experiments gewählt. Der Deuteriumfülldruck $p(\text{D}_2)$ wurde, wie üblich, auf maximale Neutronenproduktion bei unkritischen Pinchspannungen eingestellt. Die Pinchspannung entsteht durch anomale Widerstandserhöhung in der Pinchsäule. Sie kann ein mehrfaches der Ladespannung erreichen und die internen Isolationen der Anlage und insbesondere die Isolatoren zerstören.

Durch die Optimierung auf maximale Neutronenproduktion, ist eine gute Schichtbildung, bei der Zündung am Isolator, sichergestellt, weil sie eine Bedingung für eine hohe Neutronenproduktion ist. Die Parameter sind in der folgenden Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	67 kJ
Füllgas ⁴	Deuterium 2.7
Fülldruck $p(\text{D}_2)$	4.8 hPa
Injektionsgas	Neon 4.0
Injektionsdruck $p(\text{Ne})$	$5.0 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	2.0 – 17.5 ms
Nummer	11.354–11.438

Tab. 6.1: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.2

Die Injektionszeit wurde von 2.0 ms bis 17.5 ms variiert. Kürzere Injektionszeiten wurden nicht in die Tabelle aufgenommen, weil die Intensität der Röntgenstrahlung dabei erheblich reduziert wird und in den Bereich der Nachweisgrenze fällt.

Bei längeren Injektionszeiten als 17.5 ms nimmt die Intensität der Röntgenstrahlung ebenfalls erheblich ab. Dabei führt die große Anzahl von Injektionsgasteilchen zu einem kälteren Pinchplasma, weil die Ionisation der Neonatome einen erheblichen Teil der thermischen Energie des Plasmas und der kinetischen Energie der einlaufenden Plasmaschicht verbraucht.

Noch längere Zeiten ergeben eine quasistatische Neon-Deuterium-Füllung. Entladungen in statischen Füllungen mit geringen (wenige Prozent) Beimischungen von schweren Gasen wie z.B. Neon oder Argon ergeben keine effektive Pinchbildung, weil die Schichtbildung am Isolator gestört ist [Kie86].

⁴Neben dem Gas wird auch die Reinheit des Gases laut Hersteller (Messer Griesheim GmbH, Krefeld, <http://www.spezialgase.de/>) in der üblichen Notation angegeben. Z.B. bedeutet Deuterium 2.7: 99.7 Vol.-% Deuterium + 0.3 Vol.-% Verunreinigungen. Der Fülldruck wird mit einer mechanischen Druckdose gemessen. Diese wurde im August 1999 mit einer elektronischen Druckdose kalibriert.

Inj.-Zeit τ_{eff} /ms	Anzahl Entladungen SCM	Anzahl Entladungen MPM
2.0	3	0
2.3	3	0
3.5	4	0
5.5	0	1
8.5	0	2
11.5	0	4
13.5	0	2
15.5	0	2
17.5	0	4

Tab. 6.2: Variation der Injektionszeit von Neon

In der Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse der Meßreihe aufgeführt. Die Bilder der Röntgenpinholekamera wurden, wie oben beschrieben, für jede Entladung einzeln betrachtet und dann die Entladungen dem SCM oder dem MPM zugeordnet. Die Anzahl dieser Entladungen wurde gegen die Injektionszeit tabelliert.

Nicht aufgeführt werden hier die Entladungen ohne auswertbare Röntgenemission. Überwiegend handelt es sich dabei um Reinigungsentladungen, bei denen der D₂-Druck auf 15 hPa angehoben wurde.

Bei dieser Meßreihe ist eine deutliche Grenze zwischen dem SCM und dem MPM zu erkennen. Zwischen 3.5 ms und 5.5 ms ändert die Entladung ihren Modus. Weitere Änderungen des Modus sind durch eine Variation der Injektionszeit nicht erreichbar.

Es wurden weitere Meßreihen dieser Art, aber mit anderen Parametern, durchgeführt. Alle zeigten in einem Bereich kurzer Injektionszeiten den SCM, oberhalb davon einen Bereich des MPM. Andere Übergänge wurden nie beobachtet. Die Lage des Grenzpunkts hat sich dabei abhängig von den anderen Parametern des Experiments gezeigt. Diese Abhängigkeiten wurden alle nach dem gleichen Schema untersucht. Die Ergebnisse sind in diesem Kapitel 6 zusammengefaßt.

Nur selten zeigten die Messungen einen Grenzpunkt. In der Regel ergab sich ein Übergangsbereich, der von den Schuß-zu-Schuß Schwankungen bestimmt wird, dann ist der Grenzpunkt die Idealisierung dieses Bereiches.

6.2 Isolator

Einer der einflußreichsten Parameter ist der Isolator bzw. der Zustand des Isolators. Der Isolator beeinflußt nicht nur die Lage des Grenzpunkts, sondern auch die Breite des Übergangsbereiches. In der Tabelle 6.2 ist eine scharfe Trennung zwischen den beiden Bereichen erkennbar. (Die Sichtbarkeit der Trennung in der Tabelle ist natürlich auch durch die Wahl der Injektionszeiten beeinflußbar.) Bei der Meßreihe mit den Parametern aus der Tabelle 6.3 ergibt sich ein deutlich anderes Verhalten im Bereich des Grenzpunkts.

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	67 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck p(D ₂)	4.0 hPa
Injektionsgas	Neon 4.0
Injektionsdruck p(Ne)	5.0 · 10 ⁵ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	0.5 – 16.5 ms
Nummer	11.622–11.687

Tab. 6.3: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.4

Die folgende Tabelle 6.4 auf der nächsten Seite zeigt die Ergebnisse dieser Meßreihe. Durch den anderen Isolator entstanden auch bei Entladungen mit $\tau_{\text{eff}} = 0.5$ und 1.5 ms auswertbare Bilder mit der Röntgenpinholekamera.

Inj.-Zeit τ_{eff} /ms	Anzahl Entladungen	
	SCM	MPM
0.5	2	0
1.5	2	0
3.5	2	0
5.5	2	2
6.5	1	4
8.5	1	3
9.5	1	2
11.5	0	1
13.5	0	2
15.5	0	2
16.5	0	2

Tab. 6.4: Variation der Injektionszeit von Neon

Der Bereich des SCM wird von dem Bereich des MPM durch einen breiten Übergangsbereich getrennt. Aus der Tabelle 6.2 auf der vorherigen Seite ergibt sich ein Übergangsbereich von unter 2 ms, dagegen zeigt die Tabelle 6.4 einen Übergangsbereich von ca. 6 ms.

Dieser Unterschied ist auf die verschiedenen Isolatoren zurückzuführen, weil alle anderen Parameter nahezu gleich sind. Variationen der Parameter in diesem Bereich zeigen nicht diese Änderungen im Verhalten der Entladung. Dieses ist auch an den Meßreihen in den folgenden Abschnitten ablesbar.

Der bei den Entladungen 11.622–11.687 eingesetzte Isolator zeigte schon bei der Durchführung der Messungen Probleme. Nur jede zweite Entladung führte zur effektiven Pinchbildung mit einer gut meßbaren Neutronenproduktion. Dieses Verhalten ist untypisch für einen Al_2O_3 -beschichteten Isolator und deutet auf Probleme mit der Konditionierung der Isolatoroberfläche hin.

Die Schichtbildung auf der Oberfläche des Isolators wird auch in der Gruppe der effektiven Entladungen starke Unterschiede aufgezeigt haben. Dieses wird auch durch die Neutronenproduktion bestätigt, die bei Entladungen innerhalb dieser Meßreihe, bei gleichen Parametern, Unterschiede bis zum Faktor 3 gezeigt hat. Je nach Schichtqualität (Energiedichte, Dicke, Homogenität) kommt es innerhalb des Übergangsbereiches zu einer Ausbildung von Mikropinchen oder einer stabilen Säule. Erst außerhalb des Übergangsbereiches entstehen bei guten und schlechten Schichten immer die Mikropinche bzw. die stabilen Säulen.

Es wurde schon erwähnt, daß nicht nur die Breite des Übergangsbereiches, sondern auch die Lage der (idealisierten) Grenze vom Isolator bzw. vom Zustand des Isolators beeinflußt wird. Meßreihen mit verschiedenen Isolatoren sind sehr zeitaufwendig und kostspielig. Es wurde daher der normale Austausch der Isolatoren benutzt, um diese Messung durchzuführen. Es konnten nicht bei allen Isolatoren, die bei Messungen für diese Arbeit eingesetzt wurden, diese Meßreihe durchgeführt werden. Abgesehen von den Isolatoren und der angeschlossenen Diagnostik, gab es in diesem Zeitraum keine Änderungen am Experiment, daher ist es zulässig, die Werte über diesen langen Zeitraum zu vergleichen.

In der Tabelle 6.5 auf der nächsten Seite sind die Parameter der Entladungen aufgeführt. Die Unterschiede bei der Bankenergie sind vernachlässigbar, wie dem Abschnitt 6.5 auf Seite 43 zu entnehmen ist. Die Unterschiede beim Fülldruck entstehen durch die Optimierung auf maximale Neutronenausbeute, die eine gute Schichtqualität anzeigt. Da dieses Optimum eine Abhängigkeit vom Isolator zeigt, kann die Änderung dieses Parameters unter die Änderung des Isolators eingeordnet werden. Zudem ist der Einfluß des Fülldrucks auf die Betriebsmodi gering, wie dem Abschnitt 6.6 auf Seite 44 zu entnehmen ist.

	Isolator		
	Dezember'95	August'97	August'98
Ladespannung U		180 kV	
Bankenergie E	67 kJ	67 kJ	65 – 66 kJ
Füllgas		Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	4.8 hPa	4.8 – 5.0 hPa	10 hPa
Injektionsgas		Neon 4.0	
Injektionsdruck		5.0 · 10 ⁵ Pa	
Injektionszeit τ_{eff}		0.5 – 10.5 ms	
Nummer	10.528-10.586	11.312-11.377	12.090-12.253

Tab. 6.5: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.6

Bei allen drei Isolatoren handelt es sich um Al₂O₃-beschichtete Quarzglasisolatoren. Bei allen drei Isolatoren wurde die Beschichtung durch die Firma LWK⁵, nach dem gleichen Verfahren, durchgeführt. Der Isolator Dezember'95 stammt aus einer anderen Charge als die Isolatoren August'97 und August'98.

Inj.-zeit τ_{eff} / ms	Isolator					
	Dezember'95		August'97		August'98	
	SCM	MPM	SCM	MPM	SCM	MPM
0.5	9	1	1	0	2	0
2.5	5	3	2	0	10	0
4.5	1	9	2	0	2	0
6.5	0	9	1	1	7	0
8.5	0	4	0	3	1	1
9.5	-	-	0	1	0	2
10.5	-	-	0	2	0	2

Tab. 6.6: Verschiedene (baugleiche) Isolatoren

Die Tabelle 6.6 zeigt die Ergebnisse dieser Meßreihe. Die ungewöhnlich hohe Anzahl von Entladungen entstand dadurch, daß diese Meßreihen auch für andere Untersuchungen benutzt wurden.

Der Grenzbereich zwischen dem SCM und dem MPM ist bei allen drei Isolatoren kleiner als 4.0 ms. Es wurden nur gute Isolatoren in die Tabelle aufgenommen, die keine großen Schwankungen in ihrem Entladungsverhalten zeigten.

	Isolator		
	Dezember'95	August'97	August'98
τ_{eff}	2.5 ms	6.5 ms	8.5 ms
p(Ne) · τ_{eff}	1250 Pa·s	3250 Pa·s	4250 Pa·s
n(Ne)	5.7 · 10 ¹⁹ m ⁻¹	1.5 · 10 ²⁰ m ⁻¹	1.9 · 10 ²⁰ m ⁻¹

Tab. 6.7: Grenze bei verschiedenen Isolatoren

Die Ursachen für die stark unterschiedlichen Grenzpunkte müssen bei den Isolatoren liegen. Diese große Verschiebung der Grenze zwischen den beiden Modi verlangt nach einem besseren Verständnis für die Unterschiede zwischen den Isolatoren.

Seit der Inbetriebnahme von SPEED 2 begleitet das Problem der Isolatoren die Experimente, zuletzt wurde es in der Arbeit [Röw96] beschrieben. Ähnliche Probleme gab es beim Vorgängerexperiment SPEED 1, und es gibt diese Probleme auch beim Nachfolger SPEED 3 [Raa95].

Die festgestellte Abhängigkeit gäbe natürlich Anlaß, Isolatoren aus anderen Materialien und mit anderen Beschichtungen zu untersuchen. Dieses ist ein sehr zeit- und kostenintensives Vorhaben.

⁵LWK-Plasmakeramik, 51617 Gummersbach, <http://www.plasmaceramic.de/>

Bereits zur Optimierung von SPEED 2 als Neutronen- und Röntgenquelle wurden verschiedene Isolatortypen getestet. Die Tabelle 6.8 gibt einen Überblick über die eingesetzten Isolatoren seit 1988.

Typ	Anzahl Exemplare	Anzahl Entladungen		
		mittlere	min.	max.
Al ₂ O ₃ auf Quarzglas	28	225	2	1569
Duranglas Isolator	7	184	17	621
Al ₂ O ₃ Isolator	16	47	2	415
Al ₂ O ₃ auf Duranglas	3	40	1	37
Komposit-Isolator	4	18	1	38
Quarzglas Isolator	1	17	17	17
Alle	59	145	1	1569

Tab. 6.8: Eingesetzte Isolatoren bei SPEED 2 im Zeitraum 1988–1999. Angegeben ist die mittlere, minimale und maximale Anzahl von Entladungen pro Isolator.

Das Al₂O₃ wird im Plasmaspritz-Verfahren auf die Quarzglas-Zylinder aufgebracht. Die Al₂O₃-beschichteten Duranglas-Isolatoren entstanden durch Aufstreuen von Al₂O₃-Pulver und anschließendem Glühen des Glas-Zylinders. Die Komposit-Isolatoren waren Versuche mit geklebten Glas, Metall und Al₂O₃-Zylindern.

Eine noch deutlichere Vorstellung von den Schwierigkeiten mit der Lebensdauer der Isolatoren, ganz abgesehen von der Qualität der Plasmeschicht und der Reproduzierbarkeit der Entladungen, gibt die ausführliche Aufstellung im Kapitel 10.1 auf Seite 74.

Die Vielzahl der unterschiedlichen Isolatortypen deutet auf die Schwierigkeit des Problems hin. Selbst der Einsatz der Al₂O₃-beschichteten Isolatoren ist nicht unproblematisch.

Die ursprünglich weiße Al₂O₃-Oberfläche der Isolatoren verändert sich bei den ersten Entladungen. Diese Entladungen müssen sehr sorgfältig durchgeführt werden. Der Deuteriumfülldruck darf nur langsam von typisch 15 hPa auf den Arbeitsdruck reduziert werden. Die Oberfläche des Isolators belegt sich in dieser Phase mit kleinen, untereinander isolierten, Inseln aus Kupfer und Aluminium.

Aufgrund der Mühen bis zu den Al₂O₃-beschichteten Quarzglas-Isolatoren und des Fehlens von theoretischen Modellen zum Oberflächenproblem, wurde in dieser Arbeit nicht versucht, die Isolatorproblematik zu lösen. Hier wird nur der Ist-Zustand dokumentiert.

Für die Ursachen der Unterschiede zwischen scheinbar gleichen Isolatoren gibt es verschiedene Möglichkeiten.

Eine mögliche Ursache für die große Abhängigkeit der Entladungsmodi von den verwendeten Isolatoren, sind die unterschiedlichen Bedingungen, bei denen die Isolatoren konditioniert und benutzt wurden. Die älteren Isolatoren wurden überwiegend mit Argon-Injektion im MPM benutzt. Die neueren Isolatoren wurden überwiegend mit Neon-Injektion im SCM benutzt. Daher kann die Konditionierung der Isolatoroberfläche verschieden sein. Eine Abhängigkeit von der Konditionierung des Isolators muß bestehen, weil die entstehenden Schichten von der Konditionierung abhängig sind. Wie die Entladungen in den verschiedenen Modi den Isolator konditionieren, ob es dabei Unterschiede gibt, ist noch nicht untersucht.

Eine weitere Möglichkeit sind kleine, nicht dokumentierte, Änderungen im Herstellungsprozeß der Isolatoren, insbesondere bei der Beschichtung. Die Al₂O₃-Schicht wird bis zur Dicke von 0.2 mm in mehreren Lagen auf die sandgestrahlte Quarzglasoberfläche aufgespritzt. So können leicht Unterschiede in der Dicke der einzelnen Schichten und der Rauigkeit der Schichten auftreten.

Im Wesentlichen bleibt nach diesem Abschnitt die Frage der Abhängigkeit vom Isolator offen. Es ist nur gesichert, daß es diese Abhängigkeit gibt und daß die Isolatoren noch immer das Hauptproblem beim Betrieb des SPEED 2 darstellen.

Wichtig für die anderen Meßreihen ist die Abhängigkeit von der Konditionierung des Isolators. Werden Meßreihen durchgeführt, so kann sich die Konditionierung langsam verändern. Damit die Variation des gewünschten Parameters gemessen wird und nicht die Änderungen in der Konditionierung, wurden die Parameter nicht kontinuierlich von Entladung zu Entladung von kleinen Werten zu großen Werten geändert, sondern es wurde zwischen den Werten zufällig gesprungen.

6.3 Injektionsdruck

Neben dem nicht einstellbaren Einfluß des Isolators gibt es eine Reihe weiterer gut einstellbarer Parameter. Die Injektionszeit ist nur eine Möglichkeit, die injizierte Gasmenge zu ändern. Die Gasmenge kann auch über den Injektionsdruck, also dem Gasdruck des Injektionsgases vor dem Öffnen des schnellen Magnetventils, beeinflußt werden. Der wesentliche Vorteil bei der Variation des Drucks ist die gute Proportionalität zwischen der Injektionsgasmenge in der Pinchsäule und dem Injektionsdruck. Nachteilig ist die wesentlich schlechtere Einstellmöglichkeit des Drucks am Druckreduzierventil. Daher wurde der Injektionsdruck nicht als Hauptparameter für die Meßreihen benutzt.

In der Tabelle 6.9 sind die Parameter der Meßreihe aufgeführt, mit der dieser Zusammenhang untersucht wurde.

	Injektionsdruck p(Ar)	
	$9.5 \cdot 10^5$ Pa	$5.0 \cdot 10^5$ Pa
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	57 kJ	
Füllgas	Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	9.5 hPa	
Injektionsgas	Argon 4.6	
Injektionsdruck p(Ar)	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	$9.5 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	0.5 – 9.5 ms	
Nummer	12.166–12.180	12.192–12.197

Tab. 6.9: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.10

Der Injektionsdruck wurde von seinem üblichen Wert so weit erhöht, wie es das vorhandene Druckreduzierventil erlaubte. Die Messungen mit den verschiedenen Injektionsdrücken wurden nacheinander durchgeführt, weil das genaue Einstellen des Injektionsdrucks aufwendig ist. Innerhalb dieser beiden Teilmeßreihen wurden die verschiedenen Injektionszeiten in zufälliger Reihenfolge eingestellt.

Die gefundenen Entladungsformen sind in der folgende Tabelle 6.10 aufgeführt.

Inj.-zeit τ_{eff} / ms	Injektionsdruck p(Ar)			
	$5.0 \cdot 10^5$ Pa		$9.5 \cdot 10^5$ Pa	
	SCM	MPM	SCM	MPM
0.5	-	-	2	0
1.5	2	0	0	2
2.5	-	-	0	2
3.4	0	2	-	-
5.5	0	2	-	-
7.5	0	2	-	-
9.5	0	2	-	-

Tab. 6.10: Variation des Injektionsdrucks von Argon

Da die Grenze zwischen dem MPM und dem SCM in dieser Meßreihe sehr scharf ist, kommt diese Meßreihe mit wenigen Entladungen aus. Für die Lage der Grenzpunkte ergeben sich Werte in der Tabelle 6.11.

	Injektionsdruck p(Ar)	
	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	$9.5 \cdot 10^5$ Pa
τ_{eff}	3.5 ms	1.0 ms
p(Ar) · τ_{eff}	1750 Pa·s	950 Pa·s
n(Ar)	$6.8 \cdot 10^{19}$ m ⁻¹	$3.7 \cdot 10^{19}$ m ⁻¹

Tab. 6.11: Grenze bei verschiedenen Injektionsdrücken von Argon

Es zeigt sich also, daß der Entladungsmodus im wesentlichen von der Anzahl der Injektionsgas- teilchen in der Entladung abhängig ist und nicht von der Injektionszeit oder dem Injektionsdruck alleine. Das Resultat mit nur zwei verschiedenen Drücken, ist noch nicht aussagekräftig genug. Daher wurde auch eine Meßreihe mit verringertem Injektionsdruck durchgeführt. Aus organisatorischen Gründen konnte diese Meßreihe aber nicht direkt anschließend durchgeführt werden. Damit keine Langzeitdrift das Ergebnis verfälscht, wurde auch die Meßreihe beim üblichen Injektionsdruck wiederholt. So können die Grenzwerte direkt miteinander in einem kurzen Experimentierzeitraum verglichen werden.

Die eingestellten Parameter für diese Meßreihe können der Tabelle 6.12 entnommen werden. Sie entsprechen im wesentlichen der ersten Meßreihe. Die Bankenergie ist geringfügig höher, weil zwischenzeitlich defekte Module instand gesetzt wurden. Im Gegenzug mußte der Fülldruck um 0.4 hPa angehoben werden, damit die Pinchspannungen nicht zu groß wurden.

	Injektionsdruck p(Ar)	
	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	$3.5 \cdot 10^5$ Pa
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	66 kJ	
Füllgas	Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	10.0 hPa	
Injektionsgas	Argon 4.6	
Injektionsdruck p(Ar)	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	$3.5 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	0.5 – 14.5 ms	
Nummer	12.255–12.267	12.269–12.297

Tab. 6.12: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.13

Der Injektionsdruck von $3.5 \cdot 10^5$ Pa wurde gewählt, weil bei kleineren Drücken die Dichtigkeit des Magnetventils nachgelassen hat. Das Magnetventil ist immer durch Kupferpartikel aus der Entladungskammer gefährdet. Diese Partikel setzen sich auf die Dichtfläche und verschlechtern die Dichtigkeit. Nur bei ausreichendem Injektionsdruck, ist das Ventil dann noch hinreichend dicht. Die Kontrolle des Zustands des Ventils erfolgt nach jeder Entladung indirekt, durch den erreichten Enddruck beim Evakuieren des Rezipienten.

Die Auswertung der Bilder der Röntgenpinholekamera ergab die folgenden Tabelle 6.13.

Inj.-zeit τ_{eff} /ms	Injektionsdruck p(Ar)			
	$5.0 \cdot 10^5$ Pa		$3.5 \cdot 10^5$ Pa	
	SCM	MPM	SCM	MPM
0.5	2	0	2	0
2.5	2	0	2	0
4.5	0	2	2	0
7.5	0	2	1	1
9.5	-	-	0	2
14.5	0	2	-	-

Tab. 6.13: Variation des Injektionsdrucks von Argon

Zusammengefaßt ergibt sich die Tabelle 6.14 mit den Grenzpunkten.

	Injektionsdruck p(Ar)	
	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	$3.5 \cdot 10^5$ Pa
τ_{eff}	3.5 ms	7.5 ms
p(Ar) · τ_{eff}	1750 Pa·s	2625 Pa·s
n(Ar)	$6.8 \cdot 10^{19}$ m ⁻¹	$1.0 \cdot 10^{19}$ m ⁻¹

Tab. 6.14: Grenze bei verschiedenen Injektionsdrücken von Argon

Die Reproduzierung des Grenzpunkts beim Injektionsdruck von $5.0 \cdot 10^5$ Pa ist gut sichtbar. Es gab also (noch) keine Langzeitschwankung bei diesem Isolator. Es folgt auch, daß Meßreihen mit über 100 Entladungen sinnvolle Ergebnisse zeigen können, wenn das Verhalten des Isolators sorgfältig beobachtet wird.

Die Vermutung liegt nahe, daß die Grenze zwischen dem MPM und dem SCM von der Injektionsgasteilchendichte $n(\text{Inj.})$ in der Pinchsäule abhängig ist. Die Liniendichte dürfte in erster Näherung proportional sein zu $p(\text{Inj.}) \cdot \tau_{\text{eff}}$. Dieser Wert ist in den Tabellen auch aufgeführt. Es ist sichtbar, daß dieser Wert nicht die Änderung der Injektionszeit im gleichen Maße mitmacht. Die Injektionszeit vergrößerte sich um den Faktor 7.5; der Wert von $p(\text{Inj.}) \cdot \tau_{\text{eff}}$ vergrößerte sich um den Faktor 2.7. Der Wert des Produkts, damit auch die Liniendichte $n(\text{Ar})$, ist deutlich schwächer abhängig von dem Injektionsdruck.

Aufgrund der vorliegenden Daten, kann nicht endgültig geklärt werden, ob auf der Grenze die Liniendichte $n(\text{Inj.})$ konstant ist. Die Hauptunsicherheit bei der Proportionalität zwischen $n(\text{Inj.})$ und dem Produkt $p(\text{Inj.}) \cdot \tau_{\text{eff}}$ liegt in der Abhängigkeit von der Injektionszeit τ_{eff} . Die Probleme bei der Bestimmung der Teilchendichte und der Ausdehnung des Injektionsgasstroms wurden bereits in Kapitel 4.2 auf Seite 15 erläutert.

Die unter vielen Vorbehalten abgeschätzte Liniendichte des Injektionsgases in der Pinchsäule ist in allen Resultat-Tabellen in der Zeile $n(\text{Ar})$ bzw. $n(\text{Ne})$ aufgeführt.

6.4 Ladespannung

Nachdem die beiden Parameter des Gasinjektions-Systems behandelt wurden, werden nun die Parameter des Treibers: Ladespannung U und Bankenergie E untersucht.

Bei der Variation der Ladespannung U wird automatisch die Bankenergie nach $E = \frac{1}{2}C \cdot U^2$ verändert, wenn die Kapazität C beibehalten wird. Bei SPEED 2 besteht die Möglichkeit die Kapazität C, durch die Anzahl der eingeschalteten Module, zu ändern. Diese Möglichkeit wurde aber nicht benutzt, daher hat sich die Bankenergie bei den Meßreihen entsprechend der obigen Formel verhalten.

Es wurden drei verschiedene Ladespannungen benutzt. Diese Spannungswerte und die weiteren Parameter der Meßreihe sind in der Tabelle 6.15 zusammengefaßt.

Ladespannung U	180 kV	200 kV	220 kV
Bankenergie E	66 kJ	81 kJ	98 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7		
Fülldruck p(D ₂)	4.8 – 5.4 hPa		
Injektionsgas	Neon 4.0		
Injektionsdruck p(Ne)	$5.0 \cdot 10^5$ Pa		
Injektionszeit τ_{eff}	0.5 – 16.5 ms		
Nummer	11.355–11.573		

Tab. 6.15: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.16

Die Teilmeßreihen mit verschiedenen Ladespannungen wurden nacheinander durchgeführt, innerhalb dieser Teilmeßreihen wurde die Injektionszeit in zufälliger Reihenfolge eingestellt.

In der Meßreihe $U = 200$ kV ist ein Strang von SPEED 2 ausgefallen, daher wurden der erste Teil der Messungen mit $E = 83$ kJ und der zweite Teil der Messungen mit $E = 81$ kJ durchgeführt. Diese Änderung um weniger als 3% der Bankenergie beeinflußt die Ergebnisse nur unwesentlich. Bei den Messungen mit $U = 220$ kV wurden die Anzahl der Messungen reduziert, um vor dem möglichen Ausfall weiterer Stränge die Meßreihe abzuschließen. Dennoch wurde die Meßreihe durch die Zerstörung des Isolators vorzeitig beendet. Das Fortsetzen einer Meßreihe mit einem neuen Isolator ist nicht möglich (Abschnitt 6.2 auf Seite 35).

Inj.-zeit $\tau_{\text{eff}} / \text{ms}$	$U = 180 \text{ kV}$		$U = 200 \text{ kV}$		$U = 220 \text{ kV}$	
	SCM	MPM	SCM	MPM	SCM	MPM
0.5	1	0	2	0	-	-
1.5	-	-	2	0	1	0
3.5	4	2	2	0	1	1
5.5	1	0	2	2	-	-
6.5	1	1	1	4	0	2
8.5	0	3	1	3	0	1
9.5	0	1	1	2	-	-
10.5	0	2	-	-	-	-
11.5	0	2	0	1	0	2
12.5	0	2	-	-	-	-
13.5	0	2	0	2	0	1
15.5	0	2	0	2	0	2
16.5	0	1	0	2	0	1

Tab. 6.16: Variation der Ladespannung mit Neon-Injektion

Auffällig bei der Meßreihe ist der Übergangsbereich mit einer Breite von ca. 3.0 ms ist. Er erreicht nicht die Breite des Übergangsbereiches bei den schlechtesten Isolatoren, aber es ist ein Hinweis auf mögliche Probleme beim Isolator. Wie schon erwähnt, endete diese Meßreihe mit der Zerstörung des Isolators. Der Durchschlag im Fußbereich des Isolators kann aber nicht direkt in Zusammenhang mit einer nachlassenden Entladungsqualität gebracht werden. Ein indirekter Zusammenhang, über die Reduzierung des D₂-Fülldrucks nach Entladungen mit geringer Neutronenproduktion, gefolgt von einer sehr effizienten Entladung mit hoher Pinchspannung und des damit ausgelösten Durchschlags, erscheint plausibel.

Die aus den Messungen bestimmten Grenzpunkte sind in der Tabelle 6.17 zusammengefaßt.

	Ladespannung U		
	180 kV	200 kV	220 kV
τ_{eff}	5.5 ms	7.5 ms	3.5 ms
$p(\text{Ne}) \cdot \tau_{\text{eff}}$	2750 Pa·s	3750 Pa·s	1750 Pa·s
$n(\text{Ne})$	$1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-1}$	$8.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$

Tab. 6.17: Grenze bei verschiedenen Ladespannungen mit Neon-Injektion

Das Ergebnis dieser Meßreihe ist widersprüchlich. Bei der Erhöhung der Ladespannung und damit der Bankenergie von $U = 180 \text{ kV}$ bzw. $E = 66 \text{ kJ}$ auf $U = 200 \text{ kV}$ bzw. $E = 81 \text{ kJ}$ vergrößert sich der Bereich des SCM. Bei der Erhöhung von $U = 180 \text{ kV}$ auf $U = 220 \text{ kV}$ verkleinert sich der Bereich des SCM. Ein Maximum der Grenze bei einer Ladespannung zwischen $U = 180 \text{ kV}$ und $U = 220 \text{ kV}$ erscheint sehr unwahrscheinlich.

Eine Möglichkeit, ein Ergebnis aus diesen Messungen zu gewinnen, ist das Streichen der Teilmeßreihe mit einer Ladespannung $U = 220 \text{ kV}$. Eine gute Begründung dafür ist die Zerstörung des Isolators bei den Messungen. So könnte die gesamte Reihe entfallen, weil die erhaltenen Daten schon von dem Ausfall beeinflußt wurden. Auch zeigen die Isolatoren immer einen Arbeitsbereich bzgl. der Ladespannung, in Abhängigkeit ihrer Konditionierung. Die Ladespannung von 220 kV könnte bereits an der Grenze für diesen Isolator gelegen haben. Aufgrund des Ausfalls konnten Messungen mit weiter vergrößerter Ladespannung nicht durchgeführt werden. Als Ergebnis bleibt dann, daß die Erhöhung der Ladespannung U zur Vergrößerung des Bereichs für den SCM führt.

Eine andere Möglichkeit ist das Streichen der gesamten Meßreihe zur Ladespannung, weil in der ersten Teilmeßreihe der Übergangsbereich schon vergrößert war. Als Ergebnis bleibt dann festzustellen, daß Meßreihen über so viele Entladungen in der Regel schwer durchführbar sind, weil Alterungsprozesse des Isolators die Ergebnisse beeinflussen.

6.5 Bankenergie

Die Änderungen in der Ladespannung U führten durch konstant gehaltene Kapazität C auch zu einer Änderung der Bankenergie E . Der modulare Aufbau von SPEED 2 erlaubt es, die Energie E bei konstanter Spannung U durch Änderung der Gesamtkapazität C zu variieren. Die genauen Parameter dieser Meßreihe sind in der Tabelle 6.18 aufgeführt.

	Bankenergie E	
	57 kJ	66 kJ
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	57 kJ	66 kJ
Füllgas		Deuterium 2.7
Fülldruck $p(D_2)$	9.5 hPa	10.0 hPa
Injektionsgas		Argon 4.6
Injektionsdruck $p(Ar)$		$5.0 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}		0.5 – 16.5 ms
Nummer	12.164–12.197	12.255–12.290

Tab. 6.18: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.19

Es wurden Messungen mit 30, 34 und 39 Module entsprechend $E = 50$ kJ, $E = 57$ kJ und $E = 66$ kJ durchgeführt. Beim Abschalten der Module wurde darauf geachtet, daß die Rotationssymmetrie der Anlage möglichst wenig gestört wird. Die maximale Anzahl der Module beträgt 39, weil zum Zeitpunkt der Messung ein Modul defekt war.

Die Messungen mit $E = 50$ kJ sind in den Tabellen nicht aufgeführt, weil keine effizienten Pinchbildung möglich war. Es ist eine Eigenschaft der Isolatoren, nur innerhalb eines Energierichtbereichs effiziente Entladungen zu ermöglichen.

Die Ergebnisse der Messungen mit 34 und 39 Module sind in der Tabelle 6.19 zusammengefaßt.

Inj.-zeit τ_{eff} /ms	Bankenergie E			
	57 kJ		66 kJ	
SCM	MPM	SCM	MPM	
0.5	2	0	4	0
1.0	2	0	-	-
1.5	5	0	-	-
2.5	2	2	4	0
4.5	0	2	2	2
7.5	0	2	1	3
9.5	-	-	0	2
10.5	0	2	-	-
12.5	0	2	-	-
14.5	0	2	-	-
16.5	0	2	0	2

Tab. 6.19: Variation der Bankenergie mit Argon-Injektion

Die Teilmeßreihen mit unterschiedlicher Bankenergie E entstanden nacheinander, weil das Ab- und Anschalten von einem Modul einige Zeit in Anspruch nimmt. Bei den Messungen mit verschiedenen Injektionszeiten wurde dann wieder eine zufällige Reihenfolge gewählt.

Nach den schlechten Erfahrungen bei den Messungen 6.4 auf Seite 41 wurde hier bei den Messungen mit $E = 66$ kJ im wesentlichen nur der Bereich um den Grenzwert untersucht, um die Anzahl der benötigten Entladungen gering zu halten.

	Bankenergie E	
	57 kJ	66 kJ
τ_{eff}	3.5 ms	4.5 ms
$p(\text{Ar}) \cdot \tau_{\text{eff}}$	1750 Pa·s	2250 Pa·s
$n(\text{Ar})$	$6.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$	$8.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$

Tab. 6.20: Grenze bei unterschiedlicher Bankenergie

Die beiden Grenzwerte sind in der Tabelle 6.20 angegeben.

Mit Erhöhung der Bankenergie, ist eine Verschiebung des Grenzpunkts zu größeren Zeiten, d.h. zu mehr Injektionsgas im Pinch, sichtbar. Dieses Ergebnis stimmt überein mit den ersten beiden Teilmessungen, bei der Variation der Ladespannung (Kapitel 6.4). So wird insbesondere die unsichere Messung bezüglich der Ladespannung in ihrer Aussage bekräftigt.

Zur Vollständigkeit sei hier angeführt, daß der Isolator 28 Entladungen nach diesen Meßreihen ausgetauscht werden mußte. Stücke der Al_2O_3 -Beschichtung hatten sich abgelöst, danach waren mit dem beschädigten Isolator keine effizienten Entladungen mehr durchführbar. Auswirkungen auf die hier vorgestellte Meßreihe sind eher unwahrscheinlich, da zu dieser Zeit keine Schäden an der Beschichtung sichtbar waren.

6.6 Fülldruck

Bei allen bisher betrachteten Meßreihen wurde der Fülldruck so gewählt, daß die Neutronenproduktion, bei einer für die Anlage ungefährlichen Pinchspannung, maximal ist. Wenn möglich, wurde der Fülldruck nur einmal vor Beginn der Meßreihen ausgewählt. Der Einfluß des Deuteriumfülldrucks auf die Entladungsmodi wird jetzt untersucht.

Der Fülldruck läßt sich nur in einem kleinen Bereich einstellen. Einige Isolatoren erlauben effektive Entladungen nur in einem Fülldruckbereich mit einer Breite von unter 2 hPa. Bei der in diesem Abschnitt vorgestellten Meßreihe wurde ein Isolator verwendet, der im Bereich von 11.1 hPa bis 9.5 hPa effektive Entladungen ermöglicht. Fülldrücke im Bereich von 9.5 hPa und darunter führen zu sehr hohen Pinchspannungen, die wiederum zu einer Zerstörung des Isolators oder sogar der Isolation im Hauptkollektor von SPEED 2 führen können. Daher wurde der Bereich kleiner Fülldrücke bei der Meßreihe gemieden.

Die Parameter der Entladungen sind in der bekannten Form in Tabelle 6.21 zusammengestellt.

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	57 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck $p(D_2)$	9.5 – 11.1 hPa
Injektionsgas	Argon 4.6
Injektionsdruck $p(\text{Ar})$	$5.0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
Injektionszeit τ_{eff}	2.5 ms
Nummer	12.205–12.223

Tab. 6.21: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.22

Da ein nicht optimal eingestellter Fülldruck, eine Reduzierung der Neutronenproduktion und eine Reduzierung der Röntgenstrahlungsintensität zur Folge hat, läßt sich diese Abhängigkeit kaum sinnvoll ausnutzen. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Grenze zwischen den beiden Entladungsmodi wurde daher eine Variante gewählt, die weniger Entladungen benötigt, aber dafür etwas weniger aussagekräftig ist.

Die Injektionszeit wurde so eingestellt, daß die Entladung bei optimalen Fülldruck im SCM an der Grenze zum MPM liegt. Wird der Fülldruck erhöht, ist ein Wechsel zum MPM zu erwarten, weil die Energiedichte in der Plasmaschicht geringer wird.

Die experimentellen Ergebnisse sind in der Tabelle 6.22 auf der nächsten Seite zusammengefaßt.

Fülldruck $p(D_2)$ /hPa	Anzahl Entladungen	
	SCM	MPM
9.5	4	0
9.9	2	0
10.3	2	0
10.7	2	0
11.1	2	0

Tab. 6.22: Variation des D_2 -Fülldrucks mit Argon-Injektion

Ein Wechsel des Entladungsmodus aus dem SCM ist nicht erfolgt. Die Abhängigkeit vom Deuteriumfülldruck ist also so klein, daß in dem zur Verfügung stehenden Variationsbereich kein Wechsel des Modus erreichbar ist.

Um die Aussage abzurunden, fehlt noch eine Meßreihe, in der die Entladungen, bei entsprechend eingestellter Injektionszeit und bei Variation des Fülldrucks, im MPM bleiben. Diese Meßreihe wurde immer wieder verschoben, zugunsten wichtigerer Untersuchungen, wie z.B. derer im folgenden Abschnitt bezüglich verschiedener Injektionsgase.

6.7 Injektionsgas

Die Abhängigkeit des Entladungsmodus vom Injektionsgas wurde als erstes bemerkt und schon in der Arbeit von Mälzig [Mäl92] dokumentiert. Nach dieser Arbeit wurde intensiv der MPM untersucht. Erst wieder in der Arbeit von Lucas [Luc95] wurde das Umschalten zwischen den Modi beachtet. Anfangs wurde die Art des Injektionsgases als einziger Parameter erkannt, danach wurden Experimente mit erhöhter Bankenergie exemplarisch durchgeführt [K+97]. Später findet sich sogar noch in der Arbeit von Engel [Eng97] auf Seite 31 die falsche Behauptung, daß die Betriebsmodi an SPEED 2 unabhängig von den Betriebsparametern sind.

In der Arbeit von Lucas [Luc95] wurde untersucht, wie sich der Modus ändert, wenn verschiedene Injektionsgase benutzt werden. Allerdings wurden bei diesen Messungen auch andere Parameter verändert.

Ergänzend wurde daher eine Meßreihe durchgeführt, bei der nur das Injektionsgas verändert wurde und der Entladungsmodus in Abhängigkeit der Injektionszeit bestimmt wird. Die Parameter der Entladungen sind in der Tabelle 6.23 aufgeführt.

	Injektionsgas	
	Neon	Argon
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	66 kJ	
Füllgas	Deuterium	2.7
Fülldruck $p(D_2)$	10.1 hPa	
Injektionsgas	Neon 4.0	Argon 4.6
Injektionsdruck $p(\text{Inj.})$	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	$5.0 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	0.5 – 14.5 ms	
Nummer	12.090–12.253	12.255–12.267

Tab. 6.23: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.24

Die Ergebnisse aus der Auswertung der Bilder der Röntgenpinholekamera sind in der Tabelle 6.24 auf der nächsten Seite zusammengefaßt. Bei der Teilmeßreihe mit Argon-Injektion wurden nur die notwendigsten Werte eingestellt, um die Anzahl der Entladungen klein zu halten.

Zur Erinnerung sei an dieser Stelle noch einmal kurz erwähnt: die effektive Injektionszeit τ_{eff} bezieht sich auf die Zeit, in der das Gas in die Entladungskammer einströmt bis zur Triggerung der Zündung. Die Zeit für das Strömen des Gases vom schnellen Magnetventil zur Anodenbohrung ist bereits subtrahiert.

Aufgrund des Aufwands beim Austausch des Injektionsgases wurden die beiden Teilmeßreihen mit den verschiedenen Gasen nacheinander durchgeführt. Innerhalb dieser Teilmeßreihen wurde die Reihenfolge der Injektionszeiten wieder zufällig gewählt.

Inj.-zeit τ_{eff} / ms	Injektionsgas			
	Neon		Argon	
	SCM	MPM	SCM	MPM
0.5	2	0	2	0
2.5	10	0	2	0
4.5	2	0	0	2
6.5	7	0	-	-
7.5	-	-	0	2
8.5	1	1	-	-
9.5	0	2	-	-
10.5	0	2	-	-
14.5	-	-	0	2

Tab. 6.24: Verschiedene Injektionsgase

Die Breite des Übergangsbereiches liegt hier bei unter 3.0 ms. Die einzelnen Entladungen waren also gut reproduzierbar. So können die Grenzpunkte zwischen dem MPM und dem SCM gut abgelesen werden. Sie sind in der Tabelle 6.25 aufbereitet.

	Injektionsgas	
	Neon	Argon
τ_{eff}	8.5 ms	3.5 ms
$p(\text{Inj.}) \cdot \tau_{\text{eff}}$	4250 Pa·s	1750 Pa·s
$n(\text{Inj.})$	$1.9 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$

Tab. 6.25: Grenze bei verschiedenen Injektionsgasen

Der Bereich des SCM ist bei der Neongas-Injektion deutlich größer als bei der Argongas-Injektion.

Die Versuche in der Arbeit [Luc95] mit anderen Injektionsgasen wurden nicht als Meßreihen über die Injektionszeit durchgeführt. Es wurde, entgegen dem Ansatz in diesem Kapitel 6, nach typischen Entladungen bei verschiedenen Gasen gesucht. Dabei wurden die Betriebsparameter zwischen den Versuchen leider verändert, so daß die Ergebnisse nicht direkt vergleichbar sind.

In der Tabelle 6.26 sind die Parameter der dort vorgestellten Entladungen zusammengestellt. Die Angaben in der Diplomarbeit wurden dazu um Werte aus dem Laborbuch ergänzt.

Gas	Z	U kV	E kJ	$p(D_2)$ hPa	$p(\text{Inj.})$ Pa	t ms	τ_{eff} ms
Ar	18	180	59	3.4	$4.5 \cdot 10^5$	6.0	0.5
TMS	14	180	64	4.0	$1.0 \cdot 10^5$	10.0	2.0
Ne	10	180	59	3.4	$4.5 \cdot 10^5$	5.5	1.0
N ₂	7	180	68	4.2	$4.5 \cdot 10^5$	5.5	0.5
CH ₄	6	150	44	4.0	$4.5 \cdot 10^5$	5.0	1.0

Tab. 6.26: Parameter der Entladungen in Tabelle 6.27

Alle Entladungen wurden in einer Deuterium Gasfüllung gezündet. Die betrachteten Entladungen liegen im Bereich Nummer 8856 - 9491. Sie wurden alle mit dem gleichen Isolator durchgeführt.

Die effektive Injektionszeit τ_{eff} wurde aus der eingestellten Verzögerungszeit t abgeschätzt. Messungen des Zeitpunkts, bei dem das Injektionsgas in der Entladung sichtbar wird, wurden damals nicht durchgeführt. Zur Abschätzung wurde aus der Masse der Moleküle die thermische Geschwindigkeit berechnet und damit die Zeit für das Strömen vom schnellen Magnetventil zur Anodenbohrung abgeschätzt.

Die Angabe des Injektionsdrucks wurde von $3.5 \cdot 10^5$ Pa auf $4.5 \cdot 10^5$ Pa anhand der Aufzeichnungen im Laborbuch korrigiert. (Die üblichen Flaschendruckminderer geben den Gasdruck relativ zum umgebenden Luftdruck an.)

Das Kürzel Z in der Tabelle steht für die Ordnungszahl. Bei Gasgemischen ist die Ordnungszahl des schwersten Elementes angegeben. Das Kürzel TMS steht für Tetramethylsilan ($\text{SiC}_4\text{H}_{12}$). Das TMS wurde benutzt, um ein Gas mit Z = 14 im Übergangsbereich zwischen dem SCM und dem MPM einzubringen.

Die Messungen mit den Injektionsgasen Helium und Wasserstoff sind hier nicht aufgeführt, da bei diesen Injektionsgasen die Röntgenstrahlungsintensität zu gering ist.

Gas	SCM	MPM	Liniendichte
Ar		X	$n(\text{Ar}) = 8.7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-1}$
TMS	X	X	$n(\text{Si}) = 5.2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-1}$
Ne	X		$n(\text{Ne}) = 2.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$
N ₂	X		$n(\text{N}) = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$
CH ₄	X		$n(\text{C}) = 2.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$

Tab. 6.27: Verschiedene Injektionsgase II

Die Tabelle 6.27 faßt die Ergebnisse in Bezug auf den Entladungsmodus zusammen. Das Kreuz in der Tabelle gibt den typischen Entladungsmodus, bei den genannten Betriebsparametern, an.

Zusätzlich ist in der Tabelle eine Abschätzung für die Liniendichte, der entsprechenden Atome/Ionen in der Pinchregion angegeben. Die Abschätzung beruht auf den Werten von Argon. Die Gasmenge pro Injektionszeit und Injektionsdruck wurde dafür proportional zu $\sqrt{\frac{M(\text{Ar})}{M(X)}}$ angenommen ($M(X)$ = Molmasse von X).

Der Übergangsbereich wurde bei TMS mit Z = 14 gefunden. Dabei muß natürlich beachtet werden, daß die übrigen Betriebsparameter auch verändert wurden. Die Messung mit Methan (CH₄) fällt besonders durch die reduzierte Ladespannung U und Bankenergie E aus der Reihe. Die übrigen Änderungen im Fülldruck und in der Bankenergie sind nicht entscheidend, wie die hier vorgestellten Messungen gezeigt haben.

Der geringe Injektionsdruck bei TMS hat dagegen einen Einfluß. Zum Teil wurde dies schon bei den Messungen, durch die vergrößerte Injektionszeit, ausgeglichen. Das für die Anzahl der Injektionsteilchen wichtige Produkt $p(\text{Inj.}) \cdot \tau_{\text{eff}}$ wurde so annähernd konstant gehalten. Die hohe Masse der TMS Moleküle wird aber dennoch, zu einer deutlich geringeren Injektionsteilchenanzahl geführt haben, da die Strömungsgeschwindigkeit deutlich reduziert ist. Entsprechend ist die geschätzte Liniendichte um einen Faktor 4 kleiner als die Liniendichte bei Methan.

TMS ($\text{SiC}_4\text{H}_{12}$) ist zudem schwierig in der Interpretation, da die Anteile von Kohlenstoff mit Z = 6 sicher nicht vernachlässigt werden können, im Gegensatz zu den Wasserstoffanteilen des Methans (CH₄).

Für weitere Aussagen ist es daher sicherer, nur die beiden ausführlich vermessenen Gase Neon und Argon zu betrachten.

6.8 Zusammenfassung

Damit sind alle durchgeführten Untersuchungen, bezüglich der Abhängigkeit des Entladungsmodus von den Betriebsparametern des Experiments, dargestellt worden. Insgesamt wurden innerhalb des Zeitraumes August 1997 bis September 1998 über 1000 Entladungen, überwiegend für diese Meßreihen, mit dem Plasmafokus SPEED 2 durchgeführt. Alle Entladungen zeigten entweder (1) eine Säule - den SCM -, (2) kleine Zentren oder (3) eine Säule mit kleinen Zentren - den MPM - als Röntgenstrahlungsquelle. Es wurde keine andere Entladungsform in dem gesamten untersuchten Bereich der Betriebsparameter gefunden.

Bei allen untersuchten Einstellungen der Betriebsparametern wurde der SCM immer bei kurzen Injektionszeiten gefunden und der MPM bei langen Injektionszeiten. Bei der Variation der Injektionszeit ist, unter allen untersuchten Betriebsbedingungen, immer nur ein Übergang vom SCM zum MPM beobachtet worden.

Zwischen den beiden Modi lag immer ein Bereich, in dem der Entladungsmodus den Schuß-zu-Schuß Schwankungen unterlag. Außerhalb dieses Übergangsbereiches führten die Schuß-zu-Schuß Schwankungen nicht zu einem Wechsel des Modus, nur zu unterschiedlichen Intensitäten der Röntgenstrahlung und der Neutronenproduktion.

Die Breite des Übergangsbereiches hat sich stark abhängig von den Isolatoren gezeigt. „Gute“ Isolatoren zeigen geringe Schuß-zu-Schuß Schwankungen und somit kleine Übergangsbereiche.

Die Isolatoren beeinflussen auch die Lage der (idealisierten) Grenze zwischen den beiden Entladungsmodi sehr stark. Die Möglichkeit der gezielten Konditionierung der Isolatoren, für einen großen Bereich im SCM oder im MPM haben sich angedeutet, konnten aber aus Zeitgründen nicht weiter untersucht werden.

Der Grenzpunkt, bei den Injektionszeiten zwischen dem SCM und dem MPM, ist abhängig von den übrigen Betriebsparametern der Anlage. Unter gewissen Unsicherheiten, die in den einzelnen Abschnitten diskutiert wurden, konnten die Tendenzen bestimmt werden. Sie sind in der Tabelle 6.28 zusammengestellt.

Betriebsparameter	Variation	Grenze Inj.-zeit
	↗	↘
	↗	↗
	↗	↗
	↗	↔
	↗	↘

Tab. 6.28: Tendenzen bei der Lage der Grenze bzgl. Injektionszeit

Die kurze Symbolschreibweise in der Tabelle bedeutet ausführlich: Der Grenzpunkt der Injektionszeit verschiebt sich zu längeren Zeiten, wenn die Ladespannung U (und damit die Bankenergie E) vergrößert wird oder die Bankenergie E alleine vergrößert wird. Der Grenzpunkt verschiebt sich zu kürzeren Zeiten, wenn der Injektionsdruck $p(\text{Inj.})$ vergrößert wird oder die Kernladungszahl des Injektionsgases $Z(\text{Inj.})$ erhöht wird. Keine Verschiebung ergibt sich, wenn der Deuteriumfülldruck $p(D_2)$ verändert wird. Streng gelten diese Aussagen nur für die durchgeführten Meßreihen, aber es ist wahrscheinlich, daß sie sich im gesamten Parameterbereich der effektiven Entladungen als gültig herausstellen.

Zusammen mit den Abschätzungen der Injektionsgas-Liniendichte n im Pinch folgen Tendenzen für den Grenzpunkt bei diesem Parameter. Diese sind wieder in der kurzen Symbolschreibweise in der Tabelle 6.29 zusammengefaßt.

Betriebsparameter	Variation	Grenze Liniendichte
	↗	↔
	↗	↗
	↗	↗
	↗	↔
	↗	↘

Tab. 6.29: Tendenzen bei der Lage der Grenze bzgl. Liniendichte

Eine noch offene Aufgabe ist die bessere Bestimmung der Gasmischung vor dem Einlaufen der Plasmaschicht, also die Teilchendichte $n(r,h)$ als Funktion der Höhe über der Anode und des Abstands von der Achse. Ohne diese, schwer zu bestimmende Größe bleiben die Aussagen mit Bezug auf die Injektionsgas-Dichte mit erheblichen Unsicherheiten behaftet.

7 Untersuchung des stabilen Säulenmodus

Im Kapitel 6 wurde gezeigt, dass der SCM und der MPM zuverlässig über die Betriebsparameter eingestellt werden kann. Experimentell liefern die untersuchten Abhängigkeiten zwischen den eingestellten Parametern und dem resultierenden Entladungsmodus wenig Informationen für die Erklärung des SCM. Daher wurden mehr Diagnostiken eingesetzt, um die Entstehung der Säule zu untersuchen.

Es wird auch eine andere Vorgehensweise als im Kapitel 6 eingesetzt. Nicht mehr komplette Meßreihen werden als ganzes betrachtet, sondern spezielle Entladungen werden herausgesucht, um an diesen die als grundlegend erkannten Effekte zu präsentieren. Dabei werden natürliche viele aufgenommene Meßdaten, an dieser Stelle, nicht dokumentiert. (Der Umfang der vorliegenden Daten ließe ein solchen Versuch auch nicht zu.) Die Selektion erfolgt zum Teil subjektiv, aufgrund der Erfahrung im Umgang mit dem Experiment und den Diagnostiken, aber auch objektiv aufgrund des zu zeigenden Effekts, bereinigt von den Effekten der Schuß-zu-Schuß Schwankungen durch die Isolatorproblematik. Unter anderen Gesichtspunkten lassen sich auch andere Zusammenstellungen der vorzuführenden Entladungen finden. In diesem Sinn wird bei den meisten Entladungen verkürzend von „typischen Entladungen“ gesprochen.

7.1 Frühe Pinchphase

Bei den typischen Entladungen sind zu Beginn der Kompressionsphase keine wesentlichen Unterschiede zwischen dem SCM und dem MPM sichtbar. Da die Gasinjektion den Entladungsmodus mitbestimmt, können sich die Unterschiede erst am Ende der Kompression ausbilden. Die Filamente (-10 ns , -5 ns) treten im SCM nicht auf.

Die Abbildung 7.1 zeigt die Kompressionsphase der Fokusentladung. Die Bilder wurden mit einer MCP ohne Filter aufgenommen ($\lambda < 20\text{ nm}$). Die Zeiten der einzelnen Bilder sind relativ zum Zeitpunkt der maximalen Kompression angegeben.

40 ns vor der maximalen Kompression hat die Schicht einen Durchmesser von ca. 1.5 cm. Vor diesem Zeitpunkt ist ihre Helligkeit erheblich geringer, weil noch kein Hoch-Z-Gas von der Schicht aufgenommen wurde. In dieser Phase läuft die Schicht mit typisch $3 \cdot 10^5\text{ m/s}$ auf die Achse zu.

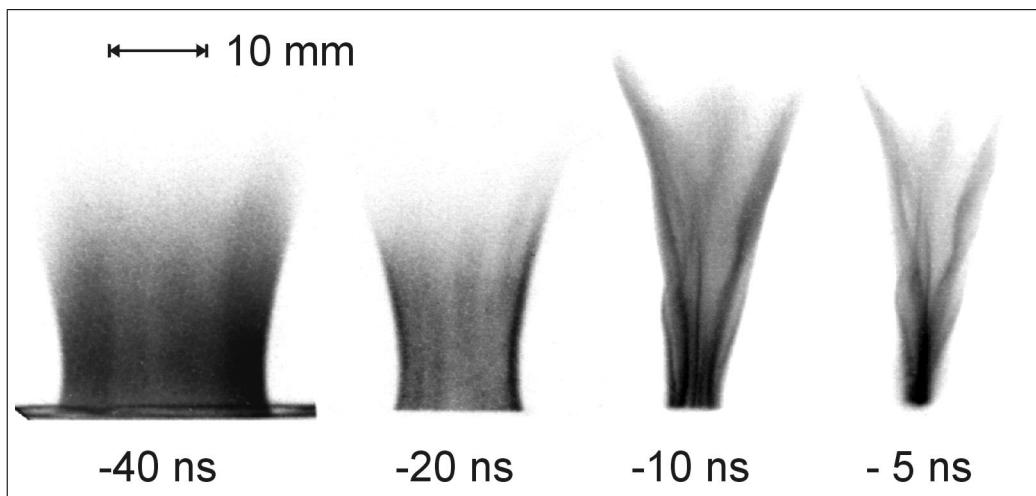


Abb. 7.1: Kompressionsphase aufgenommen mit der MCP $\lambda < (20\text{ nm})$. Belichtungszeit 3 ns, Zeitangaben relativ zur maximalen Kompression.

	-40 ns und -20 ns	-10 ns und -5 ns
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	55 kJ	
Füllgas	Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	3.5 hPa	
Injektionsgas	Argon 4.6	
Injektionsdruck p(Ar)	$3.5 \cdot 10^5$ Pa	
Injektionszeit τ_{eff}	1.5 ms	
Nummer	6.651	6.705

Tab. 7.1: Parameter der Entladungen in Abbildung 7.1

Im MPM verhindern die $m=0$ -Instabilitäten die Bildung einer homogenen Plasmasäule. Die Abbildung 7.2 zeigt die Pinchphase einer typischen Entladung im MPM. Die Einschnürungen entwickeln sich im ns-Bereich. In ihnen kann es zu einem lokalen Strahlungskollaps kommen, der durch seine intensive Röntgenstrahlung mit der Röntgenpinholekamera sichtbar wird (rechtes Teilbild).

Die Bildung der Mikropinche beginnt in Anodennähe. Nicht alle Einschnürungen führen dabei zu Mikropinchen. Die Position und die Anzahl unterliegen starken Schwankungen, weil sie durch die zufälligen Instabilitäten ausgelöst werden [Röw96].

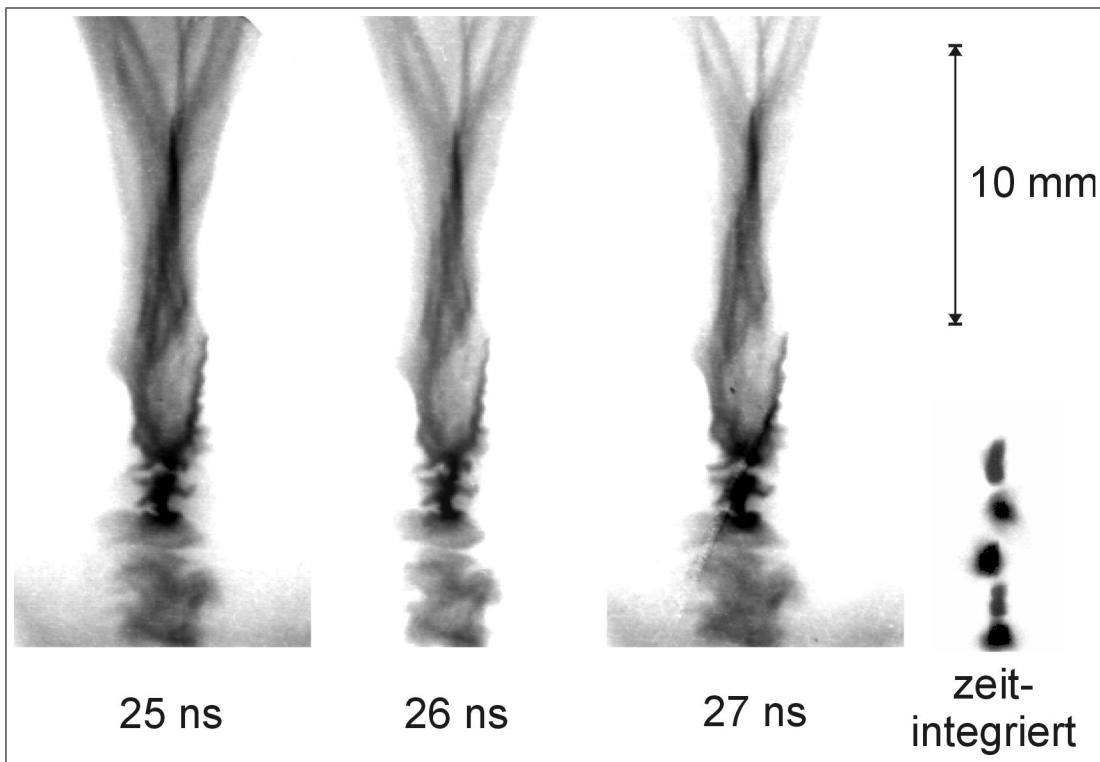


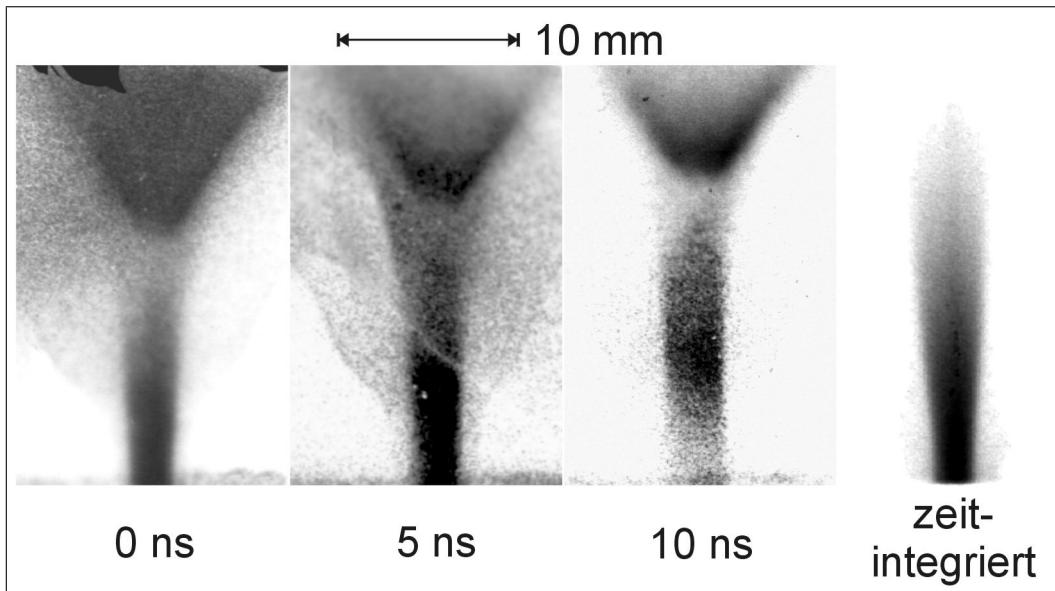
Abb. 7.2: Bildung von Mikropinchen aus Instabilitäten. Die drei linken Aufnahmen sind MCP-Bilder (ungefiltert, $\lambda < 20$ nm) mit einer Belichtungszeit von 3 ns. Die rechte Aufnahme ist ein zeitintegriertes Pinholebild (130 μ m Be Filter, $\lambda < 0.7$ nm).

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	57 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck p(D ₂)	3.7 hPa
Injektionsgas	Argon 4.6
Injektionsdruck p(Ar)	$3.5 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	1.5 ms
Nummer	6.641

Tab. 7.2: Parameter der Entladung in Abbildung 7.2

Im SCM zeigt sich ein völlig anderes Verhalten in der Pinchphase. Nach dem Wechsel des Injektionsgases von Argon nach Neon (die anderen Betriebsparameter in der Tabelle 7.3) arbeitet die Anlage im SCM. Die Abbildung 7.3 zeigt die Entwicklung der Plasmasäule unter diesen Bedingungen.

Innerhalb der dargestellten 10 ns sind keine Anzeichen einer Instabilität erkennbar. Größe und Form der Plasmasäule sind nahezu konstant. Das Maximum der Helligkeit der Säule schiebt sich langsam von der Anode weg. Diese Stabilität zeichnet den SCM aus, ganz im Gegensatz zum CM anderer Anlagen (vgl. Abschnitt 3.2 auf Seite 8). Auf dem zeitintegrierten Bild der Röntgenpinholekamera ($\lambda < 2$ nm, in der Abbildung rechts) wird die Säulenform sichtbar.

**Abb. 7.3:** Pinchsäule im SCM ohne Instabilitäten. Die drei linken Aufnahmen sind MCP-Bilder (ungefiltert, $\lambda < 20$ nm) mit einer Belichtungszeit von 3 ns. Die rechte Aufnahme ist ein zeitintegriertes Pinholebild (10 μm Be Filter, $\lambda < 2$ nm).

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	59 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck p(D ₂)	3.4 hPa
Injektionsgas	Neon 4.0
Injektionsdruck p(Ne)	$3.0 \cdot 10^5$ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	1.5 ms
Nummer	9.491

Tab. 7.3: Parameter der Entladung in Abbildung 7.3

Die Aufnahmen der MCP-Kamera geben einen breiten Wellenlängenbereich im VUV- und SXR-Bereich wieder. Mit der MLM-Optik lassen sich Bilder aus einem schmalen Wellenlängenintervall ($\lambda/\Delta\lambda = 50 - 100$) gewinnen. Die Intensität der Röntgenstrahlung ist durch die doppelte Reflexion in der Spiegeloptik so weit abgeschwächt, daß eine schlechtere Bildqualität resultiert.

Die Abbildung 7.4 zeigt eine Sequenz von MLM-Aufnahmen bei $\lambda = 0.85$ nm in dem Bereich der Kontinuumsstrahlung des Neon/Deuterium-Plasmas. Die Aufnahmen zeigen die Entstehung der Säule im SCM. Der anfängliche Hohlzylinder ($t = -30$ ns) wird, von der Anode beginnend ($t = -10$ ns), zur stabilen Pinchsäule ($t = +30$ ns) komprimiert. Hier wird ein Durchmesser von ca. 4 mm erreicht.

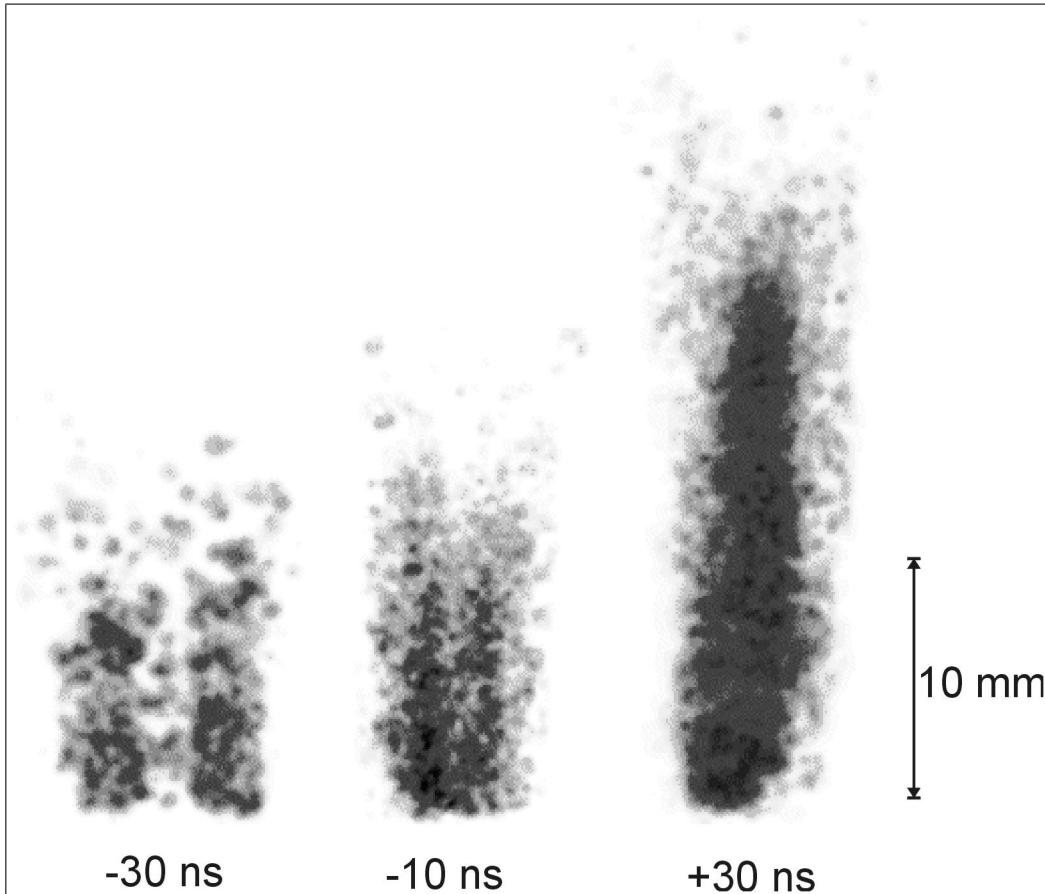


Abb. 7.4: Bildung der stabilen Plasmasäule. Bilder aufgenommen mit dem MLM-System bei $\lambda = 0.85$ nm. Die Zeiten sind bezogen auf den Zeitpunkt der maximalen Kompression. Die Belichtungszeiten sind 10 ns.

	-30 ns	-10 ns	+30 ns
Ladespannung U		180 kV	
Bankenergie E		62 kJ	
Füllgas		Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	8.2 hPa	7.9 hPa 8.2 hPa	
Injektionsgas		Neon 4.0	
Injektionsdruck p(Ne)		9.0 · 10 ⁵ Pa	
Injektionszeit τ_{eff}		1.5 ms	
Nummer	12.574	12.582	12.576

Tab. 7.4: Parameter der Entladungen in Abbildung 7.4

Auch bei diesen Aufnahmen ist die gute Homogenität der Säule sichtbar. Die gute Reproduzierbarkeit der Entladungen im SCM ermöglicht die Kombination der Aufnahmen von verschiedener Entladungen zu einer Bildsequenz.

Weitere Informationen über das Plasma können mit der Spektroskopie gewonnen werden. Erste Messungen zur Bestimmung der Elektronendichte und Elektronentemperatur werden hier vorgestellt.

Die Abbildung 7.5 zeigt ein Spektrum, aufgenommen 20 ns vor der maximalen Kompression, mit einer Belichtungszeit von 10 ns. Aus dem Abfall der Intensität zu kleinen Wellenlängen hin, folgt (mit Beachtung der Empfindlichkeitskurven von MCP und Scanner) die Elektronentemperatur zu $kT_e \approx 300$ eV. Die Elektronendichte kann u.a. aus der Starkverbreiterung bestimmt werden. Aus der Linie vom Übergang $n=8$ nach $n=1$ (die höchste sichtbare Linie) folgt die Elektronendichte zu $n_e = 2.5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$.

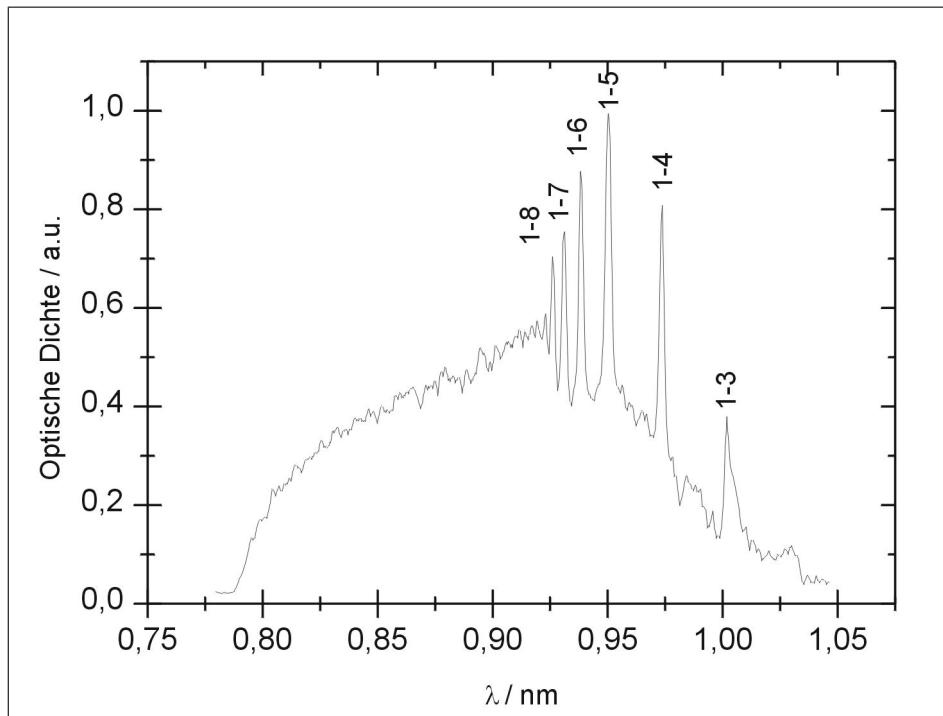


Abb. 7.5: Das Spektrum, aufgenommen mit dem Kristallspektrometer, zeigt Linien von wasserstoffähnlichem Neon. Belichtungszeit 10 ns um den Zeitpunkt $t = -20$ ns.

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	64 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck $p(D_2)$	8.2 hPa
Injektionsgas	Neon 4.0
Injektionsdruck $p(\text{Ne})$	$9.0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
Injektionszeit τ_{eff}	1.5 ms
Nummer	12.573

Tab. 7.5: Parameter der Entladung in Abbildung 7.5

Dichte und Temperatur werden in den noch folgenden 20 ns der Kompressionsphase sicherlich weiter steigen, weil der Pinchdurchmesser um ca. den Faktor 2 abnimmt. Entsprechende spektroskopische Messungen werden zur Zeit durchgeführt.

7.2 Pinchphase

Die Dynamik der Plasmasäule kann gut mit der Streakkamera untersucht werden. Die Streakkamera liefert räumlich nur eine 1-dimensionale Auflösung, aber bei der einfachen Struktur der Strahlungsquelle reicht diese aus.

Das Zeitfenster der verwendeten Streakkamera (vgl. Abschnitt 5.5 auf Seite 26) ist maximal 40 ns groß, daher müssen in der Regel mehrere Aufnahmen von verschiedenen Entladungen zusammen betrachtet werden, um die Säule während ihrer gesamten Lebensdauer zu beobachten. Dieses ist aufgrund der guten Reproduzierbarkeit der Entladung im SCM möglich. Die Reproduzierbarkeit wurde durch Aufnahmen zu gleichen Zeiten und durch überlappende Zeitfenster überprüft.

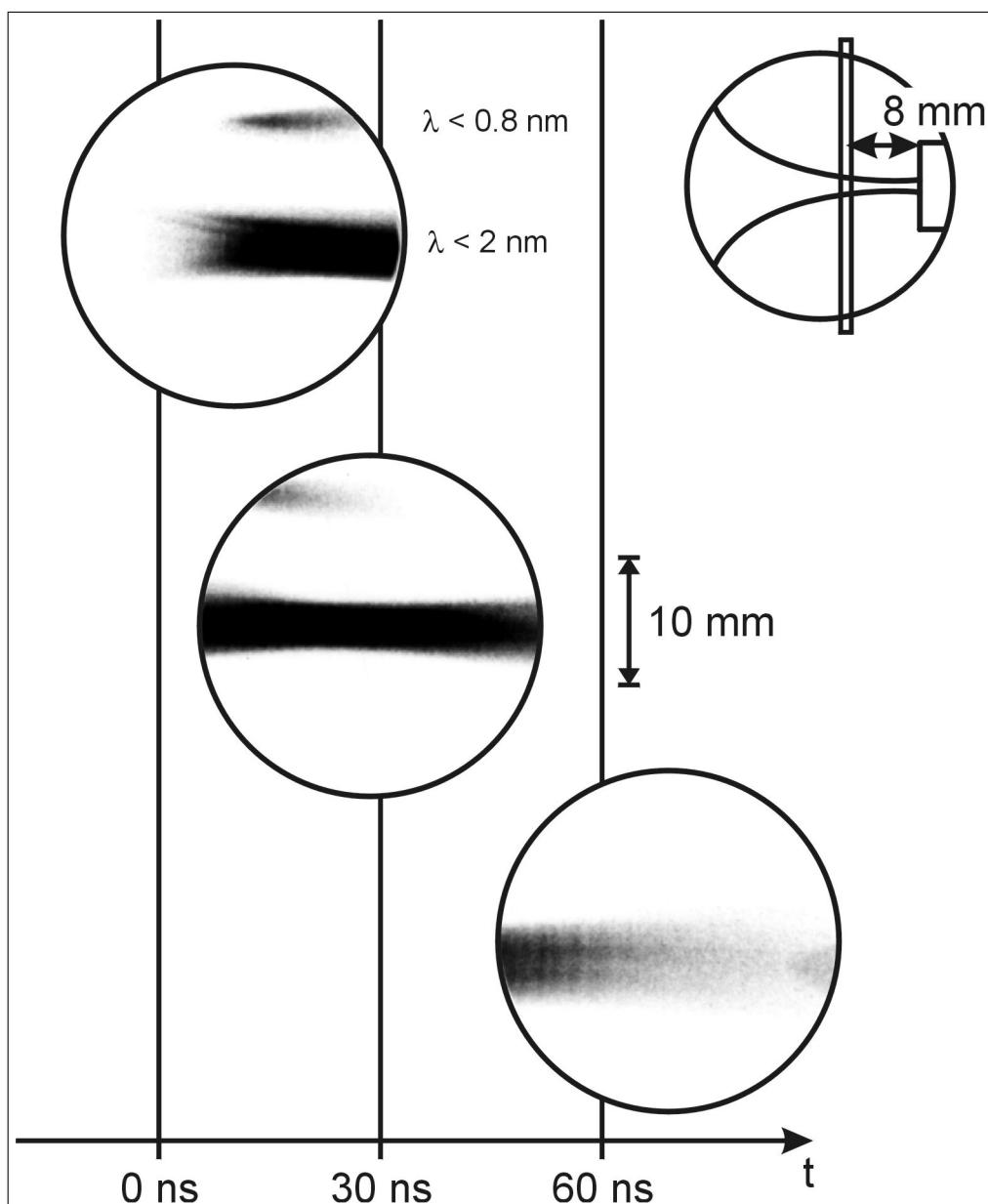


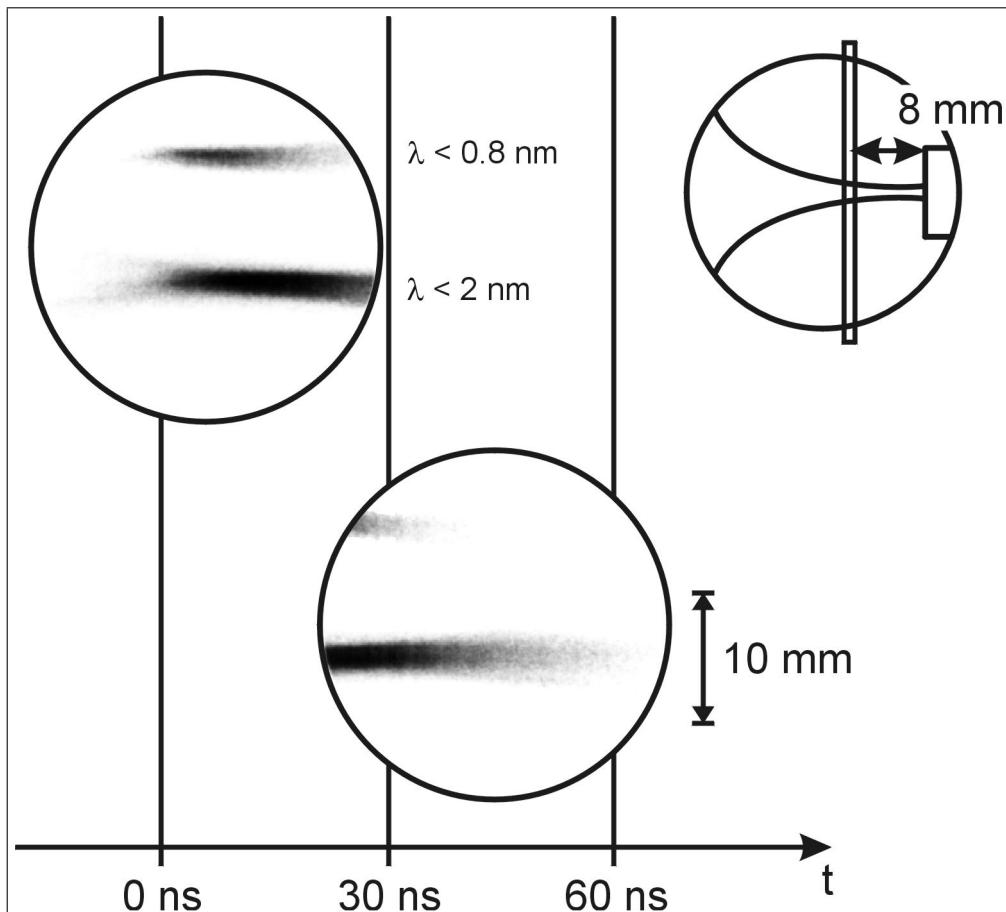
Abb. 7.6: Gestreakte Schnitte durch die Pinchsäule mit unterschiedlichen Filtern aufgenommen. Obere Hälfte mit $135 \mu\text{m}$ Be gefiltert ($\lambda < 0.8 \text{ nm}$), untere Hälfte mit $10 \mu\text{m}$ Be gefiltert ($\lambda < 2 \text{ nm}$). Durch den Abbildungsfehler der Streakkamera kommt es zur scheinbaren Kompression im mittleren Bild.

	oben	mitte	unten
Ladespannung U	180 kV		
Bankenergie E	66 kJ		
Füllgas	Deuterium 2.7		
Fülldruck p(D ₂)	9.2 hPa		
Injektionsgas	Neon 4.0		
Injektionsdruck p(Ne)	5.0 · 10 ⁵ Pa		
Injektionszeit τ_{eff}	3.0 ms		
Nummer	12.352	12.353	12.360

Tab. 7.6: Parameter der Entladungen in Abbildung 7.6

Die Abbildung 7.6 auf der vorherigen Seite kombiniert drei Aufnahmen der Streakkamera. Der 0.55 mm breite Spalt der Kamera wurde so gelegt, daß eine radiale Auflösung der Plasmasäule sichtbar wird. Die Skizze rechts oben in der Abbildung deutet die Lage des Spaltes 8 mm oberhalb der Anode an. Die Plasmasäule wurde mit zwei Pinholes ($\phi = 250 \mu\text{m}$) und unterschiedlichen Filtern auf die Spaltebene abgebildet. Damit wird der gleiche Schnitt durch die Pinchsäule in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen ($\lambda < 0.8 \text{ nm}$ und $\lambda < 2 \text{ nm}$) dargestellt.

Die sichtbaren Kompression bei der mittleren Streakaufnahme ist durch den Abbildungsfehler des Bildverstärkers (siehe Abschnitt 5.5) bedingt. Der Durchmesser am Rand und in der Mitte ist bis auf 0.1 mm gleich.

**Abb. 7.7:** Gestreakte Schnitte durch die Pinchsäule mit unterschiedlichen Filtern. Obere Hälfte $\lambda < 0.8 \text{ nm}$, 135 μm Be Filter; untere Hälfte $\lambda < 2 \text{ nm}$, 10 μm Be Filter.

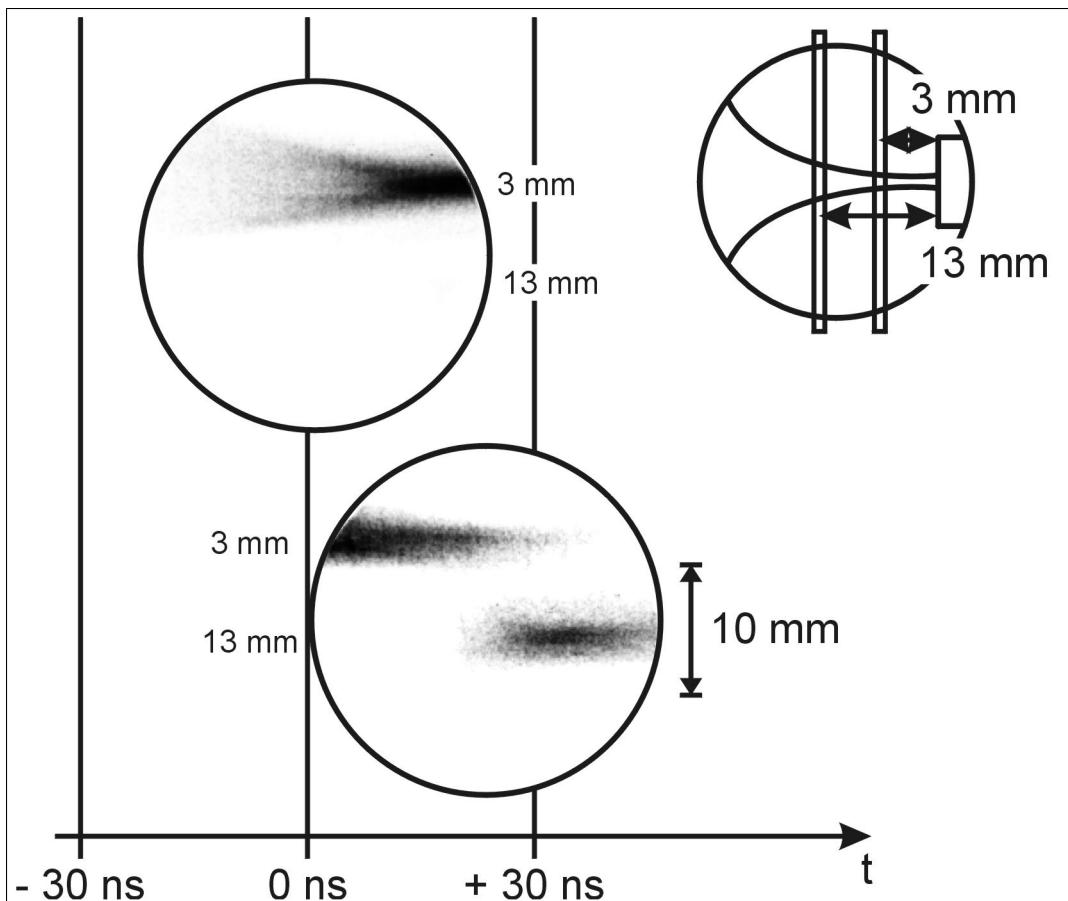
	oben	unten
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	66 kJ	
Füllgas	Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	9.4 hPa	
Injektionsgas	Neon 4.0	
Injektionsdruck p(Ne)	$5.0 \cdot 10^5$ Pa	
Injektionszeit τ_{eff}	7.5 ms	
Nummer	12.368	12.369

Tab. 7.7: Parameter der Entladungen in Abbildung 7.7

Der Pinch wird im kürzeren Wellenlängenbereich 5 – 10 ns später sichtbar. Die höchste Temperatur wird in einer Zeitdauer von ≤ 25 ns erreicht. Im Bereich $\lambda < 2$ nm ist die Säule 90 ns lang sichtbar. Der Durchmesser der Quelle liegt dabei zwischen 5.5 mm und 4.7 mm. Der Durchmesser der Quelle bei $\lambda < 0.8$ nm ist mit 2.3 mm deutlich kleiner.

Die Lebensdauer und der Durchmesser der Plasmasäule ist abhängig vom Neonanteil im Plasma.

Die Streakbilder in Abbildung 7.7 auf der vorherigen Seite wurden bei Entladungen mit größerem Neonanteil aufgenommen. Der Neonanteil wurde durch eine längere Injektionszeit ($\tau_{\text{eff}} = 7.5$ ms gegen 3.0 ms) erreicht. Die anderen Betriebsparameter wurden beibehalten, siehe dazu Tabelle 7.6 auf der vorherigen Seite und 7.7. Die Liniendichte des Neons hat sich dabei von geschätzten $n(\text{Ne}) = 6.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$ auf $n(\text{Ne}) = 1.7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-1}$ erhöht.

**Abb. 7.8:** Gestreakte Schnitte durch die Pinchsäule bei unterschiedlichen Höhen (3 mm und 13 mm) über der Anode gefiltert mit 10 μm Be + 0.5 μm Cu ($\lambda < 2$ nm). Das Plasma wird bei größerem Abstand zur Anode später sichtbar.

	oben	unten
Ladespannung U	180 kV	
Bankenergie E	64 kJ	
Füllgas	Deuterium 2.7	
Fülldruck p(D ₂)	6.0 hPa	
Injektionsgas	Neon 4.0	
Injektionsdruck p(Ne)	4.0 · 10 ⁵ Pa	
Injektionszeit τ_{eff}	3.0 ms	
Nummer	12.470	12.463

Tab. 7.8: Parameter der Entladungen in Abbildung 7.8

Die Vergrößerung des Neonanteils führte zu einer kleineren Lebensdauer: von 90 ns auf 60 ns bei $\lambda < 2 \text{ nm}$ und von 25 ns auf 20 ns bei $\lambda < 0.8 \text{ nm}$. Der Durchmesser der Quelle wurde dabei fast halbiert: von 4.7 mm auf 2.9 mm bei $\lambda < 2 \text{ nm}$ und von 2.3 mm auf 1.2 mm bei $\lambda < 0.8 \text{ nm}$. Die Verzögerung zwischen dem Einsetzen der Strahlung bei $\lambda < 2 \text{ nm}$ und $\lambda < 0.8 \text{ nm}$ hat sich ebenfalls verkleinert.

Eine weitere Erhöhung des Neonanteils führt zum Übergang vom SCM in den MPM.

Bei radial-aufgelösten Streaks können nicht nur unterschiedliche Wellenlängenbereiche untersucht werden, es können auch unterschiedliche Schnitte durch die Pinchsäule betrachtet werden. Dabei ist es in der Regel sinnvoll, die beiden abbildenden Pinholes mit gleichen Filtern auszustatten.

Die Abbildung 7.8 auf der vorherigen Seite zeigt solche Streakaufnahmen. Die Schnitte durch die Plasmasäule wurden in 13 mm und 3 mm Abstand zur Anode gelegt, wie die Skizze in der Abbildung andeutet. Benutzt wurden ein Filter 10 μm Be + 0.5 μm Cu mit $\lambda < 2 \text{ nm}$ und ein 0.55 mm breiter Spalt.

Beim Abstand 3 mm ist die Bildung der heißen Pinchsäule besonders gut sichtbar. Die Kompression erfolgt immer noch mit einer Radialgeschwindigkeit von $1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, die schon auf den frühen MCP-Bildern (vgl. Abbildung 7.1 auf Seite 49) ablesbar war. Die Lebensdauer der Quelle ist mit 30 ns deutlich kleiner als bei der Höhe 8 mm und bei vergleichbaren Betriebsparametern (Tabelle 7.6 und 7.8). Beim Abstand 13 mm setzt die Strahlung um 20 ns verzögert ein, was einer Geschwindigkeit von $5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ entspricht. Der Durchmesser der Quelle nimmt in Richtung Anode leicht zu: von 3 mm bei $h = 13 \text{ mm}$ auf 4 mm bei $h = 3 \text{ mm}$.

7.3 Späte Pinchphase

Neben der radialen Auflösung der Plasmasäule, ist auch eine axiale Auflösung möglich. Bei Filtrierung mit 0.5 mm Beryllium ($\lambda < 0.5 \text{ nm}$) ist nur der heiße Kern der Säule sichtbar. Der Durchmesser der sichtbaren Säule ($\leq 2 \text{ mm}$) wird durch die Abbildung, mit dem Pinhole ($\phi = 300 \mu\text{m}$), auf die Spalteinheit der Streakkamera auf $\leq 0.8 \text{ mm}$ reduziert. Daher kann auf einen schmalen Spalt verzichtet werden und mit der ganzen Fläche der Photokathode (Breite ca. 5 mm) gearbeitet werden, wodurch die Justierung erheblich vereinfacht wird.

Die Abbildung 7.9 auf der nächsten Seite zeigt verschiedene axial-aufgelöste Streakaufnahmen von der Plasmasäule. Bei der Anode beginnend wächst die Quelle mit $3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ bis auf eine Länge von ca. 9 mm. Über einen Zeitraum von 15 – 25 ns existiert eine 5 – 9 mm lange Säule im Bereich $\lambda < 0.5 \text{ nm}$. Die Intensität der Quelle schwankt von Entladung zu Entladung, aber die Lebensdauer und die Größe bleibt ähnlich.

Auffällig ist bei einigen Entladungen ein zweiter Strahlungsausbruch nach typisch 30 ns. Selten werden bis zu drei dieser intensiven Strahlungsquellen beobachtet. Wenn sie auftreten, dann in Anodennähe, bei einem maximalen Abstand von 7 mm zur Anode.

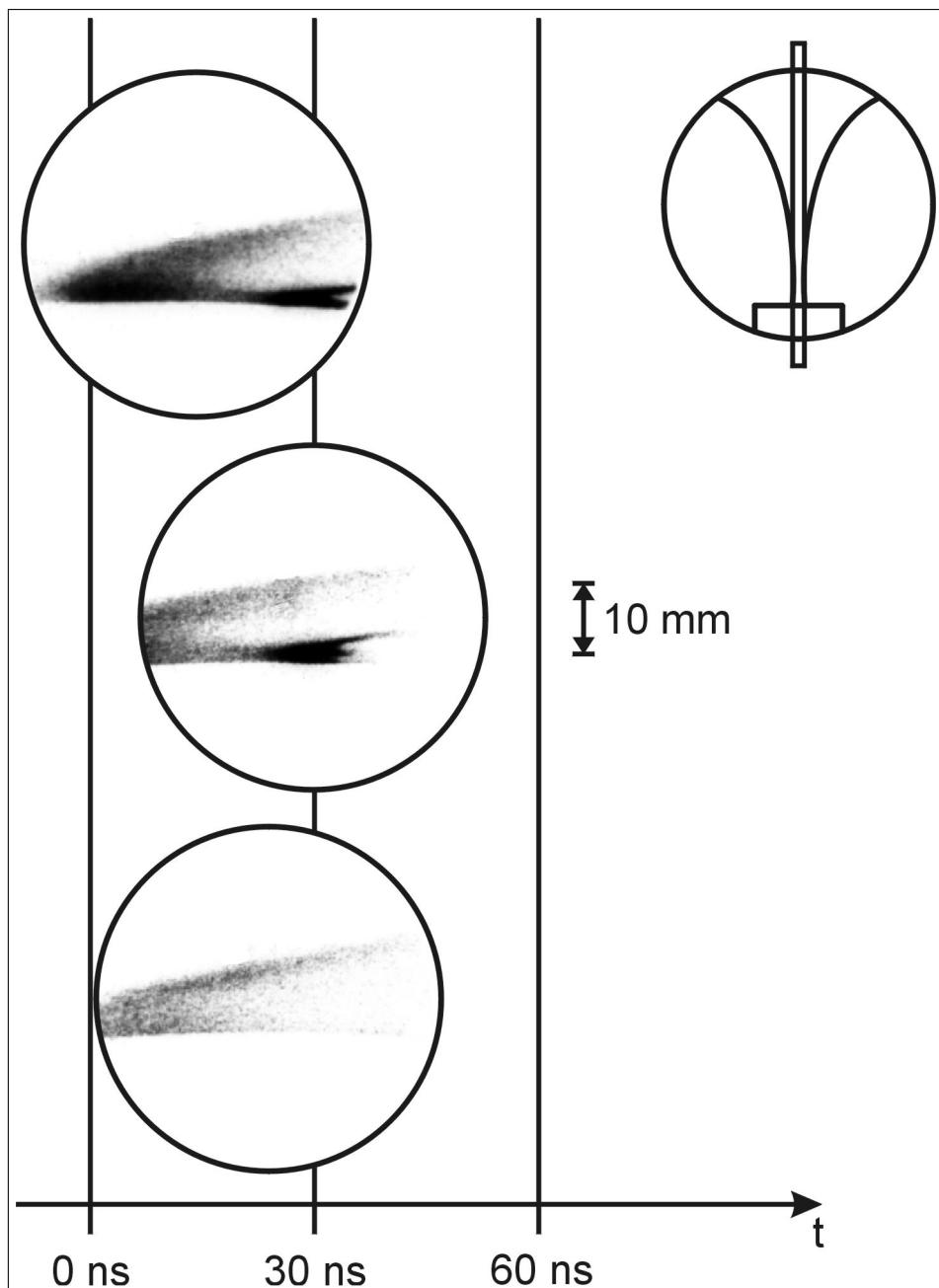


Abb. 7.9: Axial-aufgelöste Streaks der Pinchsäule, gefiltert mit 0.5 mm dickem Beryllium-Filter ($\lambda < 0.5 \text{ nm}$). Diese Bilder wurden wie auf Seite 28 beschrieben nachbearbeitet.

	oben	mitte	unten
Ladespannung U	180 kV		
Bankenergie E	62 kJ		
Füllgas	Deuterium 2.7		
Fülldruck p(D ₂)	7.9 hPa 8.2 hPa 7.9 hPa		
Injektionsgas	Neon 4.0		
Injektionsdruck p(Ne)	9.0 · 10 ⁵ Pa		
Injektionszeit τ_{eff}	1.5 ms		
Nummer	12.606 12.609 12.611		

Tab. 7.9: Parameter der Entladungen in Abbildung 7.9

Die Abbildung 7.10 zeigt eine zeitaufgelöste MLM-Aufnahme und eine zeitintegrierte Röntgenpinholeaufnahme von dieser Quelle. Das Röntgenpinholebild ist ebenfalls mit 0.5 mm Beryllium ($\lambda < 0.5 \text{ nm}$) gefiltert. Die MLM-Optik wurde auf $\lambda = 0.85 \text{ nm}$ (Kontinuumsstrahlung) eingestellt. Die Aufnahme entstand 30 ns nach der maximalen Kompression mit einer Belichtungszeit von 10 ns.

Auf dem Bild der Röntgenpinholekamera ist im wesentlichen die Säulenstruktur sichtbar, weil die Aufnahme zeitintegriert ist, aber im anodennahen Bereich ist die Schwärzung des Filmes stärker als in der übrigen Säulenstruktur. Durch die gewählte Darstellung ist dieses deutlich sichtbar.

Das Bild des MLM-Systems zeigt den Effekt besser, weil es sich um eine zeitaufgelöste Aufnahme handelt. Auf einer Länge von 7 mm ist die sichtbare Plasmasäule auf einen Durchmesser von 1 mm komprimiert und dabei aufgeheizt worden.

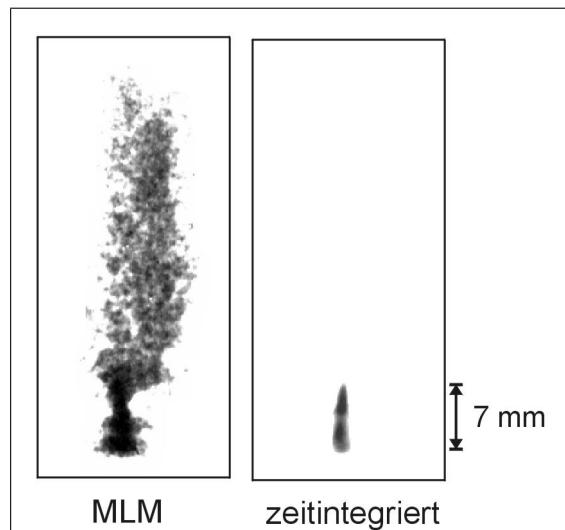


Abb. 7.10: Links: Aufnahme der MLM-Optik bei $\lambda = 0.85 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ ns}$ nach maximaler Kompression, Belichtungszeit 10 ns. Rechts: zeitintegrierte Aufnahme der Röntgenpinholekamera (0.5 mm Be Filter, $\lambda < 0.5 \text{ nm}$). Die Darstellung ist mit schwarz \approx opt. Dichte 1, weiß \approx opt. Dichte 0.85 extrem gewählt, damit die anodennahe zweite Kompression gut sichtbar ist.

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	64 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck p(D ₂)	8.2 hPa
Injektionsgas	Neon 4.0
Injektionsdruck p(Ne)	5.0 · 10 ⁵ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	2.5 ms
Nummer	12.551

Tab. 7.10: Parameter der Entladung in Abbildung 7.10

7.4 Neutronenproduktion

Die Fokusentladung in Deuterium/Hoch-Z-Gas ist nicht nur eine VUV- und SXR-Quelle, sondern auch eine Neutronenquelle. Die Neutronen entstehen aus Fusionsprozessen zwischen den Deuteronen (siehe Abschnitt 5.2 auf Seite 22). Mit der Photomultiplier/Szintillator-Kombination wurden die Neutronen zeitaufgelöst und mit dem Silberaktivierungszähler zeitintegriert gemessen.

Zur Untersuchung der Unterschiede in der Neutronenproduktion zwischen dem SCM und dem MPM wurden Messungen durchgeführt, bei denen der Entladungsmodus durch Änderung der Injektionszeit und des Injektionsdrucks beeinflußt wurde. Der Anteil des Injektionsgases wurde auf verschiedene Arten und auf verschiedene Werte eingestellt, um die Variationen der Entladungen innerhalb eines Modus zu erfassen.

Der Entladungsmodus wurde bei jeder untersuchten Entladung am Bild der Röntgenpinholekamera festgestellt. Entladungen mit zu geringer Strahlung wurden aussortiert, ebenso wurden Entladungen mit zu geringer Neutronenproduktion anhand des PM/Szintillator-Signals aussortiert. Die Betriebsparameter der Meßreihe sind in der Tabelle 7.11 aufgeführt. Von den 107 Entladungen waren 48 Entladungen für die Auswertung verwendbar.

Ladespannung U	180 kV
Bankenergie E	67 kJ – 62 kJ
Füllgas	Deuterium 2.7
Fülldruck p(D ₂)	8.8 hPa – 14 hPa
Injektionsgas	Argon 4.6
Injektionsdruck p(Ar)	5.0 · 10 ⁵ Pa – 9.5 · 10 ⁵ Pa
Injektionszeit τ_{eff}	0.5 ms – 9.5 ms
Nummer	12.122 – 12.228

Tab. 7.11: Parameter der Entladung, an denen die Neutronenproduktion untersucht wurde.

Die Pulse aus dem Silberaktivierungszähler (side on, Abstand 2.5 m, siehe dazu Abschnitt 5.2 auf Seite 22) sind proportional zu den produzierten Neutronen (1 Puls = ca. 10⁷ Neutronen).

Die Tabelle 7.12 auf der nächsten Seite gibt die Mittelwerte der gezählten Pulse pro Entladung eingeteilt in verschiedene Gruppen. Die Entladungen im SCM zeigen eine deutlich größere Neutronenproduktion als die Entladungen im MPM. Der Abstand zwischen den Mittelwerten ist mit 2.6 · Intervallbreite der Meßunsicherheit deutlich. Die nach Injektionszeit aufgeteilten Gruppen zeigen eine noch deutlichere Trennung bei einem Abstand von 2.9 · Intervallbreite der Meßunsicherheit zwischen den Mittelwerten.

Der erhöhten Neutronenproduktion beim SCM liegt also der Trend zugrunde, daß die Neutronenproduktion bei Reduzierung des Injektionsgases ansteigt. Dieser Trend ist nicht nur zwischen den Entladungsmodi sichtbar, er deutet sich auch innerhalb eines Entladungsmodus an, aber die großen Schuß-zu-Schuß Schwankungen machen diesen Zusammenhang nur schwer meßbar.

Die Vergrößerung der Injektionsgasmenge führt also zu einer Reduzierung der Neutronenproduktion und beim Überschreiten eines Grenzwertes zum Wechseln vom SCM in den MPM.

Gruppe	Anzahl	Mittelwert der Pulse
alle Entladungen	48	6346 ± 442
Entladungen im SCM	23	7860 ± 541
Entladungen im MPM	25	4954 ± 565
Injectionszeit $\tau_{\text{eff}} < 3.5 \text{ ms}$	28	6290 ± 513
Injectionszeit $\tau_{\text{eff}} \geq 3.5 \text{ ms}$	20	3079 ± 582

Tab. 7.12: Mittelwerte der Pulse aus dem Silberaktivierungszähler. Vergleich von verschiedenen Gruppen der ausgewählten 48 Entladungen mit Argon-Injektion.

Ein Blick auf die Histogramme in den Abbildungen 7.11 bis 7.13 zeigt die große Variation der gezählten Pulse. Dabei handelt es sich nicht nur um die Schuß-zu-Schuß Schwankungen, es sind auch die Änderungen in den Betriebsparametern beteiligt.

Die Bereiche ähnlicher Neutronenproduktion im SCM und MPM überwiegen, aber dennoch ist der Trend zu höheren Werten im SCM erkennbar. Die Entladung mit maximaler Pulsanzahl erfolgte im SCM und die Entladungen mit minimaler Pulsanzahl erfolgten im MPM. Das häufigste Intervall liegt im SCM bei einer höheren Neutronenproduktion als beim MPM.

Ein Vergleich der Histogramme bei den Gruppen nach Injectionszeit führt auf die entsprechenden Ergebnisse.

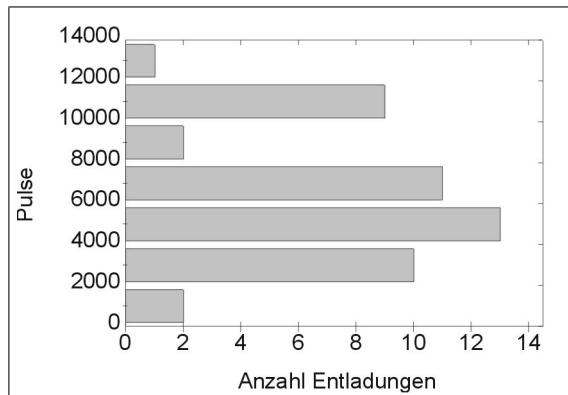


Abb. 7.11: Histogramm der Pulse aus dem Silberaktivierungszähler mit der Intervallbreite 2000 Pulse. Alle Entladungen sind zusammengefaßt.

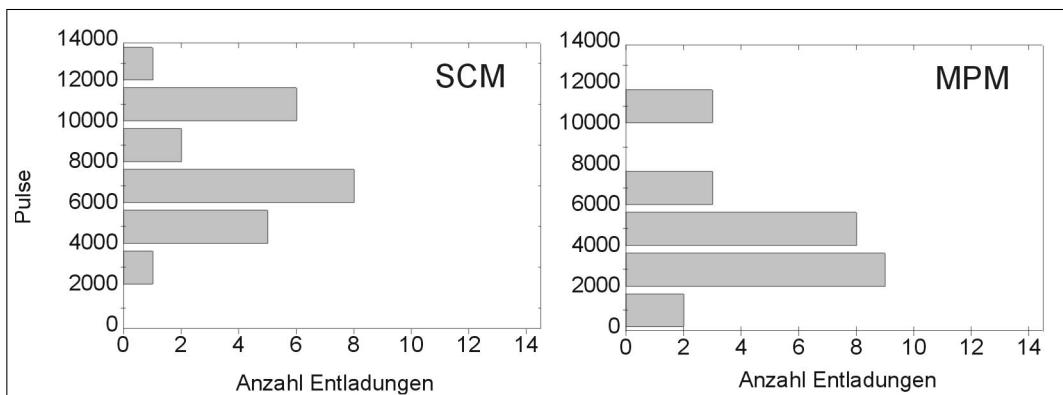


Abb. 7.12: Histogramm der Pulse aus dem Silberaktivierungszähler mit der Intervallbreite 2000 Pulse. Die Entladungen sind in zwei Gruppen nach dem Entladungsmodus SCM/MPM eingeteilt.

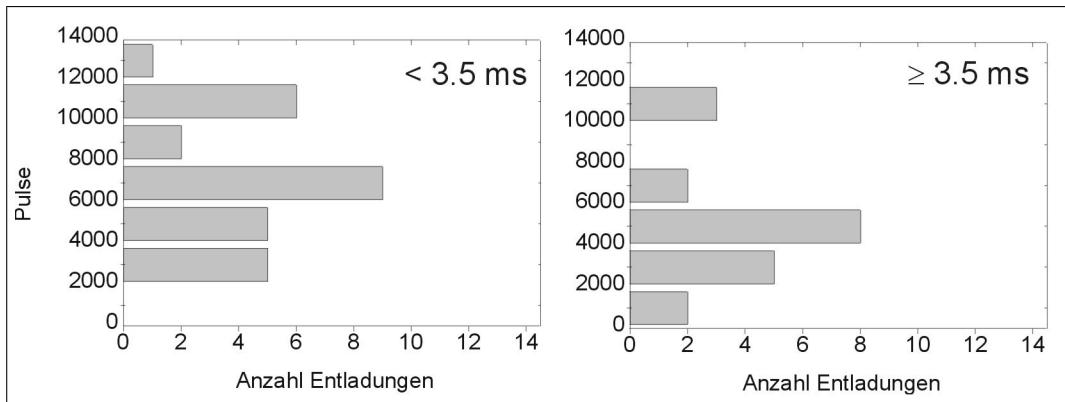


Abb. 7.13: Histogramm der Pulse aus dem Silberaktivierungszähler mit der Intervallbreite 2000 Pulse. Die Entladungen sind in zwei Gruppen nach der effektiven Injektionszeit τ_{eff} eingeteilt.

Die Abhängigkeit der Neutronenproduktion von dem Anteil des Injektionsgases ist deutlich zu trennen von der Abhängigkeit der Neutronenproduktion von der Schichtbildung. Bei konstanten Betriebsparametern zeichnen sich gute Entladungen mit guter Schichtbildung durch vergleichsweise hohe Neutronenproduktion und hohe Röntgenstrahlungsintensität aus. Bei Variation der Betriebsparameter, z.B. Vergrößerung der Injektionszeit, kann die Neutronenproduktion reduziert werden, aber die Röntgenstrahlungsintensität zunehmen.

Der Einfluß der Schuß-zu-Schuß Schwankungen auf die Neutronenproduktion und den Entladungsmodus wurde bereits in Kapitel 6.2 auf Seite 36 behandelt. Im Übergangsbereich zwischen SCM und MPM entscheiden diese Schwankungen über den resultierenden Modus. Bei „guten“ Entladungen ist die Neutronenproduktion hoch und der SCM ist sichtbar, bei „schlechten“ Entladungen ist die Neutronenproduktion deutlich geringer und der MPM ist sichtbar. Wie „gut“ bzw. „schlecht“ eine Entladung sein muß, entscheiden die Betriebsparameter.

Zeitaufgelöst, mit der Photomultiplier/Szintillatorkombination (side on, Abstand 0.7 m) gemessen, ergeben sich auch Unterschiede zwischen dem SCM und dem MPM. Das Integral des Signals zeigt die gleichen Effekte, die auch der Silberaktivierungszähler mißt. Daher wurden die Signale auf die gleiche Fläche normiert, damit die Unterschiede im Zeitverhalten besser sichtbar werden. Zuvor wurde noch eine Nullmessung subtrahiert, weil die kleinen Signale (um 0.5 V) einen systematischen Fehler durch Einkoppeln der Kondensatorbatteriespannung zeigten.

Der Mittelwert der Breite der Pulse (FWHM) bei Entladungen im SCM ist mit (66 ± 3) ns um 16 ns größer als der Mittelwert im MPM mit 50 ± 3 ns.

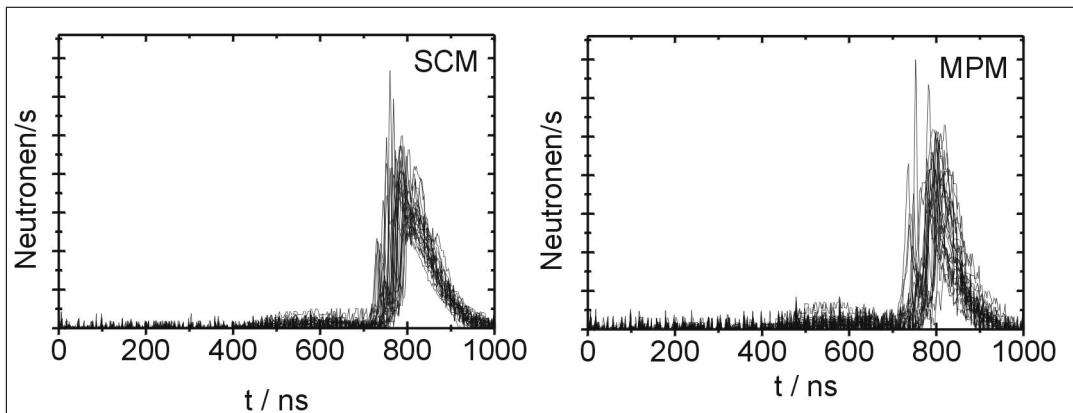


Abb. 7.14: Signale der Photomultiplier/Szintillatorkombination. Alle Signale sind auf die gleiche Fläche normiert.

Die Abbildung 7.14 zeigt in einem Plot alle Signale der SCM bzw. der MPM Entladungen. Es ist sichtbar, daß die Schwankungen im SCM kleiner sind als im MPM. Der Startzeitpunkt der

Pulse schwanken im SCM und in MPM im Bereich 727 – 804 ns. Die Endzeitpunkte liegt beim SCM in einem etwas späteren Intervall 821 – 878 ns gegen 804 – 859 ns.

Der Abbildung 7.15 zeigt den Mittelwert über alle Signale im SCM bzw. MPM. Die mittleren Pulse sind aufgrund der Unterschiede zwischen den Einzelpulsen verbreitert. Die Verbreiterung beträgt beim SCM 23 ns und beim MPM 30 ns. Dies ist ein weiteres Zeichen dafür, daß der SCM die bessere Reproduzierbarkeit besitzt.

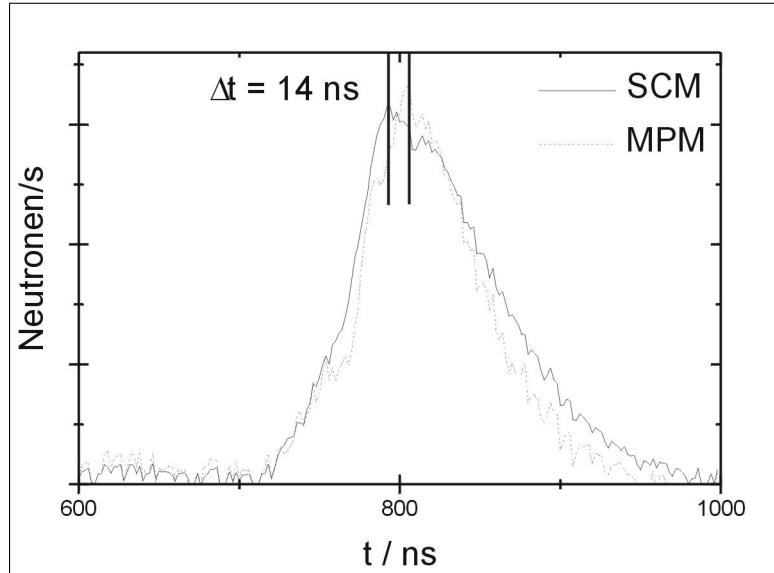


Abb. 7.15: Mittelwert der normierten Signale der PM/Szintillator-Kombination im Zeitbereich mit der maximalen Kompression. Die FWHM beträgt im MPM 80 ns und 89 ns im SCM.

Das Maximum im MPM ist um 14 ns nach hinten verschoben. Eine Verschiebung um ca. 10 ns tritt nicht nur beim PM-Signal auf, auch beim Spannungssignal ist diese Verschiebung sichtbar.

7.5 Pinchdynamik

Die Abbildung 7.16 und 7.17 auf der nächsten Seite zeigen die gemittelten Kurven der Spannungssignale von Entladungen im MPM bzw SCM.

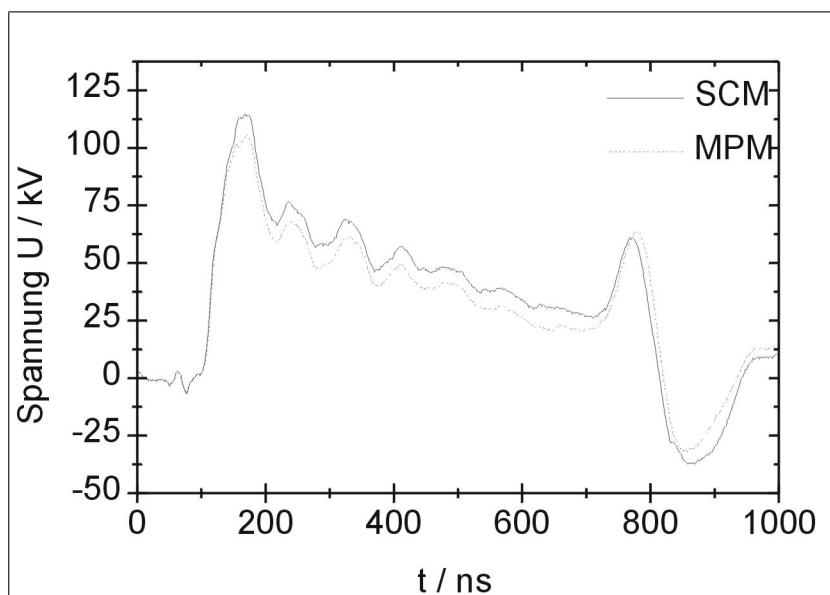


Abb. 7.16: Gemittelte Spannungssignale für jeden Entladungsmodus.

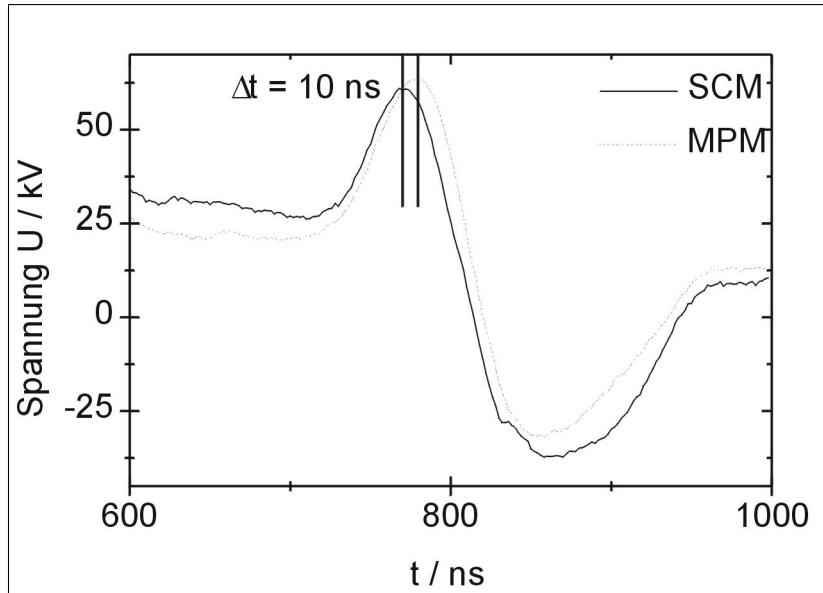


Abb. 7.17: Gemittelte Spannungssignale für jeden Entladungsmodus im Zeitbereich mit der maximalen Kompression.

Das Maximum des Spannungsspikes beim Pinch ist im MPM 10 ns später als beim SCM. Bis zur Pinchphase zeigen die Kurven der Spannung alle einen ähnlichen Verlauf.

Für die folgende Tabelle 7.13 wurden die Zeitpunkte der Pinchspannungen bei den einzelnen Signalen gemessen. Danach wurden die Zeitpunkte entsprechend der aufgeführten Gruppe gemittelt.

Gruppe	minimal	maximal	Mittelwert
alle Entladungen	754 ns	812 ns	776 ± 2 ns
Entladungen im SCM	754 ns	800 ns	772 ± 3 ns
Entladungen im MPM	756 ns	812 ns	780 ± 3 ns
Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} < 3.5$ ms	754 ns	812 ns	777 ± 3 ns
Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} \geq 3.5$ ms	756 ns	800 ns	775 ± 3 ns

Tab. 7.13: Zeitpunkt des Spannungsspikes bezogen auf Zeitpunkt der Triggerung der Anlage (inkl. Laufzeiten). Minimaler, maximaler und Mittelwert von alle Entladungen einer Gruppe.

Die Zeitdifferenzen zwischen SCM und MPM beträgt $8 \text{ ns} = 2.7 \cdot \text{Meßunsicherheit}$. Dieser Effekt kann nicht durch die vergrößerte Argonmenge erklärt werden, weil die Gruppen, nach Injektionszeit getrennt, keine signifikante Abweichung vom Mittelwert über alle Entladungen zeigen. Bei Entladungen im SCM muß es also einen Mechanismus geben, der die Kompression früher anhält als Entladungen im MPM. Der im Kapitel 8 auf Seite 67 vorgeschlagene Stabilisierungsmechanismus hat eine solche Wirkung.

Die \dot{I} -Signale zeigen auch eine Tendenz zur verringerten Dynamik bei Entladungen im SCM, aber nicht so signifikant, wie bei den U -Signalen.

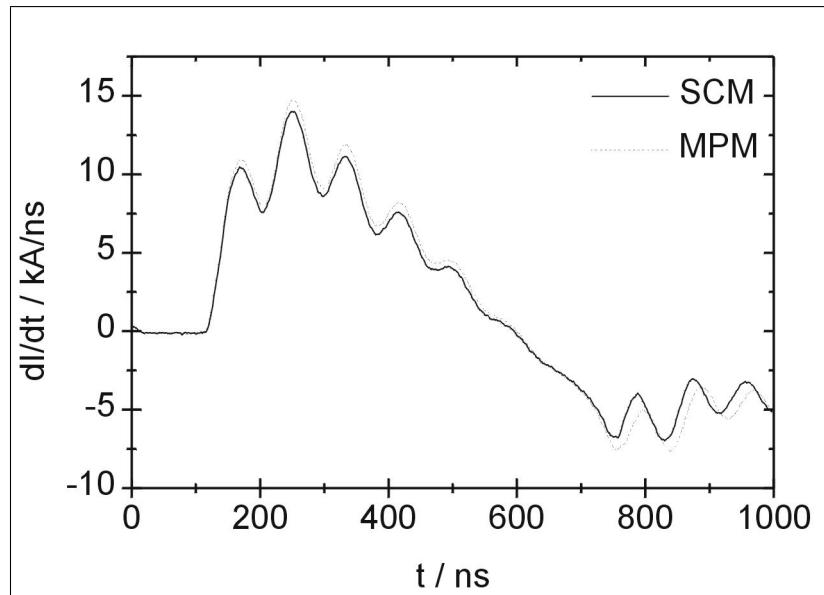


Abb. 7.18: Gemittelte \dot{I} -Signale für jeden Entladungsmodus.

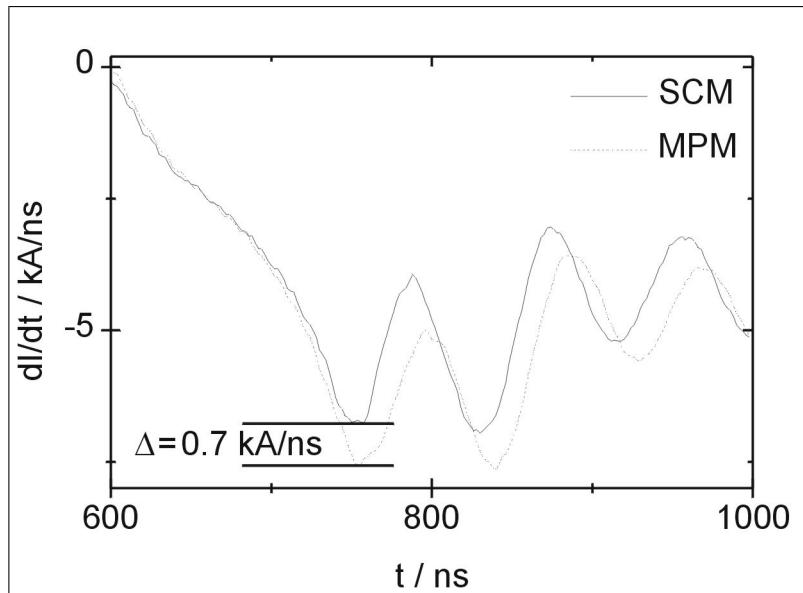


Abb. 7.19: Gemittelte \dot{I} -Signale für jeden Entladungsmodus im Zeitbereich mit der maximalen Kompression.

Die Abbildungen 7.18 und 7.19 zeigen die gemittelten Kurven bei den betrachteten Entladungen.

Die gemittelten \dot{I} -Signale zeigen: das Minimum wird beim MPM 8 ns nach dem Minimum in SCM erreicht. Der Minimalwert ist beim MPM um 0.7 kA/ns geringer als beim SCM. Der längere und tiefere Stromeinbruch beim MPM deutet auf eine längere und größere Kompression der Plasmas. Auch hier wird angedeutet, daß es bei Entladungen im SCM einen Mechanismus gibt, der der Kompression entgegenwirkt.

Die genaue Auswertung zeigt aber, daß die bei den \dot{I} -Signalen auftretenden Unterschiede genau auf der Grenze der statistischen Signifikanz liegen.

Die Auswertung des Zeitpunktes und des Werts des \dot{I} -Minimums bei den einzelnen Entladungen sind in den Tabellen 7.14 und 7.15 auf der nächsten Seite zusammengefaßt.

Gruppe	minimal	maximal	Mittelwert
alle Entladungen	736 ns	792 ns	759 ± 2 ns
Entladungen im SCM	736 ns	780 ns	756 ± 3 ns
Entladungen im MPM	738 ns	792 ns	761 ± 3 ns
Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} < 3.5$ ms	738 ns	792 ns	762 ± 3 ns
Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} \geq 3.5$ ms	736 ns	786 ns	756 ± 3 ns

Tab. 7.14: Zeitpunkt des Minimums in \dot{I} -Signals bezogen auf Zeitpunkt der Triggerung der Anlage (inkl. Laufzeiten). Minimaler, maximaler und Mittelwert von alle Entladungen einer Gruppe.

Gruppe	minimal	maximal	Mittelwert
alle Entladungen	-11.4	-6.3	-8.7 ± 0.2
Entladungen im SCM	-11.2	-7.3	-8.4 ± 0.3
Entladungen im MPM	-11.4	-6.3	-9.0 ± 0.3
Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} < 3.5$ ms	-11.3	-6.3	-8.3 ± 0.3
Injektionszeit $\tau_{\text{eff}} \geq 3.5$ ms	-11.4	-7.3	-9.3 ± 0.3

Tab. 7.15: Wert des Minimums im \dot{I} -Signal in der Einheit ka/ns. Minimaler, maximaler und Mittelwert von alle Entladungen einer Gruppe.

Der Mittelwert bei den verschiedenen Gruppen sowohl vom Zeitpunkt als auch vom Wert des \dot{I} -Minimums liegen um den Mittelwert aller Entladungen innerhalb der Meßunsicherheit.

Umfangreichere Meßreihen um die gefundenen Tendenzen, die alle mit dem vorgeschlagenen Stabilisierungsmechanismus übereinstimmen, waren geplant, konnten aber aufgrund kurzlebiger Isolatoren nicht durchgeführt werden. Für eine ausreichende Anzahl von Entladungen ist ein Isolator mit überdurchschnittlicher Lebensdauer erforderlich.

8 Möglicher Stabilisierungsmechanismus

Ein theoretisches Modell der Fokusentladung liefert im optimalen Fall aus den Betriebsparametern die Daten der Entladung, insbesondere die Entscheidung zwischen MPM und SCM. Die Entwicklung eines solchen Modells ist wünschenswert, kann aber nicht in dieser experimentell ausgerichteten Arbeit erfolgen.

Diese Arbeit beschränkt sich auf die Vorstellung eines möglichen Stabilisierungsmechanismus, der von Kies [K⁺00] für den SCM vorgeschlagen wurde. Die Basis für diesen Mechanismus wurde in der Arbeit von Deutsch [DK87] gelegt. Dort wurde die Neutronenproduktion und die Stabilisierung des Pinches am SPEED 2 Experiment mit Deuteriumgas behandelt. Die ausgeführten Ideen mußten auf eine Entladung mit Deuterium/Hoch-Z-Gasmisch übertragen werden.

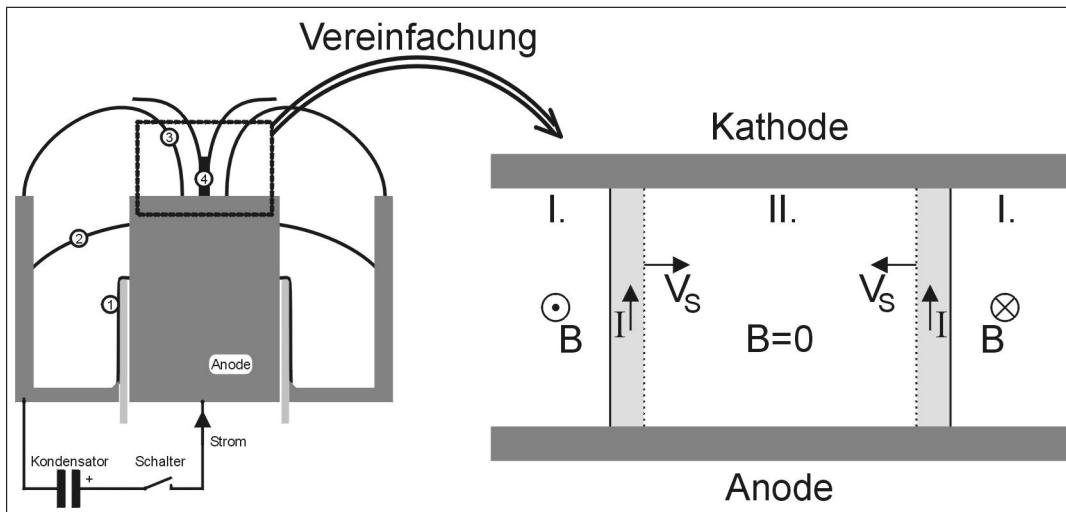


Abb. 8.1: Bei der theoretischen Behandlung der Entladung wird vereinfacht die Kompressionsphase der Pinchentladung betrachtet. Die Plasmaschicht, getrieben vom Magnetfeld, läuft in das Gas und bildet einen z-Pinch. Nach [DK87]; vgl. Abbildung 3.1 auf Seite 5.

Die Wirkung des Stabilisierungsmechanismus ist nur in dem Bereich des Fokus (3-4) interessant. Die Zündung (1) und die Laufphase (2) der Entladung wird bei diesem Modell nicht beschrieben. Die Abbildung 8.1 zeigt die Vereinfachung auf die Modellsituation. Die Krümmung der Plasmaschicht wird vernachlässigt, der Strom fließt über eine plane Kathode ab. Damit entsteht ein Modell, das einem z-Pinch entspricht.

Der Strom fließt in einer Plasmaschicht. Diese wird getrieben von einem magnetischen Kolben (Zone I.). Vor der Plasmaschicht läuft eine Schockfront in das Gas (Zone II.). In der Schockfront werden die Deuteriummoleküle dissoziiert und ionisiert, ebenso werden die Neon- oder Argon-Atome ionisiert. Mit der radialen Schichtgeschwindigkeit v_s (typisch $1 \cdot 10^5$ m/s) komprimiert sich der Plazmazylinder auf die Achse. Dabei werden die Ionen und Elektronen in der Plasmaschicht gesammelt und mitgeführt, so daß kein Gas zurückbleibt (Zone II.). Dieses ist das sogenannte Schneepflugmodell. Die Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energierhaltung führen zur mathematischen Darstellung des Modells [DKD86]. Es liefert brauchbare Abschätzungen für die Dichte (typisch $n_e = 1 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$) und Temperatur (typisch $kT_e = 10 \text{ eV}$) der Plasmaschicht, aber keinen Stabilisierungsmechanismus.

Genauere Untersuchungen [DK87] zeigen, daß nicht alle Ionen in der Plasmaschicht bleiben. Das Verhalten einzelner Deuteronen im Deuterium-Pinch wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation betrachtet. Dabei wurde (pro Simulationslauf) nur die Bewegung eines einzelnen Ions betrachtet, alle anderen Ionen wurden als Hintergrund über die Ionendichte berücksichtigt. Die Abbildung 8.2

zeigt Beispiele für die berechneten Bahnen, dabei wurden Stöße vernachlässigt und der Plasmazyylinder durch zwei ebene Plasmaschichten ersetzt.

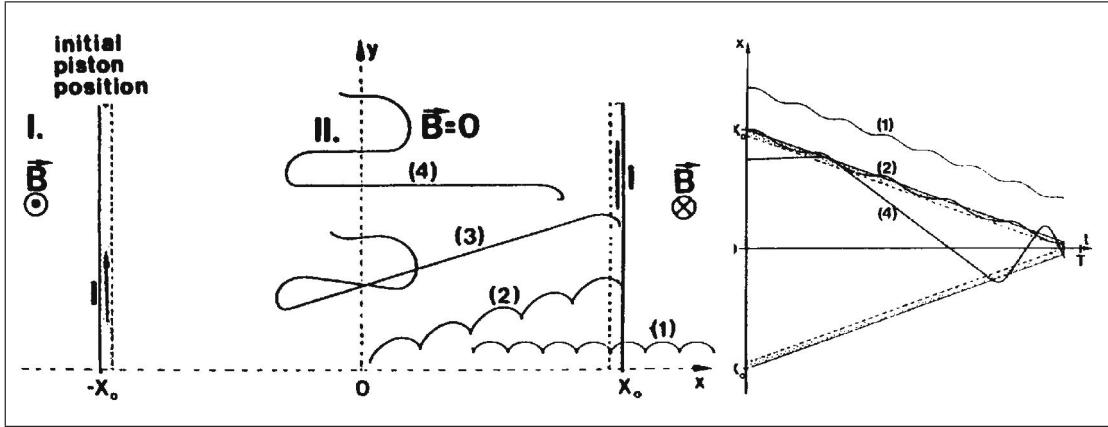


Abb. 8.2: Bahnen von Deuteronen im ebenen Modell mit $B = 5 \text{ T}$, $v_s = 1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ und $v_{th} = 0.1 \cdot v_s$. Startposition der Schicht 0.02 m, Startpositionen der Deuteronen (1) 0.027 m, (2) 0.02 m, (3) 0.0197 m, (4) 0.015 m. Aus [DK87].

Auffällig ist das Verhalten der Deuteronen (3) und (4), sie werden von dem magnetischen Kolben reflektiert. Bei jeder Reflektion im Magnetfeld erhöht sich ihre Geschwindigkeit um $2v_s$, dazu kommt noch ein Beschleunigungsanteil aus dem elektrischen Feld in der Plasmaschicht senkrecht zur Bewegung der Schicht. Dieser Mechanismus wird „gyro-reflection acceleration mechanism“ (GRAM) genannt. Die Abbildung 8.3 zeigt die Zunahme der kinetischen Energie dieser Deuteronen.

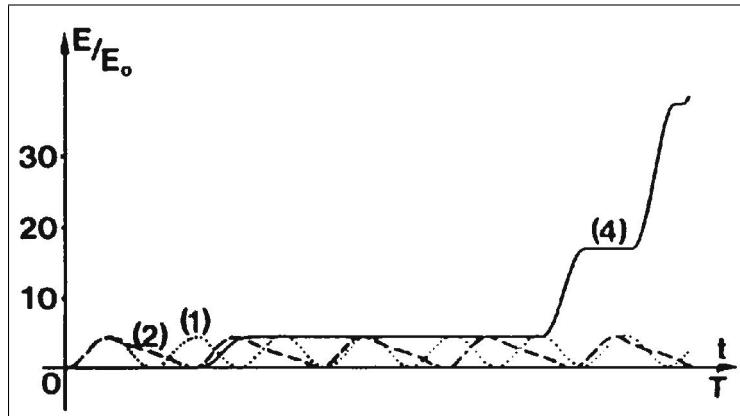


Abb. 8.3: Kinetische Energie der Ionen aufgetragen gegen die Zeit. Energie normiert auf $E_0 = \frac{1}{2}mv_s^2$. Die Nummern entsprechen denen aus Abbildung 8.2. Aus [DK87].

Näherungsweise verhält sich die kinetische Energie wie

$$E_{\text{kin}} \propto \frac{1}{r^2}.$$

Stöße mit Elektronen, Ionen und Atomen im Plasma und im Füllgas führen zu einer Bremsung dieser schnellen Ionen. Eine ausreichende freie Weglänge ist daher eine Bedingung für diesen Mechanismus.

Haben sich die schnellen Deuteronen gebildet, so stabilisieren sie die Plasmasäule. Führt eine kleine Störung zu einer Verringerung des Radius r , so erhöht sich der Magnetfelddruck mit $1/r^2$. Der Plasmadruck erhöht sich aufgrund der vergrößerten Teilchendichte mit $1/r^\alpha$, $\alpha > 0$ und

aufgrund des GRAMs mit $1/r^2$, also zusammen proportional zu $1/r^{(2+\alpha)}$. Die Erhöhung des Plasmadrucks kann die Störung ausgleichen, weil der Plasmadruck stärker als der Magnetfelddruck mit abnehmendem Radius r ansteigt.

Wenn der GRAM bei Entladungen im SCM auftritt, dann kann dieser Mechanismus die Stabilisierung der Plasmasäule erklären. Damit der GRAM auftreten kann, muß ein kritischer Strom I_C erreicht werden, müssen die Ionen das Plasma und das Gas durchdringen können.

Der kritische Strom I_C ergibt sich aus einer Bedingung für den Krümmungsradius ρ der Ionenbahn bei der Reflexion am magnetischen Kolben. Dieser Radius ρ muß kleiner sein als der Krümmungsradius R^* der Schicht. Näherungsweise ist der Krümmungsradius ρ gleich dem Larmorradius r_L . Mit den Beziehungen

$$r_L = \frac{mv}{qB} \quad , \quad B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^*}$$

(m = Ionenmasse, q = Ionenladung, v = Ionengeschwindigkeit) ergibt sich der kritischen Strom I_C aus

$$I > I_C = \frac{6\pi}{\mu_0} \cdot \frac{m}{q} \cdot v_s.$$

Dabei wurde für die Teilchengeschwindigkeit bei der ersten Reflexion $v = 3 \cdot v_s$ angenommen.

Die Schichtgeschwindigkeit v_s liegt zwischen $1 \cdot 10^5$ m/s im Deuterium-Hoch-Z-Gasmisch und $3 \cdot 10^5$ m/s in reinem Deuterium-Gas. Neben den Deuteronen kommen auch die Neon-Ionen dreifach geladen und die Argon-Ionen fünffach geladen für den GRAM in Betracht.

Die Tabelle 8.1 gibt die kritischen Stromstärken in den verschiedenen Situationen an.

Ion	Masse	Ladung	$v_s = 1 \cdot 10^5$ m/s	$v_s = 3 \cdot 10^5$ m/s
D^+	2u	+1e	$I_C = 31$ kA	$I_C = 93$ kA
Ne^{3+}	20u	+3e	$I_C = 104$ kA	$I_C = 312$ kA
Ar^{5+}	40u	+5e	$I_C = 125$ kA	$I_C = 375$ kA

Tab. 8.1: Kritischer Strom I_C für das Einsetzen des GRAMs bei verschiedenen Ionen und verschiedenen Schichtgeschwindigkeiten v_s .

Beim Plasmafokus SPEED 2 beträgt der Strom im Maximum ≥ 1 MA. Das Strommaximum war bei den hier vorgestellten Experimenten ca. 150 ns vor der maximalen Kompression. Daher wurde der kritische Strom I_C immer deutlich vor der Bildung der Pinchsäule überschritten. Diese Bedingung für den GRAM ist bei allen untersuchten Betriebsparametern erfüllt worden.

Die Reflexion der Ionen am magnetischen Kolben ist also möglich. Die schnellen Ionen müssen nach einer Reflexion die Plasmaschicht, das Gas im Zentrum (Zone I. in Abbildung 8.1 auf Seite 67) und nochmals die Plasmaschicht durchdringen bis die nächste Reflexion erfolgt. Der Energieverlust auf diesem Weg muß deutlich kleiner sein als der Energiegewinn beim Reflexionsvorgang, damit der GRAM einsetzen kann.

Während die Dicke der Plasmaschicht konstant typisch 0.1 mm beträgt, ändert sich die Weglänge durch das Gas erheblich. Damit die Energie der schnellen Ionen die Pinchsäule stabilisieren kann, muß der Durchmesser der Plasmazylinder d^* beim Einsetzen des GRAMs um den Faktor 3 größer sein als der Pinchdurchmesser d_p . Bei einem maximalen d_p von 2 mm ergibt sich $d^* = 6$ mm. Die Ionen müssen also mindestens eine 6 mm dicke Gasschicht durchdringen.

Der Einfluß des Füll- und Injektionsgases auf den Strahl schneller Ionen kann mit Hilfe eines frei verfügbaren Programms abgeschätzt werden. Das Programm TRIM⁶ führt Monte-Carlo-Simulationen durch, bei denen die Reichweite von Ionenstrahlen in Gasen und Festkörpern bestimmt werden. Grundlage des Programms ist die abgeschilderte Coulomb-Wechselwirkung der Atome mit den schnellen Ionen [ZBL96].

⁶<http://www.research.ibm.com/ionbeams>

Gas	Reichweite von D-Ionen mit $E_{\text{kin}} = 1.3 \text{ keV}$	Reichweite von Ne-Ionen mit $E_{\text{kin}} = 13 \text{ keV}$	Reichweite von Ar-Ionen mit $E_{\text{kin}} = 25 \text{ keV}$
H	72 mm	> 100 mm	> 100 mm
H + Ne	17 mm	15 mm	16 mm
H + Ar	11 mm	12 mm	13 mm

Tab. 8.2: Reichweiten von schnellen Ionen in Gasmischungen mit einer Teilchendichte von $n = 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Die Ionen sind vollständig ionisiert angenommen.

Mit dem TRIM Programm ermittelte Reichweiten für die interessierenden Ionen sind in der Tabelle 8.2 zusammengefaßt. Deuterium ist in dem Programm nicht vorgesehen, daher wurde auf Wasserstoff ausgewichen. Dieses ist ohne Bedeutung für die Ergebnisse, weil die Hoch-Z-Gase die Abbremsung dominieren. Die Geschwindigkeit der Ionen wurde auf $1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ gesetzt, die untere Grenze der zu erwartenden Geschwindigkeiten. Der Fülldruck des Wasserstoffs wurde auf 4 hPa bei 20 °C gesetzt. Die Teilchendichte von Neon bzw. Argon wurde gleich der Teilchendichte des Wasserstoffs gesetzt. Diese Dichte tritt bei ca. $5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ Injektionsdruck und 5 ms effektive Injektionszeit beim Experiment auf.

Die Bremswirkung von Wasserstoff bzw. Deuterium ist so gering, daß der Einfluß des Gases auf die schnellen Ionen vernachlässigt werden kann, wie es auch bei den Monte-Carlo-Simulationen [DK87] gemacht wurde. Der Einfluß des Injektionsgases auf die schnellen Deuteronen ist nicht mehr in allen Fällen vernachlässigbar. Insbesondere ist bei Argon und hohen Injektionsdrücken eine Hemmung des GRAMs für die Deuteronen möglich. Für schnelle Neon- bzw. Argon-Ionen ist wahrscheinlich auch der Einfluß des Hoch-Z-Gases vernachlässigbar, weil nicht vollständig ionisierte Atome, sondern nur 3- bis 5-fach ionisierten Atome zu erwarten sind. Für diese ist die Coulomb-Wechselwirkung mit den Gas-Atomen deutlich geringer.

Damit ist der Einfluß des D₂-Gases und des Injektionsgases auf die schnellen Ionen abgeschätzt. Es bleibt der Einfluß der Plasmaschichten, die von den Ionen zweimal pro Reflexion durchlaufen werden. Formeln zur Berechnung des Bremsvermögens eines vollständig ionisierten Wasserstoffplasmas werden in [PV91]⁷ angegeben. Im Fall von einem Krypton-Ionenstrahl wurde eine gute Übereinstimmung der Formeln mit den experimentellen Werten gefunden [Jo95].

Für die Plasmaschicht gibt es Schätzwerte, aber speziell für die Endphase der Kompression auch Meßwerte. Spektrometrisch wurde ca. 20 ns vor der maximalen Kompression die Elektronentemperatur $kT_e = 300 \text{ eV}$ und die Elektronendichte $n_e = 2.5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ bestimmt (siehe Seite 53). Aufgrund der Bedingung $d^*/d_p > 3$ für die Kompression (s.o.) müssen spätestens zu diesem Zeitpunkt Ionen mit dem GRAM beschleunigt werden.

Aus den Meßwerten folgen die Kenngrößen: Plasmafrequenz $\omega_p = 9.4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen $v_{th} = 7.3 \cdot 10^6 \text{ m/s}$, mittlere thermische Geschwindigkeit der Deuteronen $v_{th,i} = 1.2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ (Schätzung über $T_i = T_e$), Debye-Länge $\lambda_D = 8.1 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ und Anzahl der Elektronen in der Debye-Kugel $N_D = 5.6 \cdot 10^2$.

Die Geschwindigkeit der Ionen wurde auf $v_p = 5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ gesetzt, weil zu diesem Zeitpunkt schon erste Reflexionen stattgefunden haben können. Die Geschwindigkeit der schnellen Ionen liegt damit deutlich unter der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen $v_p \ll v_{th}$. Benutzt wurde daher die angegebene Formel für geringe Geschwindigkeiten und mittlere Dichten:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{kT_e}{\lambda_D} \frac{Z^2 N_D}{12\pi\sqrt{2\pi}} \left[(\ln K^2 - 1) \left(\frac{v_p}{v_{th}} \right) - \left(\frac{3}{10} \ln K^2 - \frac{8}{5} + \frac{\pi}{20} \right) \left(\frac{v_p}{v_{th}} \right)^3 \right]$$

mit

$$Z = \frac{4\pi}{3} \frac{Z_{\text{eff}}}{N_D} \quad \text{und} \quad K = \frac{8\pi}{Z}.$$

Die berechneten Werte sind in der Tabelle 8.3 auf der nächsten Seite aufgeführt.

⁷Der Artikel benutzt weitgehend dimensionslose Größen. In der Transformationsvorschrift (8) hat sich ein Schreibfehler eingeschlichen: k_D ist als λ_D zu lesen.

	D ⁺	Ne ³⁺	Ar ⁵⁺
Bremsvermögen: $-\frac{dE}{dx} =$	17 keV/mm	98 keV/mm	890 keV/mm
kin. Energie: $E_{\text{kin}} =$	6.5 keV	65 keV	130 keV
Bremsweg auf $\frac{1}{2}E_{\text{kin}}$: $l_{1/2} =$	0.19 mm	0.33 mm	0.07 mm

Tab. 8.3: Bremsung der schnellen Ionen durch die Elektronen in der Plasmaschicht

Das Verhältnis von Ladung zur Ionenmasse (q^2/m) ist für die Neon-Ionen am günstigsten, sie haben daher die größte Reichweite. Die Energieverluste für die schnellen Ionen durch die Plasmaelektronen sind hoch, aber diese Elektronendichte wird erst zum Ende der Kompressionsphase erreicht. Ionen, die bereits eine höhere Geschwindigkeit erreicht haben, werden relativ zu ihrer kinetischen Energie schwächer gebremst ($E_{\text{kin}} \propto v_p^2$, $-\frac{dE}{dx} \propto v_p$ für $v_p \ll v_{th}$). Das Bremsvermögen $-\frac{dE}{dx}$ der Plasmaelektronen ist maximal bei $v_p \approx 2 \cdot v_{th}$. Die schnellen Ionen können bis in diesen Bereich beschleunigt werden, wenn sie nicht in der Anfangsphase der Beschleunigung thermalisiert wurden (Runaway-Effekt).

Neben der Bremsung durch die Elektronen erfahren die schnellen Ionen auch eine Bremsung durch die Deuteronen des Plasmas. Die thermische Geschwindigkeit der Deuteronen liegt mit $v_{th,i} = 1 \cdot 10^5$ m/s im Bereich der Geschwindigkeit der schnellen Ionen zu Anfang ihrer Beschleunigung. Daher ist das Bremsvermögen durch die Deuteronen besonders hoch, wie die Zahlen in der Tabelle 8.4 zeigen.

Das Bremsvermögen durch die Ionen des Plasmas für $v_{th,i} \ll v_p \ll v_{th}$ wird angegeben mit

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{kT_e}{\lambda_D} \left[\frac{Z^2 N_D}{12\pi\sqrt{2\pi}} \left(\frac{v_p}{v_{th}} \right) \ln\left(\frac{64\pi^2}{Z^2}\right) + \frac{Z^2 N_D}{4\pi M} \left(\frac{v_{th}}{v_p} \right)^2 \ln\left(M \frac{8\pi}{Z}\right) \right]$$

wobei M die Ionenmasse in m_e -Einheiten ist.

	D ⁺	Ne ³⁺	Ar ⁵⁺
Bremsvermögen: $-\frac{dE}{dx} =$	98 keV/mm	0.83 MeV/mm	2.2 MeV/mm
kin. Energie: $E_{\text{kin}} =$	6.5 keV	65 keV	130 keV
Bremsweg auf $\frac{1}{2}E_{\text{kin}}$: $l_{1/2} =$	0.03 mm	0.04 mm	0.03 mm

Tab. 8.4: Bremsung der schnellen Ionen durch die Deuteronen in der Plasmaschicht

Wieder sind die schnellen Neon-Ionen durch ihr q^2/m -Verhältnis bevorzugt. Die Bremsung durch die Deuteronen stellt eine erhebliche Behinderung des GRAMs dar, aber nur bei den ersten Reflexionen. Haben die Ionen dieses Hindernis überwunden, nimmt das Bremsvermögen der Deuteronen mit zunehmender Geschwindigkeit v_p schnell ab.

Damit der GRAM wirksam werden kann muß er also früher, bei geringeren Deuteronendichten, einsetzen ($-\frac{dE}{dx} \propto n_i$). Da der kritische Strom I_C schon früh erreicht wird, kann auch der GRAM früh einsetzen.

Im Plasma der Schicht wird nicht nur Deuteriumgas, sondern auch das Injektionsgas gesammelt. Am Anfang der Kompression sind nur Deuteronen in dem Plasma, aber zum Ende (Durchmesser Injektionsgasstrom < 2 cm) kommen auch Hoch-Z-Ionen dazu. Der Anteil der Hoch-Z-Ionen bleibt gering, $\frac{n_D}{n_X} \approx (\frac{10\text{cm}}{2\text{cm}})^2 = 25$. Ihre höhere Ladung kompensiert die geringe Dichte nicht vollständig. Das Bremsvermögen ($-\frac{dE}{dx}$) wird also am Ende der Kompression unterhalb des Bremsvermögens der Deuteronen liegen. (Die Arbeit von Peter [PV91] beschränkt sich auf Wasserstoffplasmen.) Die geringe thermische Geschwindigkeit der schweren Ionen führt zu einem gegen die Deuteronen verschobenen Maximum des Bremsvermögens bei $v_p \approx 2 \cdot v_{th,i}$.

Eine ausführliche theoretische Behandlung kann in dieser Arbeit, wie schon anfangs erwähnt, nicht gegeben werden. Es fehlt die Betrachtung der Ionisation und Rekombination der schnellen Ionen im Plasma; es fehlt die Behandlung des azimutalen Runaways. Wesentlichen Effekte sind vermutlich erläutert worden. Weitergehende Betrachtungen müßten in Richtung einer Erweiterung der Simulationsrechnungen für den GRAM in Deuterium/Hoch-Z-Gemischen geführt werden. Diese Simulationen könnten auf den hier vorgestellten Effekten basieren, sie müßten den Einfluß der Neon- bzw. Argon-Teilchendichte auf die Effizienz des GRAMs zeigen.

Anhand der Abschätzungen ist sichtbar geworden, daß der GRAM in dem hier untersuchten Arbeitsbereich des Plasmafokus SPEED 2 auftreten kann. Der kritische Strom I_C wird für die Ionen, D^+ , Ne^{3+} , Ar^{5+} weit überschritten. Das Einsetzen des GRAMs kann durch das Bremsvermögen der Ionen in der Plasmaschicht verhindert werden. Auch können die Elektronen in der Plasmaschicht (und die Injektionsgasatome bzgl. D^+) die Effizienz dieses Mechanismus reduzieren. Die Abschätzungen zeigen die Möglichkeit der Grenze zwischen wirksamen GRAM und kein wirksamer GRAM im Bereich des typischen Arbeitsbereiches. Dieses deckt sich mit den experimentellen Ergebnissen in Kapitel 6, die immer die Grenze zwischen SCM und MPM im Arbeitsbereich zeigen.

Das größte Hindernis für den GRAM ist nach den Abschätzungen die Abbremsung in der Plasmaschicht. Damit wird die starke Abhängigkeit vom Isolatorzustand plausibel, weil die Zündung der Entladung über der Isolatoroberfläche einen großen Einfluß auf die Schichtdicke hat.

Unter bestimmten Umständen, die aufgrund der Abschätzungen plausibel sind, aber hier nicht exakt berechnet werden können, kann der GRAM zur Bildung einer stabilen Säule geführt haben. Dann aber können die schnellen Ionen durch die hohe Dichte der Plasmasäule abgebremst und thermalisiert werden. Dies führt dazu, daß das Magnetfeld die Plasmasäule weiter komprimiert und der beobachtete zweite Strahlungsausbruch im Röntgenbereich erfolgt (siehe Abschnitt 7.3 auf Seite 57).

Die schnellen Deuteronen zeigten sich bei Entladungen in reinem Deuterium auch durch ein deutlich früheres Einsetzen der Neutronenproduktion (Beam-Beam- und Beam-Target-Reaktionen) [DK87]. Dieses konnte bei Entladungen im SCM nicht eindeutig beobachtet werden. Im Mittel setzte die Neutronenproduktion nur 14 ns früher als beim MPM ein. Die Ursache dafür kann der Anteil der Neon- bzw. Argon-Ionen an der schnellen Ionenkomponente sein.

9 Ausblick

In dieser Arbeit wurden wesentliche experimentelle Daten über den stabilen Säulenmodus (SCM) ermittelt. Wie bei fast allen Arbeiten bleiben auch hier noch einige Lücken für weitere Untersuchungen.

Die spektroskopischen Untersuchungen zur zeitaufgelösten und ortsaufgelösten Messung von Dichte und Temperatur werden zur Zeit durchgeführt. Auch stehen noch genauere, spektral-aufgelöste Messungen der Energie oder der Leistung der Röntgenstrahlung aus.

Die Hoch-Z-Ionen im Pinch stammen aus dem injizierten Gas. Axial-aufgelöste Messungen der Gasdichte in Abhängigkeit der Injektionszeit fehlen noch für eine genauere Angabe des Anteils des injizierten Gases im resultierenden Pinchplasma. Die Röntgenabsorptionsmessungen von Mälzig am injizierten Gasstrahl könnten dazu weitergeführt und ergänzt werden.

Der SCM verlangt eine hohe Energiedichte. Der Aufbau von elektrischen Treibern mit hoher Bankenergie und Spannung ist durch das modulare Konzept des Marx-Generators und durch modulare Kombination von Marx-Modulen relativ einfach, verglichen mit dem Aufbau des Fokus. Der für die Zündung entscheidende Isolator wird mit wachsender Energiedichte zum Hauptproblem. Die Entwicklung von Plasmafokusanlagen höherer Energie erscheint daher schwierig. Neue und erfolgreiche Ideen zur Untersuchung des Zündvorgangs auf der Isolatoroberfläche und zum Isolatorproblem würden die Plasmafokusanlagen einen entscheidenden Schritt weiterbringen.

Bei kleineren Energien ist der Fokusbetrieb weniger kritisch, daher sind Untersuchungen an SPEED 2 mit reduzierter Bankenergie und verkleinertem Anodendurchmesser geplant. Dabei besteht die Erwartung, den SCM zu erreichen, weil die hohe Energiedichte erhalten bleibt. Daß ein Umbau auf einen kleineren Radius erforderlich sein kann, haben die Versuche mit reduzierter Bankenergie in dieser Arbeit bereits angedeutet. Der Bereich effektiver Pinchbildung wurde, bei dieser Geometrie, bei Reduzierung der Bankenergie zu schnell für eine sichere Aussage zur Skalierung verlassen.

In der Arbeitsgruppe wird auch versucht, den SCM an kleineren Experimenten zu realisieren. Zur Zeit laufen Experimente an der kleineren SPEED 3-Anlage. Das Table-Top-System SPEED 4 ist bereits für den Experimentierbetrieb einsatzbereit. Diese Experimente sind durch ihre wesentlich reduzierte Größe eher geeignet industriell, als Röntgenstrahlungsquelle eingesetzt zu werden. Ein weiterer wesentlicher Vorteil dieser Systeme ist ihre höhere Entladungsfrequenz von typisch 100 Entladungen/Tag gegen typisch 50 Entladungen/Woche bei SPEED 2. Noch ist aber die Reproduzierbarkeit bei den kleineren Anlagen um ein Vielfaches schlechter als bei SPEED 2, was diese Zahlen wieder relativiert.

Ein großer Nachholbedarf besteht bei den theoretischen Arbeiten zum SCM. Ein Ansatz für einen Stabilisierungsmechanismus wurde in dieser Arbeit angegeben, aber dieser ist noch weiter auszubauen. Berechnungen zu den Parameterbereichen der beiden Betriebsmodi, die bei einer Skalierung auf andere Maschinen Voraussagen ermöglichen, fehlen. Ebenso fehlt die Theorie zur Konditionierung der Isolatoren und des Zündvorganges auf der Isolatoroberfläche. Diese würde bei der experimentell sehr aufwendigen Suche nach dem optimalen Isolator helfen.

Es bleiben also noch genügend experimentelle Fragestellungen offen, um die Plasmafokusanlage SPEED 2 die nächsten Jahre auszulasten. Eine erfolgreiche Realisierung des SCM auf kleineren Maschinen bleibt zu erhoffen, ebenso die theoretische Behandlung und Modellierung der Fokusentladung, insbesondere mit dem Wechsel zwischen den Betriebsmodi.

10 Anhang

10.1 Isolatoren von 1988 bis 1999

Für das Auftreten des SCM hat sich der Zustand des Isolators als wichtiger Parameter gezeigt (Abschnitt 6.2 auf Seite 35). Die Problematik ist schon in der allgemeinen Formulierung „Zustand“ abzulesen. Eine genaue Untersuchung dieser Abhängigkeit ist aufgrund der am Experiment gemachten Erfahrungen als sehr schwierig einzustufen. Daher beschränkt sich diese Arbeit auf einen kurzen Blick zurück, auf die lange Reihe der Versuche mit verschiedenen Isolatoren in den letzten 10 Jahren.

Die Liste gibt einen kleinen Eindruck von den auftretenden Schwierigkeiten. Selbst Isolatoren aus einer Lieferung haben erhebliche Unterschiede im Verhalten gezeigt. Untersuchungen der Isolatoroberflächen gaben auch keine Hilfe für die Lösung des Isolatorproblems [Kie86].

- | | | |
|--|-----------------|-----------------------------|
| (a) Einbau am | (b) Entladungen | (c) $p(D_2)$ Arbeitsbereich |
| (d) Typ des Isolators | | |
| (e) Ursache für den Ausbau | | |
| (a) 22.02.1988 | (b) 3146–3147 | (c) 5 hPa |
| (d) Al_2O_3 -Isolator | | |
| (e) Spannung hat den Isolator zerstört | | |
| (a) 29.06.1988 | (b) 3193–3383 | (c) 3–7.5 hPa |
| (d) Al_2O_3 -Isolator | | |
| (e) — | | |
| (a) 26.10.1988 | (b) 3390–3455 | (c) 2.5–4 hPa |
| (d) Al_2O_3 -beschichteter Isolator | | |
| (e) — | | |
| (a) 15.11.1988 | (b) 3456–3556 | (c) 2.5–4.5 hPa |
| (d) bereits benutzter Glasisolator | | |
| (e) Umbau auf neuen Typ | | |
| (a) 26.01.1989 | (b) 3559–3563 | (c) 2.8–3.5 hPa |
| (d) Al_2O_3 -Isolator | | |
| (e) Spannung hat den Isolator zerstört | | |
| (a) 01.02.1989 | (b) 3564–3574 | (c) 3 hPa |
| (d) Al_2O_3 -Isolator | | |
| (e) Spannung hat den Isolator zerstört | | |
| (a) 13.02.1989 | (b) 3575–3583 | (c) 3–4 hPa |
| (d) Al_2O_3 -Isolator mit zusätzlichen Isolationsfolien | | |
| (e) Spannung hat den Isolator zerstört | | |
| (a) 22.02.1989 | (b) 3585–3589 | (c) 5 hPa |
| (d) Al_2O_3 -Isolator mit kunstharzgetränkten Isolationsfolien | | |
| (e) Spannung hat den Isolator zerstört | | |
| (a) 27.02.1989 | (b) 3590–3612 | (c) 2.5–3.5 hPa |
| (d) Glasisolator | | |
| (e) — | | |
| (a) 22.03.1989 | (b) 3613–3629 | (c) — hPa |
| (d) Glasisolator | | |
| (e) keine effektive Pinchbildung | | |
| (a) 05.06.1989 | (b) 3631–3668 | (c) 3.5–5 hPa |
| (d) Al_2O_3 -beschichteter Quarzglas-Isolator | | |
| (e) Beschichtung ist abgesplittet | | |
| (a) 12.06.1989 | (b) 3669–3716 | (c) 3.5–5 hPa |
| (d) Al_2O_3 -beschichteter Quarzglas-Isolator | | |
| (e) vermutlich ein mechanischer Defekt | | |

- (a) 31.07.1989 (b) 3717–3795 (c) 4–5 hPa
(d) Al_2O_3 -beschichteter Quarzglas-Isolator
(e) —
- (a) 25.09.1989 (b) 3796–3831 (c) 3–4.5 hPa
(d) Al_2O_3 -beschichteter Quarzglas-Isolator
(e) Beschichtung bei den Entladungen abgesplittert
- (a) 03.10.1989 (b) 3832–3963 (c) 3.5–5 hPa
(d) Al_2O_3 -beschichteter Quarzglas-Isolator
(e) Isolator zerbrochen
- (a) 26.10.1989 (b) 3964–4031 (c) 4 hPa
(d) Al_2O_3 -beschichteter Quarzglas-Isolator
(e) Isolator zerbrochen
- (a) 29.10.1989 (b) 4032–4400 (c) 4 hPa
(d) Duranglas-Isolator
(e) zu geringe Neutronenproduktion
- (a) 02.04.1990 (b) 4401–5030 (c) 3–5 hPa
(d) Duranglas-Isolator
(e) —
- (a) 17.10.1990 (b) 5031–5156 (c) 3.4–5 hPa
(d) Duranglas-Isolator
(e) —
- (a) 12.12.1990 (b) 5158–5176 (c) 3.5–4 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator, 10fache Dichte bzgl. 3146
(e) Spannung hat den Isolator zerstört
- (a) 20.12.1990 (b) 5177–5591 (c) 4–5 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator wie 5158 mit Isolationsfolien
(e) mechanische Zerstörung
- (a) 25.06.1991 (b) 5592–5605 (c) 4 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator mit Isolationsfolien wie 5177
(e) Spannung hat den Isolator zerstört
- (a) 27.06.1991 (b) 5606–5630 (c) 2.5–4 hPa
(d) Duranglas-Isolator
(e) Umbau auf anderen Isolator
- (a) 02.07.1991 (b) 5635–5648 (c) 3.5 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator mit Isolationsfolien wie 5177
(e) Folien verrutscht
- (a) 04.07.1991 (b) 5649–5691 (c) 4 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator mit Isolationsfolien wie 5177
(e) Spannung hat den Isolator zerstört
- (a) 10.07.1991 (b) 5695–5722 (c) 4–5 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator mit Isolationsfolien wie 5177
(e) Spannung hat den Isolator zerstört
- (a) 17.07.1991 (b) 5725–5769 (c) 4–5 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator mit Isolationsfolien wie 5177
(e) —
- (a) 24.07.1991 (b) 5770–5849 (c) 3.5–4 hPa
(d) Al_2O_3 -Isolator mit Isolationsfolien wie 5177
(e) Umbau auf neuen Isolator
- (a) 04.11.1991 (b) 5850–5855 (c) — hPa
(d) Duranglas-Zylinder auf Delrin-Kern mit Silikonkleber
(e) keine effizienten Pinche
- (a) 25.11.1991 (b) 5856–5885 (c) 3 hPa
(d) Duranglas-Zylinder auf Delrin-Kern mit Uhu endfest300
(e) mechanisch zerstört

- (a) 05.12.1991 (b) 5888–5925 (c) 4–5 hPa
(d) Al₂O₃-Zylinder auf Delrin-Kern mit Uhu endfest300
(e) mechanisch zerstört
- (a) 23.12.1991 (b) 5826–5969 (c) 4 hPa
(d) Al₂O₃-Isolator von Degussa
(e) gebrochen
- (a) 24.02.1992 (b) 5870–5998 (c) 4–4.5 hPa
(d) Al₂O₃-Isolator von Degussa, Stirnfläche mit Kupferring
(e) gebrochen
- (a) 12.03.1992 (b) 5999–6199 (c) 4 hPa
(d) Al₂O₃-Isolator von Degussa wie 5870
(e) Umbau auf neuen Isolator
- (a) 24.03.1992 (b) 6200–6236 (c) — hPa
(d) Al₂O₃-Staub beschichteter Duranglas-Isolator
(e) keine effizienten Entladungen
- (a) 27.03.1992 (b) 6237–6252 (c) — hPa
(d) dichter mit Al₂O₃-Staub beschichteter Duranglas-Isolator
(e) keine effizienten Entladungen
- (a) 01.04.1992 (b) 6253 (c) — hPa
(d) Quarzglas-Isolator mit Al₂O₃-Folie beklebt
(e) zerstört
- (a) 06.04.1992 (b) 6254–6270 (c) — hPa
(d) Quarzglas-Isolator
(e) keine effizienten Entladungen
- (a) 01.07.1992 (b) 6271–6272 (c) — hPa
(d) Quarzglas mit Al₂O₃beschichtet von VAW
(e) Gleitentladung über beschichteten Isolatorfuß
- (a) 08.07.1992 (b) 6273–6861 (c) 3.5–4 hPa
(d) wie 6271, Fußbereich abgeschliffen
(e) Oberfläche verschmutzt
- (a) 06.05.1993 (b) 6862–7047 (c) 4.0–5.0 hPa
(d) wie 6273
(e) Beschichtung beschädigt
- (a) 11.06.1993 (b) 7048–7257 (c) 5.0–8.0 hPa
(d) wie 6273, Oberfläche durch schleifen geglättet
(e) Oberfläche beschädigt
- (a) 13.08.1993 (b) 7258–7968 (c) 5.0–8.0 hPa
(d) wie 7048
(e) keine homogene Zündung auf dem Isolator
- (a) 17.01.1994 (b) 7969–8286 (c) 5.4–7.5 hPa
(d) wie 7048
(e) absplitten der Beschichtung
- (a) 02.03.1994 (b) 8281–9495 (c) 4.6–8.6 hPa
(d) wie 7048
(e) Umbau auf neuen Isolator
- (a) 03.04.1994 (b) 9496–11064 (c) 4.5–5.4 hPa
(d) Quarzglas Al₂O₃beschichtet (LWK), durch Schliff geglättet
(e) Beschichtung abgesplittert
- (a) 19.03.1997 (b) 11065–11573 (c) 4.8–5.8 hPa
(d) wie 9496
(e) Spannung hat den Isolator zerstört
- (a) 15.10.1997 (b) 11574–11598 (c) 4.8–8.2 hPa
(d) wie 9496
(e) Durchschlag bei sehr hoher Pinchspannung

- (a) 22.10.1997 (b) 11599–11724 (c) 4.8–5.4 hPa
(d) wie 9496, Oberfläche durch Längsschliff geglättet
(e) nur jede 2. Entladung war effektiv
- (a) 19.01.1998 (b) 11725–11785 (c) 4.8 hPa
(d) wie 9496, Oberfläche durch Radialschliff geglättet
(e) mechanische Zerstörung
- (a) 09.02.1998 (b) 11787–11987 (c) 9.7–10.2 hPa
(d) Isolator von 9495 wiederverwendet
(e) Beschichtung ist abgesplittert
- (a) 06.04.1998 (b) 11988–12318 (c) 8.8–10.2 hPa
(d) wie 9496
(e) nach Abplatzen der Beschichtung keine effektiven Pinche
- (a) 14.10.1998 (b) 12319–12417 (c) 9.0–9.4 hPa
(d) wie 9496 mit abgerundeter Stirnfläche
(e) langsames Absplittern von der Stirnfläche
- (a) 28.10.1998 (b) 11418–12485 (c) 8.8–10.2 hPa
(d) wie 12319
(e) Teil der Beschichtung der Mantelfläche abgesplittert
- (a) 10.11.1998 (b) 12486–12661 (c) 7.5–8.4 hPa
(d) wie 12319
(e) Teil der Beschichtung (ca. 20 mm²) abgesplittert
- (a) 10.03.1999 (b) 12662–12739 (c) 9.9–10.9 hPa
(d) wie 12319, Oberfläche etwas stärker geglättet
(e) erst Beschichtung abgesplittert, dann Glas zertrümmert
- (a) 08.04.1999 (b) 12740–12771 (c) 8.2–10.2 hPa
(d) wie 12662
(e) Glas zertrümmert, durch eine heftige Speiche?
- (a) 15.04.1999 (b) 12772–12809 (c) 6.1–7.5 hPa
(d) einen benutzten Isolator von LWK neu mit Al₂O₃beschichtet
(e) erst Beschichtung abgesplittert, dann Glas zertrümmert
- (a) 23.04.1999 (b) 12810–12840 (c) 7.5 hPa
(d) wie 7048
(e) erst Beschichtung abgesplittert, dann Glas zertrümmert

11 Literaturverzeichnis

- [A⁺⁹⁵] ANTSIFEROV, P.S. [u. a.] : X-ray diagnostics of plasma focus DPF-78 discharges with heavy-gas admixtures. In: *J. Appl. Phys.* 77 (1995), Nr. 10, S. 4973–4978
- [B⁺⁹⁷] BOBASHEV, S.V. [u. a.] : Production of wavelength-selective, time-resolved, x-ray images of a neon plasma in the SPEED 2 plasma focus. In: *Tech. Phys. Lett.* 4 (1997), Nr. 23, S. 316–318
- [Cal90] CALKER, Ch. van: *Reaktionsteilchendiagnostik an Fusionsplasmen - Einsatzbereiche und Grenzen bei verschiedenen Plasmaexperimenten*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Dissertation, 1990
- [CBK90] CHEN, T. ; BUSHUEV, V.A. ; KUZ'MIN, R.N.: Effect of geometric aberrations on the point focusing of a spherical x-ray wave in Bragg reflection from bent crystals. In: *Sov. Phys. Tech. Phys.* (1990), Nr. 35, S. 1148–1150
- [DK87] DEUTSCH, R. ; KIES, W.: Ion Acceleration and Runaway in Dynamical Pinches. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 30 (1987), Nr. 3, S. 263–276
- [DKD86] DEUTSCH, R. ; KIES, W. ; DECKER, G.: Theoretical Model and Computer Simulations of Electric Signals for Magnetically Driven Plasma Sheaths. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 28 (1986), Nr. 12, S. 1823–1839
- [Dol88] DOLL, T.: *Untersuchung von „SPEED2“ -Pinchplasmen mit Hilfe der Schlierentechnik bei Initiierung an Al₂O₃-Isolatoren und gepulsten Gasstrahlen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1988
- [Eng97] ENGEL, A.: *Vergleichende Untersuchungen der Röntgenemission von Mikropinchplasmen an Vakuumfunkens- und Plasmafokusanlagen mit Elementen gleicher Ordnungszahl*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Dissertation, 1997
- [Fra70] FRANKE, H. (Hrsg.): *dtv-Lexikon der Physik*. 3. Auflage. Deutscher Taschenbuch Verlag, München, 1970
- [Jac95] JACOBY, J. ; OTHER: Stopping of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma. In: *Physical Review Letters* 74 (1995), Nr. 9, S. 1550–1553
- [Joh31] JOHANN, H.H.: Die Erzeugung lichtstarker Röntgenspektren mit Hilfe von Konkavkristallen. In: *Z. Physik* (1931), Nr. 69, S. 185–206
- [K⁺⁹⁰] KOSHELEV, K.N. [u. a.] : Formation of micropinch structures in plasma-focus discharges with admixtures of heavy atoms. In: *Sov. J. Plasma Phys.* 15 (1990), Nr. 9, S. 619–624
- [K⁺⁹⁷] KIES, W. [u. a.] : Pinches and micropinches in the SPEED 2 plasma focus. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* (1997), Nr. 7, S. 21–27
- [K⁺⁰⁰] KIES, W. [u. a.] : In Vorbereitung: Pinch modes in the SPEED 2 plasmafocus. (2000)
- [Ken93] KENTECH: *Low magnification x-ray streak camera - Manual*. Kentech Instruments Ltd., Hall Frame Workshops, South Moreton, Didcot, Oxon, OX11 9AG, England, 1993
- [Kie82] KIES, W.: *Schneller stromsteifer 200 kV - Plasmafokus SPEED 1 anders als andere Plasmafoki?*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Dissertation, 1982
- [Kie86] KIES, W.: Power limits for dynamical pinch discharges? In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 28 (1986), Nr. 11, S. 1645–1657
- [Kop92] KOPKA, H.: *LaTeX eine Einführung*. 4. Auflage. Addison-Wesley, Bonn, 1992

- [LEN95] LEBERT, R. ; ENGEL, A. ; NEFF, W.: Investigations on the transition between column and micropinch mode of plasma focus operation. In: *J. Appl. Phys.* 78 (1995), Nr. 11, S. 6414–6420
- [Luc95] LUCAS, B.: *Untersuchung der Emission weicher Röntgenstrahlung am Plasmafokus*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1995
- [Mat65] MATHER, J.W.: Formation of a High Density Deuterium Plasma Focus. In: *Phys. Fluids* 8 (1965), Nr. 2, S. 366–377
- [Mäl92] MÄLZIG, M.: *Röntgendiagnostik an Pinchplasmen hoher Energiedichte*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Dissertation, 1992
- [MS82] MARTIN, Ch. ; ST., Bowyer: Quantum efficiency of opaque CsJ photocathodes with channel electron multiplier arrays in the extreme and far ultraviolet. In: *Applied Optics* 21 (1982), Nr. 23, S. 4206–4207
- [Nad94] NADOLNY, R.: *Untersuchungen zur Mikropinchbildung*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1994
- [PV91] PETER, Th. ; VEHN, J. Meyer-ter: Energy loss of heavy ions in dense plasma, I. Linear and nonlinear Vlasov theory for the stopping power. In: *Physical Review A* 43 (1991), Nr. 4, S. 1998–2014
- [Raa95] RAACKE, J.: *Aufbau und Untersuchung einer kompakten Pinchplasmastrahlungsquelle*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1995
- [Raa00] RAACKE, J.: *In Vorbereitung*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Dissertation, 2000
- [Röw90] RÖWEKAMP, P.: *Untersuchung der Röntgenemission von Pinchplasmen an SPEED 2*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1990
- [Röw96] RÖWEKAMP, P.: *Charakterisierung von Mikropinchchen mittels SXR- und XUV-Diagnostik am Plasmafokus SPEED 2*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Dissertation, 1996
- [Sch93] SCHMITZ, F.: *Untersuchung der UV- und Röntgenemission von Pinchplasmen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1993
- [Sid99] SIDELNIKOV, Yu. V.: private Mitteilung. (1999)
- [Sol96] SOLL, Ch.: *Zeitaufgelöste Messungen der Röntgenemission an Mikropinchchen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 1996
- [Sop92] SOPKIN, Yu. V.: *4-Frame Camera System - Technische Beschreibung*. Russische Akademie der Wissenschaften, Institute für Spektroskopie, Troitzk bei Moskau, 1992
- [Ste80] STEINMETZ, K.: *Plasmaberichte 1/80, Neutronproduction and ion beam generation in plasma focus devices*. Institut für angewandte Physik, Universität Heidelberg, 1980
- [Ste88] STEIN, S.: *Hochspannungsimpulsmessungen an SPEED 2*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Staatsarbeit für das Lehramt, 1988
- [TDK96] TISEANU, I. ; DECKER, G. ; KIES, W.: A Monte-Carlo technique for the reconstruction of time dependent spectra of short-pulsed particle sources. In: *Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A* (1996), Nr. 373, S. 73–80
- [Wiz79] WIZA, J.: Microchannel plate detectors. In: *Nuclear Instr. and Methods* (1979), Nr. 162, S. 587–601
- [ZBL96] ZIEGLER, J.F. ; BIERSACK, J.P. ; LITTMARK, U.: *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York, 1996

12 Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf angefertigt. Herrn Prof. Dr. W. Kies und Herrn Prof. em. Dr. G. Decker danke ich für die Aufgabenstellung und die vielfältigen Hilfen bei der Durchführung der Arbeit.

Mein Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts für die kollegiale Zusammenarbeit, insbesondere den Mitgliedern der Fokusgruppe. Herrn G. Ziethen danke ich für die Unterstützung bei den umfangreichen Messungen und die gewissenhafte Wartung von SPEED 2. Herrn J. Raacke und Herrn F. Schmitz danke ich für wertvolle Anregungen und Diskussionen.

Für die Mithilfe bei den Experimenten und der Auswertung der Daten bedanke ich mich bei Herrn Dr. Y. Sidelnikov (Institut für Spektroskopie, Troitzk) und Herrn Dr. D. Simanovskii (A.-F.-Ioffe-Institut, St. Petersburg).

Mein herzlicher Dank gilt meinen Eltern für ihre Unterstützung bei meiner langen Ausbildung.

13 Lebenslauf

Ulrich Berntien
geboren am 27. August 1967
in Hilden

Ausbildung

1973–1977	Don-Bosco-Grundschule in Langenfeld
1977–1983	Johann-Gutenberg-Realschule in Langenfeld 20.6.1983 Zeugnis der Fachoberschulreife
1983–1986	Landrat-Lucas-Gymnasium in Leverkusen 22.5.1986 Zeugnis der allgemeinen Hochschulreife
1986–1993	Studium der Physik an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf 25.10.1993 Zeugnis über die Diplom-Prüfung
1997/98	Weiterbildungspaket Software Engineering an der Fernuniversität Hagen
1997–2000	Zusatzzstudium Praktische Informatik an der Fernuniversität Hagen

Beruf

1994–1997	wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf
1995–1997	wissenschaftliche Hilfskraft an der Westdeutschen Kieferklinik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf
1997–1999	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf
1.1.2000	Softwareentwickler bei der S.E.S.A. Software und Systeme AG, Geschäftsstelle Köln