

EXPERIMENTE ZUR ERZEUGUNG VON PINCHPLASMEN HOHER ENERGIEDICHTE ALS STRAHLUNGSQUELLEN IN KOMPAKTANLAGEN

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

vorgelegt von
Jens Raacke
aus Bochum

Offsetdruck Waßer, Mettmann
2001

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: 31.1.2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Röntgenstrahlungsquellen	2
1.1.1	Elektronensynchrotrons	2
1.1.2	Laserproduzierte Plasmen	8
1.1.3	Pinche	11
1.2	Zielsetzung der Arbeit	16
2	Entwicklung von SPEED 2 bis SPEED 4	17
3	Experimente an SPEED 3	21
3.1	Diagnostiken	21
3.1.1	Elektrische Sonden	21
3.1.2	Bildwandlerkameras	22
3.1.3	MCP-Kamera	23
3.1.4	VUV-Spektrometer	26
3.1.5	Photomultiplier mit Szintillator	30
3.2	Optimierung des Entladungsablaufs in planer Geometrie	30
3.2.1	Glimmentladungen	30
3.2.2	Kupferquellen bzw. -bedampfung	31
3.2.3	Al_2O_3 als Isolatormaterial	33
3.2.4	Netze und Konditionierungsentladungen	35
3.3	Umbau zum z-Pinch	37
3.3.1	Einfluß des Isolatormaterials	38
3.4	Optimierung mit Vorionisierung	39
3.4.1	Aufbau der Vorionisierung	39
3.4.2	Auswirkungen des Vorpulses	42
3.5	Strahlung	46
3.6	Ergebnisse	57
4	Experimente an SPEED 4	59
4.1	Aufbau und elektrische Eigenschaften	59
4.2	Vorionisierung	60
4.3	Strahlung	63
4.4	Gepulster Gaseinlaß	64
4.5	Ergebnisse	66
5	Zusammenfassung und Ausblick	67
6	Anhang	71
6.1	Ventiltrigger	71
6.2	Triggerpulser	73
6.3	Impulsverstärker	78
6.4	Fokussierung des Spektrometers	80
6.5	Wellenlängenskala der Spektren	81
6.6	Rechnung zur Flußkonstanz	82
	Literatur	83

1 Einleitung

Intensive Strahlungsquellen, die im Spektralbereich des Vakuumultraviolett (VUV, 10 – 200 nm) über das extreme Ultraviolett (XUV, 1 – 10 nm) bis in den Bereich der weichen Röntgenstrahlung (SXR, 0.1 – 1 nm) emittieren, sind in Forschung und Industrie vielseitig einsetzbar.

Bei der Röntgenlithographie wird kurzwellige Strahlung benötigt, mit deren Hilfe sich z.B. die Strukturen von Mikrochips weiter verkleinern lassen. Dadurch wird die Packungsdichte erhöht, und die Herstellungskosten werden aufgrund des geringeren Flächenbedarfs gesenkt.

Als weitere Anwendung kommt die Röntgenmikroskopie in Betracht, die die Beobachtung lebender Zellen in ihrer natürlichen Umgebung (Wasser) mit weit höherer Auflösung als mit herkömmlichen Lichtmikroskopen ermöglicht. Dazu wird Strahlung im Wasserfenster¹, einem Teilbereich des XUV, mit Wellenlängen von 2.33 – 4.36 nm benötigt.

Pinchplasmen stellen eine mögliche Alternative zu den bisher für diese Anwendungen eingesetzten Anlagen wie Synchrotrons oder laserproduzierten Plasmen dar. Für die oben angegebenen Einsatzgebiete sollte die Quelle eine Reihe von Anforderungen erfüllen, um praktisch einsetzbar zu sein:

- Die Quelle sollte möglichst kompakt und transportabel sein, um sie evtl. sogar als „table-top“-Gerät einsetzen zu können. Außerdem wäre es wünschenswert, wenn die Austrittsrichtung der erzeugten Strahlung den übrigen apparativen Gegebenheiten angepaßt werden könnte.
- Die Strahlungsausbeute sollte möglichst hoch sein und die Strahlung aus einem kleinen Volumen kommen, dessen Position genau bekannt ist und sich zeitlich nicht verändert.

Für eine scharfe Abbildung muß bei der Röntgenmikroskopie monochromatische Strahlung ($\lambda/\Delta\lambda \geq 200$) verwendet werden, weil die abbildenden Elemente (meist Zonenplatten) eine wellenlängenabhängige Brennweite besitzen. Bei der Untersuchung lebender Zellen ist zudem eine gepulste, intensive Quelle erforderlich, um die Bewegungsunschärfe während der Belichtungszeit zu vermeiden und die Verluste durch das abbildende System auszugleichen.

In der Röntgenlithographie kann dagegen mit polychromatischer Strahlung gearbeitet werden, solange die Maske nur durch Schattenwurf auf den Wafer projiziert wird. Gleichzeitig ist aber auch hier eine kurze Belichtungszeit (nicht länger als einige Sekunden) für den Herstellungsprozeß und damit für die -kosten günstig.

- Die Quelle sollte möglichst wartungsarm sein, um einen preisgünstigen Betrieb zu ermöglichen. Zusätzlich ist eine hohe Repetitionsfrequenz wünschenswert, falls die zur Belichtung benötigte Strahlungsenergie nicht während einer einzelnen Entladung emittiert wird. Bei der Röntgenmikroskopie lebender Zellen ist dagegen die Belichtung mit einer einzigen Entladung zwingend.

¹benannt nach der guten Transmission von Wasser unterhalb von 543.2 eV (K-Kante des Sauerstoffs) und der von biologischem Material oberhalb von 284.2 eV (K-Kante des Kohlenstoffs)

Die beiden in dieser Arbeit untersuchten Düsseldorfer Pinchexperimente SPEED 3 und SPEED 4 sollen zeigen, ob und in wie weit eine Skalierung des zwar leistungsfähigen aber sehr großen Treibers SPEED 2 zu kleineren Dimensionen und geringerer Leistung möglich ist.

1.1 Röntgenstrahlungsquellen

Im folgenden Kapitel werden einige Röntgenstrahlungsquellen vorgestellt und verglichen, ihre Emissionseigenschaften, sowie die Eignung zum Einsatz in der Röntgenmikroskopie bzw. -lithographie diskutiert.

1.1.1 Elektronensynchrotrons

In einem Synchrotron laufen hochenergetische Elektronen auf einer geschlossenen Bahn um. Dazu werden sie i.d.R. zunächst mit einem Linearbeschleuniger annähernd auf Lichtgeschwindigkeit gebracht und in den Synchrotron-Speicherring injiziert, wo sie in Elektronenpaketen von einigen Zentimetern Länge umlaufen. Durch elektrische Felder in Hohlraumresonatoren, die mit einer konstanten Frequenz betrieben werden, wird ihnen weiter Energie zugeführt. Beschleunigte Ladungen geben elektromagnetische Strahlung ab, was durch die Gesetze der Elektrodynamik beschrieben wird. Dies geschieht zum einen im Bereich der Biegemagnete, die die Elektronenbahn krümmen, zum anderen aber auch in Wiggeln und Undulatoren genannten Einrichtungen, die speziell zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung konstruiert worden sind.

Um das Zustandekommen von Synchrotronstrahlung zu verstehen, betrachtet man zunächst ein einzelnes Elektron, das sich auf einer Kreisbahn mit dem Radius ρ bewegt. Bei niedrigen Geschwindigkeiten v erwartet man nach der klassischen Theorie eine abgestrahlte Welle der Frequenz:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v}{2\pi\rho} \quad (1)$$

Die x- und y-Komponenten des elektrischen Feldes am Ort des (weit entfernten) Beobachters hätten dann gemäß

$$\vec{E} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{d^2 \vec{e}_{R'}}{dt^2} \quad (2)$$

einen sinusförmigen Verlauf, wobei $\vec{e}_{R'}$ die scheinbare Richtung der Ladung anzeigt. Bei üblichen Synchrotron-Dimensionen läge die Frequenz nach klassischer Rechnung im Kurzwellenbereich. Da das Elektron jedoch hochenergetisch ist, bewegt es sich fast mit Lichtgeschwindigkeit $v = \beta c$ ($0 \leq \beta < 1$), und relativistische Effekte müssen berücksichtigt werden. Zur Vereinfachung führt man den Parameter

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m_0 c^2} \quad (3)$$

ein. Da sich das elektrische Feld und damit die Information über die Position der Ladung nur mit geringfügig größerer Geschwindigkeit c ausbreitet, verändert sich die scheinbare Richtung der Ladung vom Beobachter aus nicht mehr sinusförmig, sondern gleicht einer Hypozykloide, wie in Abb. 1 gezeigt. Die Spitze der Kurve entspricht dabei dem Zeitpunkt, an dem sich die Ladung genau auf den Beobachter zubewegt. Differenziert man diese scheinbare, räumliche Bahnkurve zweimal nach der Zeit, erhält man das elektrische Feld am Ort des Beobachters. [Fey87]

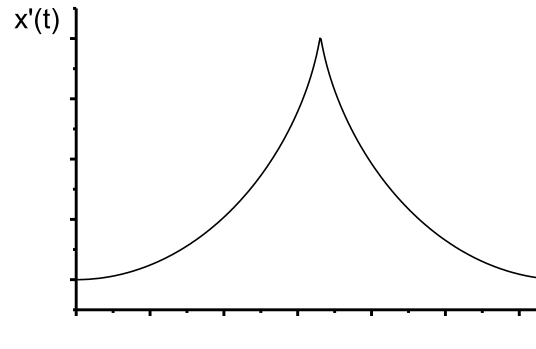


Abbildung 1: Scheinbare x-Koordinate bei $\beta = 0.95$

Das Feld wird dann besonders stark, wenn sich die Ladung genau auf den Beobachter zubewegt. Dadurch ergibt sich eine in Vorwärtsrichtung stark gebündelte Abstrahlung, wie in Abb. 2 dargestellt ist. Der halbe Öffnungswinkel θ beträgt etwa $1/\gamma$.

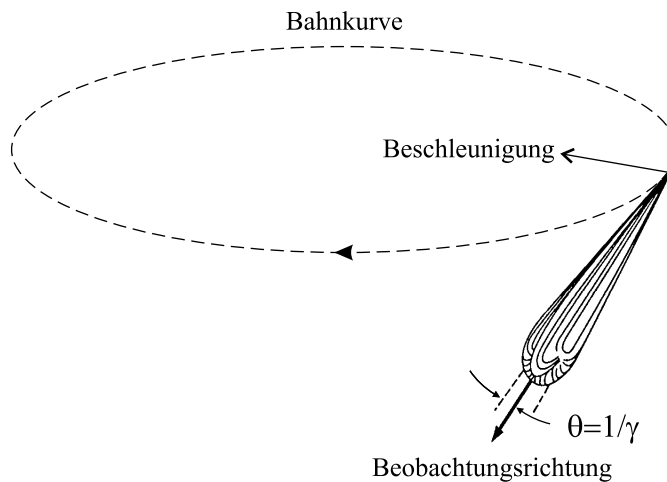


Abbildung 2: Abstrahlungscharakteristik eines relativistischen Elektrons

Die Formeln, Definitionen und Herleitungen des folgenden Abschnitts wurden aus den Büchern bzw. dem Artikel [Bar93, Ter96, Gre85] entnommen und zusammengestellt.

Diejenige Größe, die die Anzahl der Photonen angibt, die pro Zeiteinheit und Raumwinkel im Wellenlängenintervall der Breite $\Delta\lambda/\lambda$ emittiert werden, wird als spektrale Helligkeit B bezeichnet. Dividiert man die spektrale Helligkeit durch die

transversale Fläche der Quelle, spricht man von der Brillanz W . Als Zahlenwertgleichung mit der Elektronenenergie $E[\text{GeV}]$ und der mittleren Strahlstromstärke $I[\text{A}]$, erhält man für die Anzahl der Photonen, die im Wellenlängenintervall $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$ pro Sekunde und mrad^2 in die Bahnebene emittiert werden, die Gleichung:

$$B = 5.308 \cdot 10^{13} E^2 I \left(\frac{\lambda_c}{2\lambda} \right)^2 K_{2/3}^2 \left(\frac{\lambda_c}{2\lambda} \right) \quad (4)$$

Darin bezeichnet $K_{2/3}$ die modifizierte Bessel-Funktion zweiter Art und λ_c die kritische Wellenlänge, die das Spektrum in zwei Hälften mit gleichem Energieinhalt teilt.

$$\lambda_c = \frac{4\pi\rho}{3\gamma^3} \quad (5)$$

Der spektrale Verlauf ist in Abb. 3 gezeigt.

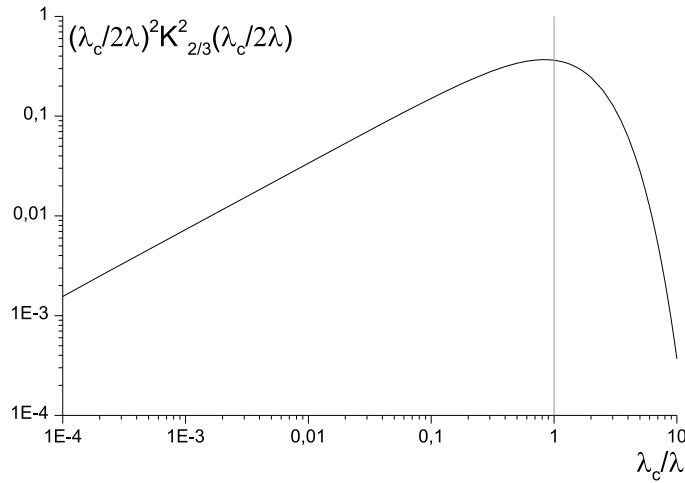


Abbildung 3: Spektrum der Synchrotronstrahlung

Will man die Synchrotronstrahlung für Röntgenmikroskopie einsetzen, wird für die Beobachtung von Zellen Strahlung im Wasserfenster benötigt, die man mit Hilfe geeigneter Filter zuvor spektral eingrenzen muß. Nimmt man eine kritische Wellenlänge von 3 nm bei einem Synchrotronradius von 10 m an, ergibt sich mit

$$E = m_0 c^2 \left(\frac{4\pi\rho}{3\lambda} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

eine benötigte Elektronenenergie von etwa 1.2 GeV, was im Bereich des technisch Möglichen liegt. Bei einem mittleren Strahlstrom von 100 mA erhält man damit für die spektrale Helligkeit bei $\lambda = \lambda_c = 3 \text{ nm}$ den Wert von

$$B = 2.77 \cdot 10^{12} \frac{\text{Photonen}}{\text{s} \cdot \text{mrad}^2 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-3}}$$

Die Synchrotronstrahlung zeichnet sich nicht nur durch ein kontinuierliches Spektrum aus, sondern sie ist auch noch in der Bahnebene der Elektronen linear polarisiert. Oberhalb und unterhalb der Bahnebene kommen Querkomponenten des

elektrischen Feldes hinzu, so daß die Polarisierung dort elliptisch wird. Dabei besitzt der elektrische Feldvektor oberhalb der Bahnebene den gleichen Umlaufsinn wie die Elektronen im Synchrotron, unterhalb entgegengesetzt. Die Strahlung ist jedoch nicht kohärent, obwohl die Elektronen in kleinen, kompakten Paketen umlaufen. Der mittlere Abstand der Elektronen innerhalb eines Pakets liegt um einige Größenordnungen über der Wellenlänge, was die phasenrichtige Überlagerung der Strahlung aller Einzelelektronen verhindert. Die Helligkeit skaliert deshalb nicht quadratisch, sondern nur linear mit dem Strom.

Durch den Einsatz von sog. Wigglern und Undulatoren kann zum einen die Helligkeit gesteigert werden, aber auch die kritische Wellenlänge läßt sich in den kürzerwelligen Bereich verschieben. Daneben bieten Undulatoren die Möglichkeit, kohärente Strahlung bei einer einstellbaren Wellenlänge und deren Harmonischen zu erzeugen. Beide Geräte sind vom Aufbau her eng miteinander verwandt. Durch ein räumlich periodisches Magnetfeld (vgl. Abb. 4) senkrecht zur Elektronenbahn bewegen sich diese auf einer abwechselnd nach rechts bzw. links gekrümmten Bahn.

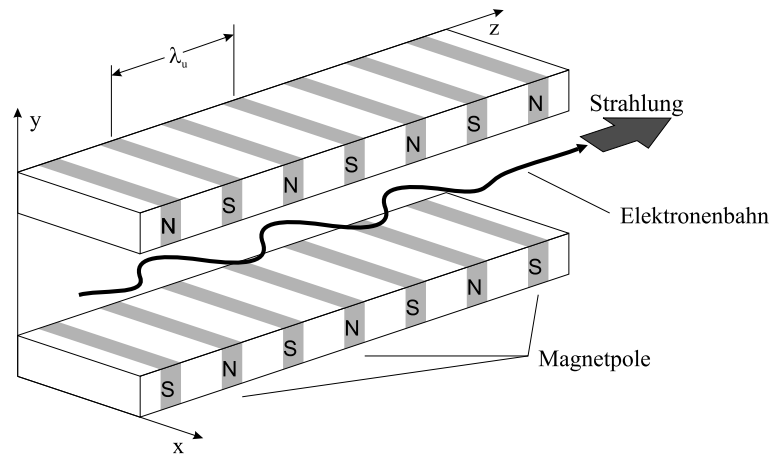


Abbildung 4: Prinzipieller Aufbau eines Wigglers bzw. Undulators

Wiggler bzw. Undulatoren werden auf den geraden Bahnstücken zwischen den Biegemagneten eingebaut und müssen daher so abgestimmt sein, daß das Integral des Magnetfeldes in Längsrichtung verschwindet, so daß der Elektronenstrahl keine Nettoablenkung erfährt.

Um das Funktionsprinzip zu verstehen, betrachtet man die Elektronenbahn in einem perfekt harmonischen Magnetfeld B mit der Amplitude B_0 im Wiggler mit der Periodenlänge λ_u . Die ungestörte Elektronenbahn verläuft im folgenden in z-Richtung, während das Magnetfeld in y-Richtung weist. Das Elektron bewegt sich dadurch ebenfalls auf einer sinusförmigen Bahn und schließt mit der z-Achse den maximalen Winkel von

$$\alpha_{max} = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi mc\gamma} = \frac{K}{\gamma} \quad (7)$$

ein, um den der Öffnungswinkel der Strahlung in x-Richtung vergrößert wird. In y-Richtung beträgt der Öffnungswinkel weiterhin $1/\gamma$. Die Elektronen bewegen sich

näherungsweise auf einer Bahn, die den folgenden Gleichungen genügt:

$$x(t) = \frac{K\lambda_u}{2\pi\beta\gamma} \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda_u}\right), \quad z(t) = \beta^* ct + \frac{K^2\lambda_u}{16\pi\beta^2\gamma^2} \sin\left(\frac{4\pi ct}{\lambda_u}\right) \quad (8)$$

Dabei bewegt sich das Elektron entlang der z-Achse mit einer mittleren Geschwindigkeit β^*c , wobei

$$\beta^* = \beta \left(1 - \frac{K^2}{4\beta^2\gamma^2}\right) \quad (9)$$

gilt. Analog zu β^* läßt sich auch γ^* definieren, das in den weiteren Gleichungen verwendet wird:

$$\gamma^* = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^{*2}}} \approx \frac{\gamma}{\sqrt{1 - K^2/2}} \quad (10)$$

Betrachtet man die Bahnkurve des Elektrons von einem mit β^*c in z-Richtung bewegten Bezugssystem aus, erscheint sie in Form einer 8, deren Aspektverhältnis vom Parameter K abhängt. Mit diesem Parameter wird zwischen Undulatoren und Wiggeln unterschieden. Ist $K \ll 1$ spricht man von Undulatoren, die sich durch kleine Oszillationen der Elektronenbahn auszeichnen, andernfalls von Wiggeln.

Ist $K \ll 1$, kann man die Oszillation des Elektron in z-Richtung vernachlässigen, und man erhält gewöhnliche Dipolstrahlung, deren Wellenlänge im bewegten System λ_u/γ^* beträgt, weil der Undulator durch die Lorentztransformation um den Faktor $1/\gamma^*$ verkürzt wird. Bei der Rücktransformation ins Laborsystem wird diese monochromatische Strahlung Doppler-verschoben und das Spektrum wird abhängig vom Beobachtungswinkel. Die Strahlung mit der kleinsten Wellenlänge wird auf der Achse, größere Wellenlängen unter dem Winkel θ abgestrahlt. Es gilt:

$$\lambda = \lambda_u(1 - \beta^* \cos \theta) = \lambda_u \left(1 - \left(\beta - \frac{K^2}{4\beta\gamma^2}\right) \cos \theta\right) \quad (11)$$

Im Fall $K \gg 1$ (Wiggler-Regime) ist die Oszillation des Elektrons in z-Richtung nicht mehr vernachlässigbar klein, und die Bewegung verläuft auch in x-Richtung nicht mehr sinusförmig. Sie kann dann in ungeradzahlige Harmonische entlang der x-Achse und geradzahlige Harmonische entlang der z-Achse zur Grundfrequenz $c\gamma^*/\lambda_u$ zerlegt werden. Die Rücktransformation ins Laborsystem führt wiederum zur winkelabhängigen Doppler-Verschiebung und einer Bündelung in Vorwärtsrichtung. Die winkelabhängige Doppler-Verschiebung bewirkt, daß die Strahlung nicht monochromatisch ist, weil sich der Beobachtungswinkel des Elektrons während des Durchlaufs durch das Gerät ständig verändert. Beim Wiggler trifft die Strahlungskeule nur während kleiner Abschnitte der Bahn den Beobachter. Die Intensität bzw. Helligkeit skaliert gegenüber einem einfachen Biegemagnet in dem Fall linear mit der Anzahl der Magnetpole N . Beim Undulator trifft die Strahlung zumindest im Fall $\theta = 0$ während des gesamten Durchlaufs den Beobachter, vgl. Abb. 5. Beschränkt man sich z.B. durch ein Pinhole auf einen kleinen Winkelbereich um die Achse, ist die Strahlung quasi monochromatisch, und die Helligkeit skaliert aufgrund der Interferenz mit N^2 .

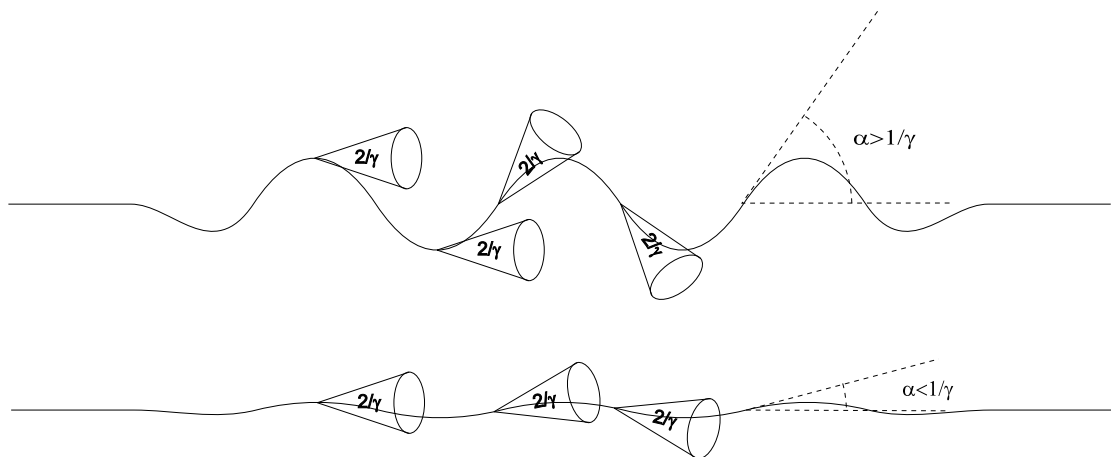


Abbildung 5: Abstrahlung eines Elektrons beim Wiggler (oben) bzw. Undulator (unten)

Da sich die Elektronen nur innerhalb der Bahnebene bewegen, ist die in der Bahnebene emittierte Strahlung, wie auch schon bei den Biegemagneten, linear polarisiert. Außerhalb der Bahnebene ist die Strahlung unpolarisiert, weil die Elektronen sowohl Rechts- als auch Linkskurven durchlaufen und daher rechts- und linkszirkuläre Strahlung gemischt wird. Üblicherweise werden Undulatoren so konstruiert, daß sich der Abstand zwischen den magnetischen Polschuhen variieren läßt. Damit verändert sich die Amplitude des Magnetfeldes und damit K , was wiederum die Wellenlänge verschiebt. Undulatoren sind also kontinuierlich abstimmbare Quellen. In Abb. 6 sind die Helligkeiten einiger Synchrotron-Strahlungsquellen zusammengestellt [Bal95].

Genauere und ausführlichere Betrachtungen und Herleitungen zur Synchrotron-Strahlung bei Biegemagneten, Wiggler und Undulatoren sind in [Bar93, Ter96, Gre85] zu finden.

Mittlerweile sind die Helligkeiten von Synchrotron-Quellen und die Technik der Röntgenmikroskope soweit verbessert worden, daß z.B. bei ALS (Advanced Light Source, Berkeley) innerhalb von 5 s eine Aufnahme mit 1000×1000 Bildpunkten mit einem Raster-Röntgenmikroskop belichtet werden kann [Fle98]. Dabei muß die Probe allerdings gefroren und gut gekühlt werden, um die Strahlenschäden möglichst gering zu halten. Deshalb ist die Beobachtung lebender Zellen auf diese Weise trotz des immensen Aufwands bisher nicht möglich. Viele Forscher wünschen sich deshalb eine extrem intensive gepulste Quelle, mit der die Aufnahme mit einem einzigen Puls belichtet würde. An diesem Punkt setzen Quellen mit laserproduzierten und Pinchplasmen an, die bei geeigneter Optimierung als Alternativen in Betracht kommen. Die Pulse wären dann so kurz, daß die Materialdiffusion durch Strahlenschäden nicht sichtbar würde und die besondere Präparation der Proben entfallen könnte, sofern man sich auf eine einzige Aufnahme je Probe beschränkt.

In der XUV- und Röntgenlithographie sind Synchrotrons theoretisch einsetzbar, wenn sie auch sehr teuer und aufwendig sind. Bisher werden sie aus verschiedenen Gründen nicht industriell eingesetzt. Zum einen gibt es noch Probleme mit der

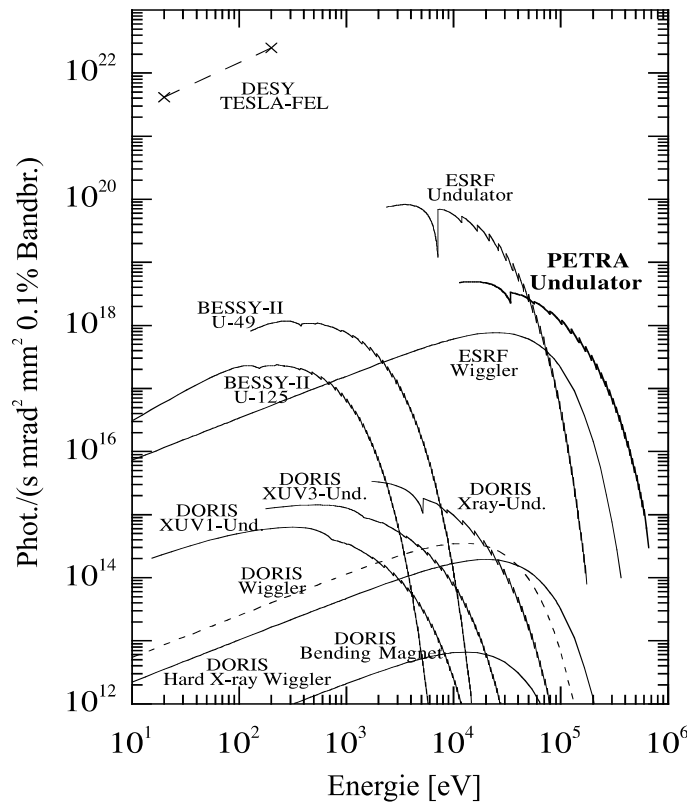


Abbildung 6: Übersicht der Brillanzen verschiedener Synchrotron-Strahlungsquellen

Optik und der Maskenherstellung, zum anderen spielt natürlich auch der Preis eine Rolle. Bei Wellenlängen in der Größenordnung von 10 nm kann die Abbildung der Maske auf den Wafer durch gekrümmte Vielschichtspiegel realisiert werden, die allerdings hohe Anforderungen an die Oberflächenqualität und Präzision erfüllen müssen. Bei kürzeren Wellenlängen muß die Chip-Maske durch Schattenwurf auf den Wafer abgebildet werden, weil es keine geeignete Optik gibt. Dabei wird die Maske im Maßstab 1:1 anstelle von üblicherweise 4:1 bei Verwendung einer Optik abgebildet. Dies stellt zusätzliche Anforderungen an den Herstellungsprozeß der Maske, die auf einer dünnen, röntgendurchlässigen Membran aus absorbierenden Metallschichten realisiert werden muß. Alternativ zur Lithographie mit Photonen wird auch an Verfahren mit Elektronen bzw. Ionen gearbeitet. Welche der Methoden letztendlich industriell eingesetzt werden wird, ist zur Zeit nicht vorhersagbar. [Kas00]

1.1.2 Laserproduzierte Plasmen

Die Untersuchungen an laserproduzierten Plasmen haben in den letzten Jahren stark zugenommen. Dies hängt vor allem damit zusammen, daß Hochleistungs-Kurzpulslaser inzwischen als Komplettpaket kommerziell verfügbar sind. Damit lassen sich zum einen Beschichtungsquellen realisieren (Laserablation), zum anderen kann sich bei ausreichender Bestrahlungsstärke eine erhebliche Ausbeute an weicher Röntgenstrahlung ergeben.

Will man Materie soweit aufheizen, daß sie Strahlung im weichen Röntgengebiet emittiert, benötigt man nach der Planck-Formel eine Temperatur im Bereich von 10^6 K, vorausgesetzt, daß sich die heiße Materie wie ein schwarzer Strahler verhält. Bei dieser Temperatur wird nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz Strahlung mit einer Leistung von $P = \sigma T^4 = 5.67 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ emittiert. Eine Leistung ähnlicher Größenordnung muß daher auch mit dem Laser zugeführt werden, um das Target zunächst aufzuheizen und dann die Temperatur trotz der Strahlungsverluste aufrecht zu erhalten. [O’N88]

Wird feste Materie mit intensiver Laserstrahlung beleuchtet, finden in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke verschiedene Prozesse statt. Bei relativ niedrigen Werten schmilzt der Festkörper, verdampft teilweise und der Dampf expandiert. Die Wärmeleitung von der flüssigen Phase in die noch feste Umgebung führt zu einem recht hohen Energieverlust. Der Dampf ist dabei so kalt und optisch dünn, daß er von der Laserstrahlung nahezu ungehindert durchdrungen wird. Bei hoher Bestrahlungsstärke ist der Dampf so heiß, daß es zu Anregung und Ionisation kommt. Er absorbiert die einfallende Laserstrahlung und heizt sich weiter auf, was zur Bildung eines Plasmas führt. Gleichzeitig führt der Wärmetransport zum Target zur Ablation von weiterem Material, das den Verlust durch Expansion der Plasmawolke aus dem Laserbrennpunkt ausgleicht. In einer Zeitskala von typisch 50 – 100 ps baut sich ein Gleichgewicht auf, das bis zum Ende des evtl. längeren Laserpulses bestehen bleibt. In Abb. 7 sind die Vorgänge schematisch dargestellt. [Amo99, O’N88]

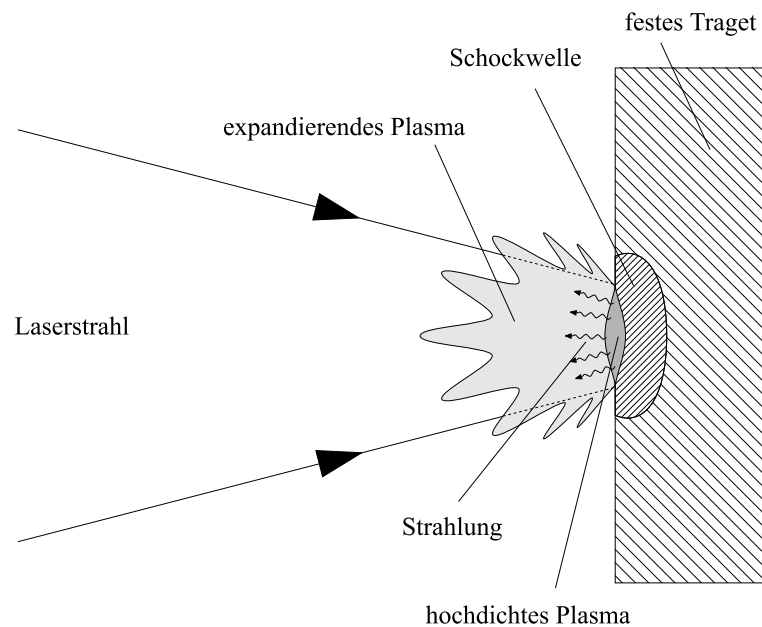


Abbildung 7: Schematische Darstellung eines Laserplasmas [O’N88]

Das erstgenannte Regime mit niedriger Bestrahlungsstärke ist vor allem für die Materialbearbeitung durch Laserablation von Bedeutung und wird deshalb hier nicht weiter betrachtet. Für das zweite Regime werden Bestrahlungsstärken oberhalb von $I = 10^9 \text{ W/cm}^2$ benötigt. Wird $I = 10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ überschritten, tritt Feldionisation auf, da die elektrische Feldstärke des Laserlichts die Größenordnung

des inneratomaren Feldes übertrifft. Trotzdem findet auch schon bei geringeren Bestrahlungsstärken Ionisation und Anregung durch Mehrphotonenionisation und durch Stöße schneller Elektronen mit Neutralteilchen statt [Mul94].

Ist erst einmal ein Plasma vorhanden, sorgt dieses jedoch aufgrund der freien Elektronen für die Reflexion des einfallenden Laserlichts an der Stelle, an der die Elektronendichte die sog. kritische Dichte n_c überschreitet. Diese ist für die einfallende Laserstrahlung charakteristisch und hängt mit ihrer Frequenz gemäß Gleichung 12 zusammen.

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (12)$$

Für den oft verwendeten Nd:Glas-Laser mit einer Wellenlänge von $1.06 \mu\text{m}$ ergibt sich die Zahlenwertgleichung:

$$n_c = 10^{21} \left(\frac{\omega}{\omega_{Nd}} \right)^2 [\text{cm}^{-3}], \quad \omega_{Nd} = 1.78 \cdot 10^{15} \text{s}^{-1} \quad (13)$$

Um das Volumen des strahlenden Laserplasmas möglichst klein, aber gleichzeitig intensiv strahlend zu machen, ist es sinnvoll, die Frequenz des verwendeten Lasers möglichst hoch zu wählen. Dadurch gelangt mehr Energie in den dichten Bereich des Plasmas in der Nähe der Festkörperoberfläche. Gleichzeitig muß für eine gute Fokussierung gesorgt werden. Üblich sind Brennfleckdurchmesser in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ oder weniger [O'N88].

Die spektralen Eigenschaften des Laserplasmas sind stark abhängig vom verwendeten Targetmaterial und der Bestrahlungsstärke auf dem Target. Bei Hoch-Z-Material ($Z \geq 20$) findet man ein breites Kontinuum, das von Bremsstrahlung und Photorekombination herrührt. Zusätzlich wird Strahlung in Linien und -serien emittiert, wenn z.B. einzelne Elektronen während der Relaxation etliche Energieniveaus durchlaufen. Mit steigender Bestrahlungsstärke erhöht sich die Temperatur und damit der Ionisationsgrad des Plasmas, was zu einer Erweiterung des Spektrums in den kürzerwelligen Bereich führt. Wird Niedrig-Z-Material ($Z < 20$) als Target verwendet, ist der Ionisationsgrad des Plasmas höher und die Atome sind teilweise sogar vollständig ionisiert. Der Anteil an Linienstrahlung liegt dann niedriger als bei Hoch-Z-Material. Etwa 1 % der einfallenden Laserstrahlung kann in Röntgenemission in einzelnen Resonanzlinien konvertiert werden [O'N88]. Durch Filterung lassen sich auf diese Weise nahezu punktförmige monochromatische Quellen weicher Röntgenstrahlung realisieren, wie es in [Ber98] an einem Stickstoffplasma mit $35 \mu\text{m}$ Durchmesser bei einer Wellenlänge von 2.88 nm demonstriert wird. Ein Grundproblem bei laserproduzierten Plasmen ist die Ablation des Targetmaterials, das sich bei der Anwendung zur Lithographie z.B. auf der Maske oder dem Wafer niederschlägt. Mit Hilfe von z.B. Helium als Puffergas in der Apparatur, gerichteten Gasströmungen und der Verwendung von dünnen Targetfolien läßt sich dieses Problem stark reduzieren. Durch den Einsatz von Tröpfchen flüssiger Gase als Target, die mit konstanter Rate eine vibrierende Düse verlassen, entfällt das Debris-Problem sogar völlig [Ber98, Rym99]. Allerdings ist die Auswahl an möglichen Materialien im Vergleich zu einsetzbaren Festkörpern eher klein. Dafür entfällt die Notwendigkeit des regelmäßigen Austauschs des Festkörpertargets.

Die Fortschritte der letzten Jahre im Bereich der Kurzpulslaser haben im wesentlichen zur Verkürzung der Pulse und damit zur Steigerung der Bestrahlungsstärke, aber kaum zur Erhöhung der Pulsenergie beigetragen. Das liegt vor allem daran, daß weiterhin die gleichen Lasermaterialien verwendet werden, bei denen die Energiedichte durch die Pumpleistung, die Lebensdauer des oberen Niveaus und die Zerstörungsgrenze festgelegt ist. Die Entwicklung neuer Materialien mit einer 30-fachen Lebensdauer (Cr:LiSrAlF₆, Cr:LiCaAlF₆ gegenüber Ti:Saphir) könnte hier Fortschritte bringen. [Mys94]

In Bezug auf die mittlere Brillanz (auf die Quellgröße bezogene Helligkeit) sind die laserproduzierten Plasmen bisher den Undulatoren an Synchrotrons deutlich unterlegen. In [Wil98] wird z.B. gezeigt, daß bei Verwendung eines KrF-Lasers mit 10 mJ Pulsenergie, 700 fs Pulsdauer und 248 nm Wellenlänge beim Beschuß eines Bornitrid-Targets mit einer Repetitionsrate von 1 Hz zwar die Spitzenbrillanz die mittlere Brillanz eines Undulators an BESSY II $5 \cdot 10^{18}$ Photonen/(s · $\mu\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot 0.1\% \text{Bandbr.}$) bei 2.88 nm erreicht, aber der zeitlich gemittelte Wert um den Faktor $5 \cdot 10^{10}$ darunter liegt. Dieser Vorsprung ist auch durch eine Erhöhung der Laserenergie und der Repetitionsfrequenz kaum aufzuholen.

Trotzdem wird in [Cef98] gezeigt, daß der Einsatz laserproduzierter Plasmen in der Röntgen-Kontaktmikroskopie möglich ist. Dazu wurde ein Nd-Laser mit 6 J Pulsenergie, ein Y-Target und ein 100 nm dickes Al-Filter verwendet. Mit dem Röntgenpuls, dessen mittlere Photonenenergie 405 eV betrug, wurde ein chemisch verstärkter Photolack belichtet und später mit einem Rasterelektronenmikroskop abgetastet. Die Empfindlichkeit dieses Lackes liegt um den Faktor 35 über der von PMMA², dem bisher üblichen Material. Eine andere Arbeitsgruppe zeigt, daß es theoretisch möglich ist, ein Excimer-Lasersystem mit Cu-Target soweit zu skalieren, daß bei der Röntgenlithographie die industriell geforderte Belichtungszeit von 1 s erreicht wird [Mal97].

Die Vorteile laserproduzierter Plasmen gegenüber Synchrotrons liegen damit vor allem beim Preis und beim Platzbedarf des Systems. Außerdem lassen sich die Pulse der Laserplasmen exakt zeitlich steuern, während ein Synchrotron quasi kontinuierlich strahlt. Nachteilig sind dagegen die geringere mittlere Helligkeit, die u.U. große Schwankung der Pulsenergie des Lasers (z.B. 20 % bei KrF in [Wil98]) und der Ausstoß von Debris bei Verwendung von Festkörpertargets.

1.1.3 Pinche

Heiße Plasmen lassen sich nicht nur mit Hochleistungs-Pulslasern, sondern auch in speziellen Gasentladungen erzeugen. Dazu erzeugt man mit einer Entladung, oft entlang von Oberflächen als Gleitentladung, ein Plasma und läßt einen starken Strom hindurchfließen. Das durch den Strom erzeugte Magnetfeld beschleunigt durch $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kräfte das entstandene Plasma und kann es bei entsprechender Geometrie komprimieren, gleichzeitig sorgt der Stromfluß für eine ohmsche Heizung. Da mit steigender Kompression auch die Stromdichte $\vec{j}$ zunimmt, wächst auch die magnetische Flußdichte an, was zu einer weiteren Kompression führt. Dieser selbstverstärkende Vorgang wird als Pincheffekt bezeichnet. Die beiden gebräuch-

²Polymethylenmetacrylat (Plexiglas)

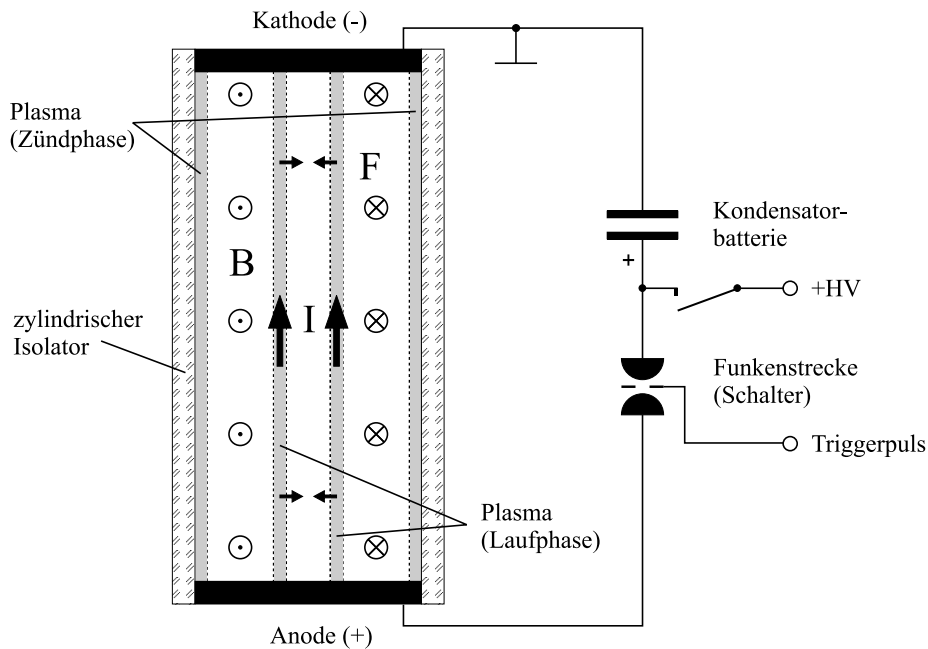


Abbildung 8: Prinzip eines dynamischen z-Pinches

lichsten Anordnungen, z-Pinch und Plasmafokus, werden im folgenden vorgestellt. Beim dynamischen z-Pinch (vgl. Abb. 8) stehen sich zwei Elektroden im Inneren eines zylindrischen Isolators, dessen Volumen mit einem Arbeitsgas gefüllt ist gegenüber. Eine geladene Kondensatorbatterie ist über einen Schalter (i.a. Funkenstrecken) mit den Elektroden verbunden. Beim Schließen dieses Schalters zündet auf der Innenfläche des Isolators eine Gleitentladung, wodurch sich eine von außen vom Magnetfeld umgebene Plasmaschicht bildet. Diese wird durch die $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kräfte radial, auf die Achse beschleunigt, komprimiert und aufgeheizt. Während der Bewegung zur Achse, wird das Neutralgas durch die Schicht aufgesammelt und ionisiert (Schneepflugmodell). Auf der Achse entsteht dadurch ein heißes und dichtes Plasma, das intensive Linien- und Kontinuumstrahlung abgibt. Als Abwandlung des z-Pinches sei noch der Gas-Puff-Pinch erwähnt, bei dem die Entladung direkt im Volumen eines gepulst eingelassenen Arbeitsgases zündet, wenn der Strom nicht zu schnell anwächst. Bei hohem Stromanstieg wird aufgrund des Skineffekts eine dünne, weiter außen liegende Plasmaschicht gegenüber einer Volumenentladung bevorzugt, so daß es dann auch hier zu Oberflächenentladungen kommen kann. Eine andere Geometrievariante, die als Plasmafokus bezeichnet wird, ist in Abb. 9 dargestellt. Man unterscheidet zwischen zwei Grundarten, dem Fillipov-Typ mit einer kurzen, breiten Mittelelektrode (Anode) und als Käfig ausgebildeter, konzentrischer Außenelektrode [Fil62] bzw. dem Mather-Typ, der sich durch eine eher lange, schmale Anode und einen offenen Außenelektrodenbereich auszeichnet [Mat64]. Die elektrische Beschaltung von Plasmafokus und z-Pinch ist gleich. Das Plasma bildet sich wieder durch eine Gleitentladung (Phase 1), diesmal allerdings auf der Außenseite eines zylindrischen Isolators, der die zentrale Anode von der Kathode trennt. Die Plasmaschicht hebt vom Isolator ab und wird radial nach außen und axial in Richtung auf die Stirnfläche der Anode beschleunigt (Phase 2). Erreicht die

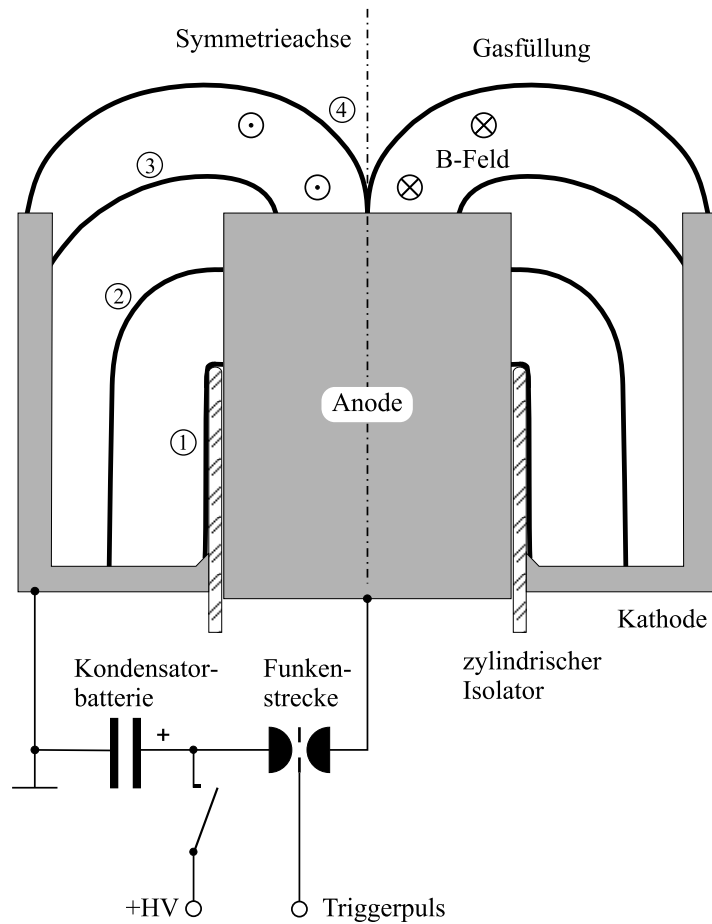


Abbildung 9: Ablauf und Magnetfeld (zu Phase 4) einer Fokuserladung

Schicht das Ende der Anode, wird sie auf der Stirnfläche radial zur Achse beschleunigt (Phase 3). Daran anschließend kommt es zur Kompressions- und Pinchphase (4), bei der die Schicht auf der Achse zu einer dünnen Säule komprimiert wird. Wenn sich das Plasma am Ende dieser Phase in einem stationären Zustand befindet, herrscht ein Gleichgewicht zwischen dem magnetischen Druck von außen und dem gaskinetischen Druck von innen. Für ein Plasma mit einheitlicher Temperatur T im thermodynamischen Gleichgewicht gilt dann das Bennett-Gleichgewicht [Ben34]:

$$\frac{\mu_0 I_0^2}{8\pi} = (Z_{eff} + 1)kTN_i \quad (14)$$

Darin bezeichnet I_0 den gesamten Plasmastrom und N_i die sog. Liniendichte, die Anzahl der pro Längeneinheit im Plasma vorhandenen Ionen der Ladung Z_{eff} [Ber92a]. Die Bennett-Gleichung beschreibt zwar ein mögliches Gleichgewicht, sagt aber nichts über die dynamischen Vorgänge und den Plasmaradius aus.

Man beobachtet bei Fokus-Entladungen, hier speziell am Plasmafokus SPEED 2 (vgl. Kap. 2, S. 17), zwei verschiedene Entladungsformen. Das ist zum einen der Mikropinchmodus (MPM) und zum andern der sog. stabile Säulenmodus (SCM, stable column mode). Mikropinche sind kleine (in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$, wellenlängenabhängig), heiße, intensive, aber kurzlebige Strahlungszentren (ns-

Bereich). Eine gute Beschreibung des Vorgangs ist das Strahlungskollapsmodell [Kos91], bei dem man davon ausgeht, daß oberhalb eines kritischen Stromes die Verlustleistung durch Strahlung die ohmsche Heizleistung übertrifft. Dadurch verliert das Plasma an Energie, der kinetische Druck sinkt und das Plasma wird weiter komprimiert. Die Kompression schreitet solange weiter fort, bis das Plasma optisch dick wird und sich dabei vom Volumen- zum Oberflächenstrahler wandelt. Es hat sich gezeigt, daß die Mikropinche immer in den Einschnürungen von Instabilitäten der Plasmasäule auftreten, aber nicht in jeder Einschnürung ein Mikropinch entsteht [Sch93, Rów93]. Ihre Position ist daher prinzipiell nicht exakt vorhersagbar. Ganz anders verhält es sich beim Säulenmodus, der durch eine über einen längeren Zeitraum stabile Plasmasäule (typ. 90 ns) gekennzeichnet wird, die auf ihrer gesamten Länge (etwa 30 mm) homogen strahlt. Dabei ist die Position der Säule sehr gut reproduzierbar. Es wurden Radien von etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ bis typisch 1 mm beobachtet. Welche der beiden Entladungsformen auftritt, oder ob eine Mischform auftritt, bei der zuerst eine Säule entsteht, die aber später instabil wird, und dann Mikropinche auftreten, ist von der Energiedichte im Plasma abhängig. Mit steigender Energie der Kondensatorbank und sinkender Ordnungszahl des verwendeten Gases, steigt die Wahrscheinlichkeit einer stabilen Säule ohne Mikropinche. [Ber00] Die spektralen Eigenschaften der Pinchplasmen sind von vielen Parametern abhängig und lassen sich in weiten Grenzen beeinflussen. Im wesentlichen bestimmt die Art des Arbeitsgases, dessen Druck und damit die Energiedichte, in welchen Linien emittiert wird. Weitere Parameter sind Kapazität und Ladespannung der Kondensatorbatterie, sowie deren Impedanz, die sich direkt auf die Größe des Pinchstromes auswirken. Eine wichtige Rolle spielt auch der Isolator, dessen Material auch beim Kontakt mit der Plasmaschicht möglichst wenig Verunreinigungen freisetzen darf. Die Belastung des Isolators steigt mit der Stromanstiegsgeschwindigkeit des Treibers, die aber gleichzeitig für die geringe Dicke der gebildeten Plasmaschicht wichtig ist, die wiederum die Plasmadichte in der Pinchregion beeinflusst [Kie82, Jah68]. Bisher hat sich Al_2O_3 als Isolatoroberflächenmaterial bewährt. Da es bei Verwendung von Hoch-Z-Gasen zu Schwierigkeiten bei der Ablösung der Schicht kommt, ist es sinnvoll, das Arbeitsgas, an dessen Linienstrahlung man interessiert ist, nur in die Pinchregion gepulst einzulassen. Dadurch wird dessen Kontakt mit der Isolatoroberfläche vermieden. Die Zünd- und Schichtbildungsphase verläuft mit Niedrig-Z-Gasen, wie z.B. Wasserstoff, das als statische Gasfüllung vorliegen kann, wesentlich günstiger.

Als Übersicht über einige Pinchplasmaquellen sind in Tabelle 1 die Daten einiger Anlagen zusammengestellt und für zwei der Geräte zusätzlich Brillanzen bei 2.5 nm angegeben, die allerdings nur als grober Anhaltspunkt zu verstehen sind, weil ihre Ermittlung mit großen Fehlern behaftet ist. Bei SPEED 2 wurde als Bandbreite die des Detektionssystems verwendet, innerhalb der allerdings 14 Spektrallinien emittiert wurden. Die Brillanz für eine einzelne Spektrallinie wird daher höher liegen. Als Anlage, die Mikropinche erzeugt, ist dort auch einer der Bochumer Vakuumfunken aufgeführt, bei dem sich zwei spitze Elektroden im Vakuum gegenüber stehen. Das Plasma wird aus Elektrodenmaterial (z.B. Mg) gebildet, nachdem die Entladung durch Feldemission gestartet ist.

Die Brillanzen von Pinch- und Laserplasmen sind in etwa vergleichbar. Die Eigen-

Anlage		Plasmafokus	SPEED 2	MP-100	BoVaSp I
Typ		Fokus	Fokus	Gas-Puff	Vakuumpf.
Standort		ILT, Aachen	Düsseldorf	Moskau	Bochum
Referenz		[Rot94]	[Röw96, Ber00]	[Kos94, Kos97]	[Sch94]
C	$[\mu F]$	36	4.16	96	14.4
U	$[kV]$	11	180	15 – 25	7 – 16
E	$[kJ]$	2.2	67	10.8 – 30	0.3 – 1.8
L	$[nH]$	20	15	60	40
I_P	$[MA]$	0.35	1	0.6 – 1	0.07 – 0.35
$T/4$	$[\mu s]$	1.3	0.4	3.7	1.2
W	$[\frac{\text{Photonen}}{\text{mm}^2 \text{mrad}^2 0.1\% BB.}]$	$2.6 \cdot 10^{16}$	$9 \cdot 10^{17}$		
λ	$[nm]$	2.48 (N)	2.5 (Ar)		

Tabelle 1: Typische Betriebsdaten einiger Pinchplasmaquellen

schaften der emittierten Strahlung sind von der erreichten Plasmadichte abhängig. In der Nähe der Targetoberfläche erreicht die Dichte von Laserplasmen fast Festkörperdichte [O’N88], während dies bei Pinchplasmen nur in den Mikropinchen erreicht wird. Beim stabilen Säulenmodus liegt sie nicht mehr als eine Größenordnung niedriger. Mit steigender Dichte der Plasmen wird mehr kontinuierliche Strahlung durch frei–frei Übergänge emittiert. Gleichzeitig sind die Linien aufgrund des größeren Ausmaßes der Stark–Verbreiterung nicht so schmal. Dies reduziert den Kontrast beim Einsatz in Röntgenmikroskopen aufgrund der Dispersion der darin verwendeten Zonenplatten. Geringere Dichten scheinen daher für diese Anwendung geeigneter [Rot94].

Pinchplasmen leiden allerdings, wie auch die Laserplasmen, an dem Problem des Debrisausstoßes, der sich negativ auf die Lebensdauer der optischen Elemente auswirkt. Allerdings findet der Ausstoß von Elektrodenmaterial bei Pinchplasmen im wesentlichen in Richtung der Pinchachse statt, so daß die seitliche Beobachtung vorteilhaft ist. Durch einfache Variation der Treiberenergie durch die Ladespannung oder die Kapazität der Kondensatoren läßt sich einer der Betriebsmodi MPM oder SCM bevorzugt einstellen, wovon auch die Brillanz entscheidend mitbestimmt wird.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Strahlungseigenschaften der Synchrotrons für den Einsatz in der Mikroskopie oder Lithographie nahezu ideal und gut auf die Anwendung abstimmbare sind. Allerdings sind sie extrem kostspielig in der Anschaffung, kompliziert zu betreiben, sowie sehr groß und daher nicht transportabel. Laserplasmen und Pinchplasmen sind mit wesentlich weniger Aufwand und Kosten verbunden, teilweise transportabel, allerdings nicht so intensiv strahlend. Beide leiden unter dem Problem des Debrisausstoßes, jedoch kann dieser durch Blenden, Puffergase und geschickte Wahl der Anordnung stark reduziert werden. Die Brillanz der emittierten Strahlung der Laserplasmen wird von der der Pinchplasmen teilweise übertroffen. Ebenso ist die Strahlung der Pinchplasmen aufgrund eines stärkeren Liniencharakters für den Einsatz in der Mikroskopie eher geeignet.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Vor Beginn dieser Arbeit waren die Entladungen an SPEED 3 in planer Geometrie nur wenig reproduzierbar und ihre spektralen Eigenschaften kaum untersucht. Im Sinne eines späteren Einsatzes in Industrie und Forschung sollte die Apparatur und die Entladungen soweit verändert und optimiert werden, daß gut reproduzierbare Entladungen mit hoher Effizienz und Strahlungsausbeute (vergleichbar mit SPEED 2, vgl. Abschnitt 2, S. 17) möglich werden. Zur Zeit wird weltweit intensiv an der Entwicklung und Optimierung ähnlicher Strahlungsquellen gearbeitet, die besonders für die Röntgenlithographie dringend benötigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl von Parametern variiert, z.B. die Isolatorgeometrie und die Gaszusammensetzung bzw. der Fülldruck. Auch der Einfluß des Isolatormaterials, sowie Verbesserungsmöglichkeiten des Konditionierungsaufbaus und damit auch der Zünd- und Schichtbildungsphase sollten untersucht werden. Die spektroskopische Untersuchung der Strahlungsemission sollte zusätzliche Informationen über die Qualität des erzeugten Pinchplasmas liefern.

Zusätzlich zu den Untersuchungen an SPEED 3 wurde der z-Pinch SPEED 4 im Rahmen dieser Arbeit erstmals in Betrieb genommen. Bei den ersten Experimenten sollte zunächst eine fehlerfreie Funktion gewährleistet werden. Dazu zählt die zuverlässige Zündung der Funkenstrecke, sowie die Vermeidung von Durchschlägen der Isolationsfolien und insbesondere des Isolators. Weiterhin sollten die Eigenschaften der Entladung untersucht und mit denen von SPEED 3 verglichen werden. Die Auswirkung einer Vorentladung (Vorpuls) auf die Schichtbildung wurde ebenfalls untersucht. Die Aufnahme einiger Spektren sollte Informationen über die Strahlungsemission von SPEED 4 liefern, sowie einen direkten Vergleich zu den Ergebnissen von SPEED 3 ermöglichen.

Abbildung 10: Entladungsraum von SPEED 3 mit planen Isolatoren

			maximal	typisch
Energie	W	[kJ]	12.5	5.4
Spannung	U_0	[kV]	100	66
Kapazität	C	[μF]	2.5	
Induktivität	L_0	[nH]	16	
Kurzschlußstrom	I_0	[MA]	1.25	0.82
Stromanstieg	$\dot{I}$	[kA/ns]	6.3	4.1
Anstiegszeit	$T/4$	[μs]	0.3	
Impedanz	Z	[m Ω]	80	

Tabelle 2: Technische Daten von SPEED 3

zessen, wurde aber im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht, weil zuvor die Grundvoraussetzung, eine reproduzierbar gute Pinchbildung, sichergestellt werden mußte. Bei der Entwicklung der Anlage bestand die Hoffnung, die Schichten der beiden Seiten würden sich innerhalb der Mittelelektrode verbinden und dadurch eine besonders lange Pinchsäule ermöglichen. Dies wurde in der Praxis jedoch nicht beobachtet. Aufgrund immer wiederkehrender Isolatorprobleme (vgl. Kap. 3.2, S. 30) wurde SPEED 3 schließlich zu einem Doppel-z-Pinch umgebaut, der nach einigen Modifikationen, die in Abb. 11 dargestellte Geometrie erreicht

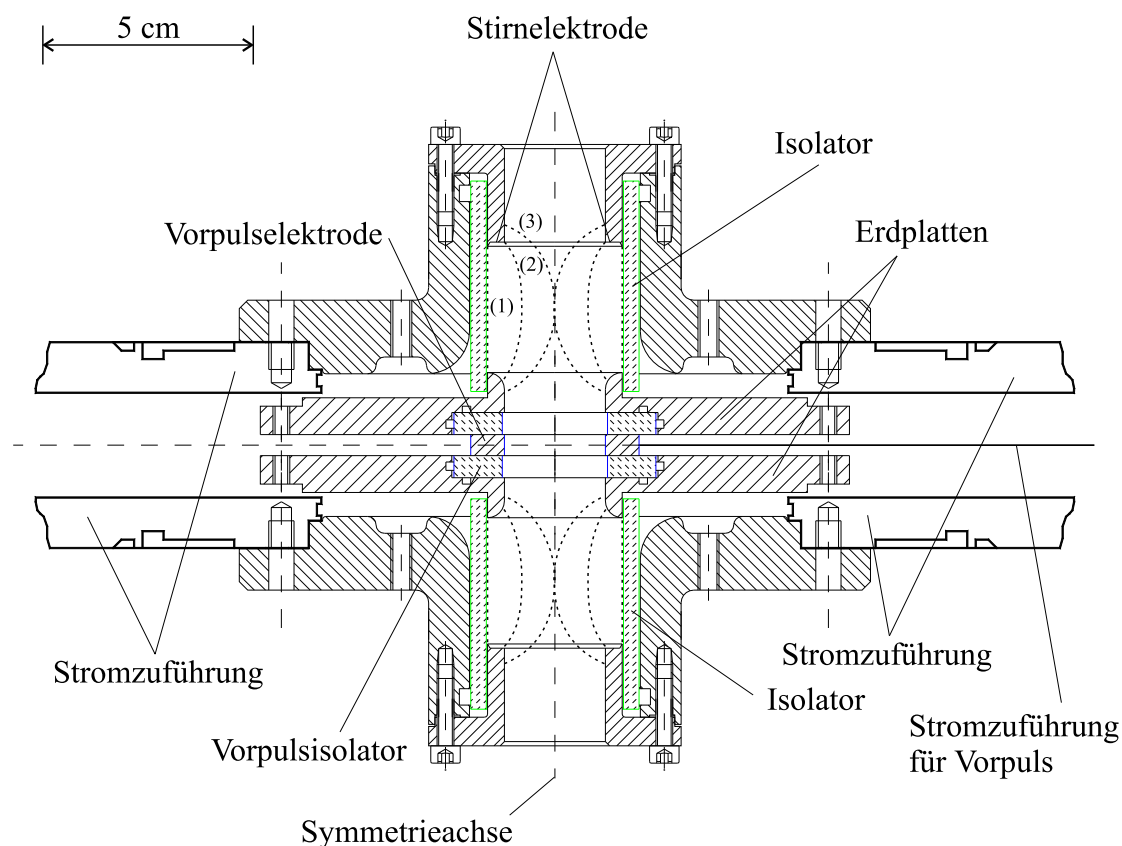


Abbildung 11: Entladungsraum von SPEED 3 in z-Pinch-Konfiguration mit Vorpuls

hat. Die Lage der Plasmaschicht in den drei Phasen der Entladung ist gestrichelt eingezeichnet. Mit Hilfe einer in der Mittelebene angebrachten Elektrode kann durch eine Vorentladung ein Plasma erzeugt werden, das die Schichtbildung der nachfolgenden Hauptentladung deutlich verbessert und dadurch die Entladungen wesentlich reproduzierbarer macht (vgl. Kap. 3.4, S. 39).

Um Entladungen mit einer Geometrie, deren Abmessungen zwischen einem üblichen z-Pinch und einem Kapillarexperiment liegen, durchführen zu können, wurde der z-Pinch SPEED 4 entworfen und aufgebaut. Sein Isolator besitzt einen Innendurchmesser von nur 15 mm und ist damit um mehr als den Faktor 2 kleiner als der von SPEED 3 (34 mm). Im Gegensatz zum Kapillarexperiment sind bei diesem Durchmesser Endladungen möglich, bei denen das Plasma während der Pinchphase keinen Wandkontakt mehr hat. Gleichzeitig kann aber die Nähe des Rückleiters außerhalb des Isolators noch stabilisierend auf die Pinchsäule wirken (Feldeinschluß aufgrund von langsamer Diffusion im Metall). Da die Laufphase nur sehr kurz ist, kann man von einem quasistatischen z-Pinch sprechen. Durch eine Verkleinerung der Kondensatorbatterie und einen kompakten Aufbau ist SPEED 4 ein table-top-Gerät, mit einem Volumen von weniger als 0.5 m³ (ohne Vakuumpumpe und Ladeeinrichtung). Die weiteren technischen Daten sind in Tab. 3 zusammengestellt.

		maximal	typisch
Energie	W [kJ]	3.1	0.78
Spannung	U_0 [kV]	50	25
Kapazität	C [μ F]	2.5	
Induktivität	L_0 [nH]	32	
Kurzschlußstrom	I_0 [MA]	0.44	0.22
Stromanstiegsgeschw.	$\dot{I}$ [kA/ns]	1.5	0.78
Stromanstiegszeit	$\tau/4$ [μ s]	450	
Impedanz	Z [m Ω]	113	

Tabelle 3: Technische Daten von SPEED 4

Die neuartige Ringfunkenstrecke ermöglicht einen niederinduktiven Aufbau und die Beobachtung des Plasmas in axialer Richtung. Mit der aktuellen Elektrodengeometrie der Funkenstrecke beträgt die Maximalspannung bei 0.3 MPa Fülldruck jedoch nur 25 kV. Daher sind die Maximalwerte in Tab. 3 als theoretische Werte mit angepaßter Funkenstrecke zu verstehen. Abbildung 12 zeigt einen Querschnitt des Entladungsraums und der Funkenstrecke. Die Kathode kann innerhalb des Isolators in weiten Grenzen verschoben werden. Dadurch wird die Variation der Entladungslänge ermöglicht, was zur Ermittlung von Verstärkungseffekten der emittierten Strahlung notwendig ist.

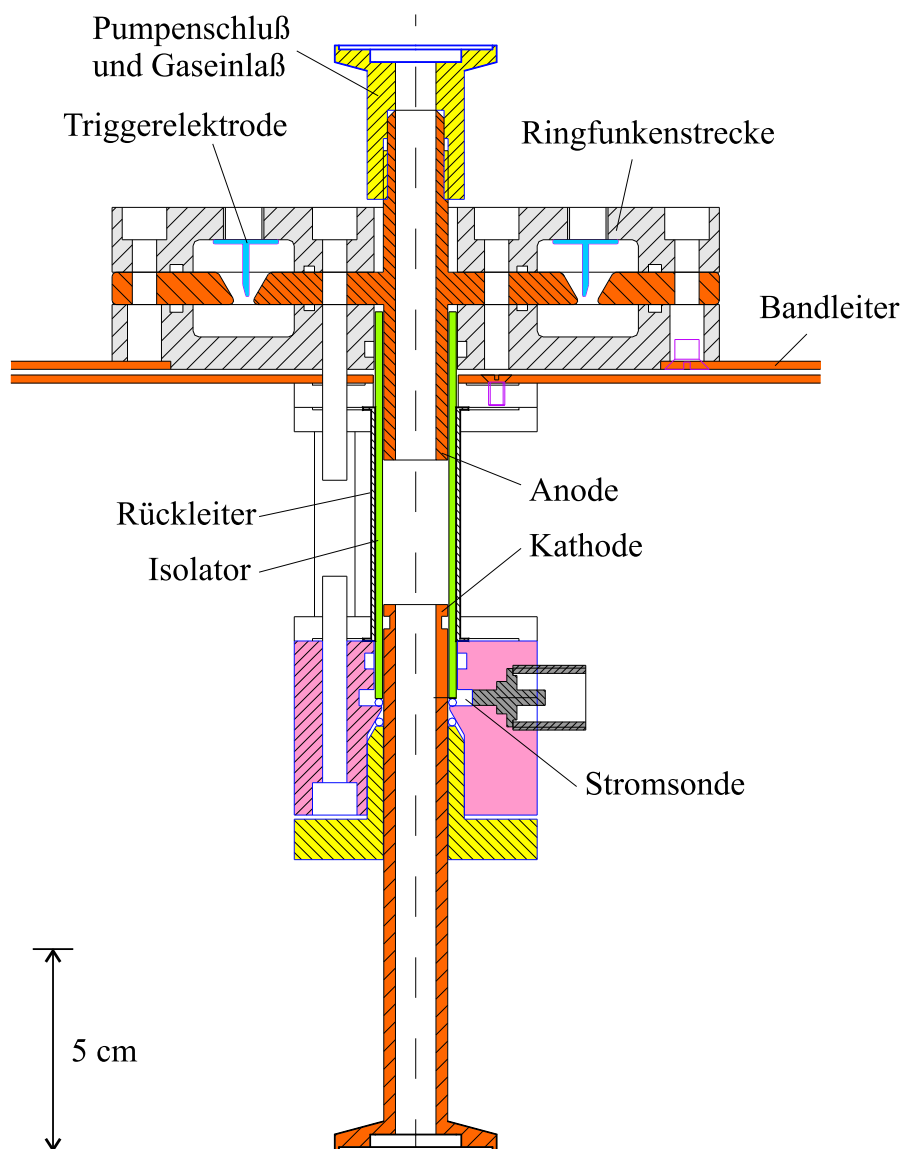


Abbildung 12: Entladungsraum von SPEED 4 mit Ringfunkenstrecke

3 Experimente an SPEED 3

3.1 Diagnostiken

Während der Experimente an SPEED 3 stand – nicht immer gleichzeitig – eine Reihe verschiedener elektrischer und optischer Diagnostiken zur Verfügung. Dazu zählen vor allem die Stromänderungs- und Spannungsmessung, die schon in [Raa94] ausführlich beschrieben wurden.

3.1.1 Elektrische Sonden

Die Detektion der Stromänderung geschieht mit Hilfe einer kleinen Spule, die in der Nähe der Funkenstrecke eines Marxmoduls vom toroidalen Magnetfeld des Treibers durchsetzt wird. Sie reagiert auf die gesamte Stromänderung, die sich aus der Pinchstrom- und einer Leckstromänderung zusammensetzt. Leckströme fließen auf den Isolatoroberflächen durch nicht abgelöste Plasmaschichten. Eine separate Messung des Pinchstromes wurde aufgrund des damit verbundenen hohen Aufwandes nicht vorgenommen. Die erforderliche Spule müßte den Strom im oberen oder unteren Teil der Mittelelektrode detektieren, dabei aber vom Schichtpotential unbeeinflussbar sein.

Die Spannungsmessung geschieht mit zwei gleichen kapazitiven Spannungsteilern, die die Spannung jedes Ausgangspoles des Treibers gegenüber einem Bezugspotential (Erde) um einen Faktor 7100 reduzieren. Die Differenz der Signale repräsentiert die Gesamtspannung, die im vorliegenden Fall unmittelbar an der Kondensatorbatterie abgegriffen wird. Schnelle Änderungen der Pinchspannung sind nur aufgrund der internen Induktivität von etwa 20 nH in jedem der Kondensatoren meßbar. Trotzdem wird das Signal durch Streukapazitäten und die Kapazität der Kondensatoren unvermeidlich gedämpft. Die Pinchspannung setzt sich aus einem resistiven und einem induktiven Anteil zusammen.

$$U = L\dot{I} + I(R + \dot{L}) \quad (15)$$

Bei der maximalen Kompression des Plasmas und dem Zerfall der Pinchsäule führt dies zu einer Spannungsspitze und einem kurzen Einbruch des Stromes, die vom Induktivitätsanstieg und einer anomalen Widerstandserhöhung herrühren [Kie82].

Während einiger Versuche zur Konditionierung der planen Isolatoren (vgl. Abschnitt 3.2, S. 32) standen zusätzlich noch zwei kleine Spulen innerhalb der Mittelelektrode zur genaueren Untersuchung der Plasmaschicht in der Bohrung der Mittelelektrode zur Verfügung. Um die Spulen überhaupt anschließen zu können, wurde in der Mittelebene der Apparatur eine 10 mm dicke, geerdete Kupferplatte eingefügt, durch deren Bohrungen die Zuleitungen abgeschirmt verlegt werden konnten. Die Sonden bestanden aus 5 Windungen mit 0.1 mm dickem Kupferlackdraht auf einen Durchmesser von 0.5 mm, die durch eine kleine Glaskappe geschützt wurden. Sie befanden sich auf einer Linie parallel zur Mittelachse der Apparatur, in einem Abstand von 7 mm nebeneinander, in Bohrungen der Mittelelektrode (vgl. Abb. 13). Während die Plasmaschicht die Sonde überschreitet, sollte diese einen positiven bzw. negativen (je nach Orientierung der Wicklung)

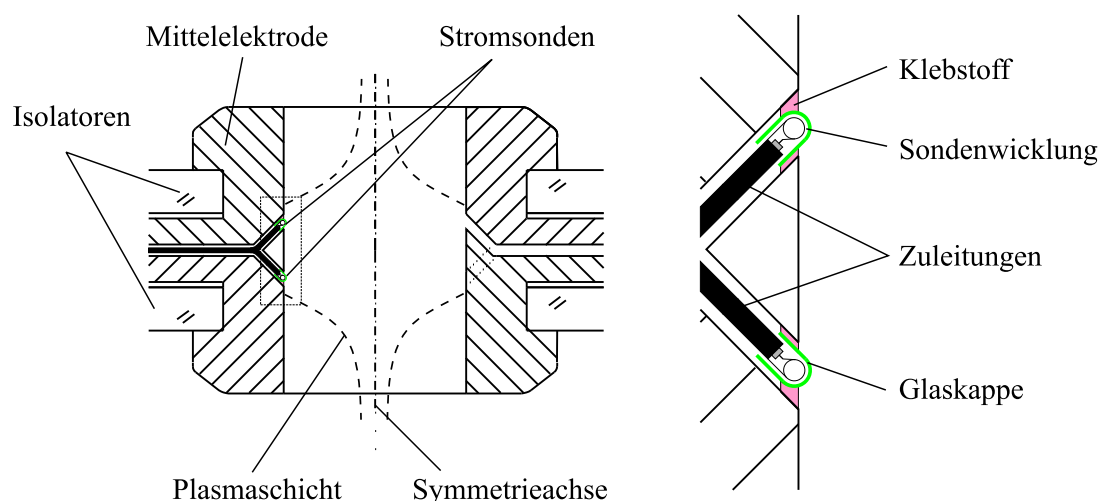


Abbildung 13: Anordnung der Stromsonden in der Mittelelektrode

Puls abgeben, dessen Länge in etwa der Laufzeit der Schicht über die Sonde entsprechen sollte. In der Praxis wird das Signal von Störungen durch das elektrische Potential der Schicht überlagert, die kapazitiv eingekoppelt werden. Dadurch wird das Signal zwar verformt, aber Vergleiche der Schichtqualität bzw. -geschwindigkeit sind trotzdem möglich, denn die Sonde kann nur im Zeitraum des Kontakts mit der Schicht ein Signal liefern. Vor bzw. nach dem Schichtkontakt ist das magnetische Feld näherungsweise konstant, so daß kaum Spannung induziert werden kann. Gleichzeitig fehlt die kapazitive Kopplung an die Schicht, so daß die Störsignale ebenfalls ausbleiben.

Die Glaskappen erwiesen sich jedoch als sehr empfindlich gegenüber der Plasmaschicht. Außerdem setzte der zur Vakuumabdichtung verwendete Klebstoff beim Kontakt mit der Schicht deutlich sichtbare Verunreinigungen frei, die sich negativ auf die Schichtbildung auswirkten. Daher mußten die Sonden nach einigen Versuchen wieder entfernt werden.

3.1.2 Bildwandlerkameras

Im sichtbaren Spektralbereich kamen schnelle Bildwandlerkameras³ zum Einsatz, die das Plasma durch Fenster beobachteten. Diese Kameras erlauben Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von 10 ns, so daß die Bewegungsunschärfe der Plasmaschicht, die sich mit ca. 10^5 m/s bewegt, zu etwa 1 mm abgeschätzt werden kann. Während die seitliche Beobachtung der Schicht in Fokusgeometrie kein Problem darstellte, wurde das Sichtfenster für die Beobachtung in axialer Richtung nach etwa 2–3 Entladungen durch freigesetzte Kupferpartikel soweit zugesetzt, daß kaum noch Details erkennbar waren. Dieser Effekt ließ sich auch durch einen größeren Abstand des Fensters von der Pinchregion nicht verringern, so daß diese Kameras insbesondere in der z-Pinch-Konfiguration, in der nur axial beobachtet werden kann, kaum genutzt werden konnten.

³Proxitronic Nanocam 1811

3.1.3 MCP-Kamera

Die Detektion von VUV-Strahlung mit elektrisch betriebenen Kameras gestaltet sich aus verschiedenen Gründen bei SPEED 3 recht problematisch. Der gesamte Entladungsraum enthält eine statische Gasfüllung, die in Abhängigkeit von der durchstrahlten Strecke einen Großteil der vom Pinch emittierten Strahlung wieder absorbieren kann. Daher mußte der Abstand zwischen Pinchregion und Diagnostik so klein wie möglich gehalten werden. Gleichzeitig liegt während der Entladung Hochspannung an sämtlichen Anschlüssen und Fenstern an. Aufgrund der statischen Gasfüllung, die sich während der Entladung in ein leitfähiges Plasma verwandelt, helfen ebenfalls vom Gas gefüllte, isolierende Glas- oder Kunststoffverlängerungen der Ports wenig. Eine Erdung des „isolierten“ Endes und gründliche Abschirmung der Diagnostik durch einen Faradaykäfig sind zwingend erforderlich. Im Inneren der isolierenden Verlängerung brennt dann zwar trotzdem eine Entladung, aber das Potential des Faradaykäfigs bleibt näherungsweise konstant, und die verbleibenden elektrischen Störungen sind gerade noch tolerierbar.

Im folgenden werden die Funktionsweise und Integration einer MCP-Kamera⁴ an SPEED 3 beschrieben. Mit ihr ist es möglich, zeit- und orts aufgelöste Bilder der Pinchregion aufzunehmen. Sie ist für Wellenlängen bis etwa 130 nm empfindlich [Mar82], oberhalb fällt die Empfindlichkeit steil ab. Darunter weist die Empfindlichkeitskurve nach Angabe eines Herstellers (Burle) einen unregelmäßigen Verlauf auf, der stark von Material und dem Belichtungswinkel abhängig und für die verwendete Kamera nicht exakt bekannt ist. Beim Einsatz an Experimenten mit statischer Wasserstoff-Füllung wird jedoch aufgrund der Absorption im wesentlichen Strahlung mit Wellenlängen unterhalb von ca. 20 nm beobachtet (vgl. Abb. 35, S. 50).

Die MCP-Kamera besteht aus einer Bleiglasplatte (0.1 – 4 mm dick), mit vielen, 10 – 100 μm weiten Kanälen, einem Phosphorschirm und einer Faseroptik (siehe Abb. 14). Die Dichte der Kanäle und deren Durchmesser bestimmen die Auflösung der Kamera. Ein einfallendes Lichtquant trifft auf die Wand eines der Kanäle und schlägt dort ein Elektron heraus. Durch ein zwischen der Oberfläche der Kanalplatte und dem Phosphorschirm anliegendes elektrisches Feld wird das austretende Elektron entlang des Kanals beschleunigt und schlägt beim nächsten Aufprall auf die Kanalwand weitere Elektronen heraus. Dieser Vorgang wiederholt sich einige Male, und am Ende verlassen etwa 10^3 Elektronen den Kanal. Sie treffen nach der weiteren Beschleunigung im Spalt zwischen der Kanalplatte und dem Phosphorschirm auf den Schirm, wo sie für die Emission sichtbaren Lichts sorgen, das über die nachfolgende Faseroptik zum Film gelangt. Gleichzeitig stellt die Faseroptik die Grenze zwischen der Laborumgebung und dem Vakuum im Kamerainneren dar.

Das Funktionsprinzip der Kamera setzt voraus, daß sich diese in einem Vakuum mit einem Druck von nicht mehr als 10^{-4} hPa befindet, solange eine Spannung zwischen Kanalplatte und Phosphorschirm anliegt. Bei SPEED 3 mußte sie daher vor der statischen Gasfüllung geschützt werden. Da abdichtende Filterfolien die Strahlung zu stark absorbieren, war eine direkte Sichtverbindung zum Plasma

⁴MCP: micro channel plate (vgl. [Wiz79])

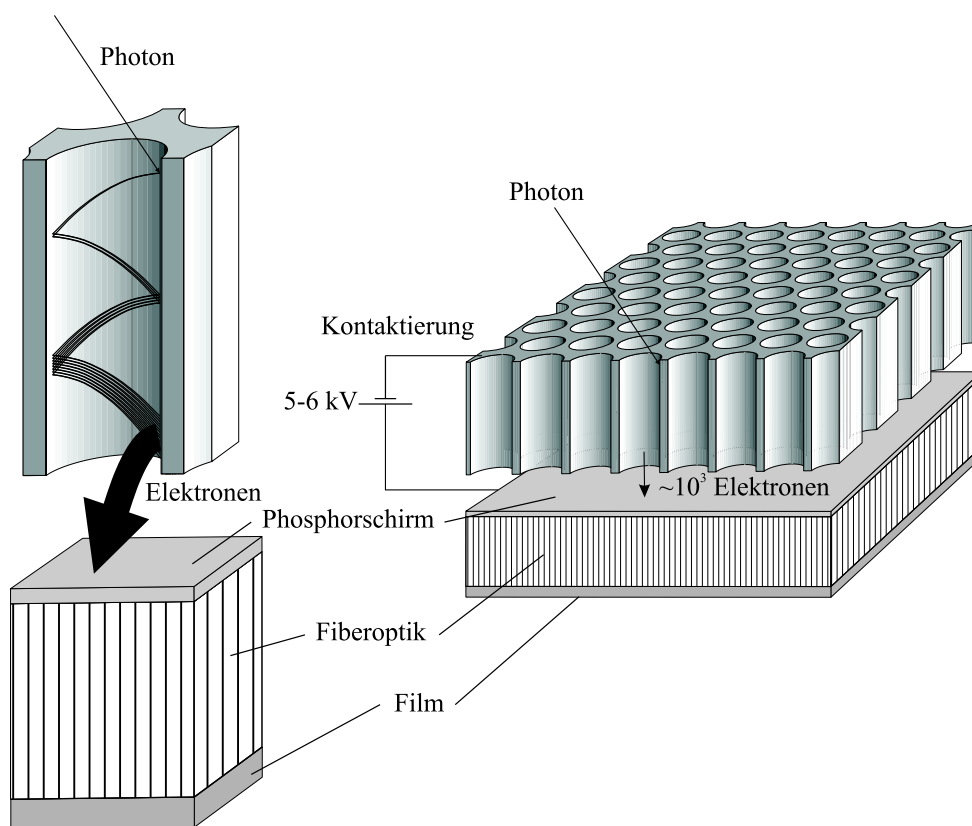


Abbildung 14: Aufbau der MCP-Kamera

notwendig. Deshalb wurde ein schnelles Ventil eingesetzt, das erst kurz vor der Triggerung der Kamera öffnete und den Strahlungs- und Gasdurchtritt zuließ. Das dabei hindurchströmende Gas erreichte die Kamera erst nach der Belichtung der Aufnahme. Der Kolben des Ventils enthielt eine 5 mm-Bohrung, die senkrecht zum Sehstrahl bewegt wurde. Als abbildendes Element wurde ein $220\ \mu\text{m}$ -Pinhole verwendet, das unmittelbar vor dem Ventil montiert war. Dadurch wurde das während der etwa 1 ms dauernden Öffnung des Ventils einströmende Gasvolumen soweit reduziert, daß der Druck nicht über 10^{-4} mbar ansteigen konnte.

Da die Zeitskala der Ventilfunktion etwa drei Größenordnungen über der des Entladungsablaufs liegt, mußte die Steuerung der Entladung beim Erreichen der richtigen Position des Ventilkolbens getriggert werden. Der dazu benötigte Positionsmelder für den Ventilkolben wurde entwickelt und in die Triggerhierarchie integriert. Eine Beschreibung der Schaltung befindet sich im Anhang auf S. 71.

Während der Experimente mit flacher Isolatorgeometrie stand die MCP noch nicht zur Verfügung. Sie wurde erst nach dem Umbau von SPEED 3 zum z-Pinch mit Vorpuls installiert.

Auf dem Prinzipschaltplan (Abb. 15) ist im rechten Teil die Elektrodenanordnung mit den beiden Isolatoren von SPEED 3 stilisiert dargestellt. Die Elemente C1, C2 und FS_H repräsentieren die Schaltung der 8 parallelen Marx-Module des Treibers, die Spulen L1 und L2 schließen den Stromkreis der Ladeschaltung und halten das Potential der Elektroden während des Ladevorgangs auf Masse (vgl. [Raa94]). Die angegebenen Spannungen bezeichnen die Spannungen bzw. Pulshöhen auf dem

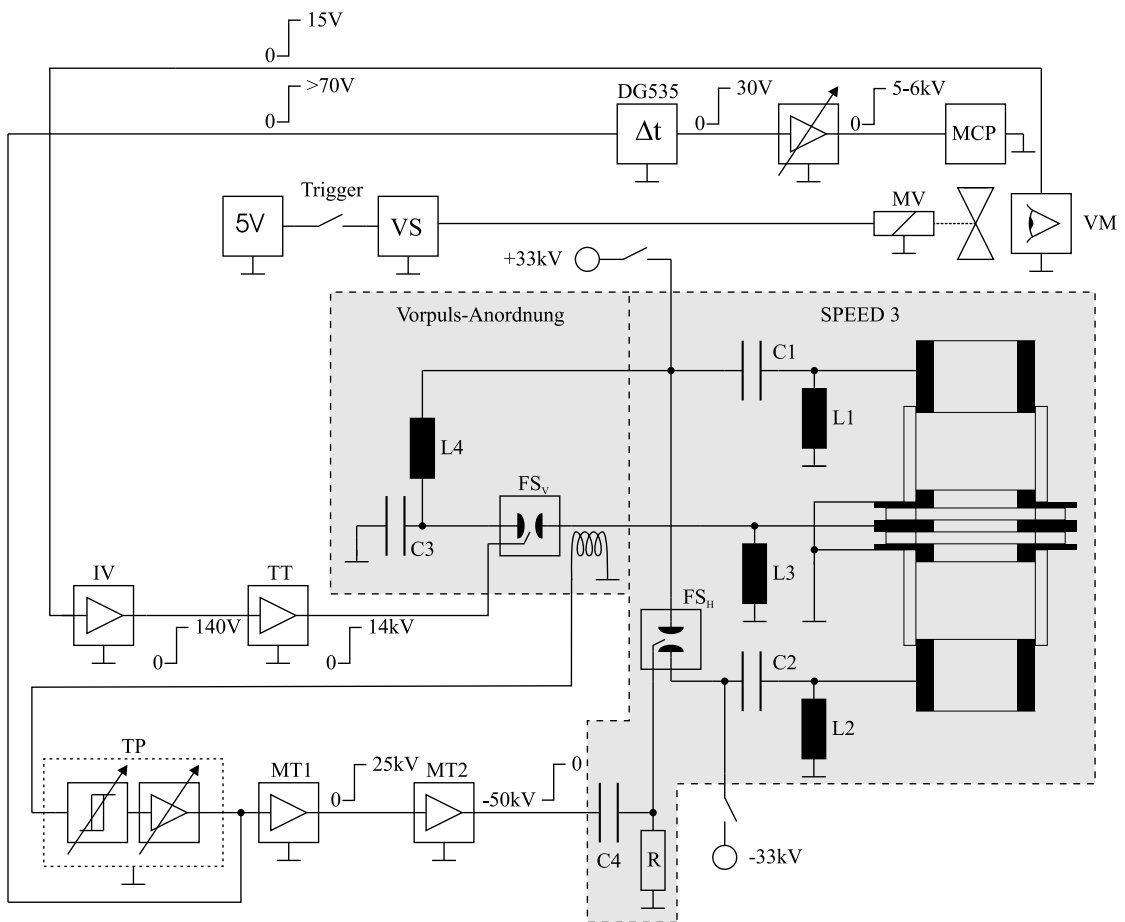


Abbildung 15: Triggerhierarchie mit MCP-Kamera

jeweils längsten Teil der Leitung. An den Eingängen der nachfolgenden Geräte wird diese oft durch Dämpfungsglieder reduziert, die nicht eingezeichnet wurden. Dadurch sinkt die Empfindlichkeit gegenüber elektrischen Störungen soweit, daß ein zuverlässiger Betrieb ermöglicht wird.

Die Triggerung startet mit der elektrischen Auslösung der Ventilsteuerung VS durch einen 5 V-Puls. Daraufhin meldet der Detektor VM die vollständige Öffnung des Ventils mit einem 15 V-Puls, der vom Verstärker IV auf 140 V verstärkt wird. Dieser Impulsverstärker wurde speziell für die Ansteuerung des Thyatron-Triggergenerators TT konstruiert und aufgebaut. Eine Schaltungsbeschreibung befindet sich im Anhang auf S. 78. Der 14 kV-Ausgangspuls des Thyatron-Triggergenerators wird zur Zündung der Funkenstrecke für den Vorpuls benötigt. Eine Beschreibung der Vorpulsschaltung und -funktionsweise findet sich in Kapitel 3.4. Der Stromfluß durch den Bandleiter der Vorpulsanordnung wird mit Hilfe einer Stromsonde und der ebenfalls selbstgebauten Schwellwertdetektor/Impulsverstärkerkombination TP detektiert, deren Schaltung auf S. 73 zu finden ist. Der Ausgangspuls von TP wird mit einem Delay-Generator⁵ variabel verzögert und dem Hochspannungspulsgenerator für die MCP zugeführt. Dadurch ist der Aufnahmezeitpunkt der Kamera frei wählbar. Parallel dazu wird der Ausgangspuls

⁵Stanford: DG 535

von TP für die Auslösung der Hauptentladung durch die Triggeregeneratoren MT1 und MT2 eingesetzt. Die Verzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung wird in diesem Fall durch die Durchlaufzeiten der verschiedenen Geräte bestimmt und beträgt etwa 650 ns.

3.1.4 VUV-Spektrometer

Zur spektral aufgelösten, aber zeitintegrierten Untersuchung im Wellenlängenbereich von 4 – 50 nm stand ein Gitterspektrometer mit streifendem Lichteinfall zur Verfügung. Die Spektren wurden auf spezielle Photoplatten⁶ belichtet, bei denen die Silberbromidkristalle in der Photoemulsion (Gelatine) nicht homogen verteilt, sondern an der Oberfläche der Emulsion konzentriert sind. Dadurch wird die störende Absorption in der Gelatine stark reduziert bzw. die Empfindlichkeit der Schicht erhöht.

Das sphärische Gitter des Spektrometers besitzt einen Krümmungsradius von $R = 2r = 1$ m und wird unter einem Winkel ϕ von etwa 4° zur Gitteroberfläche durch den Eintrittsspalt beleuchtet. Abbildung 16 kann entnommen werden, daß der

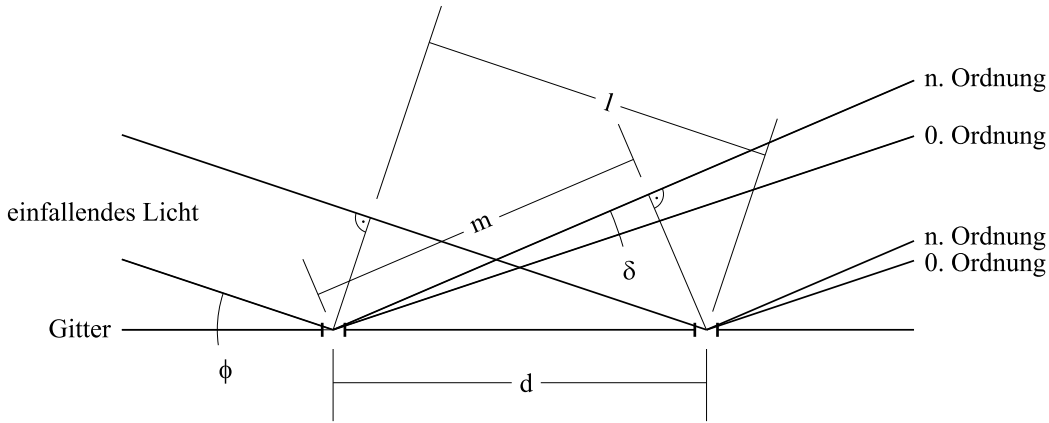


Abbildung 16: Gangunterschied und Beugungswinkel bei streifendem Lichteinfall

Gangunterschied Δ zwischen benachbarten gebeugten Strahlen dem Längenunterschied zwischen m und l entspricht. Es gilt:

$$\Delta = n\lambda = l - m = d \cos \phi - d \cos(\phi + \delta) \quad (16)$$

$$\delta = \arccos \left(\cos \phi - \frac{n\lambda}{d} \right) - \phi \quad (17)$$

Wie in Abb. 17 gezeigt, bildet das gekrümmte Gitter jeden Punkt des Rowlandkreises, dessen Durchmesser dem Krümmungsradius des Gitters entspricht, auf einen Bildpunkt ab, der sich ebenfalls auf dem Rowlandkreis befindet. Da sich der Eintrittsspalt auf diesem Kreis befindet, liegen auch dessen gebeugte Bilder auf dem Kreis [Hut82]. Eine umfassende theoretische Behandlung von Abbildungen mit gekrümmten Gittern ist in [Nod74] zu finden.

⁶Ilford Q-Plates

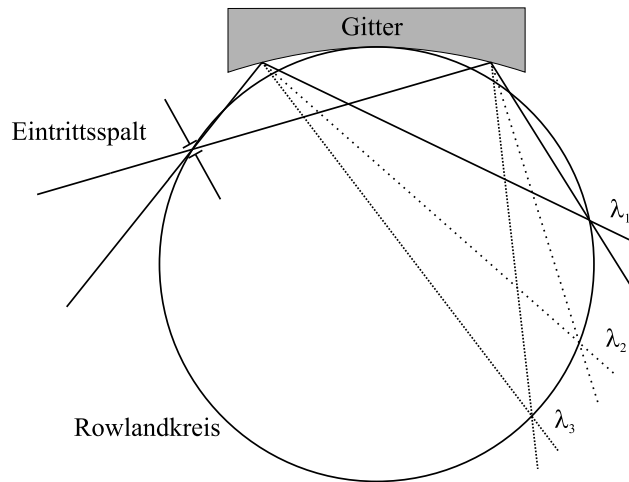


Abbildung 17: Strahlengang im Spektrometer

Da beim verwendeten Spektrometer der Film nicht gekrümmt ist, ist das Spektrum nur am Schnittpunkt zwischen Filmebene und Rowlandkreis für die dorthin fokussierte Wellenlänge optimal scharf (vgl. Abb. 18). Um den nutzbaren Schärfereich des Spektrums etwas zu vergrößern und es zu strecken, ist die Filmebene gegenüber der Austrittsachse des Spektrometers um den Winkel α gekippt (im verwendeten Fall 45°). Der Winkel zwischen Ein- und Austrittsachse, der Knickwinkel des Spektrometers, wird mit Ω bezeichnet und betrug 12° . Durch eine axiale Verschiebung der Filmebene kann die optimal fokussierte Wellenlänge eingestellt werden. Der für diese Wellenlänge benötigte Abstand zwischen Gittermittelpunkt und Filmmitte wird im folgenden berechnet. Für die verschiedenen Winkel gelten die Zusammenhänge:

$$\beta = \phi + \delta \quad (18)$$

$$\gamma = \Omega - 2\phi - \delta \quad (19)$$

Gesucht ist die Länge der Strecke $\overline{PR}$, die sich in die beiden Abschnitte $\overline{PS}$ und $\overline{SR}$ zerlegen läßt. Für $|\overline{SR}|$ gilt:

$$\frac{|\overline{QS}|}{|\overline{SR}|} = \tan \alpha \Leftrightarrow |\overline{SR}| = \frac{|\overline{QS}|}{\tan \alpha} \quad (20)$$

Die Länge der Strecke $\overline{PQ}$ läßt sich mit Hilfe des gleichschenkligen Dreiecks MPQ berechnen:

$$|\overline{PQ}| = 2r \sin \beta = 2r \sin(\phi + \delta) \quad (21)$$

Damit können $|\overline{PS}|$ und $|\overline{QS}|$ ermittelt werden. Es gilt:

$$|\overline{PS}| = |\overline{PQ}| \cos \gamma = |\overline{PQ}| \cos(\Omega - 2\phi - \delta) \quad (22)$$

$$|\overline{QS}| = |\overline{PQ}| \sin \gamma = |\overline{PQ}| \sin(\Omega - 2\phi - \delta) \quad (23)$$

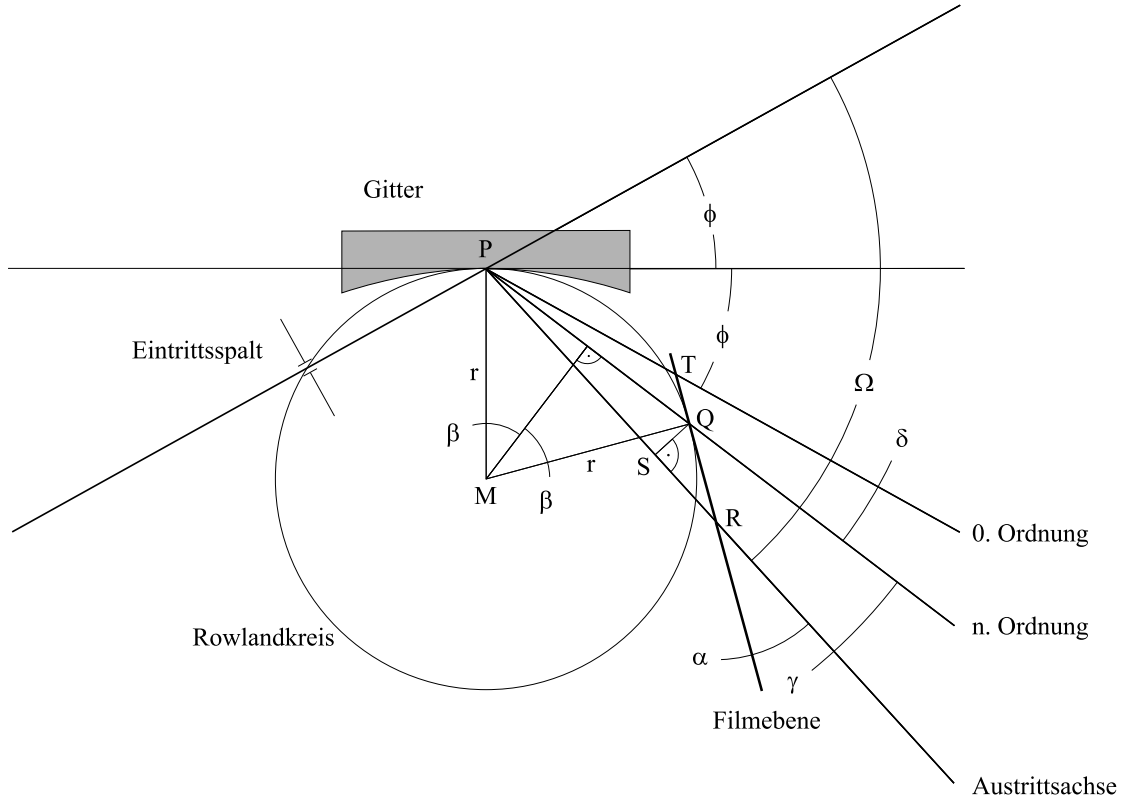


Abbildung 18: Bestimmung des Filmabstandes zur Fokussierung

Eingesetzt erhält man:

$$|\overline{PR}| = |\overline{PS}| + |\overline{SR}| = 2r \sin(\phi + \delta) \left(\cos(\Omega - 2\phi - \delta) + \frac{\sin(\Omega - 2\phi - \delta)}{\tan \alpha} \right) \quad (24)$$

Im Sinne eines maximalen Schärfebereichs im Spektrum wäre es optimal, den Film tangential an den Rowlandkreis zu legen. Der dafür erforderliche Winkel

$$\alpha = \beta - \gamma = 3\phi - \Omega + 2\delta$$

bewegt sich bei der gegebenen Geometrie allerdings im Bereich zwischen $0.5 - 20^\circ$, was das Spektrum viel zu stark strecken würde. Der Abstand zwischen Film und Gittermitte in Abhängigkeit von der optimal fokussierten Wellenlänge kann für $\alpha = 45^\circ$ der Abb. 48 im Anhang auf S. 80 entnommen werden.

Aufgrund eines starken Astigmatismus ist die Abbildung des Eintrittsspalt nur senkrecht zur Spaltrichtung scharf. Jeder Punkt des Eintrittsspalt wird auf eine Brennpunktlinie abgebildet, deren Länge durch

$$L = H \sin(\phi + \delta) \left(\frac{\cos^2 \phi}{\sin \phi} + \frac{\cos^2(\phi + \delta)}{\sin(\phi + \delta)} \right) \quad (25)$$

gegeben ist. Dabei ist H die Höhe der beleuchteten Gitterrillen. Mit den Werten $H = 15 \text{ mm}$, $\phi = 4^\circ$, $\lambda = 8 \text{ nm}$ ergibt sich bei einem Gitter mit 1200 L/mm eine

Länge von 47.7 mm. Unter kompletter Vernachlässigung der Krümmung ergibt sich durch einfache Anwendung des Strahlensatzes eine Länge von

$$L' = H \frac{\sin \phi + \sin(\phi + \delta)}{\sin \phi} = H \left(1 + \frac{\sin(\phi + \delta)}{\sin \phi} \right) \quad (26)$$

Mit den gleichen Zahlenwerten erhält man hier $L'=48.2$ mm. Eine Abbildung parallel zur Eintrittsspalttrichtung findet also nicht statt. Durch einen zusätzlichen Spalt senkrecht zum Eintrittsspalt kann daher eine eindimensionale Ortsauflösung entlang der Spektrallinien (analog einer Lochkamera) erreicht werden, ohne daß die Gitterkrümmung berücksichtigt werden muß.

Um eine Wellenlängenskala entlang des aufgenommenen Spektrums zu erhalten, muß die Länge der Strecke $\overline{QT}$ in Abhängigkeit vom Beugungswinkel δ berechnet werden. Die Anwendung des Sinus-Satzes im Dreieck PQR liefert zunächst die Länge der Strecke $\overline{PQ}$ beim eingestellten Filmabstand $|\overline{PR}|$:

$$|\overline{PQ}| = |\overline{PR}| \frac{\sin \alpha}{\sin(\gamma + \alpha)} \quad (27)$$

Im Dreieck PQT erhält man über den Sinussatz dann die gesuchte Länge $|\overline{QT}|$:

$$\frac{|\overline{QT}|}{\sin \delta} = \frac{|\overline{PQ}|}{\sin(\delta + \gamma + \alpha)} \quad (28)$$

$$|\overline{QT}| = \frac{|\overline{PR}| \sin \delta \sin \alpha}{\sin(\Omega - 2\phi + \alpha - \delta) \sin(\Omega - 2\phi + \alpha)} \quad (29)$$

In die obige Gleichung wird der Zusammenhang zwischen δ und λ eingesetzt und umgeformt. Man erhält für $\lambda(|\overline{QT}|)$ die Formel:

$$n\lambda = d \cos \phi - d \cos \left(\phi + \arctan \frac{2|\overline{QT}| \sin^2(\Omega - 2\phi + \alpha)}{|\overline{QT}| \sin(2\Omega - 4\phi + 2\alpha) + 2|\overline{PR}| \sin \alpha} \right) \quad (30)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist im Anhang auf S. 81 wiedergegeben.

In der Praxis ist es oft vorteilhaft, die Skalierung des Spektrums nicht an der 0. Ordnung zu orientieren, weil diese überbelichtet und breit ist. Besser verwendet man zwei beliebige, aber bekannte Linien des Spektrums. Daraus kann der Abstand zwischen Film und Gitter, sowie der Offset der Ortsmessung leicht bestimmt werden. Unter Verwendung von (29) erhält man mit den vereinfachenden Schreibweisen

$$\psi = \Omega - 2\phi + \alpha \quad (31)$$

$$\delta_i = \arccos \left(\cos \phi - \frac{n\lambda_i}{d} \right) - \phi \quad (32)$$

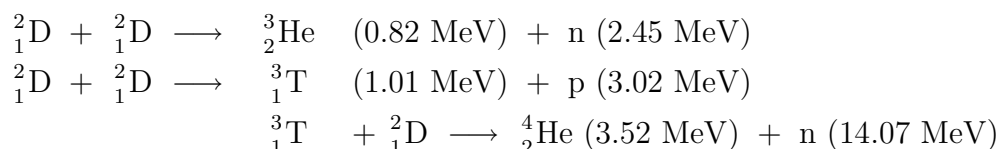
eine Gleichung für den Abstand zwischen Film und Gitter:

$$|\overline{PR}| = \frac{(|\overline{QT}|_1 - |\overline{QT}|_2)(2 \sin^2 \psi - \sin 2\psi \tan \delta_1)(2 \sin^2 \psi - \sin 2\psi \tan \delta_2)}{4 \sin \alpha \sin^2 \psi (\tan \delta_1 - \tan \delta_2)} \quad (33)$$

Mit diesem Wert erhält man durch Einsetzen einer der Referenzwellenlängen in (29) deren Abstand von der 0. Ordnung und damit den Offset der Ortsmessung.

3.1.5 Photomultiplier mit Szintillator

Zur Detektion der vom Plasma emittierten Strahlung wurde im harten Röntgenbereich sowie für auftretende Fusionsneutronen bei Entladungen in Deuterium eine Kombination aus schnellem Photomultiplier mit Szintillator⁷ genutzt. Die Fusionsneutronen können durch Beam-Target-Reaktionen prinzipiell auf zwei verschiedenen Reaktionswegen entstehen [Ber92b], allerdings ist beim Plasmafokus die Tritium-Sekundärreaktion vernachlässigbar:



3.2 Optimierung des Entladungsablaufs in planer Geometrie

Zu Beginn der Arbeit wurde SPEED 3 in der Fokusgeometrie untersucht und Versuche zur Verbesserung der Reproduzierbarkeit und der Pincheffizienz unternommen. Bereits in der Diplomarbeit [Raa94] war festgestellt worden, daß das symmetrische und vollständige Abheben der Plasmaschicht von den Isolatoroberflächen schlecht reproduzierbar und stark von Verunreinigungen abhängig war. In Plasmafoki wie SPEED 2 lagern sich innerhalb weniger Entladungen kleine Kupferpartikel gleichmäßig verteilt auf den Isolatoroberflächen ab. Dadurch wird die Entladungsstrecke in viele mikroskopisch kleine Teilstrecken zwischen den leitfähigen Partikeln unterteilt. Der Partikelabstand ist jedoch so gering, daß die Entladung auf direktem Weg, entlang der Isolatoroberfläche behindert wird⁸. Sie brennt dann auf einem kleinen „Umweg“ im Volumen (analog zum Hittorffschen-Umwegrohr) und reduziert dadurch den Kontakt mit der Isolatoroberfläche. Dies trägt zu einer Konditionierung bei, wodurch die Entladung reproduzierbarer und die Pinchbildung effizienter wird. Bei SPEED 3 dagegen lagerte sich deutlich weniger Kupfer als bei SPEED 2 ab (auch nach mehreren hundert Entladungen) und ein positiver Effekt war kaum erkennbar.

3.2.1 Glimmentladungen

Zur Verringerung von Verunreinigungen wurden Versuche mit Glimmentladungen unternommen. Durch den Beschuß der Oberflächen mit schnellen Teilchen aus der Entladung sollten Fremdkörper, Oxide ... entfernt bzw. so umverteilt werden, daß sie die Entladung nicht weiter behindern. Dazu wurde die Apparatur mit Deuterium gefüllt und die normalerweise geerdete Mittelplatte mit einem Hochspannungsnetzgerät auf eine Spannung von 1 – 1.5 kV gelegt. Bei der Zündung der Glimmentladung entlud sich der Ausgangskondensator des Netzgerätes bis die Brennspannung unterschritten wurde. Dadurch floß periodisch kurzzeitig ein hoher

⁷Typ NE 111 (ZIP)

⁸*pd* liegt links vom Minimum der Paschenkurve

Strom durch die Entladung, die deutlich sichtbar Oxidschichten der Gefäßwände abplatzen ließ. Die Verunreinigungen verteilten sich durch diese Prozedur jedoch so, daß sich ein Teil der Schicht etwa zur Zeit des Strommaximums immer noch auf dem Isolator befand. Abb. 19 zeigt links eine Nanocam-Aufnahme des unteren Isolators. Die Ränder der Elektroden und der Bohrung der Mittelelektrode sind zur Orientierung nachgezeichnet. An den Stellen, an denen die Plasmaschicht nicht abgehoben ist, wird der Isolator stark zum Leuchten angeregt.

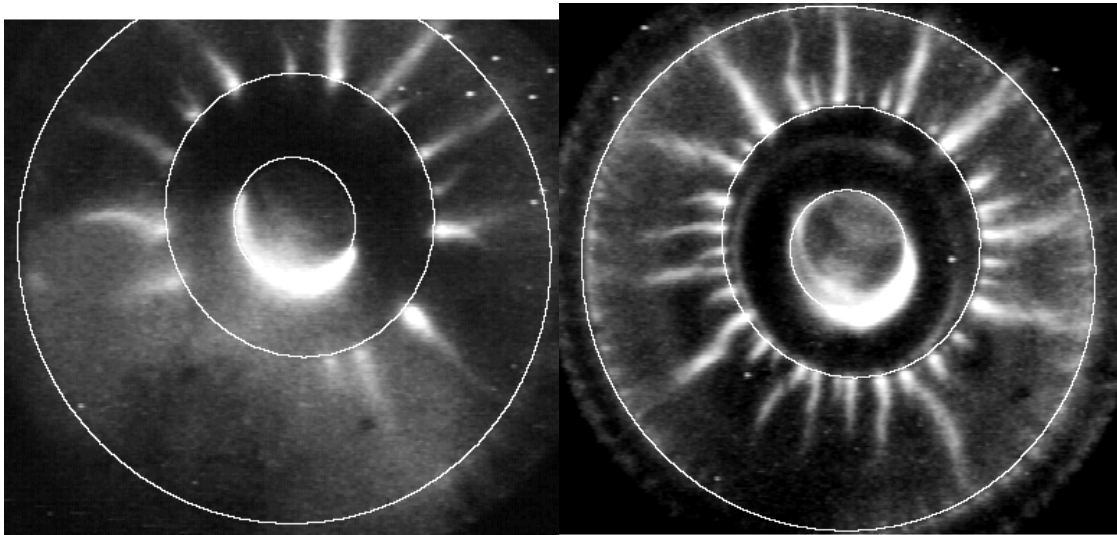


Abbildung 19: Schichtstruktur am Strommaximum bei vorheriger (links) bzw. gleichzeitiger (rechts) Glimmentladung (#1294, #1304)

Auch der Versuch, die Hauptentladung bei noch bestehender Glimmentladung zu starten, also die Glimmentladung als Vorionisierung zu verwenden, brachte keinen positiven Effekt. Die „Speichen“ wurden noch zahlreicher und besaßen eine regelmäßigeren Anordnung, wie in der Abbildung rechts zu sehen ist. Die Stromänderungssignale weisen in beiden Fällen keinerlei kompressionsbedingte Einbrüche auf, also kann hier nur von ineffizienter Pinchbildung gesprochen werden. Das Speichenmuster blieb sogar während der nachfolgenden Entladung ohne Glimm-Vorionisierung erhalten. Der Isolator wurde quasi für eine Schichtbildung mit Speichenstruktur „konditioniert“, was gerade das Gegenteil des gewünschten Effekts war.

Da aber eine Beeinflussung der Schichtbildung offenbar durch eine Konditionierung möglich war, mußte es auch möglich sein, die Isolatoren so zu konditionieren, daß die Schichtbildung verbessert würde. Darum wurden verschiedene Versuche zur Unterstützung der Kupferablagerung unternommen, wobei auch unterschiedliche Isolatormaterialien zum Einsatz kamen.

3.2.2 Kupferquellen bzw. -bedampfung

Zunächst wurden, wie schon zuvor, Glasisolatoren verwendet und gezielt versucht, die Konditionierung durch eine zusätzliche bzw. stärkere Kupferquelle als die übliche Elektrodenanordnung zu verbessern. Ein 5 mm dicker Kupferstab auf der Pin-

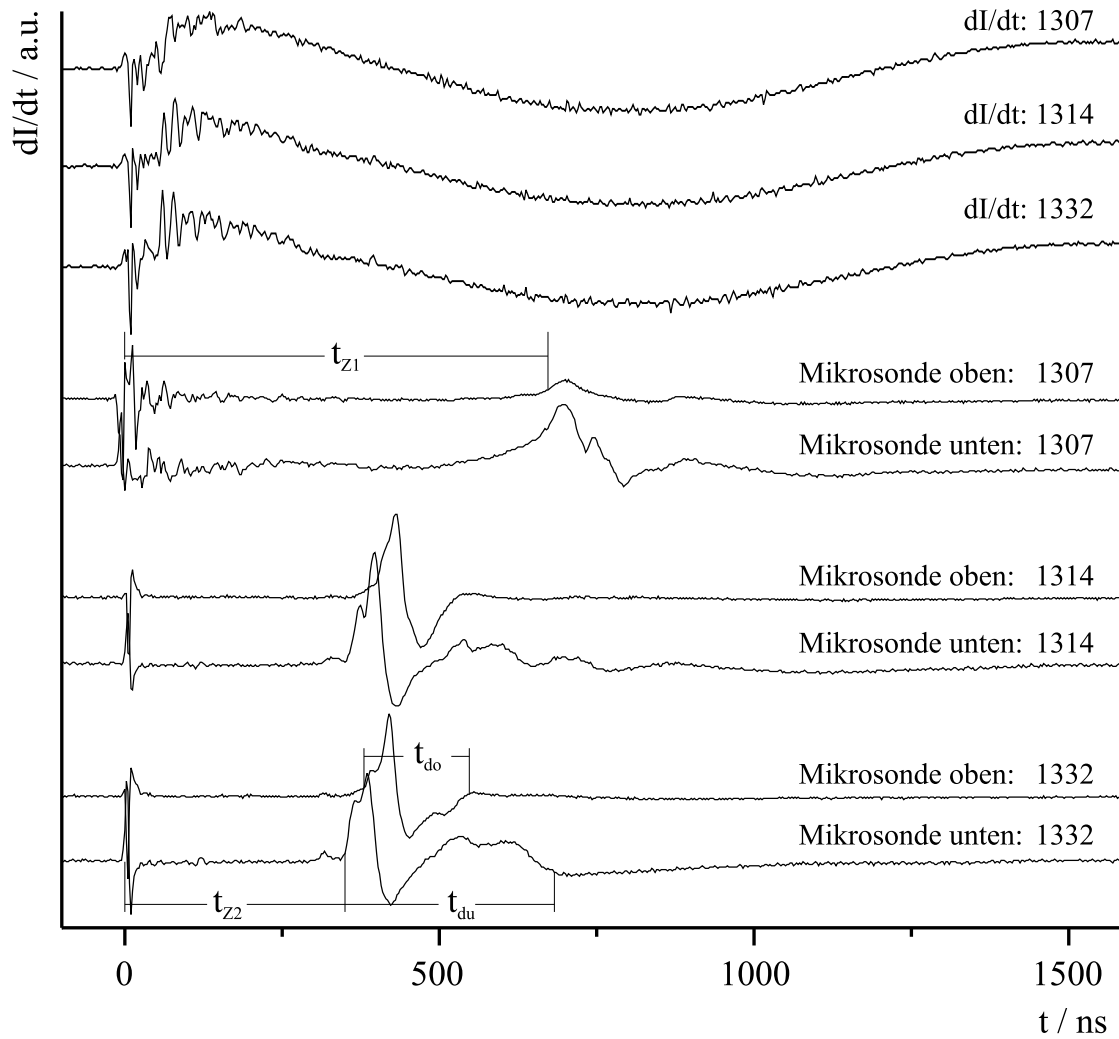


Abbildung 20: Stromsondensignale bei verkupferten unteren Isolator

chachse sollte aufgrund der hohen Stromdichte auf seiner Oberfläche gut erodiert werden⁹. Leider trug dies nicht meßbar zur Konditionierung der Isolatoren bei. Nach diesen Versuchen wurde die Oberfläche nur eines Isolators, nämlich die des unteren, dünn mit Kupfer bedampft, um gezielt Kupfer an dem Ort zu deponieren, wo es nach seiner Umverteilung durch das Plasma die Schichtbildung verbessern kann. Durch den Vergleich der elektrischen Signale der Stromsonden in der Mittelelektrode lassen sich Veränderungen im Verhalten gut erkennen. Die Sonden standen nur bei dieser Versuchsreihe zur Verfügung, weil die Glas-Schutzkappen der Sonden vom Plasma rasch zerstört wurden, Verunreinigungen freigesetzt wurden und eine Reparatur sehr zeitaufwendig und nicht von langer Haltbarkeit gewesen wäre. In Abb. 20 sind die Signalverläufe während dreier Entladungen gezeigt, bei denen zuvor nur einer der beiden Isolatoren, nämlich der untere, mit einer dünnen Kupferschicht bedampft wurde. Daraus ist zu erkennen, daß die Zeit von der Zündung bis zum Eintreffen der Schichten an der Sonde (t_{z1}) anfänglich relativ groß und unabhängig von der Beschichtung ist. Vermutlich hängt sie vom Verun-

⁹Entladungen #1009–#1039

reinigungsgrad ab, der bei beiden Isolatoren unmittelbar nach dem Einbau etwa gleich ist. Nach wenigen Entladungen sind die Verunreinigungen abgetragen und die Schichten treffen wesentlich eher bei den Sonden ein ($t_{z2} < t_{z1}$). Mehrere Ursachen kommen dafür in Betracht. Zum einen werden die Verweildauern der Schichten auf den Isolatoren durch die Entfernung von Verunreinigungen verkürzt, da diese sonst durch Anregung und Ionisation zusätzlich Energie verzehren. Zum anderen kann auch die Laufphase verkürzt werden, wenn der Strom in den abgehobenen Schichten steigt und damit auch deren Beschleunigung zunimmt. Dies ist der Fall, wenn keine oder weniger stromführende Schichtreste auf den Isolatoren verbleiben. Auffällig ist bei allen Signalen, daß die Plasmaschicht beim bedampften Isolator etwas dicker als beim unbedampften ist ($t_{du} > t_{do}$). Gleichzeitig ist die Schicht des unbedampften Isolators geringfügig schneller als die des bedampften, was aber vermutlich auf den bereits in [Raa94] an SPEED 3 beobachteten Polaritätseffekt zurückzuführen ist. Die Gesamtstromänderungssignale aller drei Entladungen sind nahezu deckungsgleich. Insbesondere sind keinerlei Anzeichen einer effizienten Pinchbildung zu erkennen. Die Kupferbedampfung trug also weder zur signifikanten Beschleunigung der Schichtbildung noch zur Verbesserung der Schichtqualität (Reduktion der Dicke) bei. Der Kupferfilm war am Ende der Versuchsreihe¹⁰ mit bloßem Auge auf der Isolatorfläche nicht mehr zu erkennen, da er vom Plasma vollständig abgetragen worden war. Er war auf den Sichtfenstern deponiert worden, wo ein Kontakt mit der Plasmaschicht nicht mehr stattfand. Ein weiterer Versuch, bei dem die Isolatoren mit Kupferpulver bestreut und leicht angeschmolzen wurden, um das Pulver auf der Oberfläche zu fixieren, führte zu einem ähnlichen Ergebnis. Obwohl das Kupfer aufgrund der nun deutlich größeren Menge nicht mehr komplett abgetragen wurde, war keine positive Wirkung nachweisbar, vermutlich, weil es sich nicht auf dem Isolator so niederschlug, daß es zur Konditionierung hätte beitragen können.

3.2.3 Al₂O₃ als Isolatormaterial

Bei SPEED 3 zeigten sich nach wenigen Entladungen viele mikroskopisch kleine Risse in der Oberfläche der Glasisolatoren. Dies trägt zu einer Vergrößerung der an der Entladung beteiligten Oberfläche und dadurch auch zur vermehrten Freisetzung von Verunreinigungen bzw. abgetragenen Material bei. In Plasmafoki mit zylindrischen Isolatoren wie SPEED 1 oder 2 wird dieser Effekt durch die Konditionierung der Oberfläche wieder ausgeglichen. Die Kupfer-Kristallite lagern sich bevorzugt in regelmäßigen Abständen beiderseits der Mikrorisse ab, während die Partikel und deren Anzahl auf den rißfreien Bereichen kleiner ausfallen. Dadurch wird die Entladung nicht nur von der Oberfläche, sondern gerade von den Rissen ferngehalten. Bei Al₂O₃ als Isolatormaterial treten diese Risse nicht auf, allerdings ist seine Spannungsfestigkeit aufgrund der geringfügigen Porosität des Sintermaterials nicht ganz so hoch. Deshalb werden bei SPEED 2 Quarzglasisolatoren mit einer Al₂O₃-Beschichtung verwendet. Bei SPEED 3 ist allerdings die Feldstärke senkrecht zum Isolator deutlich geringer, und so wurde versuchsweise massives Al₂O₃ verwendet. Dadurch ist er zum einen haltbarer, weil nicht nur ei-

¹⁰Entladungen #1306– #1332

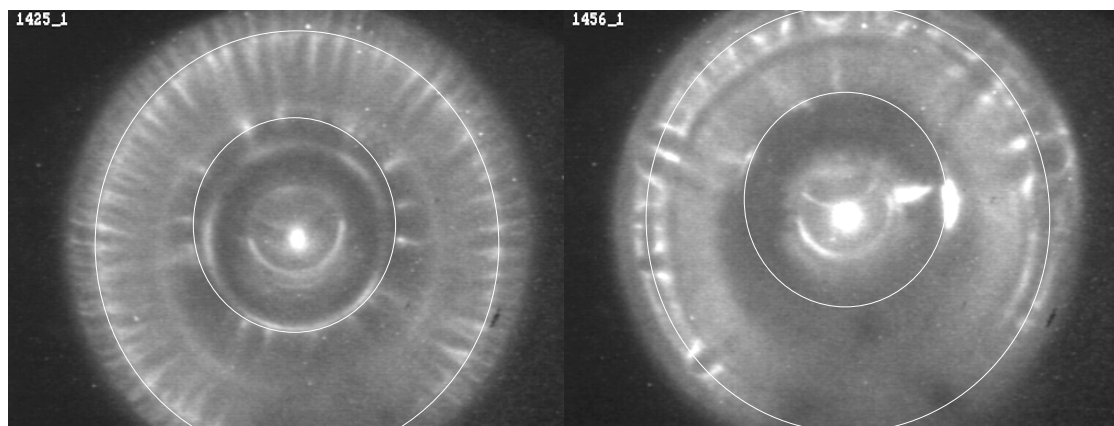


Abbildung 21: Schichtstruktur bei negativer (links, #1425) und positiver Polung der Mittelelektrode (rechts, #1456)

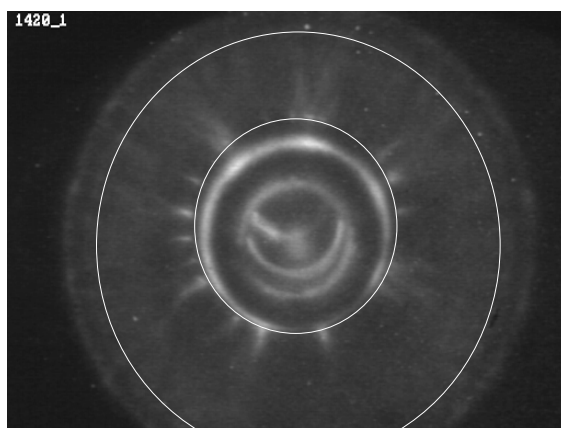
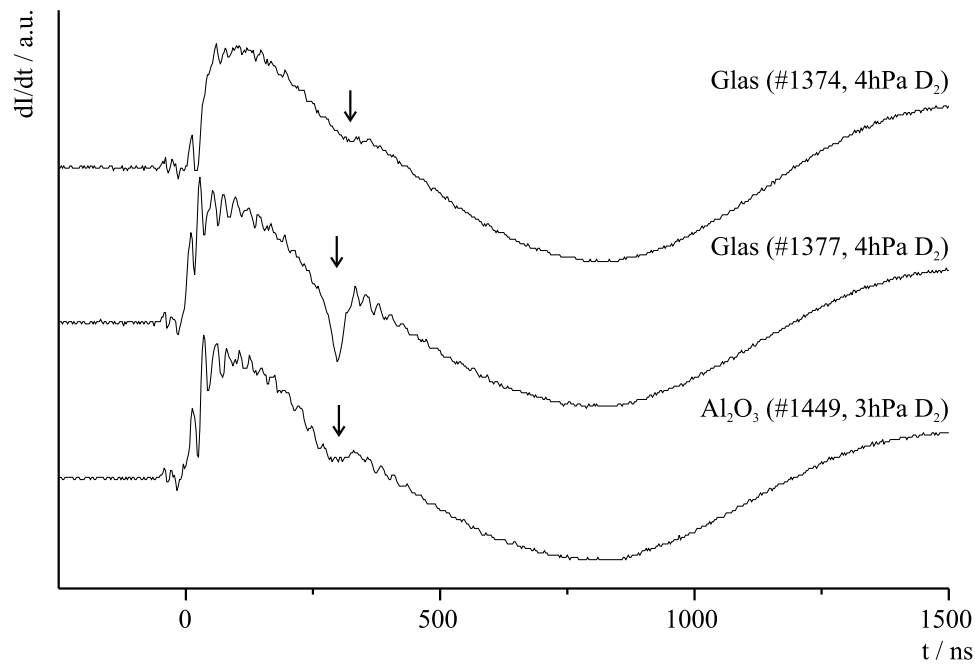


Abbildung 22: Mehrfachschichten bei Al_2O_3 -Isolator

ne dünne Beschichtung existiert, die vom Plasma abgetragen werden kann, zum anderen auch preiswerter. Während der Versuche zeigte sich allerdings, daß die Plasmaschicht zur Pinchzeit weder homogen noch symmetrisch ist. In Abb. 21 sind Nanocam-Aufnahmen zur Pinchzeit bei positiver und negativer Polung der Mittelelektrode zu sehen. Es zeigt sich, daß die Schicht bei negativer Polung der Mittelelektrode in viele Filamente zerfasert ist, bei positiver Polung sind die Strukturen grober. Es ist bekannt, daß ein von der Oberfläche weg gerichtetes E-Feld (Mittelelektrode positiv) die Schichtbildung verbessert [Kie82]. Der im zweiten Fall theoretisch verbessernd wirkende Polaritätseffekt trägt hier offensichtlich nur zu einer Strukturverbesserung im kleinen Maßstab bei. Auffällig ist auch die Tendenz, bei niedrigen Fülldrücken, Mehrfachschichten zu bilden. In Abb. 22 ist eine Entladung in 2.5 hPa D_2 zu sehen. Die Ansatzpunkte der Plasmaschicht an der Mittelelektrode sind an der starken Leuchterscheinung zu erkennen. Insgesamt sind drei Schichten einer Seite der Apparatur und eine Schicht der gegenüberliegenden Seite zu sehen. Bei guter Schichtqualität sollte normalerweise kaum Restgas hinter der ersten Plasmaschicht zurückbleiben (Schneepflugmodell) und so die Bildung einer weiteren Schicht unmöglich sein. Das Stromänderungssignal weist nur minimale Anzeichen einer guten Kompression auf. Bei Glasisolatoren dagegen war

Abbildung 23: Stromänderungssignale bei Glas- und Al_2O_3 -Isolator

die Schwankungsbreite des Stromeinbruchs wesentlich größer, und es traten auch Entladungen mit guter Kompression auf, wenn dies auch eher selten war. Zur Verdeutlichung sind in Abb. 23 drei Stromänderungssignale zusammengestellt: eines mit maximaler Kompression bei einem Al_2O_3 -Isolator und zum Vergleich zwei mit Glasisolatoren.

3.2.4 Netze und Konditionierungsentladungen

Aus den vorangegangenen Versuchen wurde geschlossen, daß es sich bei der Konditionierung nicht um einen statischen Zustand der Isolatoren, sondern um ein Gleichgewicht zwischen Erosion und Re-Deposition von erodiertem Elektrodenmaterial handelt. Deshalb mußten zusätzliche Quellen für Metallpartikel eingebaut werden, die während der Pinchphase soviel Material lieferten, daß bis zur Zündphase der nächsten Entladung eine noch ausreichende Menge auf den Isolatoroberflächen haften blieb. Diese Quellen wurden als parallel zu den Isolatoren in einem Abstand von ca. 5 cm gespannte Messingnetze realisiert. Diese wurden durch den Beschuß mit schnellen Teilchen aus der Pinchregion zerstäubt und mußten deshalb von Zeit zu Zeit ersetzt bzw. ausgebessert werden. Durch eine elektrische Verbindung zu den Außenelektroden stand das elektrische Feld an den Isolatoroberflächen nahezu senkrecht (vgl. Abb. 24). Aufgrund des Polaritätseffekts war zu erwarten, daß dieser Aufbau nur die untere Seite des Doppelfokus begünstigen würde. Da typischerweise nach einer Entladung mit effizienter Pinchbildung, unabhängig vom genauen Aufbau, immer ein oder mehrere schlechte Entladungen folgten, liegt es nahe, daß die Kupfererosion am Isolator im wesentlichen durch die Rückzündungen am Ende der Pinchphase stattfindet. Die dann an den Elektroden anliegende z.T. sehr hohe Pinchspannung führt zur erneuten Entstehung von Gleitentladun-

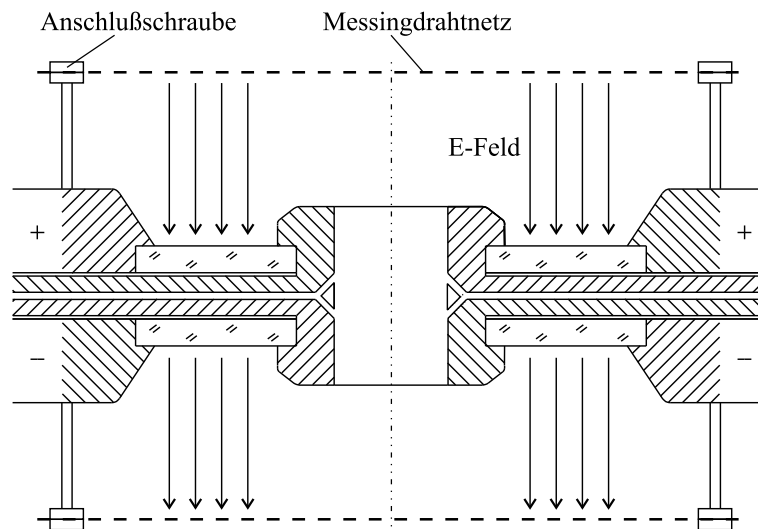


Abbildung 24: Anordnung der Messingnetze

gen auf den Isolatoroberflächen. Diese finden bei vermindertem Gasdruck statt, weil die vorherige Plasmaschicht Gas aufgesammelt und in die Pinchregion transportiert hat. Der Isolator ist dann einem Bombardement mit schnelleren Teilchen ausgesetzt als dies zu Beginn der ersten Zündung der Fall war. Die dann besonders starke Erosion trägt das unmittelbar zuvor deponierte Kupfer wieder ab. Diese Überlegungen führten dazu, daß es besonders günstig sein müßte, wenn man einige Entladungen ohne effiziente, mit künstlich behinderter Pinchbildung durchführt, die für eine Kupferdeposition auf den Isolatoroberflächen sorgen. Dadurch sollten optimale Vorbedingungen für eine effiziente Entladung ohne Behinderungsmaßnahmen gegeben sein. In der Tat ließen sich sehr reproduzierbar effiziente Entladungen züchten, indem man immer eine Entladung in reinem Wasserstoff bei 6 hPa auf zwei Entladungen in Stickstoff bei 0.6 hPa folgen ließ. In Abb. 25 sind Signale solcher effizienten Entladungen in Wasserstoff gezeigt. Besonders auffällig ist, daß die Emission harter Röntgenstrahlung, die im Diagramm mit „X“ bezeichnet ist, trotz der nahezu deckungsgleichen Stromänderungs- und Spannungssignale manchmal komplett ausbleibt. Offenbar sind für deren Erzeugung Prozesse zuständig, die sich in den elektrischen Signalen nicht widerspiegeln. In dieser Versuchsreihe konnte auch gezeigt werden, daß der besondere Zyklus allein nicht ausreichte, effiziente Entladungen zu erzeugen. Nach dem Entfernen der Netze blieben die effizienten Entladungen sofort aus, nach dem erneuten Einbau traten sie nach kurzer Zeit wieder auf. Nach einer mehrwöchigen Experimentierpause führte der spezielle Entladungszyklus aus ungeklärter Ursache leider nicht mehr zu effizienter Pinchbildung. Auch durch die Variation von Druck und Zahlenverhältnis der beiden Entladungsarten ließ sie sich nicht wieder herbeiführen. Wahrscheinlich tragen also noch weitere Parameter (Verunreinigungen, Wassergehalt ...) zum Konditionierungsgleichgewicht bei. Unglücklicherweise kann sich dieses Gleichgewicht nur durch Entladungen aufbauen, die genügend Elektrodenmaterial erodieren. Dies bedingt aber eine gute Schichtbildung, weil sonst ein beträchtlicher Teil des Stroms in dem auf der Isolatoroberfläche verbliebenen Plasma fließt und entsprechend we-

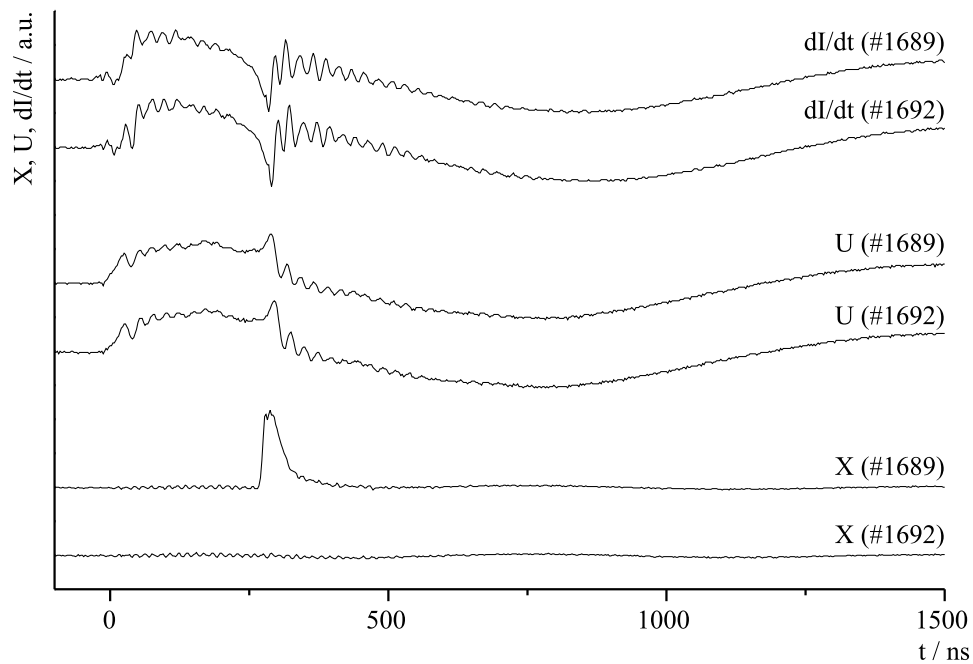


Abbildung 25: Elektrische und Strahlungssignale bei eingebauten Messingnetzen

niger Elektrodenmaterial in der Umgebung der Pinchregion erodiert wird. Die gute Schichtbildung wird aber erst durch die Konditionierung ermöglicht. Es ist daher sehr schwer, wenn nicht gar unmöglich, den Isolator gezielt vom unkonditionierten zum konditionierten Zustand zu überführen.

3.3 Umbau zum z-Pinch

Nach den oben beschriebenen Versuchen wurden die Untersuchungen mit planer Isolatorgeometrie beendet und SPEED 3 zu einem Doppel-z-Pinch umgebaut. Dabei bleibt die Kondensatorbatterie in der ursprünglichen Form erhalten, lediglich die Elektrodengeometrie wurde verändert. Die nach weiteren Modifikationen und Verbesserungen entstandene Geometrie wurde bereits in Abb. 11 auf S. 18 gezeigt. Zu Beginn besaßen die Außenleiter allerdings noch einen kantigen Verlauf gegenüber der Zündkante der Mittelelektroden. Dies führte zu einer Konzentration des elektrischen Feldes und damit zum regelmäßigen Durchschlag durch die anfangs verwendeten preiswerten Glasisolatoren. Diese hatten einen Innendurchmesser von 36 mm bei einem Elektrodenabstand von ca. 25 mm (Isolatorlänge 35 mm). Auf Kosten einer leicht erhöhten Induktivität wurde der Rückleiter stark abgerundet und dadurch der Abstand vergrößert bzw. die Feldstärke verkleinert. Der entstandene Hohlraum wurde mit Kunststoff aufgefüllt. Zusätzlich war es notwendig, die Stirnelektroden relativ weit über die Isolatorenden in den Entladungsraum hineinragen zu lassen. Dadurch wird der Kontakt der Entladung mit den jeweils an den Stirnflächen der Isolatoren befindlichen Dichtungsringen vermieden, was sonst unweigerlich zu deren Abbrand mit einer entsprechenden Verunreinigung der Isolatoren führt. An den Elektroden der Erdplatte trat dieses Problem deutlich schwächer auf, so daß hier auf die Verlängerung verzichtet wurde. Die technischen Daten des

	$L[\text{nH}]$	$I_{\text{max}}[\text{MA}]$	$\dot{I}[\text{kA/ns}]$	$T/4[\mu\text{s}]$	$Z[\text{m}\Omega]$
Fokus im Urzustand	20.7	0.72	3.2	0.36	83
Fokus ohne Erdplatte	22.2	0.70	3.0	0.37	94
Fokus mit Erdplatte	22.8	0.69	2.9	0.37	96
z-Pinch ohne Vorp.	24.5	0.66	2.7	0.39	99
z-Pinch mit Vorp.	31.2	0.59	2.1	0.44	112

Tabelle 4: Elektrische Daten von SPEED 3 in den verschiedenen Stadien für $U = 66 \text{ kV}$

Treibers haben sich in den verschiedenen Stadien der Umbauten etwas verändert. Die Induktivität nahm beim Einbau der Erdplatte zu, weil die Länge des Plasmas in der Mittelelektrode und die vom Strom umflossene Fläche im Funkenstreckenbereich durch die Dicke der Platte zunahm. Der spätere Umbau zum z-Pinch erhöhte die Induktivität noch einmal. Die Daten sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Dabei wird auch der endgültige Zustand mit Zusatzelektrode zur Vorionisierung aufgeführt, auf den allerdings erst in Abschnitt 3.4 näher eingegangen wird. Zwischen den verschiedenen Größen gelten die Zusammenhänge:

$$L = \frac{T^2}{4\pi^2 C} \quad , \quad I = \frac{2\pi UC}{T} \quad , \quad Z = \frac{T}{2\pi C} \quad , \quad \dot{I} = \frac{U_0}{L} \quad .$$

3.3.1 Einfluß des Isolatormaterials

Nach dem Umbau vom Fokus zum z-Pinch zeigte sich, daß die Schwierigkeiten prinzipiell die gleichen waren wie in der Fokusgeometrie. Nachdem die Anfangsprobleme (Durchschlag der Isolatoren, Abbrand von Dichtungen, Vakuumdichtigkeit) durch kleinere Geometrieänderungen gelöst wurden, zeigten die Glasisolatoren nach wenigen Entladungen viele kleine Risse in der Oberfläche. Al_2O_3 -Isolatoren hielten der Belastung zwar stand, verbesserten die Entladungsqualität aber nicht sehr. Trotzdem läßt sich an den elektrischen Signalen ein deutlicher Unterschied bei der Zündung erkennen (vgl. Abb. 26). Während bei Glasisolatoren ein großer Zündverzug von etwa 25 ns auftritt, der sich auch im Überspringen der Kondensatorspannung zeigt, fehlt er bei Al_2O_3 völlig. Der Spannungsanstieg ist dabei sehr flach. Anscheinend ist das Plasma bereits zu Beginn der Entladung so gut leitfähig, daß kaum Spannung abfällt. Die Kompression während der Pinchphase fällt bei Al_2O_3 -Isolatoren zwar in seltenen Fällen kräftiger aus als bei Glas (wie in der Abbildung gezeigt), allerdings oft auch schwächer. Auffällig ist, daß der Zeitpunkt der maximalen Kompression, bezogen auf die steigende Stromflanke, bei Al_2O_3 später liegt (im Beispiel um $\Delta t = 66 \text{ ns}$). Dadurch wird der Gesamtstrom zu diesem Zeitpunkt von etwa 270 kA auf 323 kA erhöht. Diese Verschiebung kann verschiedene Ursachen haben. Einerseits könnten die Schichtbildungszeiten verschieden sein, jedoch hebt die Schicht nach einer Modellvorstellung in [Kie86] beim Erreichen einer kritischen Energiedichte des Magnetfelds ab, die nur abhängig vom Strom ist. Da der Strom bei Al_2O_3 eher früher einsetzt (kein Zündverzug) und vergleichbar

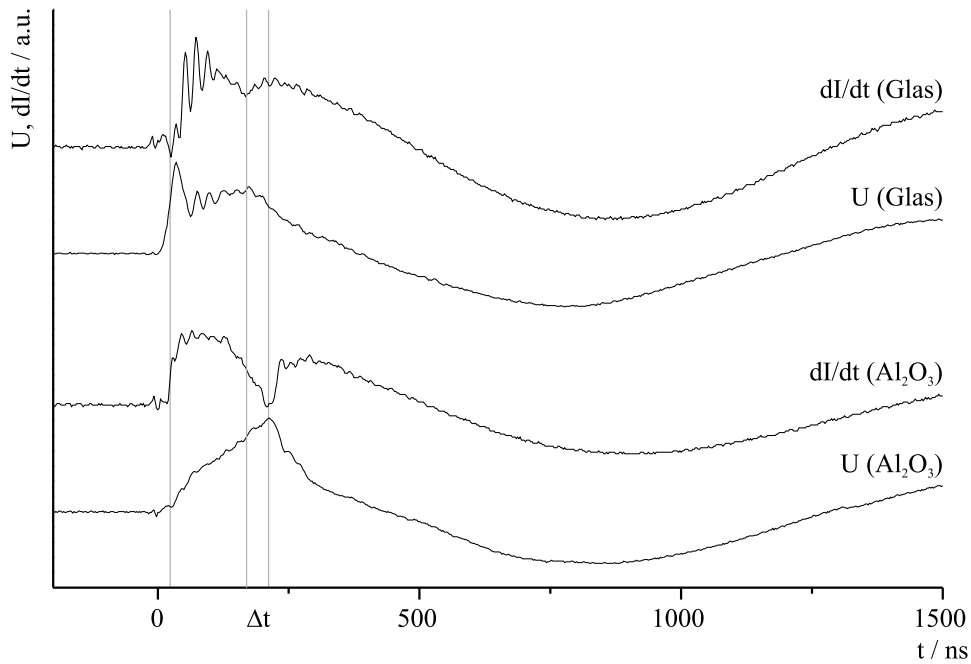


Abbildung 26: Elektrische Signale bei z-Pinch-Geometrie mit Glas- (#2412) und Al_2O_3 -Isolatoren (#2441)

schnell ansteigt, ist die Schichtbildungszeit bei Al_2O_3 wahrscheinlich nicht länger als bei Glas.

Andererseits wird bei höherer Stromdichte in der Schicht mehr Gas aufgesammelt, weil die Ionisation effektiver verläuft. Dadurch steigt die mit der Schicht transportierte Masse und die Beschleunigung sinkt ebenso wie die Geschwindigkeit. Als dritte Möglichkeit kann eine schlechte, dünne, langsame Schicht entstehen, weil Restplasma auf dem Isolator einen Teil des Stroms an der laufenden Schicht vorbei leitet. Dadurch wird deren Beschleunigung geringer und die Laufzeit steigt ebenfalls. Aufgrund der Tatsache, daß das Stromänderungssignal eine effiziente Pinchbildung belegt, kann der Reststrom am Isolator nicht sonderlich groß gewesen sein. Wäre die Isolatoroberfläche von einer gut leitfähigen Schicht überzogen, so würde das elektrische Signal aus der Pinchregion im wesentlichen kurzgeschlossen, und das Stromänderungssignal hätte einen weniger ausgeprägten Einbruch. Daraus kann geschlossen werden, daß unter Verwendung von Al_2O_3 als Isolator die Schicht wahrscheinlich massereicher und langsamer als bei Glas-Isolatoren wird. Eine präzisere Aussage könnte ggfs. durch eine sehr aufwendige Dichte- und Dickenmessung gewonnen werden.

3.4 Optimierung mit Vorionisierung

3.4.1 Aufbau der Vorionisierung

Bei allen vorangegangenen Versuchen zeichnete sich SPEED 3 durch eine schlechte Reproduzierbarkeit guter Pinchbildung aus. Immer wenn es so schien, als würden sich effiziente Entladungen durch bestimmte Entladungsabfolgen oder Maßnahmen züchten lassen, war dies nur von kurzer Dauer. Nach einer mehrstündigen

Versuchspause oder der Belüftung des Entladungsgefäßes war üblicherweise die Wirkung der Maßnahmen verschwunden.

Es ist bekannt, daß die Existenz von freien Ladungsträgern während der Schichtbildungsphase die Qualität der Schichtbildung und die Effizienz der Entladung ganz entscheidend verbessern kann. Z.B. hat eine Bestrahlung des Entladungsraumes von SPEED 2 mit γ -Strahlung aus einer 10 Ci-Quelle zu sehr effizienten Entladungen geführt. Leider ist diese Methode sicherheitstechnisch problematisch und wenig praktikabel. Eine mit der Zündung synchronisierte Bestrahlung des Isolators mit einem Röntgenblitz hatte einen ähnlichen Effekt, jedoch war das exakte Timing schwierig einzuhalten [Kie95]. Eine Vorionisierung durch eine Glimmentladung wurde bereits in der Fokusgeometrie an SPEED 3 untersucht und als nicht wirkungsvoll eingestuft. Im Gegensatz dazu stehen allerdings die Aussagen anderer Forschungsgruppen [Har96], die von der Wirksamkeit einer Vorionisierung überzeugt sind. Weil alle anderen Maßnahmen bisher erfolglos verlaufen waren und kaum noch Alternativen existierten, wurden noch einmal Versuche zur Vorionisierung unternommen.

Im Gegensatz zu den Glimmentladungen in Fokusgeometrie sollte diesmal jedoch eine kurze und stromstärkere Vorentladung die Ladungsträger liefern, so daß zum einen eine höhere Ladungsträgerdichte erzeugt, zum anderen aber auch weniger Verunreinigungen freigesetzt wurden. Dazu mußte eine gepulste Entladung kurz vor der Hauptentladung gezündet werden, die die benötigten Ladungsträger im Hauptentladungsraum bzw. auf den Isolatoren zur Verfügung stellt. Dazu konnte jedoch nicht die Hauptentladungstrecke verwendet werden, denn eine Veränderung des Potentials an den Stirnelektroden würde auch das Potential an den Funkenstrecken der Kondensatorbatterie verändern. Dies würde zu deren Zündung führen und damit die Hauptentladung selbst auslösen. Eine Möglichkeit zur zeitlich variablen Verzögerung wäre nicht gegeben, sie wäre durch den Delay der Funkenstrecken und die Laufzeit des Signals auf einen Wert von ca. 25 ns festgelegt. Um dies zu vermeiden, wurde eine zusätzliche Elektrode eingebaut, deren Gegenpol die Erdplatte sein mußte. Die Erdplatte wurde dazu quasi in zwei Hälften geteilt und die zusätzliche Elektrode in der Mittelebene isoliert eingefügt. Als Isolatoren für die Vorentladung dienen zwei 5 mm dicke Glasringe, bei denen jeweils die Innenwand der Mittelbohrung als Entladungstrecke genutzt wird. Die Anordnung ist in Abb. 11 auf S. 18 dargestellt. Die an den Innenwänden der beiden Glasringe entstehenden zylindrischen Gleitentladungsplasmen heben analog zum z-Pinch ab und werden auf die Mittelachse beschleunigt. Gleichzeitig expandieren sie in axialer Richtung und gelangen so in den Entladungsraum der Hauptentladung.

Der elektrische Aufbau und die Integration in die Steuerung der Hauptentladung ist in Abb. 27 gezeigt. Der Kondensator C_3 mit einer Kapazität von 625 nF, der den Energiespeicher für die Vorentladung darstellt, wird über die Spule L_4 gegenüber Erde, parallel zu einer Hälfte der Hauptbatterie geladen, die aus insgesamt 16 Kondensatoren C_1 , C_2 besteht. Gleichzeitig entkoppelt L_4 Vor- und Hauptentladung und vermeidet so die Zündung der Hauptfunkenstrecken FS_H beim Auslösen der Vorentladung. Die Funkenstrecke FS_V dient als Schalter und verbindet den Kondensator über einen Bandleiter mit der Vorpulselektrode. Der Bandleiter ist so konstruiert, daß beim Übergang vom Außenraum zum Inneren der Erdplatte

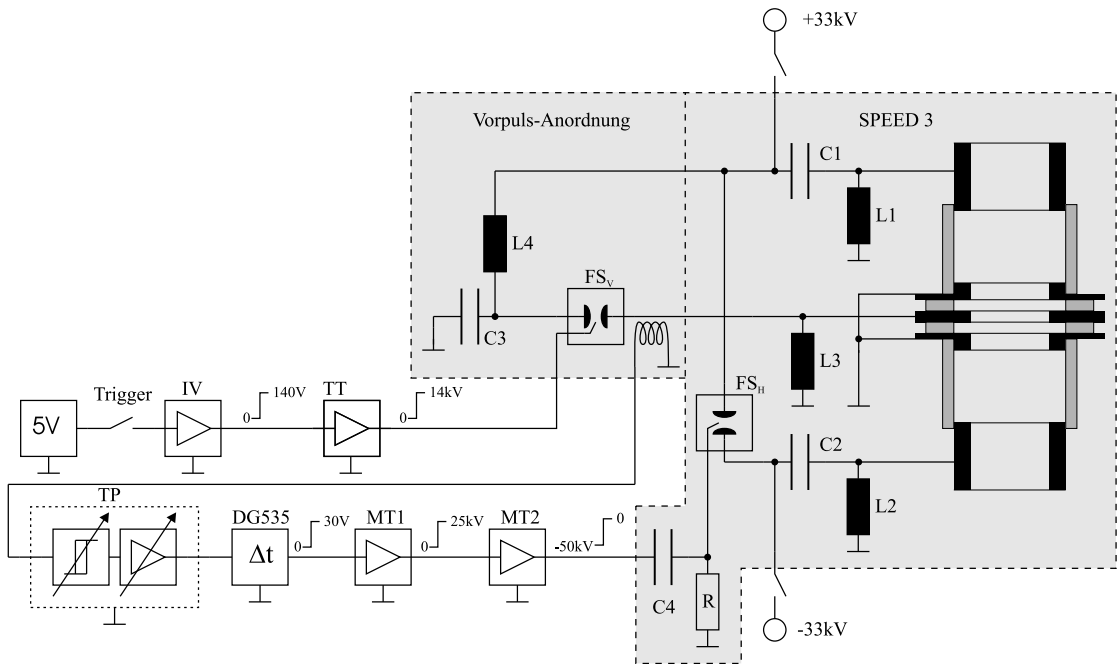


Abbildung 27: Triggerhierarchie mit Vorpuls

keine Impedanzänderungen auftreten und damit Pulsreflexe an der Übergangsstelle vermieden werden. Die Spule L_3 hält das Potential der Vorpulselektrode bis zum Entladungsbeginn auf Erddpotential, um eine zuverlässige Zündung der Vorpulsfunkenstrecke zu gewährleisten. Der zeitliche Ablauf der beiden Entladungen wird über das Stromanstiegssignal der Vorentladung aneinander gekoppelt. Die Vorentladung wird auf Tastendruck durch einen 5 V-Puls gestartet. Dieser wird im Impulsverstärker IV (vgl. Anhang S. 78) auf ca. 140 V verstärkt, um einen 14 kV-Pulsgenerator TT ansteuern zu können. Dessen Ausgangspuls wird zur Triggerung der Vorpulsfunkenstrecke verwendet. Nachdem die Funkenstrecke gezündet hat, induziert das mit dem Stromanstieg verbundene Magnetfeld in einer Pickup-Spule eine Spannung. Diese wird mit dem Schwellwertschalter und Pulsgenerator TP (vgl. Anhang S. 73) zu einem rechteckigen Puls mit etwa $1.5 \mu\text{s}$ Länge und ca. 60 V Amplitude umgeformt und zur Ansteuerung des Delay-Generators DG535 verwendet. Dieser gibt nach einer beliebig einstellbaren Zeit einen 30 V-Puls ab. Dadurch wird der Pulsgenerator MT1 ausgelöst, dessen 25 kV-Ausgangspuls von MT2 noch einmal verstärkt und an die 4 Triggersäulen (C_4 und R) geleitet wird. Dort wird das Signal vom Potentialoffset von -50 kV bereinigt und zur Triggerung der Funkenstrecken verwendet (näheres zum SPEED-3-Treiber ohne Vorpuls ist in [Raa94] zu finden). Teilweise sind die Spannungen auf den Leitungen höher, als es zur Triggerung des nachfolgenden Gerätes notwendig bzw. zulässig ist. Sie wurden so hoch gewählt, um den Störabstand zu vergrößern und die Triggerung zuverlässig zu machen. Dämpfungsglieder reduzieren sie am Eingang des folgenden Gerätes jeweils auf zulässige Werte. Die elektrischen Daten des Vorpulses sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Energie	W	[J]	340
Spannung	U_0	[kV]	33
Kapazität	C	[nF]	625
Induktivität	L_0	[nH]	80.5
Kurzschlußstrom	I_0	[kA]	92.1
Stromanstiegsgeschw.	$\dot{I}$	[kA/ns]	0.41
Stromanstiegszeit	$\tau/4$	[ns]	352
Impedanz	Z	[m Ω]	359

Tabelle 5: Daten des SPEED-3-Vorpulses

3.4.2 Auswirkungen des Vorpulses

Der Einfluß der Vorentladungen stellte sich im Verlauf der Experimente zunächst nur langsam heraus. Die Verzögerungszeit zwischen Vor- und Hauptentladung ist ein zusätzlicher Parameter, dessen Variation sich kaum unmittelbar, sondern erst im Verlauf einer längeren Reihe der folgenden Entladungen auswirkt. Dies liegt daran, daß die Vorionisierung nicht nur Ladungsträger zur Verfügung stellt, sondern offenbar auch zum Aufbau der Konditionierung des Isolators entscheidend beiträgt, deren Auf- und Abbau immer einige Zeit in Anspruch nimmt. Hinzu kommt, daß die Wirkung besonders gering ist, wenn der momentan eingestellte Verzögerungswert weit vom Optimum entfernt ist.

Es zeigte sich, daß sich eine konstante Verzögerungszeit von 750 ns, das ist der mit dem beschriebenen Aufbau minimal erreichbare Wert, sehr positiv auswirkt. Besonders deutlich wird dies beim Wechsel sämtlicher Isolatoren (vor der Entladung #3430), nach dem üblicherweise über einen längeren Zeitraum keine effizienten Entladungen auftreten. Aber bereits bei der zweiten Entladung (#3431) zeichnet sich die Pinchphase im Stromänderungssignal ab, und nach vier Entladungen (#3434) kann man von effizienter Pinchbildung sprechen. Nach etwa 20 Entladungen hat sich die Entladungsqualität auf einem nahezu konstanten, hohen Wert eingependelt (#3462, durchschnittliche Entladung), was ohne Vorionisierung bisher nie erreicht wurde. Die Strom- und Spannungssignale der drei erwähnten Entladungen sind in Abb. 28 gezeigt. Besonders auffällig sind die schwächeren Kollektorschwingungen bei Entladungen mit Vorpuls. Dies hängt in erster Linie mit dem Zündverhalten und damit dem Spannungsverlauf zusammen. Unter dem Einfluß des Vorpulses ist praktisch kein Zündverzug mehr vorhanden. Dies erkennt man am Verschwinden des Einbruchs im Spannungssignal (vgl. Abb. 29), der durch die Kurzschlußwirkung der entstehenden Plasmaschicht hervorgerufen wird. Dadurch steigt die Spannung an der Entladungsstrecke langsamer an und Kollektorschwingungen werden kaum noch angeregt.

Die Zeit vom Spannungsanstieg bis zum Minimum im $\dot{I}$ -Signal verkürzt sich durch die Reduktion des Zündverzuges. Allerdings ist die Zeit zwischen Zündung der Entladung und tiefstem Punkt im $\dot{I}$ -Signal mit Vorpuls etwa (17 ± 1.8) ns größer als ohne.

Es ist bekannt, daß hohe Zündspannungen und hohe Fülldrucke eine dünne und damit qualitativ bessere Plasmaschicht begünstigen [Jah68]. Daher liegt der Schluß

nahe, daß die Schichtbildung ohne Vorpuls besser verläuft als mit. Unglücklicherweise verschlechtert sich jedoch die Konditionierung durch Entladungen ohne Vorpuls, so daß nach kurzer Zeit gar keine effiziente Pinchbildung mehr möglich ist. Ein Kompromiß liegt z.B. im ständigen Wechsel zwischen ein- und ausgeschaltetem Vorpuls, worunter allerdings die Reproduzierbarkeit leidet. Alternativ kann auch die Verzögerung zwischen Vorpuls und Hauptentladung so justiert werden, daß die Entladung sehr reproduzierbar wird. Dabei muß jedoch ein geringer Abstrich in der Effizienz gemacht werden, der sich z.B. im Fehlen von harter Röntgen- oder Neutronenstrahlung (bei Verwendung von D_2) bemerkbar macht.

Daß die Apparatur empfindlich auf den Vorpuls reagieren kann, zeigt sich u.a. daran, daß die plötzliche Verkürzung der Verzögerung oder die komplette Abschaltung der Vorentladung sporadisch zum Auftreten von harten Röntgen- und/oder Neutronenpulsen führte. Bei konstanter, niedriger wie hoher Verzögerungszeit traten diese deutlich seltener auf. Versuche, regelmäßig Entladungen mit Neutronen- bzw. Röntgenpulsen zu erzeugen, verliefen jedoch weitgehend erfolglos. Auch blieben die Pulse z.B. komplett aus, als das VUV-Spektrometer installiert wurde, um nach spektralen Unterschieden in den Entladungen zu suchen. Die elektrischen Signale sind dagegen nahezu deckungsgleich, wie in Abb. 30 gezeigt ist.

Das Strahlungssignal weist zwei Peaks auf, wobei der erste den Multiplier bis zur Sättigung aussteuerte. Dieser Peak wird durch harte Röntgenstrahlung verursacht, während der zweite den Neutronenpuls widerspiegelt. Aufgrund des Abstandes zwischen Detektor und Pinch und der Flugzeit der Neutronen treffen diese zeitlich verzögert ein. Bei der mittleren Neutronenenergie von 2.45 MeV beträgt die Flugzeit 46.3 ns/m, was im Rahmen der Meßgenauigkeit für eine gleichzeitige Emission beider Strahlungsarten spricht. Dieser Zusammenhang trifft für alle Entladungen zu, bei denen beide Strahlungsarten emittiert werden.

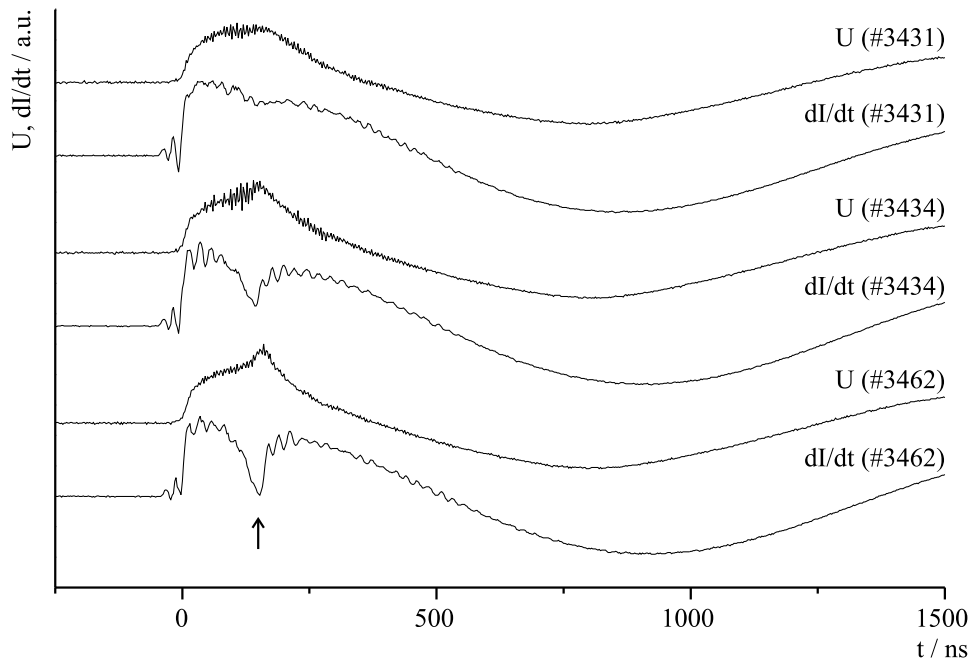


Abbildung 28: Auswirkung des Vorpulses nach einem Isolatorwechsel

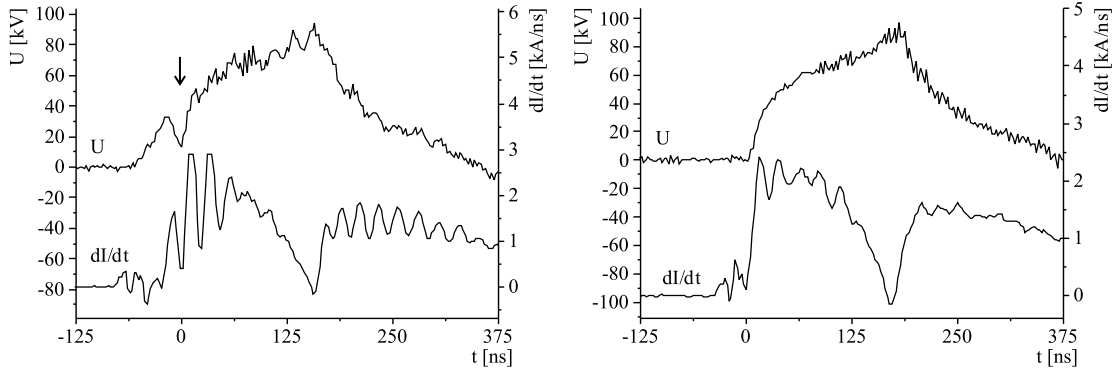


Abbildung 29: Wegfall des Zündverzugs durch den Vorpuls (links #2801 ohne, rechts #2800 mit Vorpuls)

Die Relation zum Spannungsspeak ist jedoch sehr variabel. Es wurden Pulse im Zeitintervall zwischen 6 ns vor und bis zu 46 ns nach dem Spannungsspeak gefunden. Typische Werte liegen bei 25 – 35 ns. Dies spricht dafür, daß die Neutronenproduktion fest an makroskopische Instabilitäten (z.B. $m = 0$) gekoppelt ist, die naturgemäß erratisch aber üblicherweise nach der maximalen Kompression auftreten. Möglicherweise treten dabei auch Mikropinche auf, was jedoch bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte.

Der Spannungsspeak ist hingegen eng mit dem Stromeinbruch korreliert. Das Maximum liegt im Mittel¹¹ (5.9 ± 0.7) ns nach dem Minimum der Stromänderung. Die Peaks sind also nicht exakt spiegelbildlich zueinander. Das Spannungssignal setzt

¹¹Auswertung von 22 guten Entladungen in 3 hPa D₂

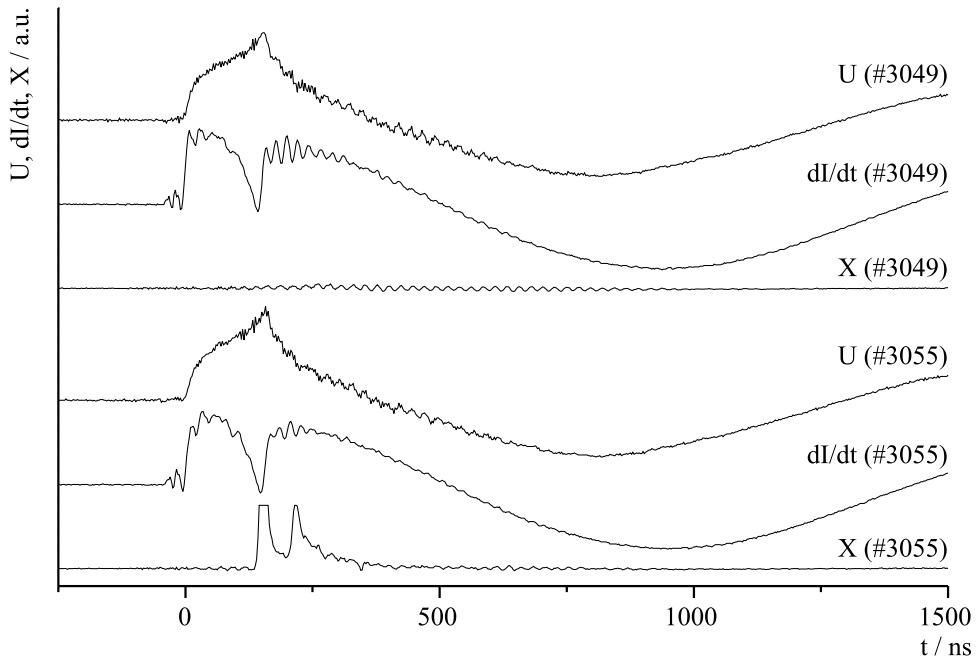


Abbildung 30: Signale nach einer Verzögerungszeitverkürzung (#3055) und nach konstant niedriger Verzögerungszeit (#3049) bei p=2 hPa D₂

sich aus der Flußänderung innerhalb des Strompfades und einem resistiven Anteil zusammen.

$$U = RI + \frac{d\Phi}{dt} = RI + L\dot{I} + \dot{L}I$$

Der im $\dot{I}$ -Signal sichtbare Beginn der Kompression beginnt etwa 100 ns nach dem Stromanstieg, d. h. weit vor dem Erreichen des Maximalstromes. Zur groben Abschätzung der Zusammensetzung des Spannungssignals dienen folgende typische Werte:

Isolatorinnenradius	r_i	8.5	mm
Außenleiterradius	r_0	10.15	mm
Plasmalänge	l_p	60	mm
Isolatorlänge	l_i	100	mm
Stromstärke	I	210	kA
Stromanstieg	$\dot{I}$	2	kA/ns
Schichtgeschwindigkeit	$\dot{r}$	-10^5	m/s

Die folgende Rechnung geht davon aus, daß sich der Strom nicht aufteilt, sondern während der gesamten Entladung in einer einzigen, infinitesimal dünnen, rotationssymmetrischen Plasmaschicht fließt. Zur Berechnung der Induktivität wird näherungsweise ein zylindrisches Plasma der Länge l_p mit dem Radius r angenommen. Hinzu kommt der Beitrag der Elektrodenanordnung, ebenfalls ein Zylinder, mit dem Radius r_0 und der Länge $l_i - l_p$. Die Kollektorinduktivität und die Krümmung der Schicht beim Übergang zu den Elektroden wird vernachlässigt. Es gilt:

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \left((l_i - l_p) \ln \frac{r_0}{r_i} + l_p \ln \frac{r_0}{r} \right) \quad (34)$$

$$\dot{L} = -l_p \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\dot{r}}{r} \quad (35)$$

Mit den angegebenen Werten erhält man zu Beginn ($r = r_i, I = 50$ kA nach einer angenommenen Schichtbildungszeit von 90 ns) und kurz vor dem Ende der Kompression ($r = 2$ mm und $\dot{I} \approx 0$) die Werte:

	Beginn	Ende	
L	3.55	29.2	nH
$\dot{L}$	141	600	mΩ
$L\dot{I}$	7.1	≈ 0	kV
$\dot{L}I$	7.0	126	kV

Der noch ansteigende Strom während der Kompression bewirkt zusammen mit der anwachsenden Induktivität einen steigenden magnetischen Fluß. Daher liefert vor allem $\dot{L}I$ einen entscheidenden Beitrag, der allerdings aufgrund der Kollektorkapazität vom Spannungsteiler nur gedämpft *gesehen* wird. Durch Leckströme auf der Isolatoroberfläche wird der Effekt in der Realität gegenüber dem berechneten Optimalfall weiter reduziert. Das vom Pinchstrom erzeugte Signal $\dot{L}I_P$ würde

im Fall der Flußkonstanz im Raum zwischen Pinch- und Leckstrom I_L auf der Isolatoroberfläche sogar verschwinden. Dann müßte

$$\dot{I}_P = -I_P \frac{\dot{r}}{r \ln \frac{r}{r_0}} \quad (36)$$

erfüllt sein (vgl. Anhang S. 82). Der Pinchstrom würde während der Phase konstanten Flusses kontinuierlich sinken ($\dot{r} < 0, \ln \frac{r}{r_0} < 0$) und vom Leckstrom übernommen.

Bei maximaler Kompression verschwindet $\dot{L}$, während $\dot{I}$ ebenfalls sehr klein ist. Deshalb muß der Spannungsspeak dann allein auf einer Widerstandserhöhung beruhen. Zu welcher Zeit die resistive Komponente gegenüber $\dot{L}I$ signifikant wird, kann an den elektrischen Signalen hier nicht abgelesen werden.

3.5 Strahlung

Ortsaufgelöste Kurzaufnahmen der Entladung können mit der bereits auf S. 23 beschriebenen MCP-Kamera gewonnen werden. Als abbildendes Element kommt ein rundes Loch mit einem Durchmesser von ca. 220 μm in einer 0.2 mm dicken Kupferfolie zum Einsatz. Dieses sog. Pinhole wurde unmittelbar vor dem schnellen Ventil, auf der dem Entladungsraum zugewandten Seite, in einem Abstand von 1 m zur Mitte der Apparatur montiert. Die MCP befand sich auf der anderen Seite des Ventils in einem Abstand von 33 cm zum Pinhole. Daher werden die Bilder um einen Faktor 3 verkleinert. Durch die Größe des Pinholes wird die Ortsauflösung auf 880 μm senkrecht zur Blickrichtung begrenzt. Die die Auflösung beeinflussende Struktur der MCP und der zugehörigen Faseroptik, sowie die Körnung des Films sind demgegenüber vernachlässigbar. Die Blickrichtung der Kamera war gegenüber der senkrechten Achse der Apparatur um 18° gekippt, so daß auch Informationen über den axialen Verlauf der Entladung gewonnen werden konnten. Der axial auflösbare minimale Abstand beträgt in dieser Richtung allerdings nur ca. 2.9 mm. In Abb. 31 sind Position und Bildausschnitt der Kamera dargestellt. Zwei Versuchsreihen wurden mit der MCP durchgeführt. Während der ersten wurden Entladungen in D_2 mit einem Zusatz von 10% Ar untersucht, in der zweiten in H_2 mit 1% Ne-Zusatz. Die beiden Serien unterscheiden sich stark in den elektrischen Signalen und in der Sichtbarkeit der Plasmaschicht. Während mit Ar-Zusatz die Schicht gut sichtbar und klar begrenzt ist (vgl. Abb. 32), sind die elektrischen Anzeichen einer guten Pinchbildung kaum vorhanden (vgl. Abb. 33). Andererseits sind die elektrischen Signale mit weniger bzw. leichterem Hoch-Z-Zusatz (1% Ne) wesentlich aussagekräftiger, allerdings zeichnet sich die Plasmaschicht nur sehr diffus auf den Bildern ab (vgl. Abb. 34). Bei allen Aufnahmen sind jeweils der Zeitabstand zur Zündung (steigende $\dot{I}$ -Flanke) und die Entladungsnummer angegeben. Aus den, entlang des Sehstrahls integrierten Aufnahmen bei Ar-Zusatz, läßt sich eine Schichtdicke von ca. 1 – 1.5 mm abschätzen. Genaue Angaben sind aufgrund der unbekannten Krümmung der Schicht nicht möglich. Die Schichtgeschwindigkeit während der Laufphase kann ebenfalls aus den Aufnahmen abgeschätzt werden. Sie ist mit $(8.5 \cdot 10^4 \pm 7\%) \text{ m/s}$ etwas geringer als bei Plasmafoki ($1 - 1.5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$). Aus den Aufnahmen der Entladungen in H_2 mit 1% Ne-Zusatz (vgl. Abb. 34), sind

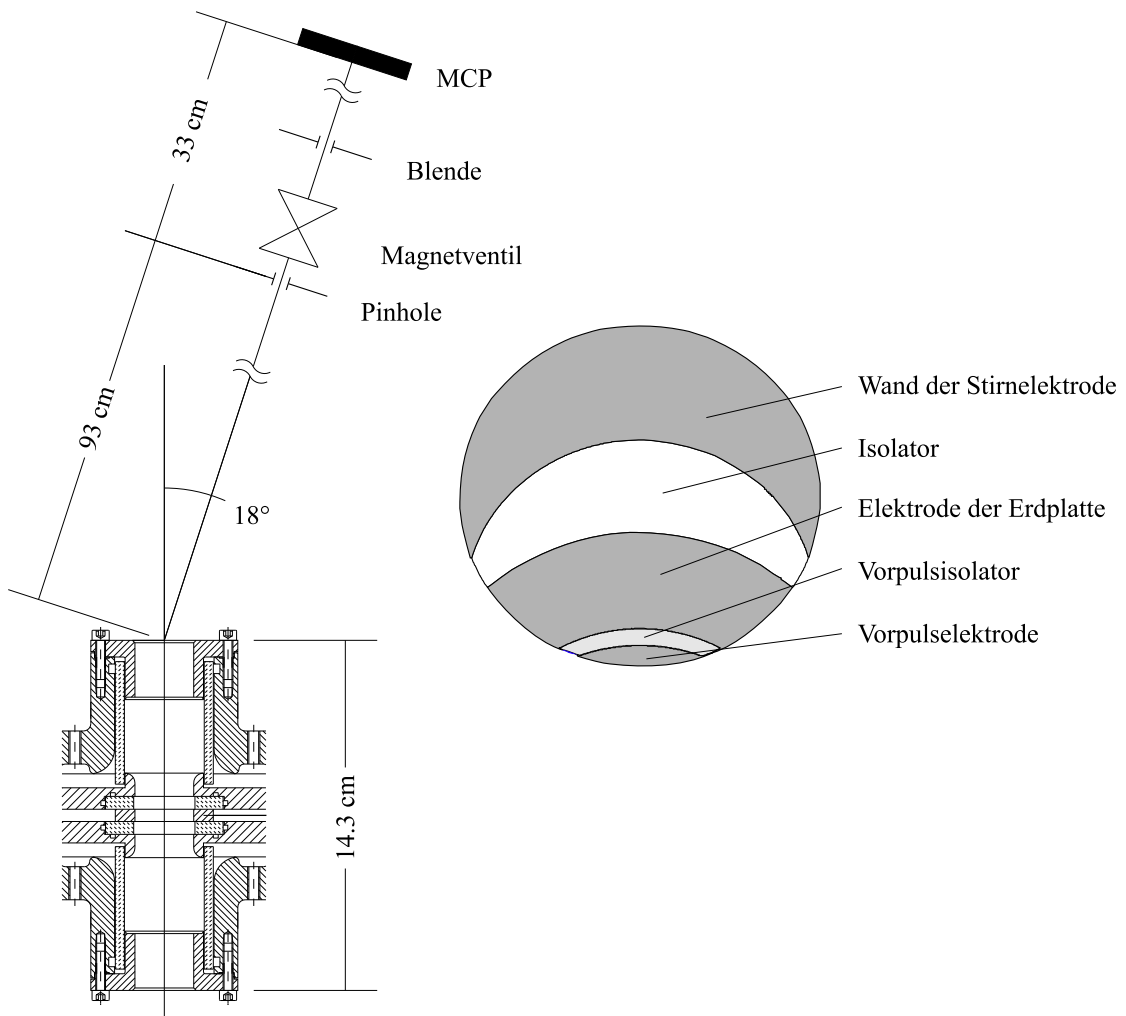


Abbildung 31: Position und Bildausschnitt der MCP

diese Parameter aufgrund der sehr diffus leuchtenden Schicht nur ungenau ermittelbar. Eine grobe Abschätzung aus den ersten drei Aufnahmen der Serie liefert den Wert von $1.1 \cdot 10^5$ m/s, der mit den in Plasmafoki beobachteten Schichtgeschwindigkeiten übereinstimmt. Auf den Aufnahmen ist deutlich zu erkennen, daß sich zwei getrennte Pinchregionen bilden. Aus schwächer belichteten Bildern kann die Ausdehnung einer der beiden Pinchsäulen in Ar/D₂ zu etwa 21×2 mm abgeschätzt werden. Bei Entladungen im Ne/H₂-Gemisch war dies aufgrund der diffusen Schicht nicht möglich.

Beim Vergleich der beiden Bildserien fällt auf, daß der Zeitpunkt der maximalen Kompression bei nur 1% Ne-Zusatz etwa 100 ns früher als mit 10% Ar-Zusatz erfolgt. Gleichzeitig ist die Pinchlebensdauer mit etwa 40 ns gegenüber der bei 10% Ar von ≥ 70 ns deutlich verkürzt. In den elektrischen Signalen dagegen sind die Anzeichen der Kompression zwar nur bei den Ne-Entladungen besonders ausgeprägt, aber bei den Ar-Entladungen zu exakt gleichen Zeiten ebenfalls angedeutet.

Auffälligerweise liegt das Minimum des $\dot{I}$ -Signals jedoch bei etwa 125 ns, während die aus den Aufnahmen ermittelte maximale Kompression bei etwa 190 (Ne) bzw.

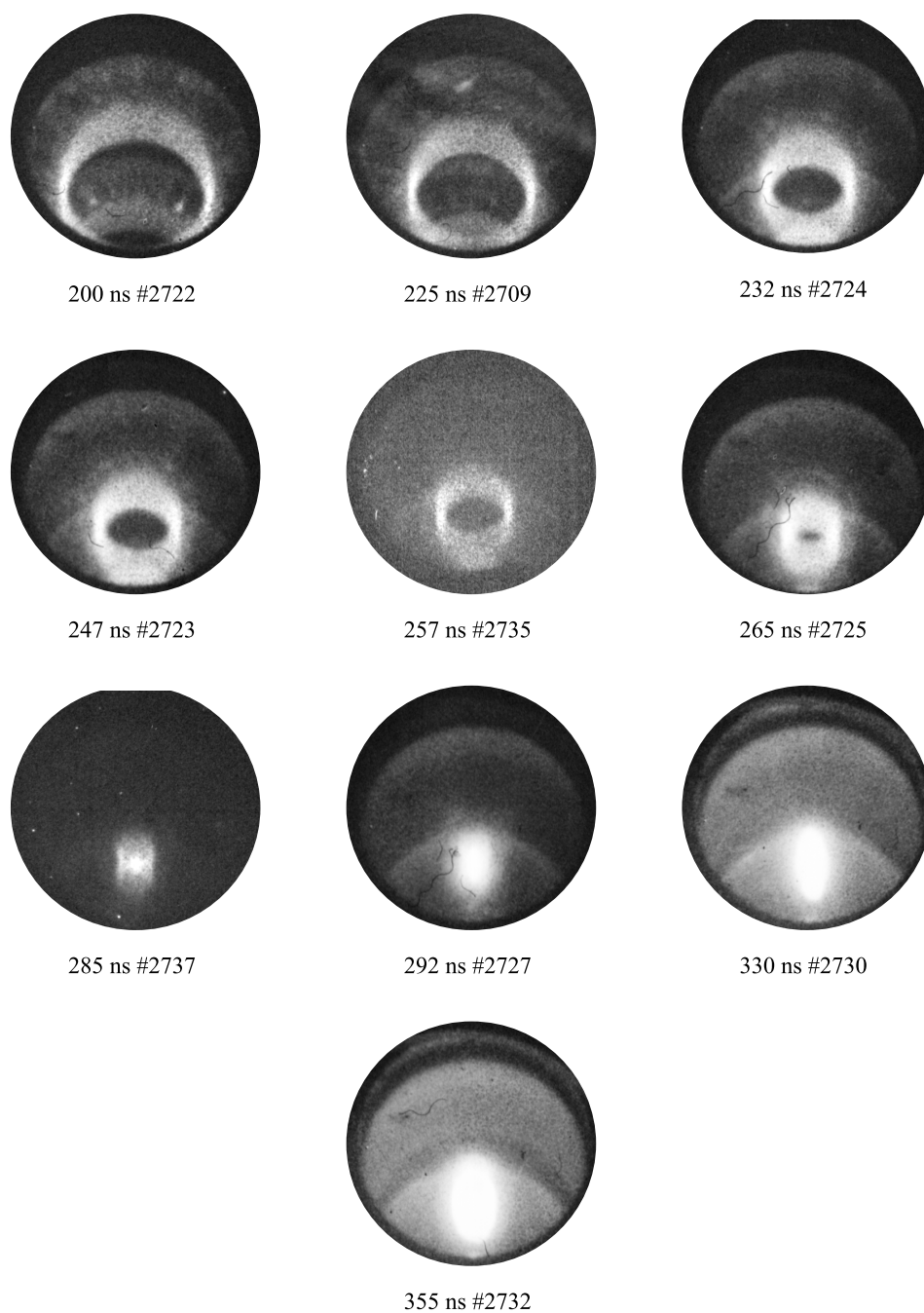


Abbildung 32: Pinchentwicklung in D_2 mit 10% Ar-Zusatz

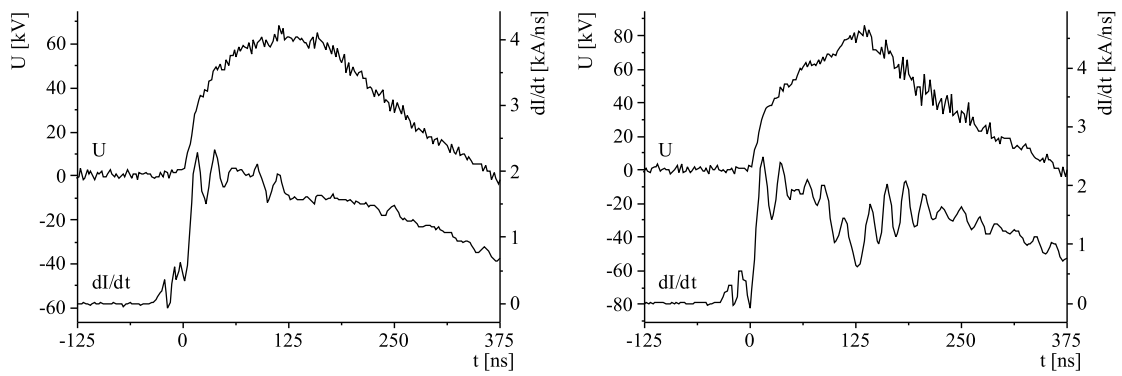


Abbildung 33: Typische elektrische Signale der Entladungen mit MCP-Aufnahmen (links 10% Ar #2770, rechts 1% Ne #2730).

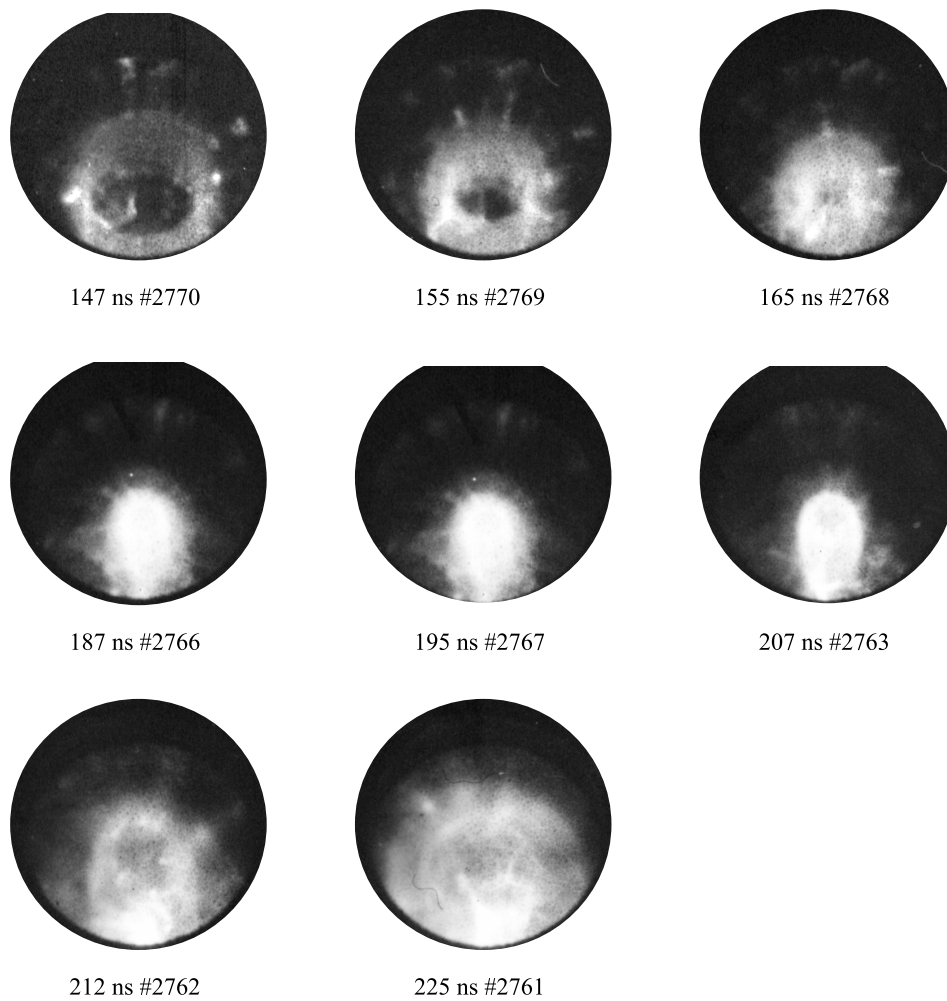


Abbildung 34: Pinchentwicklung in H_2 mit 1% Ne-Zusatz

290 ns (Ar) stattfindet. Dies kann nur bedeuten, daß die Argon- bzw. Neon-haltige Schicht, die auf den MCP-Aufnahmen zu sehen ist, mit der, die für den Stromeinbruch verantwortlich ist, nichts zu tun hat. Es müssen mindestens zwei Schichten existieren, von denen die erste von der MCP-Kamera offensichtlich nicht detektiert werden kann. Andernfalls hätten zumindest Reste des Pinches der ersten Schicht z.B. auf dem ersten MCP-Bild der Ar-Serie bei $t = 200$ ns erkennbar sein müssen. Die langwellige Grenze der Empfindlichkeit liegt bei ca. 100 nm, was in etwa der Ionisationsgrenze bei 13.6 eV bzw. 91 nm entspricht. Von Wasserstoff kann daher im wesentlichen nur die wesentlich schwächere, thermische Kontinuumsstrahlung detektiert werden, die jedoch zwischen etwa 21 und 74 nm stark vom Gas reabsorbiert wird. Die Transmissionskurven für die beiden Gasgemische sind in Abb. 35 gezeigt [Hen93, Hub75].

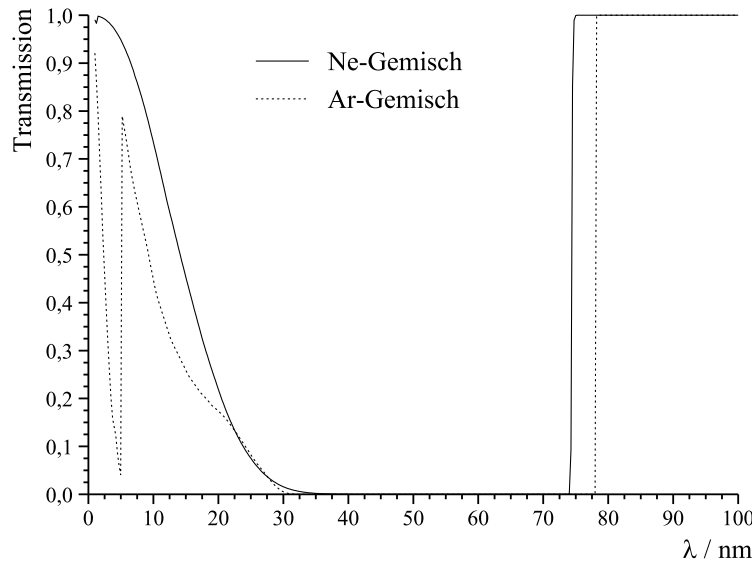


Abbildung 35: Transmissionen der Gasgemische bei 1 m Länge und einem Druck von 2 hPa.

Die beiden Schichten sind offensichtlich in ihrer Zusammensetzung sehr unterschiedlich. Die effiziente Pinchbildung findet ohne Beteiligung des Gaszusatzes statt, da sich die Gase entmischen. Das Schwergas trifft erst dann in der Pinchregion ein, wenn der stromtragende, heiße Pinch längst zerfallen ist.

Aus der Lebensdauer der Pinchsäulen lassen sich Rückschlüsse auf den fließenden Pinchstrom ziehen. Die Anwachszeit einer Instabilität im Pinch beträgt nach der MHD:

$$\tau = \frac{r}{v_a} = \frac{r\sqrt{\mu_0 m_i n_i}}{B_0} = \frac{2\pi r^2 \sqrt{\mu_0 m_i n_i}}{\mu_0 I} = \frac{r}{I} \sqrt{\frac{4\pi m_i N_i}{\mu_0}} \quad (37)$$

Dies setzt voraus, daß keine Stabilisierungsmechanismen aktiv sind. Denkbar wäre eine Wandstabilisierung durch den Einschluß des Magnetfeldes aufgrund der langsamen Felddiffusion in Kupfer, die allerdings aufgrund des relativ großen Abstandes (20 mm) nur sehr schwach wirken kann. Die zweite Möglichkeit, der „gyro-reflection acceleration mechanism (GRAM)“ [Deu87, Ber00], wurde bisher jedoch

nur an SPEED 1 und SPEED 2 bei deutlich höheren Treiberenergien bzw. Energiedichten im Plasma beobachtet. Nach Gleichung 38 (m = Ionenmasse, q = Ionenladung) liegt der kritische Strom für das Einsetzen dieses Mechanismus für 3-fach geladene Neon-Ionen bei ca. 104 kA, für Deuteronen bei 31 kA und für Protonen bei nur 15.5 kA. Diese Ströme werden in der Pinchphase bei SPEED 3 deutlich überschritten. Jedoch wird gerade bei Wasserstoff die kürzeste Pinchlebensdauer beobachtet, obwohl hier der Stabilisierungsmechanismus mit der höchsten Wahrscheinlichkeit einsetzen müßte. Daher erscheint es sehr unwahrscheinlich, daß dieser Mechanismus bei SPEED 3 überhaupt auftritt. Daraus folgt auch, daß der an SPEED 2 beobachtete stabile Säulenmodus bei SPEED 3 bisher nicht auftritt.

$$I > I_c = \frac{6\pi m v_{\text{Schicht}}}{\mu_0 q} \quad (38)$$

Für das Verhältnis der Anwuchszeiten der Instabilitäten bei den beiden Gasen erhält man daher bei gleichen Pinchradien und Teilchendichten:

$$\frac{\tau_{Ar}}{\tau_{Ne}} = \frac{I_{Ne}}{I_{Ar}} \sqrt{\frac{m_{Ar}}{m_{Ne}}} \quad (39)$$

$$\Leftrightarrow I_{Ar} = \frac{I_{Ne} \tau_{Ne}}{\tau_{Ar}} \sqrt{\frac{m_{Ar}}{m_{Ne}}} \quad (40)$$

Geht man davon aus, daß die Pinche aus reinem Hoch-Z-Gas bestehen, erhält man ein Massenverhältnis von 2. Falls sich die Gase in der Pinchregion wieder komplett mischen, erhöht sich das Verhältnis auf etwa 4. Setzt man die beobachteten Werte ein, ergibt sich bei beiden Massenverhältnissen ein um mehr als 30 % geringerer Wert der Stromstärke als der im Experiment gemessene. Dies bedeutet, daß ein beträchtlicher Leckstrom fließen muß, der als treibende Kraft der Instabilität fehlt. Dieser wird umso größer, je schwerer das Gas ist.

Das Spektrum der vom komprimierten Plasma emittierten Strahlung wird durch die Gasart und die Plasmatemperatur bestimmt. Am Ende der Kompressionsphase wird die gerichtete kinetische Energie der Schicht durch Stöße in ungerichtete, thermische Energie umgewandelt, und die Plasmatemperatur steigt stark an.

Die Bennettgleichung erlaubt, die Plasmatemperatur beim erreichten Pinchstrom abzuschätzen. Es gilt:

$$\frac{\mu_0 I^2}{8\pi} = (Z_{eff} + 1) N_i k T \quad (41)$$

Die Liniendichte N_i läßt sich anhand des Fülldrucks P_0 zu Entladungsbeginn, des Isolatorradius r_0 und der Raumtemperatur T_0 berechnen. Der Faktor a gibt die Anzahl der Atome je Molekül an:

$$N_i = a n_0 \cdot \pi r_0^2 = \frac{\pi a P_0 r_0^2}{k T_0} \quad (42)$$

Die Werte $r_0 = 17$ mm, $P_0 = 2$ mbar H_2 , $a = 2$, $Z_{eff} = 1$, $T_0 = 293$ K sind gegeben. Ein typischer Stromwert von $I = 220$ kA zum Zeitpunkt der maximalen

Kompression wurde aus dem integrierten Signal der Entladung #3049 ermittelt. Damit erhält man:

$$kT = \frac{\mu_0 I^2 k T_0}{8\pi^2 a (Z_{eff} + 1) P_0 r_0^2} = 84 \text{ eV} \quad (43)$$

Bei Verwendung von reinen Edelgasen reduziert sich dieser Wert mindestens um den Faktor $(Z_{eff} + 1)/4$, wenn man von ansonsten gleichen Parametern ausgeht. Der Pinchstrom wird aufgrund des erhöhten Leckstromanteils vermutlich eher geringer ausfallen, obwohl die maximale Kompression später als bei Wasserstoff erfolgt.

Abbildung 36 zeigt oben ein Spektrum von 20 Entladungen in 2 hPa H_2 mit 1%-Neonzusatz und unten eines von 3 Entladungen in 0.04 hPa reinem Neon. Zunächst fällt auf, daß beim Gasgemisch heliumähnliches Neon (Ne IX) auftrat, das bei Entladungen in reinem Neon nicht nachweisbar war. Es kommt also trotz der Entmischung der Gase dazu, daß zumindest kleine Mengen Neon ähnliche Temperaturen wie der Wasserstoff erreichen. Ob dies gleichzeitig oder nacheinander geschieht, läßt sich anhand der zeitintegrierten Spektren nicht bestimmen. Anhand der Verteilung der Ionisationsstufen eines Neonplasmas in Abhängigkeit von der Temperatur (vgl. Abb. 37) läßt sich die erreichte Plasmatemperatur grob abschätzen. Da die stärksten Linien im Spektrum von Li- und Be-ähnlichem Neon stammen, muß es sich für eine verhältnismäßig große Zeitspanne in diesem Zustand befunden haben. Dies entspricht einer Plasmatemperatur von etwa 40 eV. Aus der unterschiedlichen Emission des He-ähnlichen Neons und dem beim Reingas stärkeren Anteil von Be-ähnlichem Neon (10-12 nm) kann man folgern, daß die Temperatur im Gasgemisch etwas höher als beim Reingas liegt. Trotzdem ist es möglich, daß kurzzeitig auch deutlich höhere Temperaturen erreicht werden, was jedoch aufgrund der dafür unzureichenden Empfindlichkeit der Detektion nicht registriert werden kann.

Weiterhin ist auffällig, daß auch Emissionslinien von Aluminium und Natrium im Spektrum erscheinen. Das Aluminium wird vermutlich während der Zündphase aus dem Isolator (Al_2O_3) erodiert und vom Plasma mittransportiert. Zwischen Isolator und Spektrometer existiert keine direkte Sichtverbindung, so daß es sich um freies Aluminium handeln muß. Sauerstoff aus dem Isolator konnte im beobachteten Spektralbereich nicht eindeutig nachgewiesen werden. Natrium wird vermutlich beim Beschuß des dem Spektrometer gegenüberliegenden Glas-Fensters mit hochenergetischen Teilchen aus der Pinchregion freigesetzt und angeregt. Bei Entladungen mit reinem Neon dagegen fehlen diese Linien völlig. Im langwelligen Teil des Spektrums finden sich Emissionslinien von Kupfer (Elektrodenmaterial). Diese stammen, wie auch der restliche Bereich, im wesentlichen aus dem Zentralbereich des Plasmas, wie eindimensional orts aufgelöste Spektren zeigen. Bei Entladungen in reinem Neon fällt dieser Teil des Spektrums deutlich schwächer als beim Gasgemisch aus. Hochenergetische Teilchenstrahlen treten daher nur beim Betrieb mit Wasserstoff auf, wo auch die elektrischen Signale die typischen Anzeichen effektiver Pinchbildung aufweisen, die bei reinem Neon fehlen. Diese Teilchenstrahlen (Elektronen und H-Ionen) sind für die Erosion der Kupferelektroden und den Beschuß der Fenster verantwortlich. Beim Betrieb mit reinem Neon bei niedrigem Druck

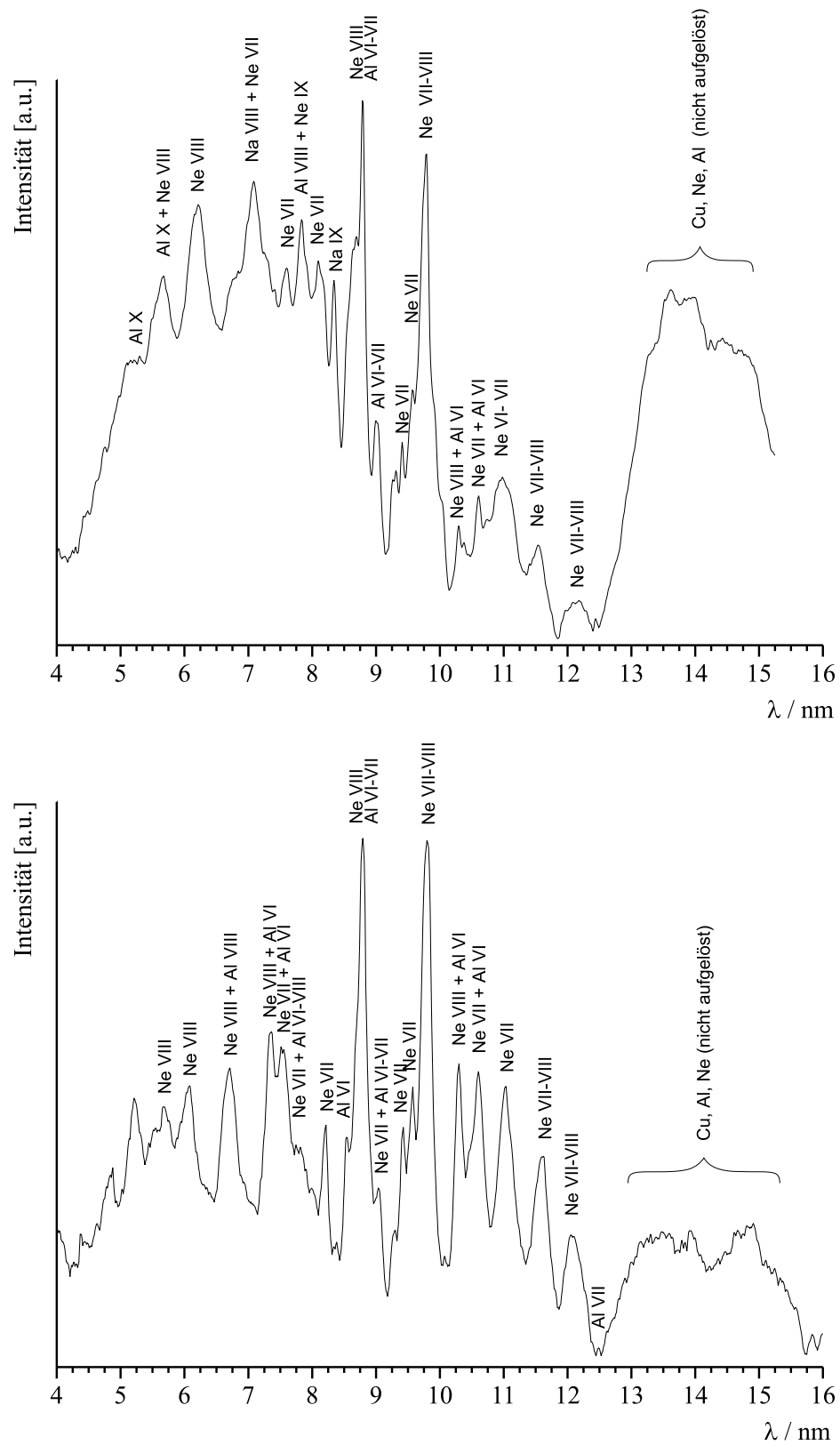


Abbildung 36: Oben: Spektrum von 20 Entladungen (ab #3225) in 2 hPa D₂ mit 1% Ne, unten: Spektrum von 3 Entladungen (ab #3418) in 0.04 hPa Ne

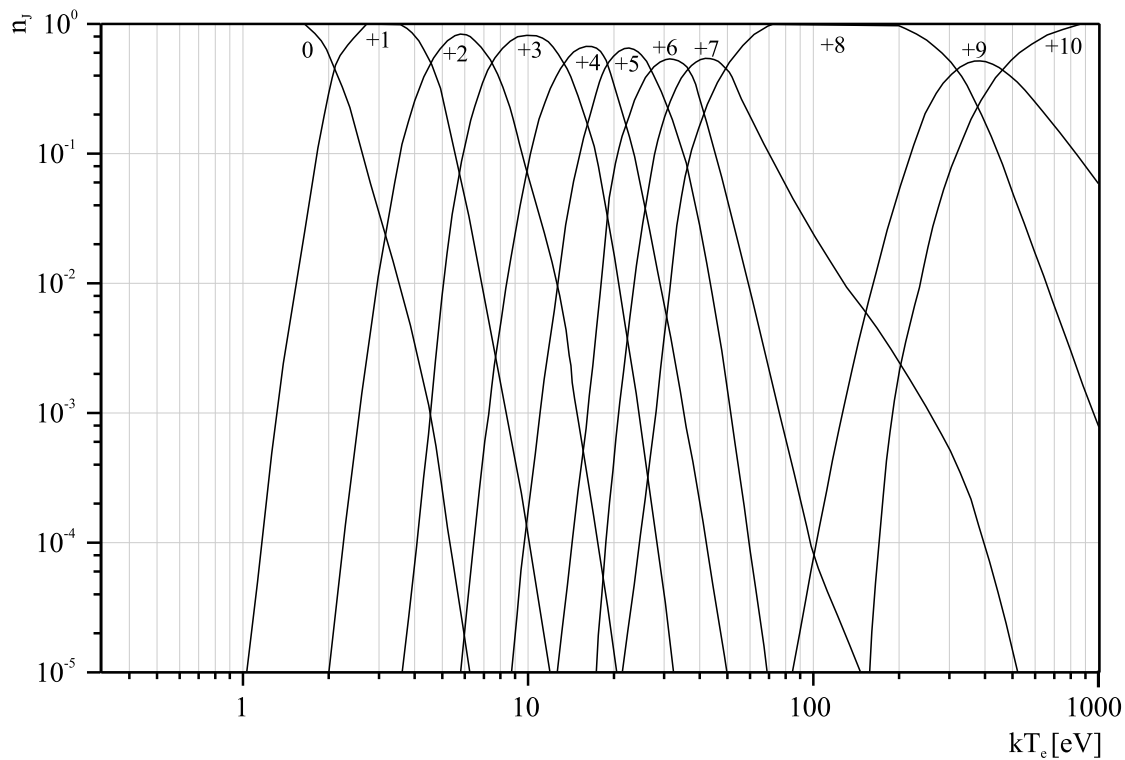


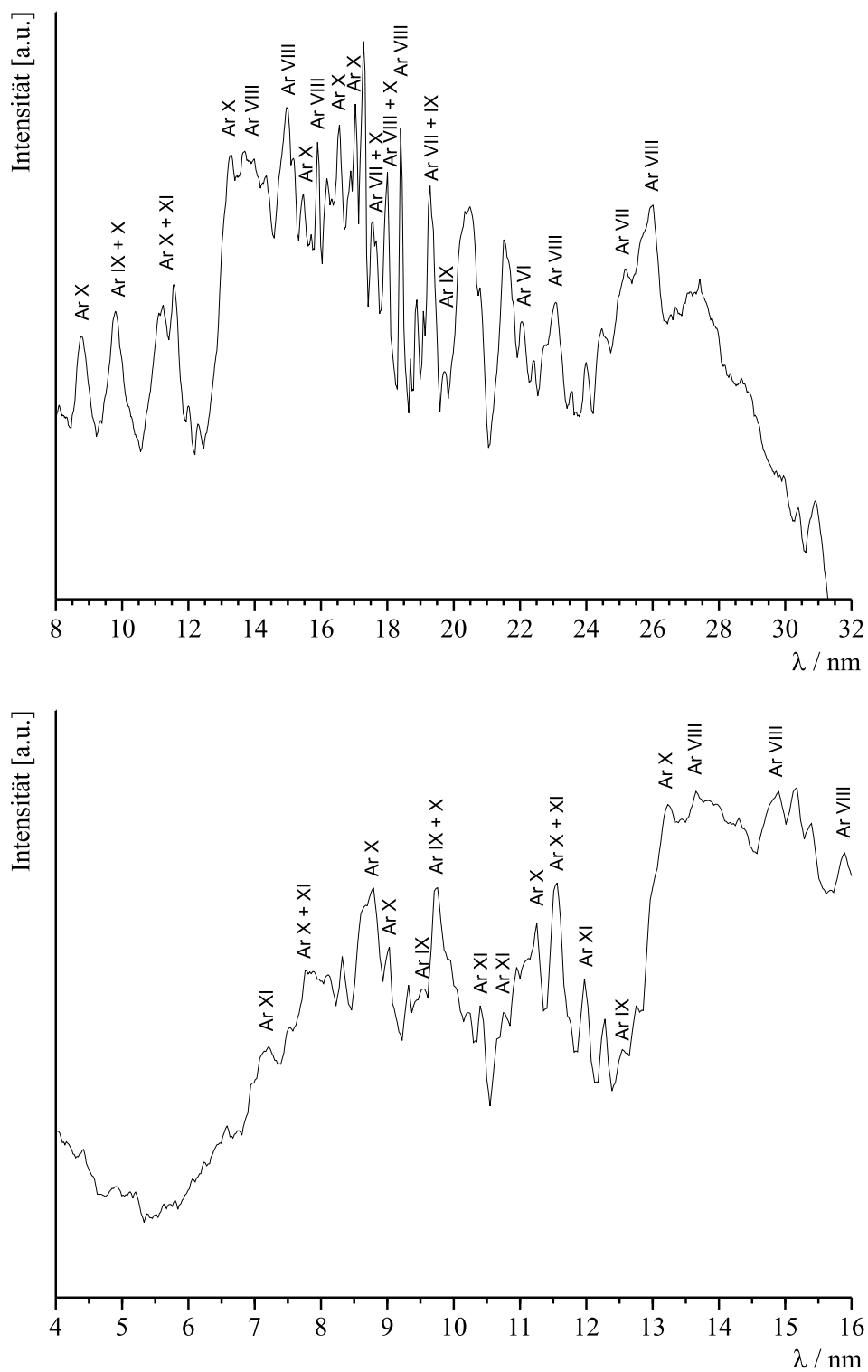
Abbildung 37: Relative Konzentration der Ionen der verschiedenen Ionisationsstufen eines Neonplasmas in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur [Hou64]

wird dagegen der Isolator stärker belastet, was sich durch die erhöhte Emission in Aluminiumlinien zeigt.

Spektren von Argon besitzen im Bereich zwischen 4 und 16 nm nur wenige Linien, ausgenommen helium- und wasserstoffähnliches Argon, das in SPEED-3-Entladungen jedoch nicht vorkommt. Durch den Einsatz eines Gitters mit 600 statt 1200 Linien/mm verdoppelt sich die beobachtbare Wellenlänge. Gleichzeitig steigt die Empfindlichkeit aufgrund der deutlich besseren Qualität des verwendeten Gitters so stark an, daß Linien in 2. Ordnung detektiert werden können, die mit dem 1200er Gitter in 1. Ordnung nicht zu sehen sind.

Im Bereich zwischen 8 und 32 nm findet sich eine große Anzahl von Linien des Argons, aber auch von Aluminium und Kupfer, jeweils in erster und zweiter Ordnung. Die Identifizierung der Linien wird durch ihre Vielzahl, die begrenzte Auflösung und die Unsicherheit der Skala (breite 0. Ordnung, Abstand zwischen Film und Gitter ungenau) erschwert. Die sicher identifizierten Linien sind in Abb. 38 gezeigt. Argon ist darin bis 10-fach ionisiert sicher identifiziert, Ar XII (11-fach ionisiert) konnte nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden. Die 12 bis 15-fach geladenen Ionen erzeugen nur wenige Linien, die zudem von denen niedrigerer Ionisationsstufen überlagert werden. Die Linien des evtl. vorhandenen 17-fach ionisierten Argons waren von den Emissionen von Aluminium und Kupfer nicht eindeutig unterscheidbar.

Den eindeutigen Nachweis des 16-fach ionisierten Argons, das u.a. in Mikropinchen



auftreten kann, hätte eine Aufnahme mit einem Kristallspektrometer bei 0.397 nm geliefert. Leider absorbierte das unvermeidliche Beryllium-Filter ($200\text{ }\mu\text{m}$), das gleichzeitig als Vakuumdichtung verwendet werden mußte, etwa 50 % der Strahlung. Auch nach 20 Entladungen war keine Belichtung auf dem verwendeten Film (Polaroid Typ 667, 3000 Asa) erkennbar. Empfindlicheres, für dieses Spektrometer passendes Filmmaterial wird jedoch nicht mehr hergestellt und ist auch als Restbestand nicht mehr lieferbar. Frühere Versuche, Mikropinche mit einer zeitintegrierenden Röntgenlochkamera nachzuweisen, waren ebenfalls erfolglos geblieben. Daher tritt 16-fach ionisiertes Argon in SPEED-3-Entladungen, wenn überhaupt, nur sehr kurzzeitig und in geringer Konzentration auf.

3.6 Ergebnisse

Während der Experimente an SPEED 3 hat sich gezeigt, daß eine Optimierung der Entladung möglich ist. Zur Übersicht sind die Ergebnisse der Untersuchungen in Tabelle 6 zusammengefaßt. Es stellte sich heraus, daß eine ganze Reihe von Bedingungen erfüllt sein muß, damit effiziente Pinchentladungen möglich werden. Diese sind:

- widerstandsfähiges Isolatormaterial (z.B. Al_2O_3), das kaum Verunreinigungen freisetzt
- Bereitstellung von Ladungsträgern während der Zündphase durch eine stromstarke Vorentladung oder intensive γ -Bestrahlung
- Erosion von Elektrodenmaterial (Cu) zum Aufbau der Isolator-Konditionierung
- Verwendung von leichten Gasen (H_2 , D_2)

Insbesondere der letzte Punkt steht dem praktischen Einsatz als Strahlungsquelle entgegen. Die für intensive Linienstrahlung im XUV-Bereich notwendige Zumischung von Hoch-Z-Gasen, z.B. von Neon mit mehr als 1 % Volumenanteil, behindert die Schichtbildung bereits recht stark. Bei Verwendung von reinen Schwergasen blieb die effiziente Pinchbildung ganz aus (elektrische Signale ohne Kennzeichen eines Pinches). Bei sehr geringen Fülldrücken erfolgte sie evtl. auch so früh, daß der Stromeinbruch bzw. der Spannungspike nicht eindeutig von den Störsignalen zu Beginn der Entladung unterscheidbar waren.

Auch beim Betrieb mit leichten Gasen erfolgte der Zeitpunkt der maximalen Kompression deutlich vor dem Strommaximum. Dies läßt sich am ehesten durch die Vergrößerung des Isolatordurchmessers und damit durch die Verlängerung der Laufphase der Plasmaschicht beheben. Sind die aktuell beobachteten Stromwerte und die damit verbundenen Strahlungsintensitäten für die geplante Anwendung jedoch ausreichend, kommt auch die Verkleinerung der Kondensatorbatterie in Betracht¹². Dadurch könnte das Volumen der Apparatur, bei vermutlich gleichen Emissionseigenschaften, deutlich verringert werden.

Eine Vergrößerung des Isolatordurchmessers wäre indirekt auch gegen die negativen Auswirkungen beim Einsatz von Hoch-Z-Gasen hilfreich. Durch den größeren Abstand des Isolators von der Pinchachse wäre ein gepulster Einlaß des Schwergases in die Pinchregion (ähnlich wie bei SPEED 2) denkbar. Die Schichtbildung liefe dann vom Schwergas ungestört in reinem Wasserstoff oder Deuterium ab.

¹²Die Induktivität des Treibers darf durch den Austausch der Kondensatoren nicht ansteigen.

			Schicht	Pincheffektivität	Konditionierung	Reproduzierbarkeit	Zündverzug
Fokuseometrie	Glimmentladung	vor HE	wenige unregelmäßige Speichen	nicht vorhanden	ja, aber auf Entladung mit Speichen	„hoch“	ja
		während HE	zahlreiche kleine Speichen	nicht vorhanden	ja, aber auf Entladung mit Speichen	„hoch“	ja
	Kupferquellen/ Bedampfung		wenige unregelmäßige Speichen	nicht vorhanden	keine	„hoch“	ja
	Al ₂ O ₃ -Isolator		zahlreiche Filamente, Mehrfachschichten	gering	kaum	mäßig	ja
		Netze	kaum Speichen	gut (bei spez. Zyklus)	ja, aber nicht gezielt steuerbar, abhängig vom Ausgangszustand	hoch (bei spez. Zyklus)	ja
z-Pinchgeometrie	ohne Vorpuls		nicht untersucht	gering	keine	mäßig	ja
	mit Vorpuls	D ₂ +10% Ar	2 Schichten: 1. nicht detektierbar 2. dünn, hell	gering	keine	„hoch“	nein
		H ₂ +1% Ne	2 Schichten: 1. nicht detektierbar 2. diffus, schwach strahlend	sehr gut	gut und schnell, noch schneller mit reinem H ₂	hoch	nein

Tabelle 6: Ergebnisübersicht der Experimente an SPEED 3
(HE: Hauptentladung)

4 Experimente an SPEED 4

4.1 Aufbau und elektrische Eigenschaften

Der Aufbau sowie die elektrischen Daten des z-Pinches SPEED 4 wurden bereits in der Übersicht der Düsseldorfer Pinch-Anlagen im Eingangsteil dieser Arbeit ab S. 19 knapp beschrieben. Jedoch sollen hier noch einige Einzelheiten und Eigenheiten im Praxisbetrieb genauer erläutert werden.

In SPEED 4 werden als Kondensatorbatterie vier Kondensatoren des gleichen Typs wie in SPEED 3 verwendet (je $0.625 \mu\text{F}$, max. 40 kV). Der Einsatz von vier einzelnen Schaltfunkenstrecken, ist aufgrund der unbedingt erforderlichen gleichzeitigen Zündung aller vier Funkenstrecken und der sehr kleinen Entkopplungslängen problematisch. Eine einzelne axiale Funkenstrecke würde jedoch die optische Diagnostik an dieser Seite der Apparatur unterbinden. Um dies zu vermeiden und die Induktivität der Anordnung möglichst gering zu halten, wird eine Einzelfunkenstrecke mit einer ringförmigen Außenelektrode und einer konzentrisch angeordneten, durchbohrten Mittelelektrode verwendet. Als Triggerelektrode dient ein großer, dünnwandiger, flacher, konzentrischer Messinghohlzylinder, der im Entladungsraum zwischen den Ringelektroden endet. Beim Anlegen eines Triggerpulses (aus SPEED-3-Triggergenerator) kommt es zum Durchschlag zu einer der Ringelektroden und in der Folge zur Zündung der Funkenstrecke. Würde die Entladung in der Funkenstrecke im gesamten Kanal zünden, wäre eine Induktivitätsreduzierung gegenüber vier Einzelfunkenstrecken offensichtlich. Bisher war jedoch mit bloßem Auge zu beobachten, daß sich die Entladung auf wenige kleine Abschnitte des ringförmigen Kanals beschränkt. Dies kann auf Unregelmäßigkeiten der Elektrodengeometrie zurückzuführen sein, wurde jedoch bisher nicht näher untersucht. In der aktuellen Geometrie ist bei einem maximalen Preßluft-Fülldruck von 0.3 MPa eine Ladespannung von max. 25 kV möglich, bei höheren Spannungen kommt es zur selbständigen Zündung der Funkenstrecke. In Zukunft wird daher an eine Vergrößerung des Elektrodenabstandes gedacht.

Die Mittelelektrode der Funkenstrecke stellt gleichzeitig die Anode der z-Pinch-Anordnung dar und muß hochinduktiv auf Massepotential gehalten werden, um eine zuverlässige Zündung der Funkenstrecke zu ermöglichen. Die Kathode kann in axialer Richtung verschoben werden, um die Entladungslänge zu variieren.

Eine große Kupferfläche und ein Hohlzylinder auf der Außenseite des Isolators bilden die niederinduktive Verbindung zwischen Kathode und Kondensatorbatterie. Der Hohlzylinder ist in engem Raster gelocht, um eine grobe visuelle Beobachtung des Plasmas durch die Isolatorwand zu ermöglichen (der Isolatordurchmesser wird auf etwa 4-5 Löcher im Hohlzylinder abgebildet).

Als Diagnostik stand eine Pickup-Spule zur Detektion der Stromänderung (vgl. Abb. 12), sowie das ebenfalls an SPEED 3 eingesetzte Spektrometer zur Verfügung. Aufnahmen mit einer Nanocam vom Isolator durch den gelochten Rückleiter hindurch lieferten keine aussagekräftigen Informationen, da die Ortsauflösung durch die niedrige Lochanzahl sehr gering ist. Eine Spannungsmessung wurde bisher noch nicht installiert. SPEED 4 befindet sich derzeit noch in der Anfangsphase, und

es wurden bisher nur verhältnismäßig wenige Experimente¹³ daran durchgeführt. Trotzdem sind die grundlegenden Eigenschaften und Schwierigkeiten inzwischen bekannt und teilweise von SPEED 3 auf SPEED 4 übertragbar.

Für die ersten Versuche wurden auch an SPEED 4 Glas-Isolatoren verwendet, die jedoch später durch die bereits an den anderen Pinchanlagen bewährten Al_2O_3 -Isolatoren ersetzt wurden.

In Abb. 39 ist das Stromänderungssignal einer durchschnittlichen Entladung in 5 hPa H_2 mit 1% Ne-Zusatz gezeigt. Man erkennt den für Pinchentladungen typi-

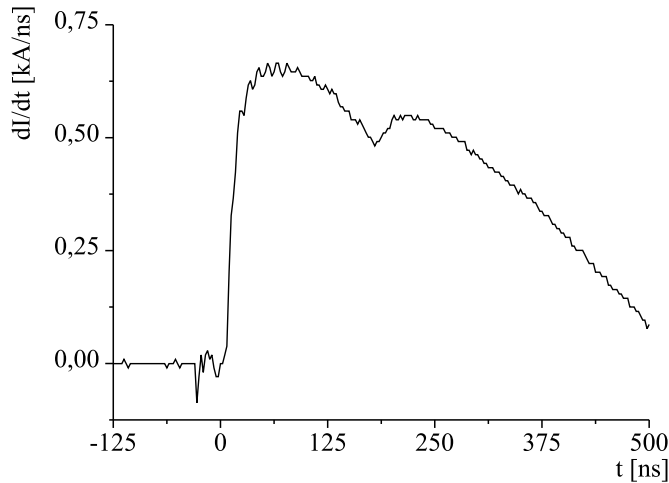


Abbildung 39: Typische Entladung in 5 hPa H_2 mit 1% Ne-Zusatz (#140)

schen Einbruch des Stromänderungssignals bei ca. 170 ns nach der Zündung. Damit liegt er bzgl. des Strommaximums zu früh, das nämlich erst ca. 270 ns später auftritt. Dadurch beträgt die Stromstärke, die zum Zeitpunkt des tiefsten Einbruchs durch das Plasma fließt nur etwa 100 kA gegenüber ca. 220 kA im Strommaximum. Dies ist eine Folge der Geometrie des Entladungsraums bzw. der elektrischen Parameter der Apparatur. Die Laufphase des Plasmas ist wegen des geringen Isolatordurchmessers sehr kurz. Nimmt man eine Schichtgeschwindigkeit von typisch 10^5 m/s an, werden nur 75 ns bis zum Eintreffen auf der Achse benötigt. Die restlichen 95 ns entsprechen der Schichtbildungszeit auf der Isolatoroberfläche.

Im Vergleich zu SPEED-3-Entladungen ist der Einbruch im Stromänderungssignal bei SPEED 4 recht gering. Die Ursache dafür können Unregelmäßigkeiten der Schichtbildung oder auch isolatornahe Schichtreste sein, die das Pinchplasma überbrücken und so das Signal verkleinern.

4.2 Vorionisierung

Zur Verbesserung der Schichtbildung wurde bei SPEED 4, wie später auch bei SPEED 3, eine Einrichtung zur Erzeugung einer Vorentladung [Har96] entwickelt. Da SPEED 4 keine Marx-Generatoren als Treiber enthält, war es möglich, den Vorpuls mit gleicher Polarität wie die Hauptentladung auf die Entladungsstrecke

¹³ca. 200 Entladungen an SPEED 4 gegenüber ca. 1500 Entladungen an SPEED 3 allein in z-Pinch-Geometrie

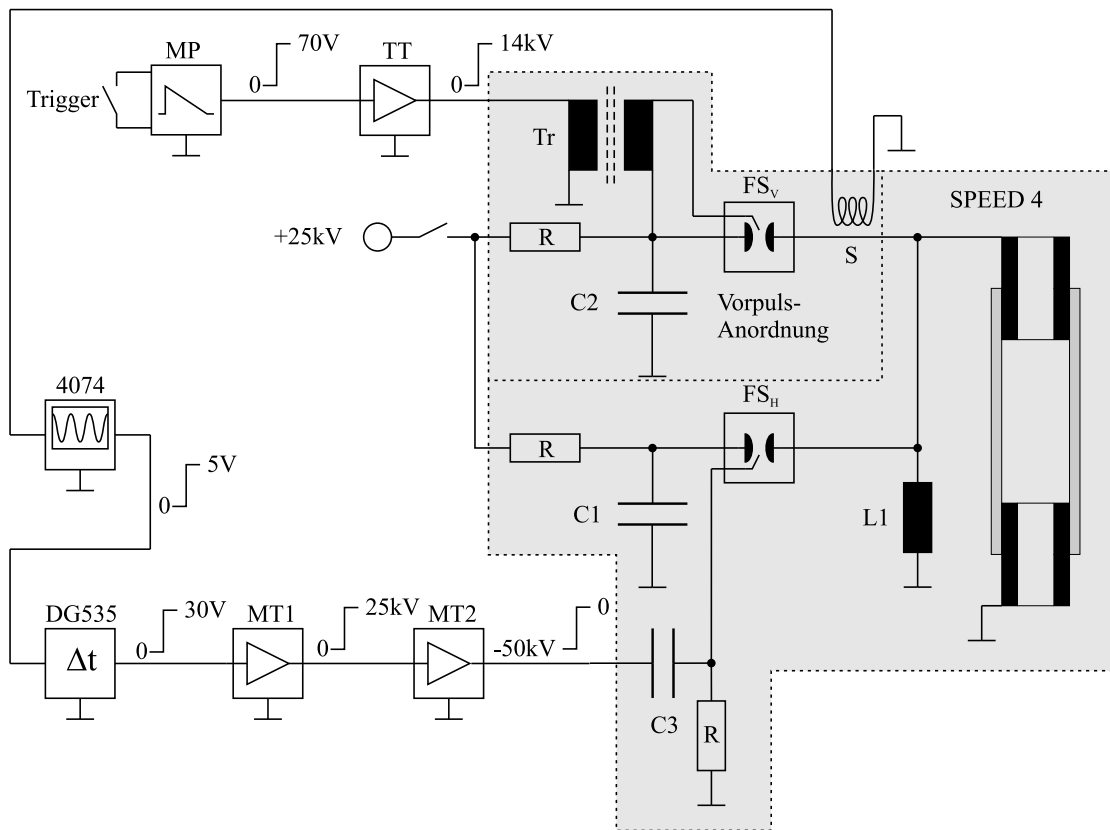


Abbildung 40: Elektrischer Aufbau von SPEED 4 mit Vorpuls

zu schalten und so auf zusätzliche Hilfselektroden zu verzichten. Die Spannung an der Funkenstrecke für die Hauptentladung wird durch den Vorpuls verringert und damit ihre Zündung verhindert. Bei SPEED 3 war dies aufgrund der an beiden Funkenstreckenelektroden symmetrisch zum Ruhepotential der Triggerelektrode (Masse) anliegenden Spannung nicht möglich.

In Abb. 40 ist der elektrische Aufbau von SPEED 4 mit Vorpulseinrichtung schematisch dargestellt. Die Hauptbatterie $C1$ (aus 4 Kondensatoren zusammengesetzt), sowie der Vorpulskondensator $C2$ mit einer Kapazität von 625 nF werden zunächst auf die Ladespannung von ca. 25 kV geladen. Die Ladewiderstände (Größenordnung 10 k Ω) sorgen für eine Entkopplung der beiden Kapazitäten während der Entladungen und tragen leicht zur Ladestrombegrenzung bei. Nach dem Abschluß des Ladevorgangs wird der Entladungsablauf mit dem Druck auf die Triggertaste gestartet. Der Pulser MP liefert dann einen ca. 70 V hohen positiven Puls, der den Triggergenerator TT auslöst. Dessen 14 kV-Ausgangspuls triggert über einen Trenntransformator¹⁴ die Vorpulsfunkenstrecke FS_V . Das Magnetfeld des Stromflusses durch die Vorpulsleitung induziert in der Rogowski-Spule S eine Spannung, die mit einem Oszilloskop (Gould 4074) detektiert wird. Das im Oszilloskop erzeugte Triggersignal für den Ablenkungsgenerator des Elektronenstrahls ist an einer Buchse herausgeführt und wird nach variabler Verzögerung durch den Delaygene-

¹⁴ohne diesen Transformator wird ein Widerstand im Triggergenerator während der nachfolgenden Hauptentladung überlastet

rator DG535 zur Auslösung der Hauptentladung über MT1 und MT2 verwendet. Dadurch ist der Zeitabstand zwischen Vor- und Hauptentladung zwischen etwa $1\ \mu\text{s}$ und $1000\ \text{s}$ einstellbar. Der zu einem späteren Zeitpunkt bei SPEED 3 für die Erzeugung eines Triggerpulses aus dem Vorpulsstromanstieg eingesetzte Triggerpulser (vgl. S. 75) stand während der Versuche an SPEED 4 noch nicht zur Verfügung, so daß hier das Oszilloskop als Triggergenerator notwendig war. Aus diesem Grund konnte auch die Verzögerung nicht kürzer als ca. $1\ \mu\text{s}$ (Durchlaufzeit der Geräteketten bei Einstellung 0) eingestellt werden.

Energie	W [J]	200
Spannung	U_0 [kV]	25
Kapazität	C [nF]	625
Induktivität	L_0 [nH]	130
Kurzschlußstrom	I_0 [kA]	54
Stromanstiegsgeschw.	$\dot{I}$ [A/ns]	190
Stromanstiegszeit	$\tau/4$ [ns]	450
Impedanz	Z [m Ω]	460

Tabelle 7: Daten des SPEED-4-Vorpulses

Die elektrischen Daten des SPEED-4-Vorpulses sind in Tabelle 7 zusammengestellt. Im Vergleich zu SPEED 3 liefert die Vorpulsschaltung einen deutlich geringeren Strom. Diese scheinbare Schwäche wird dadurch ausgeglichen, daß die Vorionisierung genau dort erzeugt wird, wo anschließend die Hauptentladung brennt und die Ionen bzw. Elektronen nicht erst über Transportprozesse dorthin gelangen müssen. Während der Experimente zeigte sich, daß der Vorpuls die Zeit zwischen Zündung und Pinchphase um ca. 30 ns verkürzte (vgl. Abb. 41) und dadurch der Pinchstrom um ca. 16% sank (im Beispiel von 105 kA auf 88kA). Dies ist genau gegensätzlich zu dem bei SPEED 3 beobachteten Effekt, bei dem diese Zeit mit Vorpuls um etwa 17 ns zunahm. Wahrscheinlich spielt hier die unterschiedliche Länge der Laufphase eine Rolle. Vermutlich verändern sich die Schichtbildungszeit und die Länge der Laufphase in beiden Geräten in gleicher Weise. Die Schichtbildungszeit nimmt ab, während die Laufphase durch die dichtere, bessere Schicht verlängert wird. Durch die geringere Länge der Laufstrecke macht sich deren zeitliche Zunahme bei SPEED 4 kaum bemerkbar, während sie bei SPEED 3 den deutlich größeren der beiden Anteile liefert.

Die Tiefe des Einbruchs im Stromänderungssignal nahm während der Entladungen mit Vorpuls bei SPEED 4 zu und blieb auch nach dessen Abschaltung auf diesem Niveau. Insgesamt war dieser Effekt aber im Vergleich zu den bereits beschriebenen, an SPEED 3 beobachteten Unterschieden deutlich schwächer. Dies liegt vermutlich auch am größeren Zeitabstand zwischen Vor- und Hauptentladung (mehr als $1\ \mu\text{s}$ gegenüber 750 ns bei SPEED 3), in dem die Ionisation wieder abklingen kann. Hinzu kommt, daß die Konditionierung des Isolators in reinem Deuterium oder Wasserstoff wesentlich besser und schneller verläuft, Entladungen an SPEED 4 jedoch fast ausschließlich mit Neonzusatz durchgeführt wurden. Diese Zusammenhänge wurden erst später durch die an SPEED 3 durchgeführten Expe-

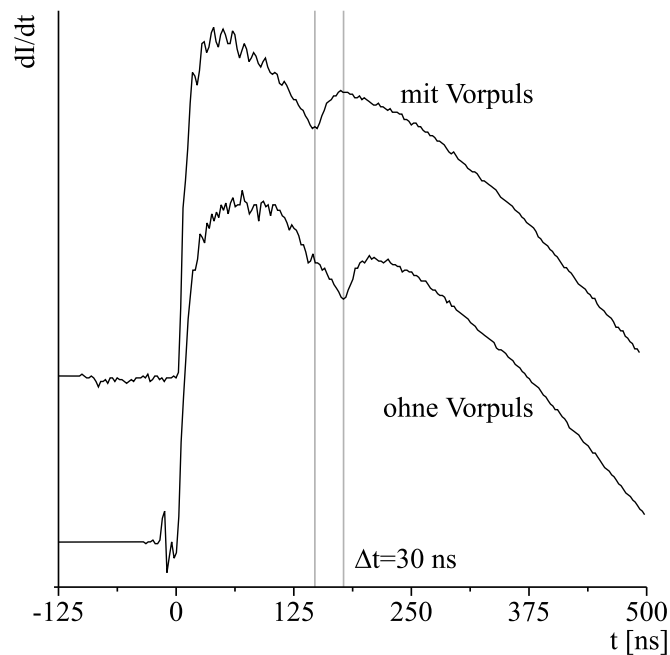


Abbildung 41: Unterschied zwischen Entladung mit und ohne Vorpuls (#171, #172) in 5 hPa H_2 mit 1% Ne-Zusatz

rimente deutlich, sind jedoch wahrscheinlich auf SPEED 4 übertragbar. Genauere Untersuchungen waren bisher aus Zeitgründen nicht möglich.

4.3 Strahlung

Ein Anhaltspunkt für die erreichbare Temperatur kann auch bei SPEED 4 mit Hilfe des schon früher verwendeten Bennett-Gleichgewichts ermittelt werden. Bei einem Fülldruck von 2 hPa D_2 , einem Pinchstrom von 100 kA und einem Isolator-Innenradius von 7.5 mm liefert Gleichung 43 (S. 52) einen Wert von 89 eV. Aufgrund der geringeren Liniendichte ist es daher zumindest theoretisch möglich, mit SPEED 4 die gleiche Plasmatemperatur wie mit der größeren Anlage SPEED 3 (84 eV) zu erreichen.

Zur Detektion der emittierten Strahlung wurde dasselbe Spektrometer wie an SPEED 3 verwendet, so daß auch hier bisher nur zeitintegrierte Spektren zur Verfügung stehen. Der Einsatz einer Röntgenstreakkamera oder einer MCP ist jedoch verhältnismäßig leicht möglich, weil die Außenwand des Entladungsgefäßes, im Gegensatz zu SPEED 3, näherungsweise auf Massepotential liegt. Jedoch müßte die Diagnostik auch hier durch zusätzliche Maßnahmen vor der statischen Gasfüllung geschützt werden (schnelles Ventil im Strahlengang oder gepulster Gaseinlaß), die zur Zeit der Experimente an SPEED 4 noch nicht zur Verfügung standen.

In Abb. 42 ist oben ein Spektrum von 5 Entladungen in 1 hPa D_2 unter Zusatz von 5 % Neon gezeigt. Während der Aufnahme des Spektrums wurde ein Glasisolator verwendet, weshalb hier die Emissionslinien des Aluminiums im Vergleich zu Spektren von SPEED 3 fehlen. Die zu den Neonlinien gehörigen Ionisationszustände entsprechen denen von Entladungen an SPEED 3. Linien des 8-fach geladenen

Neon-Ions sind bei SPEED-4-Entladungen nicht zu finden. Die Plasmatemperatur kann demzufolge nicht oder nur sehr kurzzeitig höher als etwa 40 eV gewesen sein. Auffällig ist außerdem, daß die Intensität der Linien im Vergleich zum Untergrund deutlich kleiner als bei SPEED-3-Entladungen ist. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in stärkerer Absorption durch den vergleichsweise hohen Neonanteil.

4.4 Gepulster Gaseinlaß

Zur Reduktion der Absorption ist es sinnvoll, das Gas gepulst in den Entladungsraum einzublasen und die Entladung genau dann zu starten, wenn die Gasfront etwa an der Kathode eintrifft. Dadurch befindet sich während der Spektrenaufnahme nur wenig absorbierendes Gas im Strahlengang zwischen Plasma und Film.

Bei SPEED 4 wurde zum schnellen Gaseinlaß ein modifiziertes Vakuum-Magnetventil von Leybold verwendet. Die Magnetspule war durch eine andere mit niedrigerer Induktivität ersetzt worden. Das Steuergerät (vgl. [Dol88]) verbindet über einen Thyristor als Schalter einen auf ca. 400 V geladenen Kondensator mit dieser Spule. Das dadurch erzeugte Magnetfeld beschleunigt den magnetischen Kolben des Ventils, und das Gas strömt ein. Ist der Kondensator hinreichend weit entladen, bewegt eine Rückholfeder den Kolben wieder in die Ausgangsposition und schließt das Ventil.

Die einströmende Gasmenge ist abhängig vom Gasdruck und der Größe des Gasreservoirs vor dem Ventil, sowie von der Ladespannung und der Kapazität des Kondensators im Steuergerät. Durch ein Puffervolumen hinter dem Ventil wurde das Verhältnis zwischen einströmender Gasmenge und zu füllendem Volumen so eingestellt, daß sich nach dem Einlaß ins Vakuum ein statischer Enddruck von einigen hPa einstellte.

Zur Bestimmung des richtigen Zeitabstandes zwischen dem Triggerimpuls an die Ventilsteuerung und der Auslösung des Triggergenerators der Entladung mußte die Ankunft des Gases an der Kathode detektiert und die bis dahin verstrichene Zeit gemessen werden. Dazu wurde eine zusätzliche Elektrode in der Bohrung der Kathode isoliert angebracht und eine so hohe Spannung zwischen ihr und der Kathode angelegt, daß im evakuierten Zustand gerade noch keine Entladung zündete (einige kV). Bei nennenswertem Anstieg des Drucks zündete diese, wobei ihr Stromfluß mit einer Rogowski-Spule und einem Oszilloskop registriert wurde.

Es zeigte sich, daß die Ventil/Detektor-Kombination einen Jitter von einigen 10 μ s besaß. Die maximale ermittelte Verzögerungszeit von 5.48 ms wurde als Pulslänge an einem HP-Pulser (HP8011A) eingestellt und die hintere Flanke des Pulses zur Triggerung der Entladung verwendet. So wurde sichergestellt, daß keine Entladungen ohne ausreichende Gasfüllung ausgelöst wurden, die den Isolator gefährdet hätten.

Ein mit diesem Aufbau erhaltenes Spektrum beim Einlaß von reinem Neon ist in Abb. 42 unten gezeigt. Es fällt auf, daß die Linien im Verhältnis zum Untergrund etwas intensiver als beim statischen Gasgemisch sind. Gleichzeitig ist eine leichte Verschiebung der Intensität von den Linien des 6-fach ionisierten Neons (Ne VII) zu denen des 7-fach ionisierten Neons (Ne VIII) zu erkennen. Dies spricht für einen leichten Anstieg der maximalen Plasmatemperatur.

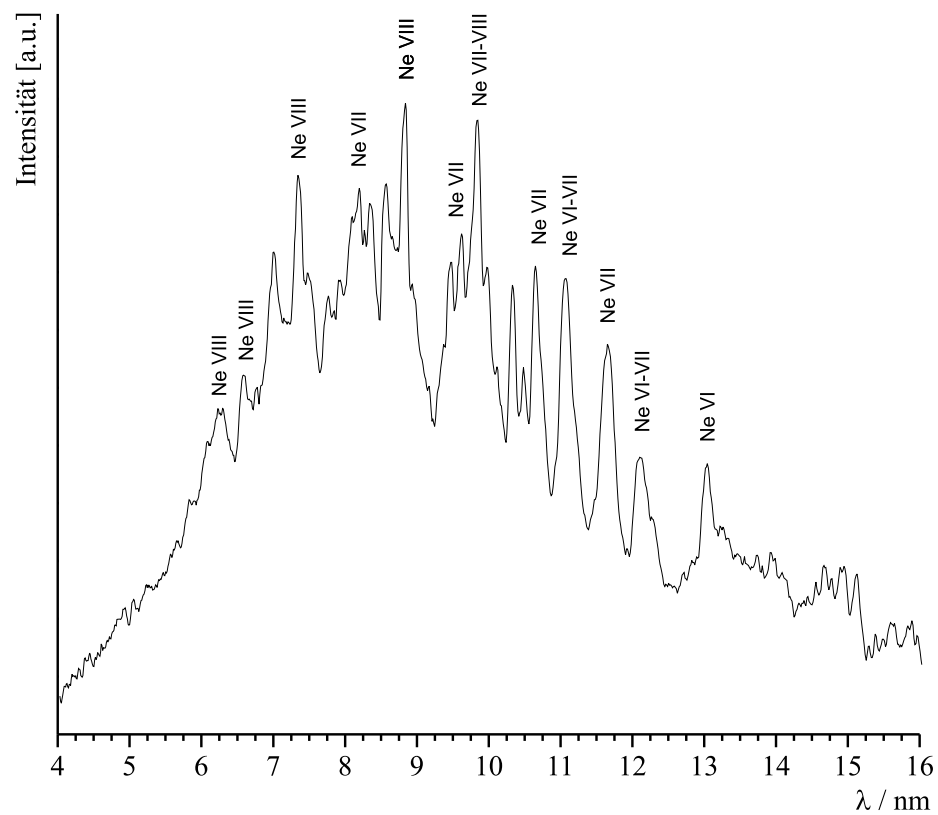
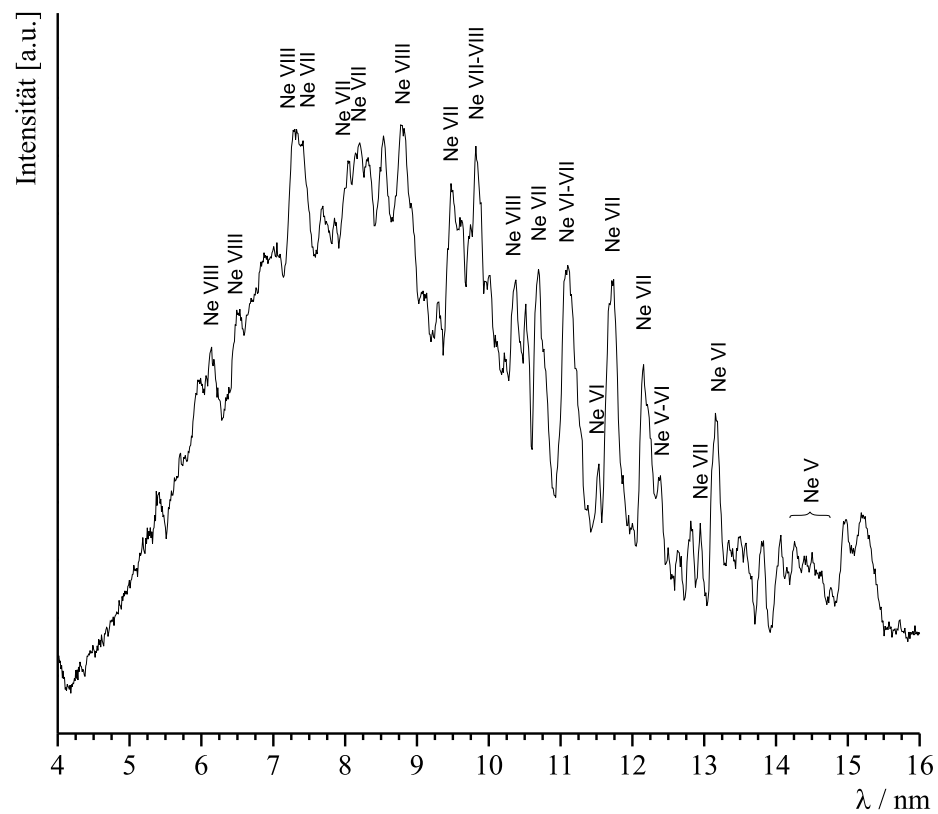


Abbildung 42: Spektren von jeweils 5 Entladungen mit Glasisolator ohne Vorentladung, oben: in 1 hPa D₂ mit 5% Ne (ab #59), unten: in Neon bei gepulstem Einlaß (ab #80)

Trotzdem sind beim Betrieb mit reinem Neon keine Anzeichen einer effektiven Pinchbildung an den elektrischen Signalen zu erkennen. Wie schon bei SPEED 3 wirkt sich also auch hier die Anwesenheit des Schwergases während der Schichtbildungsphase negativ auf die Qualität der gebildeten Schicht aus.

4.5 Ergebnisse

Während der wenigen bisherigen Experimente an SPEED 4 zeigte sich, daß zur Verbesserung der Entladungen und deren Reproduzierbarkeit die gleichen Maßnahmen wie bei SPEED 3 durchgeführt werden können. Eine Vorentladung verbessert die Konditionierung der Isolatoroberfläche. Als Isolatormaterial kommt Al_2O_3 in Frage, da es nicht zur Reißbildung neigt, haltbarer ist und weniger Verunreinigungen freisetzt. Aufgrund der sehr kurzen Laufphase der Plasmaschicht im Entladungsraum bzw. der dafür zu großen Induktivität/Kapazität des Treibers findet die Kompressionsphase im Vergleich zum Strommaximum zu früh statt. Durch eine höhere Ladespannung bei geringerer Treiberkapazität wäre zumindest eine teilweise Beseitigung dieser Fehlanpassung möglich.

Die ursprüngliche Hoffnung, die Nähe des Rückleiters zum stromführenden Plasma würde sich stabilisierend auf die Plasmasäule auswirken, konnte bisher nicht bestätigt werden. Zumindest zeichnet sie sich nicht im Stromänderungssignal ab. Ein gepulster Gaseinlaß ist möglich und im Sinne einer möglichst geringen Absorption der erzeugten Strahlung auch sinnvoll. Für die spätere Anwendung als Strahlungsquelle und zunächst auch für die folgenden Experimente ist es günstig, den Jitter des Magnetventils zu minimieren. Dadurch würde die Absorption der erzeugten Strahlung so gering wie möglich gehalten und gleichzeitig sichergestellt, daß keine Entladungen ohne ausreichende Gasfüllung gezündet werden. Weiterhin wäre auch die Schwankung des Gasdrucks im Entladungsraum geringer als bisher. Da der mechanische Jitter des Ventils (durch Remanenzeffekte im Eisenkern, Reibung) nie vollständig eliminiert werden kann, ist die Konstruktion eines schnellen Gasdetektors notwendig. Dieser könnte aus einer kleinen Entladungsstrecke am Ventilauslaß bestehen, deren Zündung die Überschreitung eines durch die angelegte Spannung einstellbaren Minimaldrucks signalisiert.

Wie auch bei SPEED 3 behindert das Schwergas die Schichtbildung. Dessen Anwesenheit während der Zündung läßt sich jedoch aufgrund der Geometrie nicht vermeiden. Generelle Lösungen sind hier in zwei Richtungen denkbar. Entweder die Geometrie wird soweit vergrößert, daß verschiedene Gase während der Schichtbildungs- und Pinchphase möglich werden (größer als SPEED 3), oder der Isolator Durchmesser wird stark reduziert. Dann entfällt die Laufphase völlig, die Plasmaerzeugung und Aufheizung finden am gleichen Ort, im Innern einer Kapillare statt. Diese Lösung belastet jedoch den Isolator wesentlich stärker als bisher. Die erzeugte Strahlung setzt sich dann hauptsächlich aus der der Isolator Komponenten zusammen und ist damit nicht mehr so gezielt steuerbar.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Hinblick auf die Anwendung als Strahlungsquelle für weiche Röntgenstrahlung bzw. extremes Ultraviolett in Industrie und Forschung wurden die Eigenschaften von Synchrotrons, laserproduzierten Plasmen und Pinchplasmen gegenübergestellt. Pinchplasmen können kurzzeitig eine vergleichbar hohe Brillanz wie Synchrotrons erreichen, sind dagegen aber mit wesentlich weniger Aufwand und Kosten verbunden.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften von Pinchplasmen an den Treibern SPEED 3 und SPEED 4 untersucht und optimiert. Die Reproduzierbarkeit der Entladungen und deren Qualität, die für die Strahlungsemission entscheidend ist, wurden deutlich gesteigert. Dazu wurde der Einfluß der Isolatorconditionierung genauer untersucht und dabei festgestellt, daß die Conditionierung auf einem Gleichgewicht zwischen Deposition und Erosion von Kupferpartikeln auf der Isolatoroberfläche beruht. Eine künstliche Kupferbeschichtung der Oberfläche ist aufgrund der überwiegenden Erosion durch das Plasma nicht beständig und zeigte keine positiven Auswirkungen. Der Aufbau der Conditionierung muß vom Plasma selbst geleistet werden. Ist die Conditionierung erst einmal vorhanden, sind die Entladungen teilweise effizient genug, ausreichend Kupfer aus den Elektroden freizusetzen, auf den Isolatoroberflächen abzulagern und dadurch die Conditionierung aufrecht zu erhalten. Dies kann auch durch Entladungen geschehen, die aufgrund der Anwesenheit von schwerem Gas (Stickstoff) während der Schichtbildung eine nur geringe Schichtqualität besitzen, wenn in unmittelbarer Nähe der Pinchregion erodierbares Material angeboten wird. Da jedoch die Effizienz dieser Entladungen selbst wiederum von der vorhandenen Conditionierung abhängt, läßt sich ein reproduzierbares Verhalten und insbesondere der Übergang vom unkonditionierten zum konditionierten Zustand nur schwer erreichen.

Es konnte gezeigt werden, daß sich dieses Problem mit Hilfe einer stromstarken Vorentladung kurz vor der Hauptentladung umgehen läßt. Die Zündung der Hauptentladung findet aufgrund der Anwesenheit eines leitfähigen Plasmas ohne Zündverzögerung, also bei minimaler Spannung statt. Die Qualität des erzeugten Pinchplasmas, die sich u.a. im starken Einbruch im Stromänderungssignal und einer hohen Spannungsspitze zeigt, belegt eine homogene Schichtbildung. Die Conditionierung wird innerhalb sehr weniger Entladungen aufgebaut und bleibt sogar auch während einiger anschließender Entladungen ohne Vorpuls erhalten. Die Reproduzierbarkeit der effizienten Pinchbildung stieg durch den Einsatz der Vorentladung drastisch an. Damit ist jetzt eine der wichtigsten Voraussetzungen für einen späteren Einsatz in der Industrie erfüllt.

Der Betrieb mit schwerem Gas (z.B. Neon, Argon) stellte sich jedoch als problematisch heraus. Der Zusatz von mehr als 1% Schwergas zum Arbeitsgas behindert die Schichtbildung soweit, daß die Pinchbildung stark beeinträchtigt wird. Weiterhin kommt es bei Verwendung des Gasgemischs zur Entmischung und Bildung mehrerer Schichten unterschiedlicher Zusammensetzung. Die erste, schwergasarme Schicht ist dabei für den leichten Einbruch des Stromänderungssignals verantwortlich. Die zweite, schwergasreichere und langsamere Schicht ist dagegen die Quelle der Strahlungsemission im kurzwelligen Bereich, zeichnet sich jedoch nicht im

Stromänderungssignal ab. Abhilfe könnte hier eine deutliche Verkleinerung oder Vergrößerung des Isolatorradius bringen. Bei deutlich größerem Radius wird ein gepulster Gaseinlaß in die Pinchregion möglich, während die Schichtbildung in reinem Wasserstoff bzw. Deuterium ungestört ablaufen könnte. Bei einem Isolatorradius im Millimeterbereich (Kapillarentladung) würden Schicht- und Pinchbildung quasi am gleichen Ort stattfinden, eine homogene Schichtbildung wäre also gar nicht erforderlich. Allerdings würde diese Betriebsart den Isolator stark belasten und das Plasma mit Isolatormaterial anreichern.

Die Betrachtung der Experimente an SPEED 4 mit dem erst anschließend während SPEED-3-Experimenten entstandenen Verständnis ergab, daß die Eigenschaften und Schwierigkeiten bei beiden Anlagen prinzipiell ähnlich sind. Die Vorentladung verbessert auch bei SPEED 4 die Qualität der Entladungen. Entladungen in Neon zeigen, daß in beiden Pinchplasmen bis zu 7-fach ionisiertes Neon über einen nennenswerten Zeitraum intensiv strahlend vorhanden ist. In Ausnahmefällen tritt auch 8-fach ionisiertes Neon auf. Daraus kann geschlossen werden, daß die im Pinch erreichte Plasmatemperatur in der Größenordnung von etwa 40 eV liegt. Dies ist deutlich weniger als bei SPEED 2, wo bis zu 1 keV erreicht werden kann.

Bei beiden Anlagen ist die Stromanstiegszeit im Vergleich zur Zeit zwischen Zündung und maximaler Kompression des Plasmas zu groß. Dadurch besitzen beide Treiber einen höheren Maximalstrom, der jedoch für das Plasma während der frühen Pinchphase nicht nutzbar ist. Die bereits erwähnten Geometrieänderungen könnten auch hier Abhilfe schaffen, indem die Laufphase entweder hinreichend verlängert oder komplett eliminiert wird. Alternativ wäre auch eine Anpassung des Treibers mit Hilfe einer Pulsformungsleitung möglich. Dadurch könnte der Strom- bzw. Spannungspuls passend zur Plasmadynamik *maßgeschneidert* werden.

Um den an SPEED 1 und SPEED 2 beobachteten stabilen Säulenmodus, der für den Betrieb als Strahlungsquelle besonders geeignet wäre, an SPEED 3 oder 4 zu erreichen, sind jedoch weitere Verbesserungen erforderlich:

- Die Wandeffekte (Verunreinigungen, Leckströme) müssen eliminiert bzw. minimiert werden. Dieses Hauptproblem gestaltet sich angesichts des geringen Abstandes zwischen Pinch und Wand schwierig. Die UV-Bestrahlung der Wand vom Pinch kann Ladungsträger auslösen, die die Leckströme verstärken.
- Das Plasma muß homogenisiert werden, besonders die Entmischung der verschiedenen Komponenten des Arbeitsgases muß verhindert werden, indem das Schwergas gepulst in die Pinchregion eingelassen und sein Kontakt mit der Isolatoroberfläche vermieden wird.
- Die Energiedichte der Plasmaschicht muß erhöht werden, um den stabilisierenden Effekt einer schnellen Ionenkomponente (GRAM) zu nutzen. Dies erfordert dünnere Schichten und schnellere Stromanstiege.
- Die Strahlungsausbeute muß durch Anpassung von Gasart und Arbeitsdruck parallel zu obigen Maßnahmen optimiert werden, weil die störenden Effekte von diesen Parametern abhängig sind.

An SPEED 2 wurde experimentell gezeigt, daß der stabile Säulenmodus hohe Energiedichten des Schicht- und Pinchplasmas erfordert. Außerdem zeigten Geometrievariationen, daß hohe Energiedichten mit reduzierten Elektrodenabmessungen bei Pinchströmen $\lesssim 1$ MA erreichbar sind. Die zahlreichen und aufwendigen Experimente mit SPEED 3 und SPEED 4 beweisen aber, daß eine einfache Skalierung von SPEED 2 zu einem Kompaktexperiment nicht ohne weiteres möglich ist. Die in Pinchnähe befindliche Isolatoroberfläche sowie die verkürzte Laufphase der Schicht stören die Schicht- und Pinchbildung bzw. erschweren die Anpassung des Treibers. Möglicherweise lassen sich mit einem Umbau von SPEED 3 auf eine verkleinerte zylindrische Fokusgeometrie mit geringerer Isolatorbelastung und verlängerter Laufphase gleichzeitig die Anpassung des Treibers und auch die Erhöhung der Energiedichte erreichen. Damit wäre die Etablierung des stabilen Säulenmodus in einem Kompaktexperiment möglich. Bei quasistatischen z-Pinchen wie SPEED 4 hingegen erscheint der Einsatz einer Pulsformungsleitung zur Verbesserung der Anpassung unvermeidlich.

6 Anhang

Auf den folgenden Seiten werden einige Schaltungen beschrieben, die zum Betrieb der MCP und der Vorionisation an SPEED 3 notwendig sind und entwickelt wurden. Die Schaltpläne und die Platine des Triggerpulsers wurden mit dem Programm Eagle 3.55 von Cadsoft erstellt. Um die Geräte bei nachfolgenden Experimenten einsetzen und evtl. anpassen zu können, ist das Verständnis der Funktionsweise Voraussetzung.

6.1 Ventiltrigger

Das schnelle Magnetventil, das die MCP (vgl. Abschnitt 3.1.3) vor dem statischen Gasdruck im Rezipienten schützt, lieferte in seiner ursprünglichen Version kein Monitorsignal. Daher wurde zur Integration des Ventils in den elektrischen Entladungsablauf eine Schaltung entwickelt, die bei voll geöffnetem Ventil einen Spannungspuls mit ca. 15 V Amplitude abgibt. Der obere Teil dieser Schaltung (vgl. Abb. 43) stellt mit Hilfe von zwei Spannungsreglern [Tex98, Tex99] die benötigten Versorgungsspannungen von ± 15 V bereit.

Als Detektor für die Position des Ventilkolbens dient ein Infrarot-Reflexkoppler (CNY70, OK1), der durch ein Fenster am Boden des Ventils den Kolben beleuchtet und die Intensität des reflektierten Lichts mit einem integrierten Phototransistor detektiert. Hat sich der Ventilkolben von der Ruhelage bis in die Position der maximalen Öffnung bewegt, liefert der Phototransistor ein Signal, das von dem der Ruhestellung um ca. 100 mV abweicht. Das Potential in Ruhestellung kann mit R2 zwischen 0 und -15 V eingestellt werden, um den Eingangsspannungsbereich der folgenden Operationsverstärker [Tex97] optimal ausnutzen zu können. Nach einer Verstärkung um den Faktor 2 mit U1A wird das Signal einem Tiefpaß zugeführt, dessen Ausgang das Potential in Ruhelage widerspiegelt und mit dem Impedanzwandler U1C belastbar gemacht wird. Im Differenzverstärker (U1B, Verstärkungsfaktor 4.7) [Zir91] wird das ungefilterte von diesem Signal subtrahiert und die Differenz im Komparator mit Hysterese (U1D) mit dem an R11 einstellbaren Schwellwert verglichen. Dieser Schwellwert definiert die Position des Ventilkolbens, bei der der Triggerpuls ausgelöst wird. Beim Unterschreiten des Schwellwertes wird der Eingang des MOSFET-Treibers IC3A [Tel99] auf high gelegt. Nach der Durchlaufzeit von ca. 70 ns erscheint am Ausgang eine sehr steile positive Flanke von ca. 15 V Amplitude. Durch den Hochpaß aus R15 und C11 wird der Puls zeitlich begrenzt, um den Ausgang kurzschlußfest zu machen und das Treiber-IC nicht mit dem $50\ \Omega$ -Abschlußwiderstand am Ende der Leitung auf Dauer zu belasten.

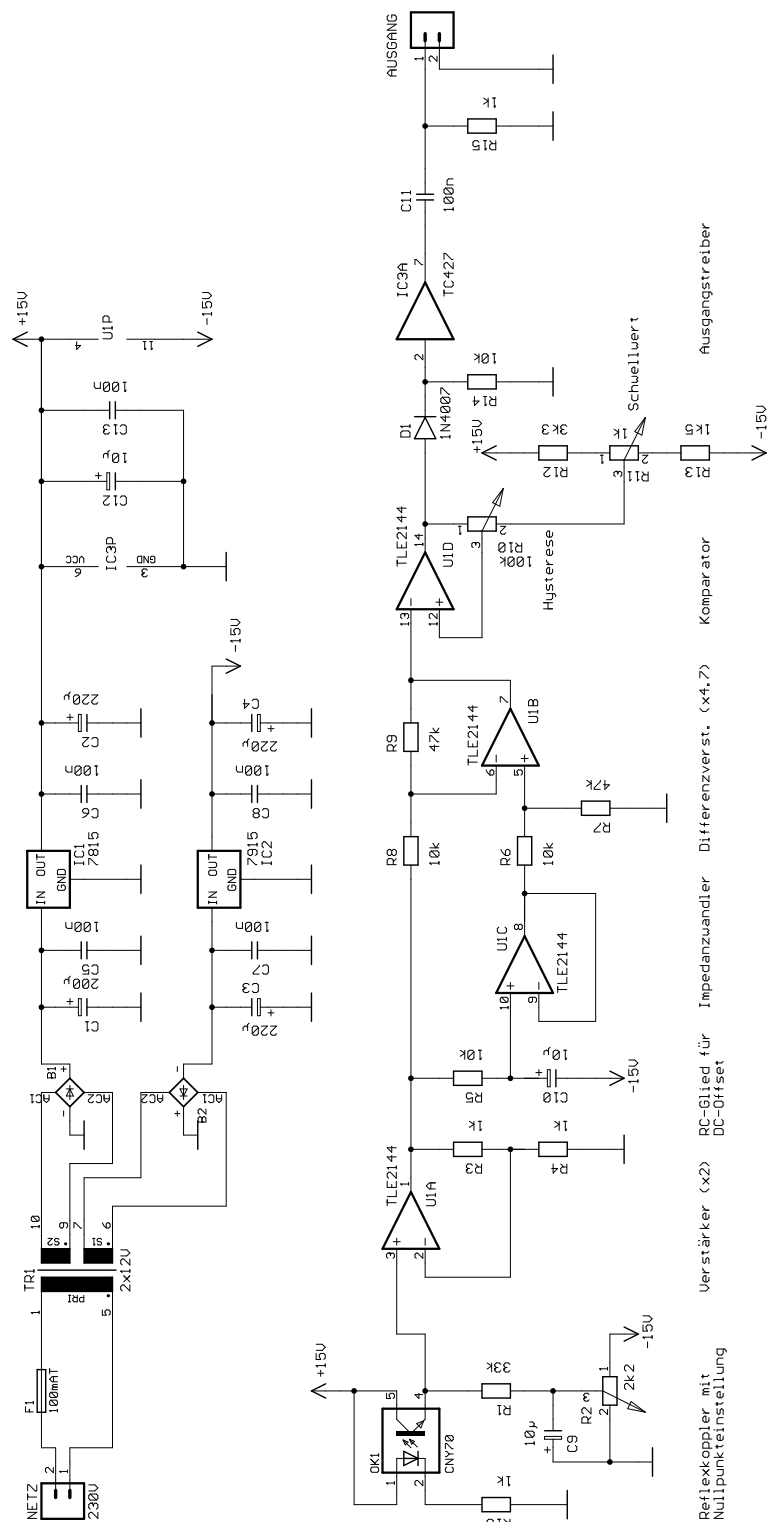


Abbildung 43: Schaltung des Ventiltriggers

6.2 Triggerpulser

Zur genauen zeitlichen Steuerung des Entladungsablaufs von SPEED 3 ist es notwendig, aus dem Stromänderungssignal der Vorpulsentladung ein Triggersignal abzuleiten, das zur Auslösung der Hauptentladung verwendet werden kann (vgl. Abschnitt 3.4). Dieses Triggersignal sollte eine so hohe Spannung besitzen, daß die unvermeidlichen Störungen auf allen Leitungen außerhalb der Meßkabine vergleichsweise klein gegenüber der Signalamplitude sind. Gleichzeitig mußte die Reaktionszeit der Schaltung so klein wie möglich gehalten werden, um den zeitlichen Abstand zwischen Vor- und Hauptentladung nicht unnötig zu vergrößern.

Zum Betrieb der Schaltung werden eine Reihe unterschiedlicher Versorgungsspannungen benötigt, die aus einem gemeinsamen Transformator mit zwei 18 V-Ausgangswicklungen gewonnen werden. Die vier unterschiedlichen Spannungen für den Ausgangstreiber (ca. 70, 140, 210 und 280 V) werden mit Hilfe einer Spannungsvervielfacherschaltung (D9–D16, C18–C25) erzeugt. Die Versorgungsspannungen von ± 5 V und +15 V für die ICs werden von den Spannungsreglern IC2–4 nach einphasiger Gleichrichtung der Trafospannungen bereitgestellt. Die Zenerdiode D4 reduziert die Eingangsspannung von IC2 um 15 V, damit sich diese noch in dem für diesen Negativ-Spannungsregler zulässigen Bereich bewegt.

Das 50 Ω -Kabel mit dem Eingangssignal von der Stromsonde wird zunächst mit den Widerständen R2 und R3 terminiert und der Eingangsspannungsbereich mit den Zenerdioden D1 und D3 auf Werte zwischen -2.5 V und $+2.5$ V begrenzt. Dabei wurden 7.5 V-Zenerdioden verwendet, die zur Klemmung des Signals gegen die gepufferten ± 5 V-Versorgungsspannungen dienen. Der ultraschnelle Komparator IC6 [Lin91] vergleicht die Eingangsspannung mit einem über R4 einstellbaren Schwellwert, der an zwei Bananenbuchsen zum Abgriff mit einem externen Meßgerät zusätzlich herausgeführt wird. Die beiden Eingänge des Komparators werden über einen Polwender geführt, um eine Umschaltung zwischen Detektion der Über- bzw. Unterschreitung des Schwellwertes zu ermöglichen. Das Ausgangssignal des Komparators ist TTL-kompatibel und wird mit dem monostabilen, nicht nachtriggerbaren Multivibrator IC5A zu einem Puls mit definierter Länge (ca. $1.5 \mu\text{s}$) geformt. Zwei MOSFET-Treiber in Parallelschaltung erzeugen daraus einen stromstarken Puls (max. 3 A), der, über einen Transformator geführt, zur schnellen Ansteuerung eines Power-MOSFET-Transistors [Intb] benötigt wird. Der Transformator ist notwendig, weil der Gate-Anschluß des Transistors relativ zum Source angesteuert werden muß. Dieser Transistor schaltet die mit dem Drehschalter SL2 ausgewählte Spannung während des Pulses von Drain nach Source zum Ausgang durch. Um die Spannungsquelle möglichst niederohmig und niederinduktiv zu machen, wurden die Pufferkondensatoren C7, C8 und C17 in unmittelbarer Nähe des Transistors platziert. Die Widerstände R9 und R10 begrenzen den maximalen Pulsstrom auf einen für den Transistor unkritischen Wert von etwa 30 A, der im Kurzschlußfall fließen würde.

Im Betrieb ergaben sich bei einer Last von 50 Ω die in Tabelle 8 angegebenen Werte.

Ausgangsspannung U_A/V	Verzögerung (10%-Anstieg) $\Delta t/\text{ns}$	10/90%-Anstiegszeit τ/ns
60	129	21.4
116	129.5	28.6
168	130.5	35.4
219	131	41.2

Tabelle 8: Technische Daten zum Triggerpulser

Mit dem theoretischen Innenwiderstand von $9.85\ \Omega$, sind bei paralleler Belastung mit mehr als einem $50\ \Omega$ -Kabel die in Tabelle 9 angegebenen Ausgangspulshöhen zu erwarten:

Urspannung U_0/V	$R_L = 50\ \Omega$ U_A/V	$R_L = 50/2\ \Omega$ U_A/V	$R_L = 50/3\ \Omega$ U_A/V	$R_L = 50/4\ \Omega$ U_A/V
71.8	60	51.5	45.1	40.2
139	116	99.6	89.5	79.7
201	168	144	126	112
262	219	188	165	147

Tabelle 9: Pulshöhen des Triggerpulsers

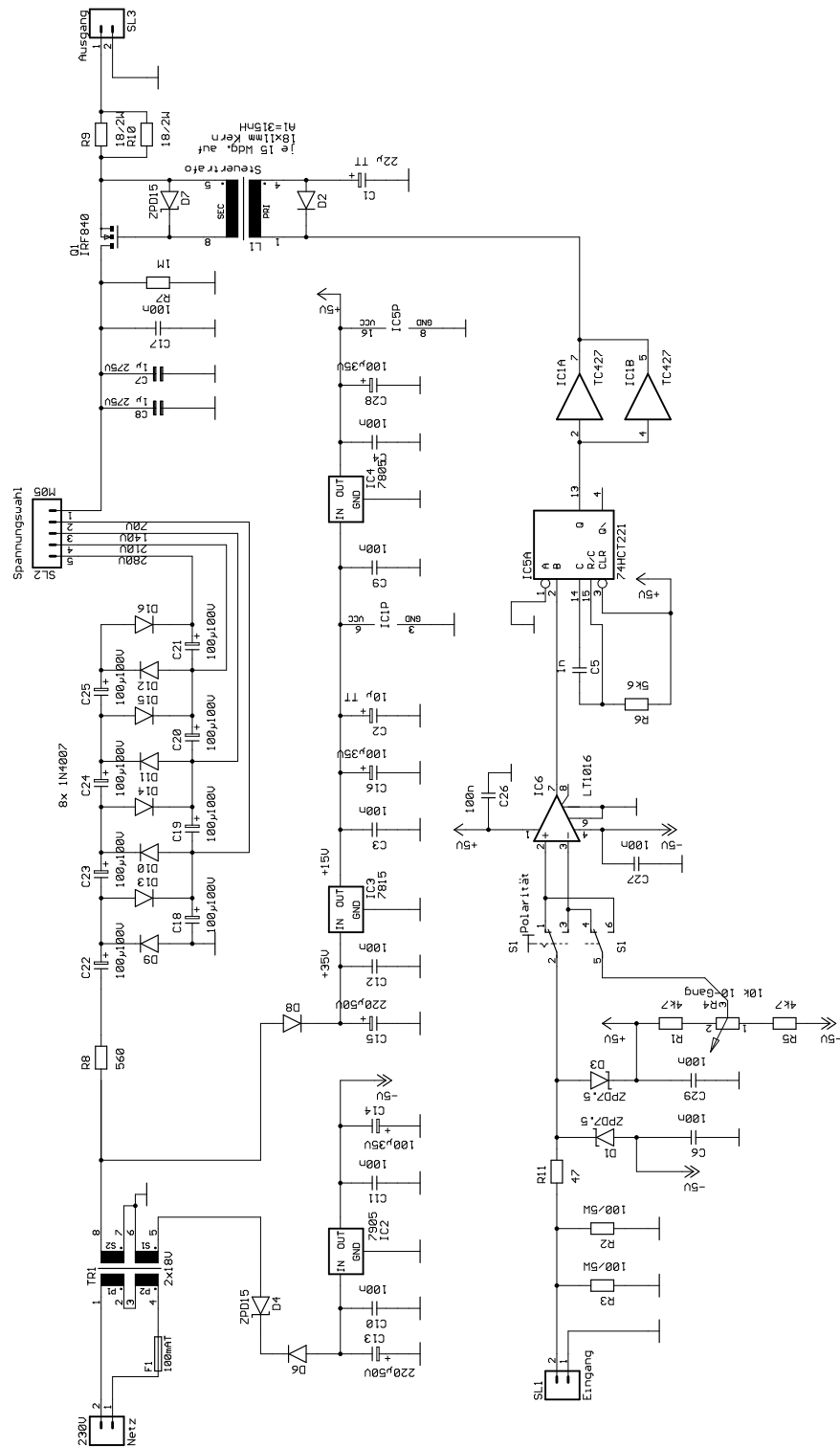


Abbildung 44: Schaltung des Triggerpulsers

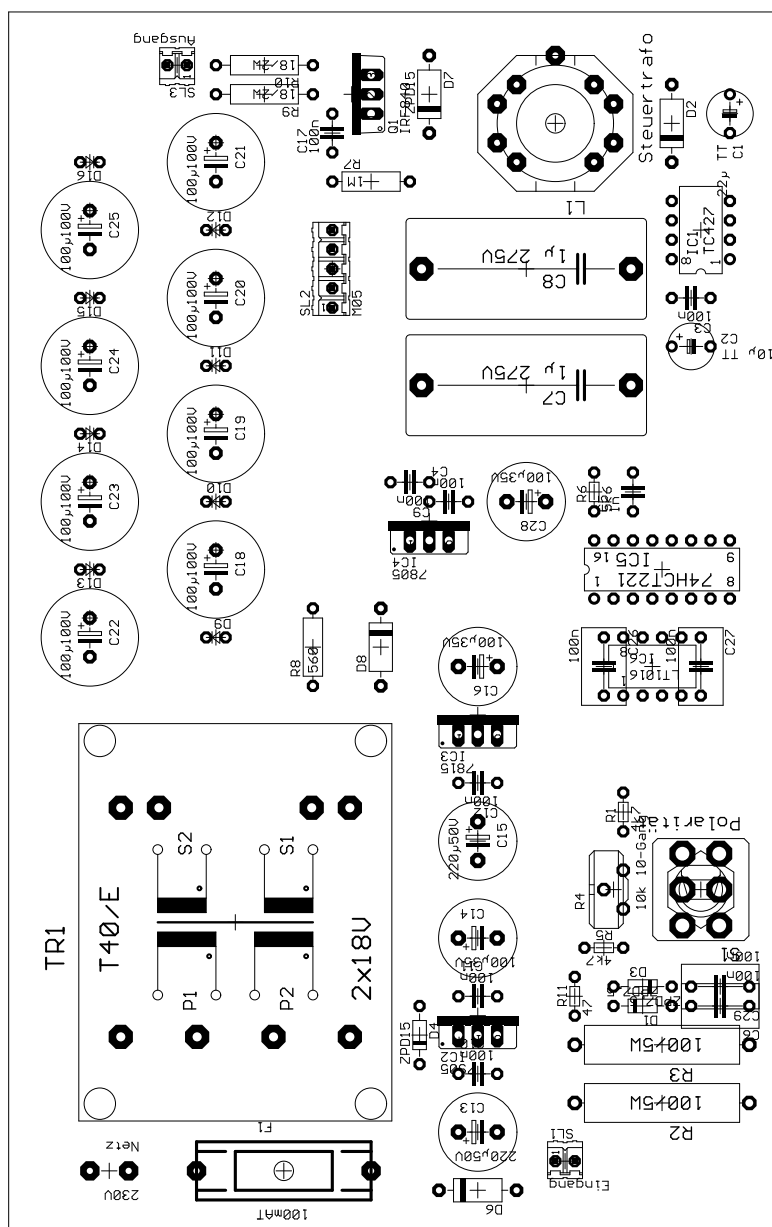


Abbildung 45: Bestückungsplan des Triggenerpulsers

6.3 Impulsverstärker

Die Funkenstrecke für den Vorpuls muß mit einem Spannungspuls von 14 kV getriggert werden. Der dazu verwendete Thyatron-Generator benötigt allerdings zu seiner Triggerung eine Spannung von mindestens 60 V (vgl. Abschnitt 3.4). Die hier vorgestellte Schaltung erzeugt aus einem positiven Spannungspuls von 3 – 11 V einen etwa gleich langen Ausgangspuls mit einer Höhe von ca. 120 V.

Der Transformator TR1 koppelt die Schaltung galvanisch vom Netz ab und sorgt für die Bereitstellung der Versorgungsspannungen. Der Spannungsregler IC1 liefert aus einer Trafowicklung +15 V, während die Summe der Spannungen beider Wicklungen zur Erzeugung von +140 V mit Hilfe der Vervielfacherschaltung C1, C3, D2 und D3 verwendet wird.

Die Eingangsleitung wird durch die Widerstände R5 und R6 mit 50 Ω terminiert und die Pulshöhe mit D6 auf maximal 11 V begrenzt. Dieses Signal steuert zwei MOSFET-Treiber in Parallelschaltung an, die einen Steuertransformator versorgen. Das andere Ende seiner Primärwicklung ist jedoch nicht direkt mit Masse verbunden, sondern wird über den Kondensator C4 geführt, der den Treiber bei konstantem High-Eingangssignal vor der Dauerbelastung schützt. Dieser Kondensator, die Betriebsspannung des Treibers und das Sättigungsverhalten des Ferrit-Kerns des Transformators begrenzt die maximal mögliche Impulslänge auf ca. 60 μ s. Das Ausgangssignal des Steuertrafos wird, wie schon in der Schaltung des Triggerpulsers, für einen Power-MOSFET-Transistor [Inta] verwendet, der die +140 V-Versorgungsspannung zum Ausgang durchschaltet. Die Schutzwiderstände R3 und R4 begrenzen den Strom im Kurzschlußfall auf einen für den Transistor ungefährlichen Wert. Die technischen Daten sind in Tabelle 10 zusammengestellt.

Eingangsspannungsbereich:	3 – 11 V
Ausgangsspannung:	120 V an 50 Ω
Verzögerungszeit:	100 ns
Anstiegszeit:	125 ns
max. Pulslänge:	60 μ s

Tabelle 10: Technische Daten zum Impulsverstärker

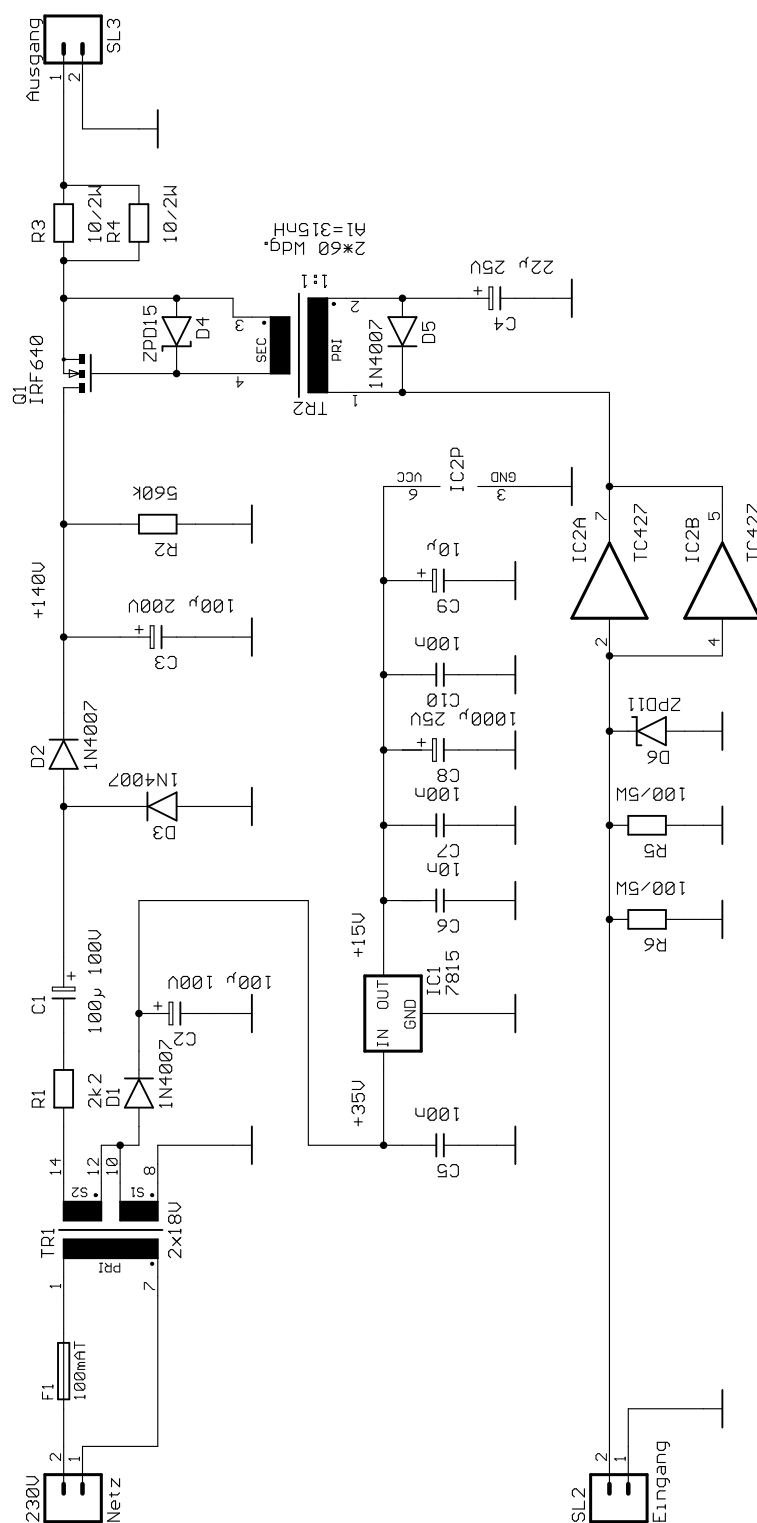


Abbildung 47: Schaltung des Impulsverstärkers

6.4 Fokussierung des Spektrometers

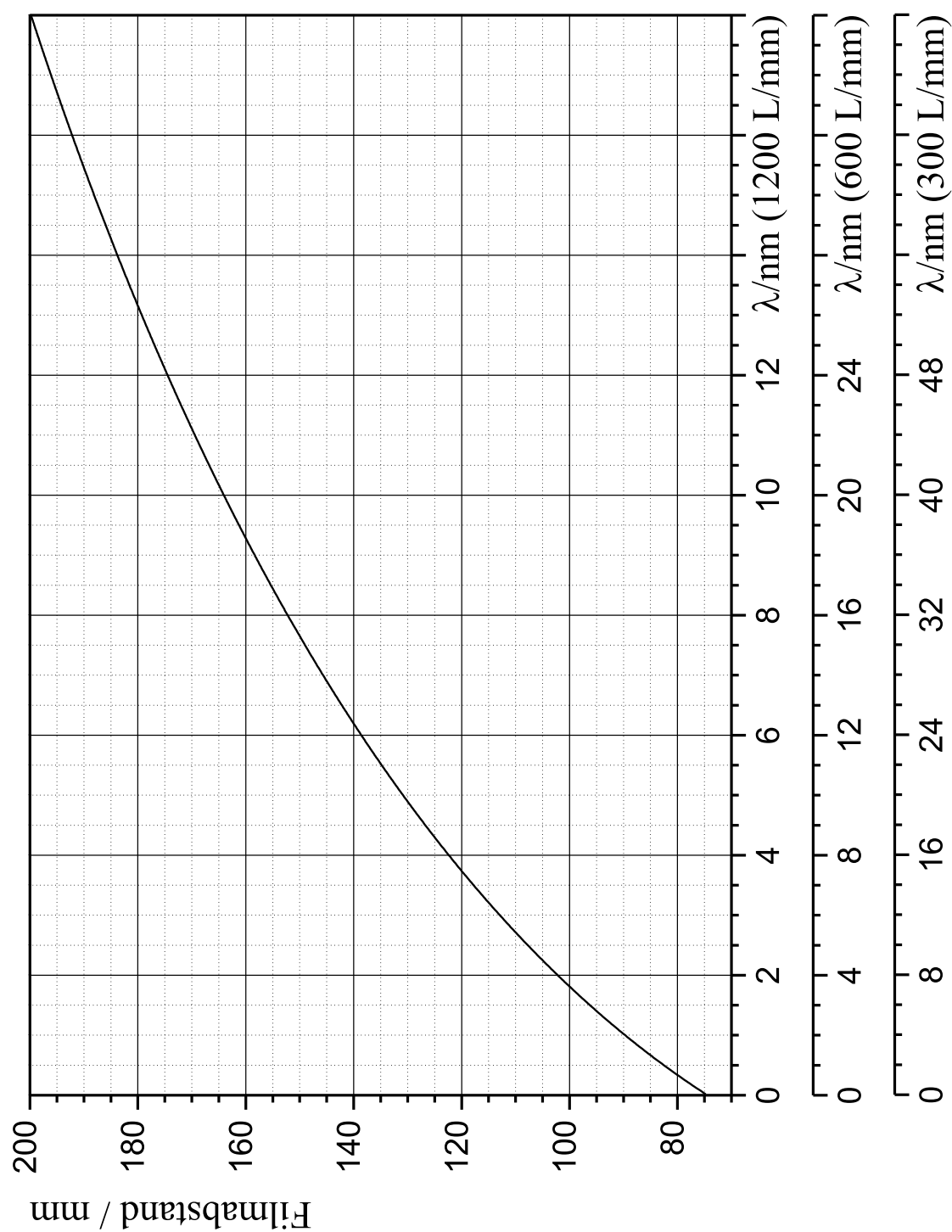


Abbildung 48: Optimaler Filmabstand für drei verschiedene Gitter und $\alpha = 45^\circ$

6.5 Wellenlängenskala der Spektren

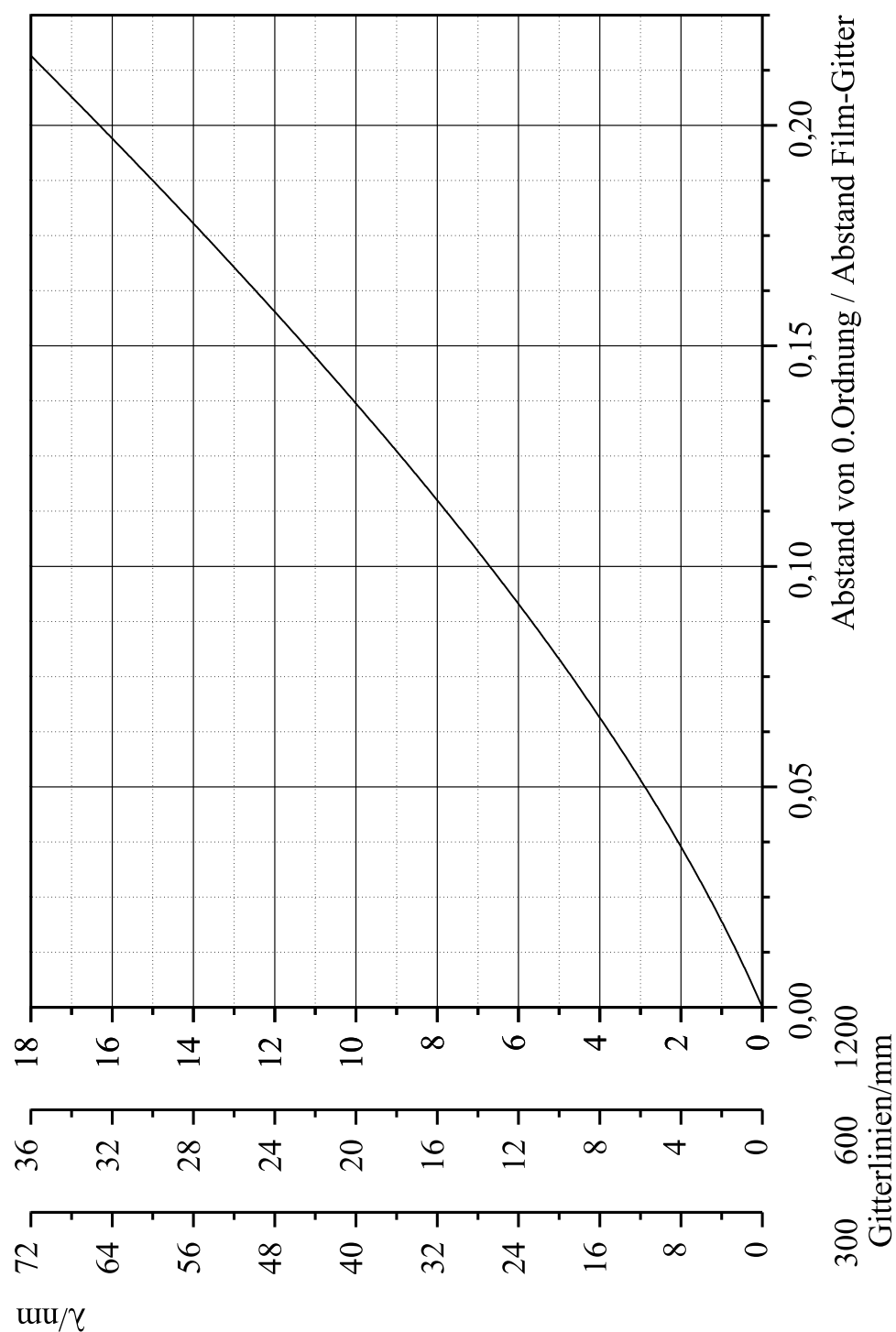


Abbildung 49: Zuordnung von Wellenlänge und Abstand von der 0. Ordnung, bezogen auf die Distanz zwischen Film- und Gittermitte bei $\alpha = 45^\circ$

6.6 Rechnung zur Flußkonstanz

Die magnetische Flußdichte zwischen der bewegten Plasmaschicht und dem orts-festen Leckstrom auf der Isolatoroberfläche läßt sich gemäß

$$B(r, t) = \frac{\mu_0 I_P(t)}{2\pi r} \quad (44)$$

berechnen. Für den Fluß je Längeneinheit gilt dann

$$\Phi'(t) = \int_{r_0}^{r(t)} B(r', t) dr' = \frac{\mu_0 I_P(t)}{2\pi} (\ln r(t) - \ln r_0). \quad (45)$$

Bei zeitlich konstantem Fluß muß die Bedingung

$$\dot{\Phi}'(t) = 0 \Leftrightarrow \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\dot{I}_P(t) \ln r(t) + I_P(t) \frac{\dot{r}(t)}{r(t)} - \dot{I}_P \ln r_0 \right) = 0 \quad (46)$$

erfüllt sein. Daraus erhält man

$$\dot{I}_P(t) = -I_P(t) \frac{\dot{r}(t)}{r(t) \ln \frac{r(t)}{r_0}}. \quad (47)$$

Literatur

- [Amo99] S. AMORUSO, R. BRUZZESE, N. SPINELLI and R. VELOTTA: *Characterization of laser-ablation plasmas*. Journal of Physics B **32** (14), pp. R131–R172, July 1999.
- [Bal95] K. BALEWSKI, W. BREFELD, J. PFLÜGER and R. ROSSMANITH: *An undulator at PETRA II - a new synchrotron radiation source at DESY*. In *Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference*, 1995. <http://www.cern.ch>.
- [Bar93] J. BARUCHEL, J. L. HODEAU, M. S. LEHMANN, J. R. REGNARD and C. SCHLENKER: *Neutron and Synchrotron Radiation for Condensed Matter Studies*, volume I, Theory, Instruments and Methods, chapter II, pp. 37–63. Springer-Verlag, 1993.
- [Ben34] W.H. BENNETT: *Magnetically self-focussing streams*. Physical Review **45**, p. 890, 1934.
- [Ber92a] BERGMANN und SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Vielteilchensysteme*, Band 5, Kapitel 2.12.2.3, S. 192–193. de Gruyter, Berlin, 1992.
- [Ber92b] BERGMANN und SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Vielteilchensysteme*, Band 5, Kapitel 2.13.1, S. 195. de Gruyter, Berlin, 1992.
- [Ber98] M. BERGLUND, L. RYMELL and H. M. HERTZ: *Cryogenic liquid-jet target for debris-free laser-plasma soft x-ray generation*. Review of Scientific Instruments **69** (6), pp. 2361–2364, June 1998.
- [Ber00] U. BERNTIEN: *Charakterisierung des stabilen Säulenmodus am Plasmafokus SPEED 2*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Shaker Verlag, 2000.
- [Cef98] A. C. CEFALAS, P. ARGITIS, Z. KOLLIA et al.: *Laser plasma x-ray contact microscopy of living specimens using a chemically amplified epoxy resist*. Applied Physics Letters **72** (25), pp. 3258–3260, June 1998.
- [Deu87] R. DEUTSCH and W. KIES: *Ion acceleration and runaway in dynamical pinches*. Plasma Physics and Controlled Fusion **30** (3), pp. 263–276, 1987.
- [Dol88] T. DOLL: *Untersuchung von „SPEED 2“-Pinchplasmen mit Hilfe der Schlierentechnik bei Initiierung an Al₂O₃-Isolatoren und gepulsten Gasstrahlen*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1988.
- [Fey87] R. P. FEYNMAN, R. B. LEIGHTEN und M. SANDS: *Feynman-Vorlesungen über Physik*, Band I, Kapitel 34, S. 460–467. Oldenbourg, 1987.

- [Fil62] N.V. FILLIPOV, T.I. FILLIPOVA and V.P. VINOGRADOV: *Dense, high temperature plasma in a noncylindrical z-pinch compression*. Nuclear Fusion Supplement 2, p. 577, 1962.
- [Fle98] G. FLEMING: *Working group on biosciences*. In *Workshop on Scientific Directions at the Advanced Light Source, Summary and Reports of the Working Groups*, 1998.
<http://www-als.lbl.gov/als/workshops/scidirecthtml>.
- [Gre85] G. N. GREAVES and I. H. MUNRO: *Synchrotron Radiation Sources and their Applications*, pp. 1–38. Scottish Universities Summer School in Physics, 1985.
- [Har96] W. HARTMANN: *Persönliche Mitteilung*, 1996. Siemens AG ZTEN3, Zentralabteilung Technik, Erlangen.
- [Hen93] B.L. HENKE, E.M. GULLIKSON and J.C. DAVIS: *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables 54 (2), pp. 181–342., 1993. Online-Berechnung der Kurven bei <http://www-cxro.lbl.gov>.
- [Hou64] L. HOUSE: *Ionization equilibrium of the elements from H to Fe*. Astrophysical Journal Supplement VIII 81, pp. 307–327, 1964.
- [Hub75] J. H. HUBBELL, W. J. VEIGELE, E. A. BRIGGS et al.: *Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections*. Journal of Physical and Chemical Reference Data 4, pp. 471–538, 1975. Erratum in 6, pp. 615–616 (1977).
- [Hut82] M. C. HUTLEY: *Diffraction Gratings*. Academic Press, 1982.
- [Inta] INTERNATIONAL RECTIFIER: *IRF 640*. <http://www.irf.com>.
- [Intb] INTERNATIONAL RECTIFIER: *IRF 840*. <http://www.irf.com>.
- [Jah68] R.G. JAHN: *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill, New York, 1968.
- [Kas00] R. KASSING, R. KÄSMEIER und I. W. RANGELOW: *Lithographie der nächsten Generation*. Physikalische Blätter, S. 31–36, Februar 2000.
- [Kie82] W. KIES: *Schneller stromsteifer 200 kV-Plasmafokus SPEED 1 anders als andere Plasmafoki?* Dissertation, Universität Düsseldorf, 1982.
- [Kie86] W. KIES: *Power limits for dynamical pinch discharges?* Plasma Physics 28 (11), p. 1645, 1986.
- [Kie95] W. KIES: *Persönliche Mitteilungen*, 1995.

- [Kos91] K. N. KOSHELEV and N. R. PEREIRA: *Plasma points and radiative collapse in vacuum sparks*. Journal of Applied Physics **69** (10), pp. R21–R44, May 1991.
- [Kos94] K. N. KOSHELEV, YU. V. SIDELNIKOV, S. S. CHURILOV and L. A. DOROKHIN: *Charge-exchange of plasma beams from instabilities in axial discharges and population inversion in highly charged ions*. Physics Letters A **191**, pp. 149–154, 1994.
- [Kos97] K. N. KOSHELEV, P. S. ANTSEFEROV, L. A. DOROKHIN and YU. V. SIDELNIKOV: *Stimulated VUV radiation from z-pinch necks*. In *AIP Conference Proceedings*, volume 109, pp. 303–306, Canada, May 1997.
- [Lin91] LINEAR TECHNOLOGY: *LT 1016 Ultra Fast Precision Comparator*, 1991. <http://www.linear.com>.
- [Mal97] L. MALMQVIST, A. L. BOGDANOV, L. MONTELIUS and H. M. HERTZ: *Liquid-target laser-plasma source for x-ray lithography*. Microelectronic Engineering **35** (1–4), pp. 535–536, Feb. 1997.
- [Mar82] C. MARTIN and S. BOWYER: *Quantum efficiency of opaque CsI photocathodes with channel electron multiplier arrays in the extreme and far ultraviolet*. Applied Optics **21** (23), 1982.
- [Mat64] J.W. MATHER: *Investigation of the high energy acceleration mode in the coaxial gun*. Physics of Fluids Supplement **7**, p. 528, 1964.
- [Mul94] P. MULSER: *Theory of plasma wave absorption*. In R. M. MORE (editor): *Laser Interactions with Atoms, Solids, and Plasmas*, pp. 383–436. Plenum Press, New York, 1994.
- [Mys94] A. MYSYROWICZ: *High intensity lasers*. In R. M. MORE (editor): *Laser Interactions with Atoms, Solids, and Plasmas*, pp. 1–9. Plenum Press, New York, 1994.
- [Nod74] H. NODA, T. NAMIOKA and M. SEYA: *Geometric theory of the grating*. Journal of the Optical Society of America **64**, pp. 1031–1036, 1974.
- [O’N88] F. O’NEILL: *Laser-plasma XUV-sources*. In M. B. HOOPER (editor): *Laser-Plasma Interactions 4, Proceedings of the Thirty-Fifth Scottish Universities Summer School in Physics*, pp. 285–315. Scottish Universities Summer School in Physics, 1988.
- [Raa94] J. RAACKE: *Aufbau und Untersuchung einer kompakten Pinchplasmastrahlungsquelle*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1994.
- [Rot94] D. ROTHWEILER: *Gepulst erzeugte Plasmen als Strahlungsquellen für ein Röntgenmikroskop mit Nanosekunden-Belichtungszeit, Pinchplasmen und laserproduzierte Plasmen*. Cuvillier Verlag Göttingen, 1994.

- [Röw93] P. RÖWEKAMP, G. DECKER, W. KIES, F. SCHMITZ and G. ZIETHEN: *Spectral investigations of micropinches in the SPEED 2 plasma focus*. In *AIP Conference Proceedings 299, Dense z-Pinches, Third International Conference, London*, pp. 332–339. AIP Press, American Institute of Physics, New York, 1993.
- [Röw96] P. RÖWEKAMP: *Charakterisierung von Mikropinchen mittels SXR- und XUV-Diagnostiken am Plasmafokus SPEED 2*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1996.
- [Rym99] L. RYMELL, L. MALMQUIST, M. BERGLUND and H. M. HERTZ: *Liquid-jet target laser-plasma sources for EUV and x-ray lithography*. *Microelectronic Engineering* **46** (1–4), pp. 453–455, May 1999.
- [Sch93] F. SCHMITZ: *Untersuchung der VUV- und Röntgenemission von Pinch-plasmen*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1993.
- [Sch94] A. SCHULZ, M. HEBACH, H.-J. KUNZE et al.: *Investigations of micropinches with comparison to the predictions of the radiative collapse model*. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **51**, pp. 341–348, 1994.
- [Tel99] TELCOM SEMICONDUCTOR, INC.: *TC 426, TC 427, TC 428: 1.5 A Dual High-Speed Power Mosfet Drivers*, 1999.
<http://www.telcom-semi.com>.
- [Ter96] M. TERASAWA and M. KIHARA: *Basic characteristics of synchrotron radiation and its related facilities and instrumentation*. In H. SAISHO and Y. GOHSHI (editors): *Applications of Synchrotron Radiation to Materials Analysis*, chapter 1. Elsevier, 1996.
- [Tex97] TEXAS INSTRUMENTS: *TLE 214x, TLE 214xA, TLE 214xY Excalibur low-noise high-speed precision operational amplifiers*, February 1997.
<http://www.ti.com>.
- [Tex98] TEXAS INSTRUMENTS: *μ A78M00-Series Positive Voltage Regulators*, 1998. <http://www.ti.com>.
- [Tex99] TEXAS INSTRUMENTS: *μ A79M00-Series Negative Voltage Regulators*, 1999. <http://www.ti.com>.
- [Wil98] T. WILHEIN, D. ALTENBERND, U. TEUBNER et al.: *X-ray brilliance measurements of a subpicosecond laser plasma using an elliptical off-axis reflection zone plate*. *Journal of the Optical Society of America B* **15** (3), pp. 1235–1241, Mar. 1998.
- [Wiz79] J.L. WIZA: *Microchannel plate detectors*. *Nuclear Instruments and Methods* **162**, pp. 587 – 601, 1979.

-
- [Zir91] M. ZIRPEL: *Operationsverstärker: eine katalogartige Schaltungs- und Formelsammlung für die Anwendungsgebiete der Operationsverstärker*. Franzis Verlag, 1991.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf durchgeführt. An dieser Stelle bedanke ich mich bei all denen, die zum Gelingen dieser Arbeit mit beigetragen haben.

Prof. Dr. W. Kies und Prof. em. G. Decker danke ich für die Aufgabenstellung und die Ermöglichung der Arbeit. Außerdem trugen sie durch vielfältige Ideen und Vorschläge zum Gelingen der Arbeit und durch meine Beschäftigung als Vorlesungsassistent zum Erhalt meiner Experimentierfreudigkeit bei.

Dr. U. Berntien danke ich für seine ausdauernde Unterstützung und Hilfestellung beim Auf-, Ab- und Umbau von SPEED 3 und der Durchführung der Experimente.

Mein Dank geht auch an Dr. Yu. V. Sidelnikov (Institut für Spektroskopie, Troitsk) für die Interpretation der Spektren und seine Hilfe bei deren Aufnahme.

Herzlich danke ich Dr. T. Denner und Dr. K. H. Finken vom FZ-Jülich. Sie modifizierten und überließen mir das schnelle Magnetventil und ermöglichten dadurch die MCP-Aufnahmen.

Des weiteren danke ich G. Ziethen, er reparierte und baute SPEED 4 nach Defekten immer wieder auf. Er und die übrigen Mitglieder der Fokusgruppe, besonders Dr. P. Röwekamp, sorgten für eine gute Zusammenarbeit und gaben wertvolle Anregungen.

Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern der Institutswerkstatt, die oft schnell und unkompliziert kurzfristig benötigte Teile mit unerwartet hoher Präzision herstellten. Ich danke auch Herrn Viertel, er schnitt und bearbeitete die Glas- und Al_2O_3 -Isolatoren.

Schließlich danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung. Sie haben mich mit großer Anteilnahme und Geduld während des Studiums und der Promotion begleitet.