

KfK 4553
April 1989

Emission von Röntgenstrahlung aus Pseudofunkenkammern

A. Rogner
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 4553

EMISSION VON RÖNTGENSTRAHLUNG AUS PSEUDOFUNKENKAMMERN

Arnd Rogner

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Physik der Universität Karlsruhe (T.H.)

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

EMISSION VON RÖNTGENSTRAHLUNG AUS PSEUDOFUNKENKAMMERN

Zusammenfassung

In einer Hochleistungs-Pseudofunkenentladung können drei Röntgenstrahlungskomponenten klassifiziert werden, die sich hinsichtlich Entstehungsort, spektraler Verteilung und zeitlichem Erscheinen unterscheiden:

Anodenstrahlung, die während der Vorentladung durch den selbstfokussierten Elektronenstrahl erzeugt wird, Kathodenwandstrahlung, die zu Beginn der Hauptentladung durch Auftreffen von Elektronen auf die Wände entsteht und Plasmastrahlung, die während der Hauptentladung teilweise gerichtet von einem Plasmagebiet im Hohlkathodenbereich emittiert wird. Die maximalen Quantenenergien von Anoden- und Kathodenwandstrahlung entsprechen der Entladespannung, diejenigen der Plasmastrahlung liegen typischerweise ein bis zwei Größenordnungen niedriger.

Die Messungen der Röntgenemission bestätigen die gängige Aufteilung der Pseudofunkenentladung in Vor- und Hauptentladung, wobei sich die Vorentladung aus einer modifizierten Townsendentladung mit Runaway-Elektronen im Kanal und einer normalen Townsendentladung mit driftenden Elektronen in der Hohlkathode zusammensetzt. Die Vorgänge in der Hohlkathode sind dabei von entscheidender Bedeutung für die Einleitung der Hauptentladung.

Die Anwendung der Pseudofunken-Röntgenquelle wurde in einem Aufbau zur Röntgenschattefotografie von Ionenstrahltargets erstmals realisiert.

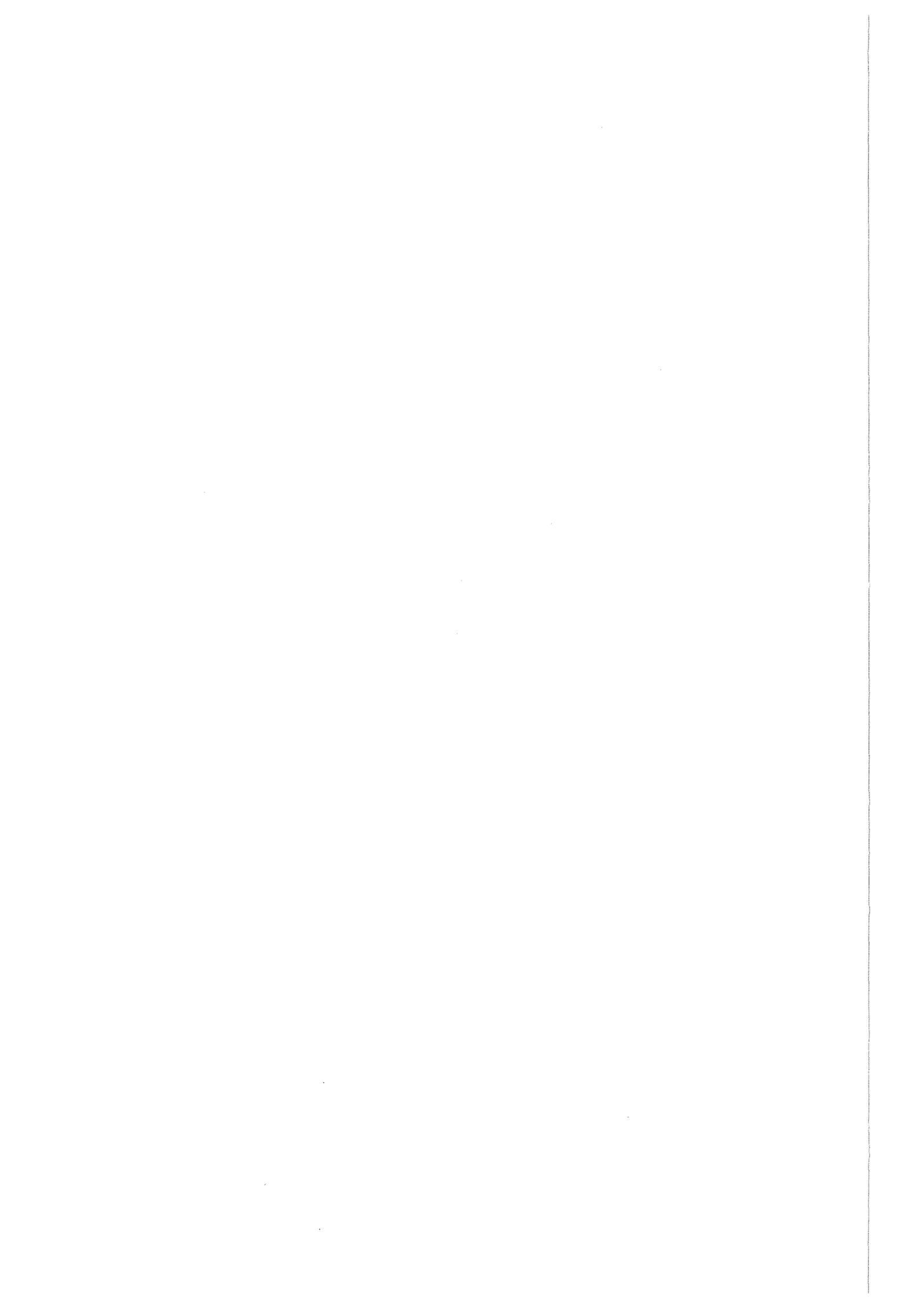
X-RAY EMISSION OF PSEUDO SPARK CHAMBERS

Abstract

Three types of X-ray sources can be classified in the high power Pseudo Spark: anode radiation, which is generated by the self-focused electron beam during the predischage, radiation from the cathode surface, which has its origin in electrons hitting the walls at the beginning of the main discharge, and plasma radiation, which is emitted partially directed by a small plasma area in the hollow cathode region during the main discharge. The maximum quantum energies of anode and cathode wall radiation are corresponding to the discharge voltage, those of the plasma radiation are typically one to two orders of magnitude lower.

The measurement of the X-ray emission is supporting the usual distinction of pre- and main discharge in the Pseudo Spark. Additionally can be shown, that the predischage consists of a modified Townsend discharge with runaway-electrons in the discharge channel and a normal Townsend discharge with drifting electrons in the hollow cathode region. The events in the hollow cathode region are essential for the transition into the main discharge.

A first application of the Pseudo Spark as an X-ray source was realised in an experimental upset for X-ray backlighting of ion beam targets.



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Inhaltsverzeichnis	5
Einleitung	7
1 Der Pseudofunken	9
1.1 Charakterisierung der Pseudofunkenentladung	9
1.2 Geometrie und Arbeitsparameter	10
1.3 Statische Feldstärkeverteilung	11
1.4 Ablauf der Pseudofunkenentladung	13
1.4.1 Experimentelle Untersuchungen	13
1.4.2 Simulationsrechnungen	14
2 Experimente zur Röntgenemission von Pseudofunkenkammern	17
2.1 Röntgenemission im Selbstdurchbruch bei 10-35 kV / 12 nF	18
2.1.1 Aufbau	19
2.1.2 Anodenstrahlung	20
2.1.3 Kathodenwandstrahlung	23
2.1.4 Plasmastrahlung	24
2.2 Röntgenemission der getriggerten Entladung bei 20-30 kV / 70 nF	28
2.2.1 Der Oberflächen-Gleitentladungstrigger	28
2.2.2 Anodenstrahlung	32
2.2.3 Plasmastrahlung	38
2.3 Röntgenemission im Selbstdurchbruch bei 80 kV / 22 nF	39
2.4 Röntgenemission der Pseudofunkenkammer an POLLUX II	41
3 Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse	43
3.1 Die Vorentladung des Pseudofunkens	43
3.1.1 Ablauf der Vorentladung	43
3.1.2 Die Townsendentladung	44
3.1.3 Modifizierte Townsendentladung	46
3.1.4 Gasverstärkung beim Pseudofunken	46
3.1.5 Sekundärprozesse beim Pseudofunken	49
3.1.6 Zusammenfassung und Interpretation der Vorentladung	51

3.2	Der Spannungsniedergang in der Hauptentladung	53
3.2.1	Ablauf des Spannungsniedergangs	53
3.2.2	Ausbreitung von Elektronenstrahlen	55
3.2.3	Zusammenfassung und Interpretation des Spannungsniedergangs	58
3.3	Das Strommaximum in der Hauptentladung	59
3.3.1	Ablauf des Strommaximums	59
3.3.2	Plasmastrahlung	61
3.3.3	Pendelelektronenmodell	62
3.3.4	Zusammenfassung und Interpretation des Strommaximums	63
3.4	Langzeitverhalten der Pseudofunkenentladung	64
4	Anwendung der Pseudofunken-Röntgenquelle	65
4.1	Vergleich des Pseudofunkens mit bekannten Röntgenquellen	65
4.1.1	Röntgenröhren	68
4.1.2	Plasma-Röntgenquellen	69
4.1.3	Synchrotronstrahlung	69
4.2	Röntgenschattenfotografie von Ionenstrahltargets	70
4.2.1	Prinzip der Schattenfotografie	70
4.2.2	Experimenteller Aufbau	73
4.2.3	Meßergebnisse ohne Ionenstrahl	79
4.2.4	Eigenstrahlung der Ionenstrahltargets	80
5	Zusammenfassung	84
	Anhang	87
A	Theorie der Röntgenstrahlung	88
B	Diagnostik für Röntgenstrahlung	100
C	Berechnung des Röntgenspektrums dicker Targets	107
D	Liste der verwendeten Symbole und Konstanten	109
	Literaturverzeichnis	110

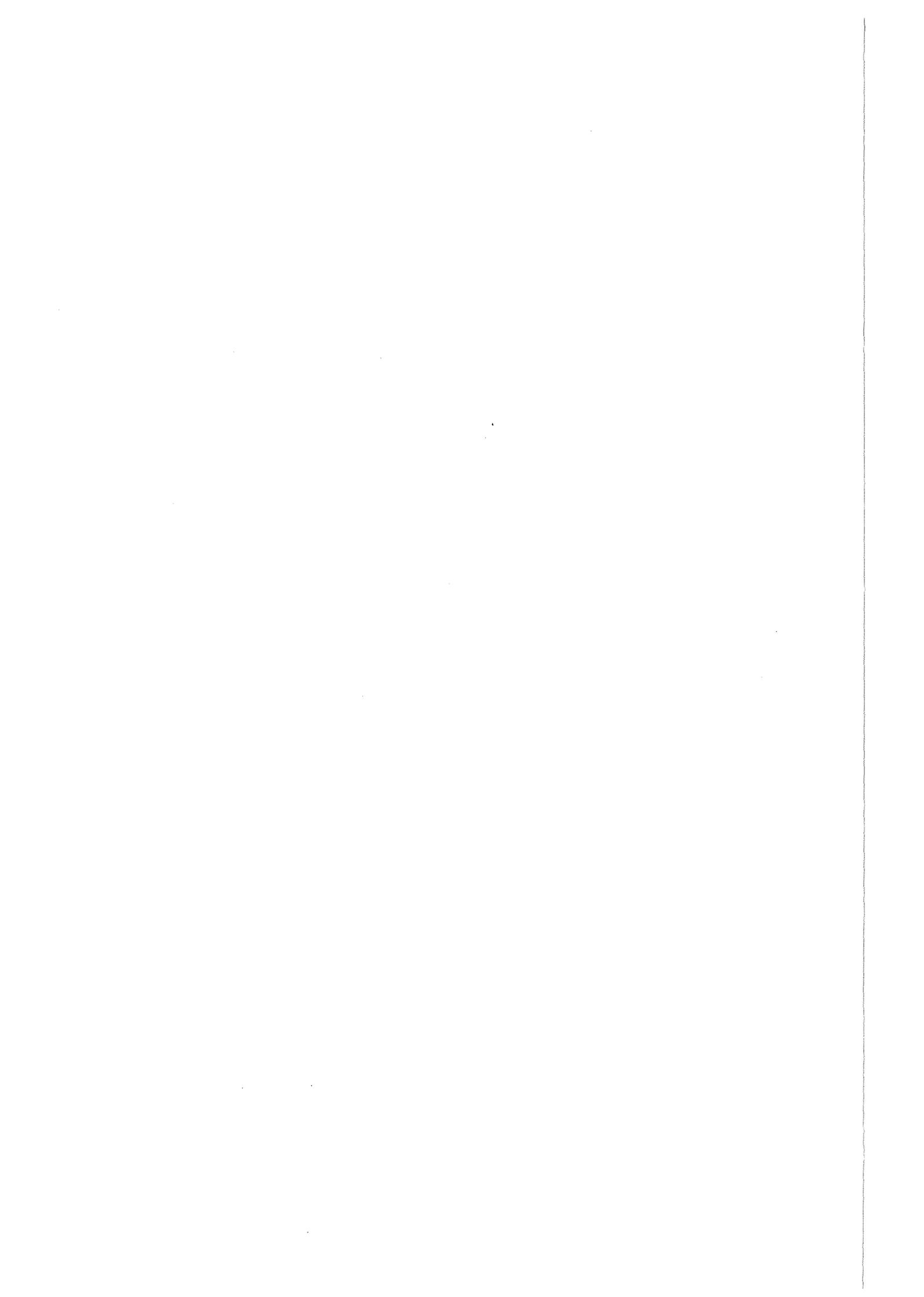
Einleitung

Der Weg zur systematischen Erfassung der Röntgenemission von Hochleistungs-Pseudofunkenkammern begann mit Messungen an der Pulsleistungsanlage POLLUX II (700 kV, 3 Ω , 100 ns) im Institut für Kernphysik II des Kernforschungszentrums Karlsruhe, bei denen im Rahmen des Programms "Erzeugung hoher Energiedichten" das Potential der Pseudofunkenkammer zur Erzeugung eines intensiven Ionenstrahls untersucht wurde.

Die Existenz eines ausgeprägten Röntgenpulses wurde dabei zunächst nur als Zeichen für den ordnungsgemäßen Ablauf der Entladung verwendet, der wegen gelegentlich vorkommender Nebenentladungen über Oberflächen nicht immer gewährleistet war. Bei genauerer Untersuchung der Röntgenstrahlung stellte sich dann heraus, daß während der Entladung mindestens zwei verschiedene Prozesse zur Emission von Röntgenstrahlung unterschiedlicher Wellenlänge führen.

Zum einen, um die Entstehungsprozesse der Röntgenstrahlung und damit auch den Ablauf der Pseudofunkenentladung besser zu verstehen, zum anderen aus der Idee heraus, eine durchstimmbare Röntgenquelle für unterschiedliche Anwendungsbereiche zu erhalten, wurden im Rahmen dieser Arbeit die Eigenschaften sowie das Skalierungsverhalten der verschiedenen von Pseudofunkenkammern emittierten Röntgenstrahlungskomponenten untersucht.

Als Ergebnis dieser Messungen präsentiert sich die Pseudofunkenkammer als einfaches, kompaktes Gerät zur Strahlungserzeugung vom Ultravioletten bis in den Röntgenbereich hinein. Dabei ist wegen der unterschiedlichen Strahlungseigenschaften ein vielfältiges Anwendungsspektrum in den Bereichen Röntgen- und UV-Blitzfotografie, Röntgenlithografie oder abstimmbare Eichquellen denkbar.

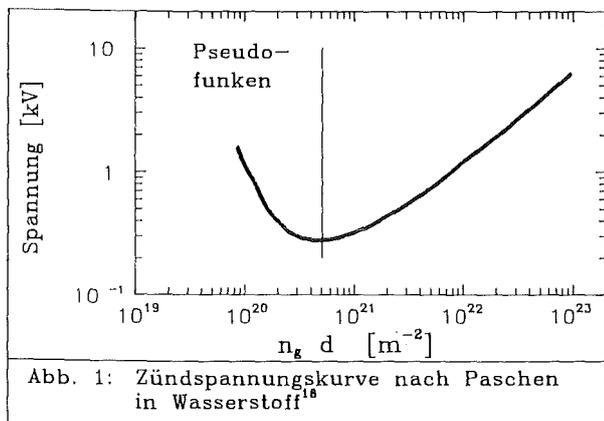


1 Der Pseudofunken

Dieses erste Kapitel ist als Einführung in die Physik des Pseudofunkens gedacht und soll einen Überblick über den momentanen Wissensstand der experimentellen und theoretischen Untersuchungen an dieser Gasentladung geben. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung der Röntgenemission des Pseudofunkens ist im zweiten Kapitel beschrieben. Erklärungen bzw. Modellvorstellungen der zur Röntgenemission führenden Prozesse sowie damit mögliche Rückschlüsse auf den Entladungsablauf selbst werden auch unter Berücksichtigung der in Kapitel eins dargestellten Kenntnisse in Kapitel drei gegeben. Das vierte Kapitel beschreibt eine Anwendung der Pseudofunken-Röntgenquelle als Blitzquelle für die Röntgenschattenfotografie von Ionenstrahltargets.

1.1 Charakterisierung der Pseudofunkenentladung

Der Pseudofunken, der erstmals 1979 erwähnt wurde^{1,2}, ist eine schnelle Niederdruck-Gasentladung auf dem linken Ast der Paschenkurve (Abb. 1), die in einer speziellen axialsymmetrischen Geometrie - der Pseudofunkenkammer - stattfindet. Die Entladung mündet von einer townsendähnlichen Vorentladung in eine funkenähnliche Hauptentladung, für deren Entstehen die Hohlkathode der Pseudofunkenkammer verantwortlich ist. Mit der Entladung verbunden sind die Erzeugung eines fokussierten Elektronenstrahls in Anodenrichtung¹⁻³, eines Ionenstrahls in Kathodenrichtung⁶⁻¹² sowie verschiedener Röntgenstrahlungskomponenten^{10,13-17}, die wichtige Hinweise auf den Ablauf der Pseudofunkenentladung geben und in dieser Arbeit beschrieben werden sollen.



1.2 Geometrie und Arbeitsparameter

Abbildung 2 zeigt den Aufbau der Pseudofunkenkammer, die für die Untersuchung der Röntgenemission verwendet wurde. Es handelt sich um eine Mehrplattenkammer mit 9 potentialmäßig frei schwebenden Elektroden zwischen Anode und Hohlkathode, deren Form im Unterschied zu früher verwendeten Kammern für Hochspannungs- und Hochleistungsanwendungen optimiert ist. Dies bedeutet im wesentlichen die Vermeidung von Gleitentladungen über die Isolatoroberfläche, was zum einen durch Abschirmung des Isolators vom Entladungskanal und der von dort ausgehenden ionisierenden UV- und Teilchenstrahlung, zum anderen durch einen homogenen Feldstärkeverlauf über den Isolator durch Optimierung der Elektrodenform erreicht wird¹⁹. Der Kanaldurchmesser beträgt 4 mm und weitet sich an der Kathode in zwei Schritten auf.

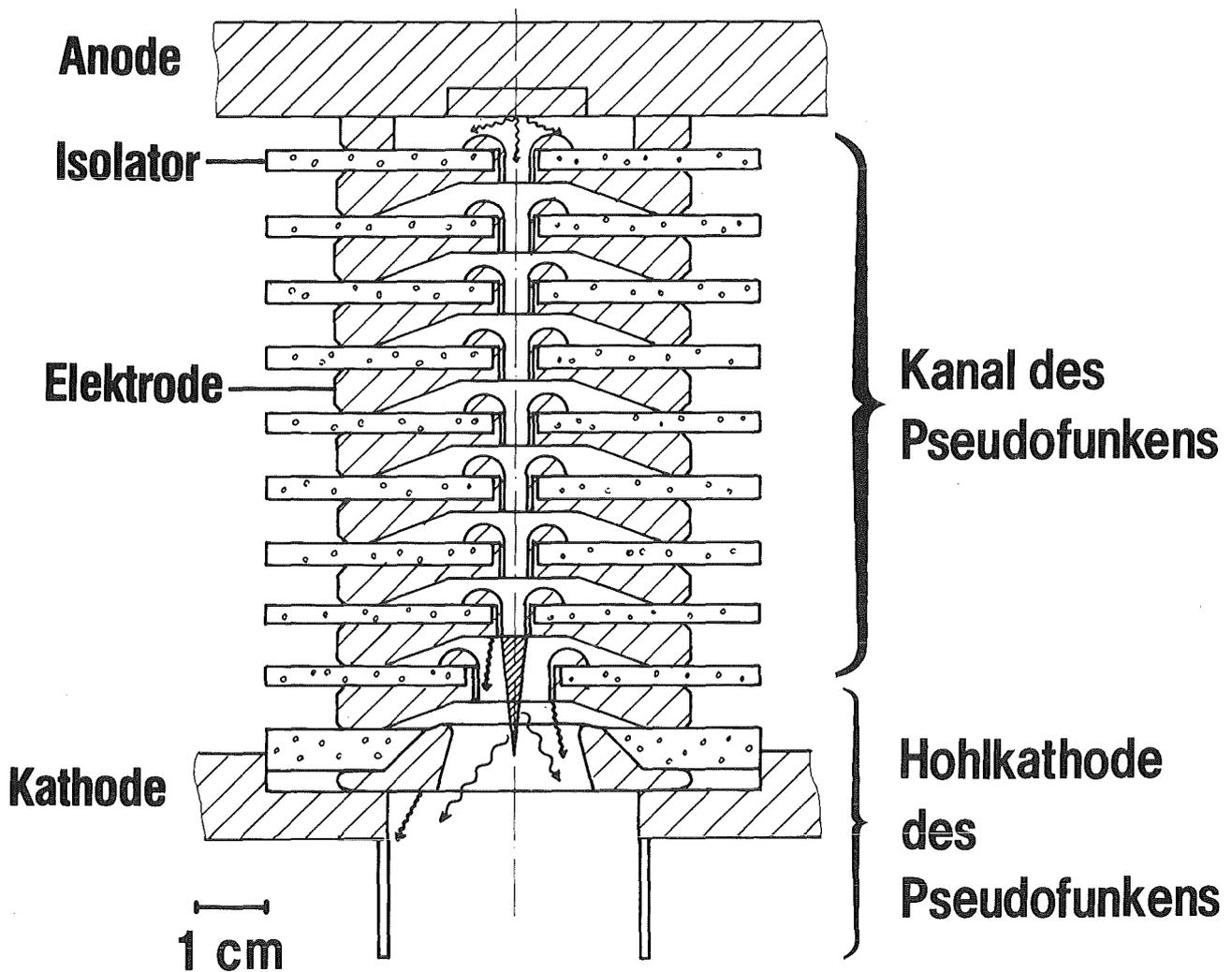


Abb. 2: Pseudofunkenkammer mit Röntgenquellen

Als Elektrodenmaterial wird wegen der hohen thermischen Belastbarkeit Molybdän verwendet, die Isolatoren sind aus Quarz.

Die Pseudofunkenkammer ist mit einem Arbeitsgas bei einem Druck von 4 bis 40 Pa gefüllt. Der Zünddruck hängt dabei von der Gassorte selbst, der gewünschten Durchbruchspannung sowie der Kammergeometrie ab. Als Arbeitsgase für die in dieser Arbeit dargestellten Messungen wurden Wasserstoff, Neon, Argon, Krypton und Xenon verwendet.

Als Treiber dienten zum einen der Pseudofunkenkammer parallel geschaltete und auf konstante Spannung geladene Kondensatoren, wobei die Entladung durch Selbstdurchbruch (Kap. 2.1, Kap. 2.3) oder durch Triggerung (Kap. 2.2) gestartet wurde; zum anderen wurde die Pseudofunkenkammer an der Pulsleistungsanlage POLLUX II betrieben, die einen Spannungspuls von bis zu 700 kV an 3Ω mit einer Länge von 100 ns liefert (Kap. 2.4).

Die für den Nachweis und die Untersuchung der Röntgenstrahlung verwendete Diagnostik ist im Anhang der Arbeit beschrieben.

1.3 Statische Feldstärkeverteilung

Für die Beschreibung der Pseudofunkenentladung sind die Werte der auf die Gasdichte n_g normierten sogenannten reduzierten Feldstärke E/n_g von grundlegender Bedeutung, da sie über das anzuwendende Entladungsmodell entscheiden (vergl. Kap. 1.4.2, Kap. 3.1). Aus diesem Grund wurde mit Hilfe eines Programms zur Feldberechnung auf randangepaßten Gittern²⁰ die Potentialverteilung in der Pseudofunkenkammer, wie sie sich aufgrund eines äußeren statischen Feldes einstellt, berechnet. Nicht berücksichtigt ist dabei, daß sich diese Potentialverhältnisse während der Entladung durch den Aufbau von Raumladungen, wie sie sowohl im Kanal²¹ (Kap. 1.4.1) als auch in der Hohlkathode der Pseudofunkenkammer²² (Kap. 1.4.2) beobachtet werden, ändern können. Abbildung 3 zeigt die statische Potentiallinienverteilung sowie die für einige Orte auf der Achse der Pseudofunkenkammer berechneten Werte der reduzierten Feldstärke für $U=30$ kV, $n_g=4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Die Erhöhung der Potentialliniendichte vor der Kathode läßt sich durch den dort eingebauten Isolator, der eine größere Dicke und einen größeren Innendurchmesser besitzt und damit eine kleinere Kapazität darstellt, erklären.

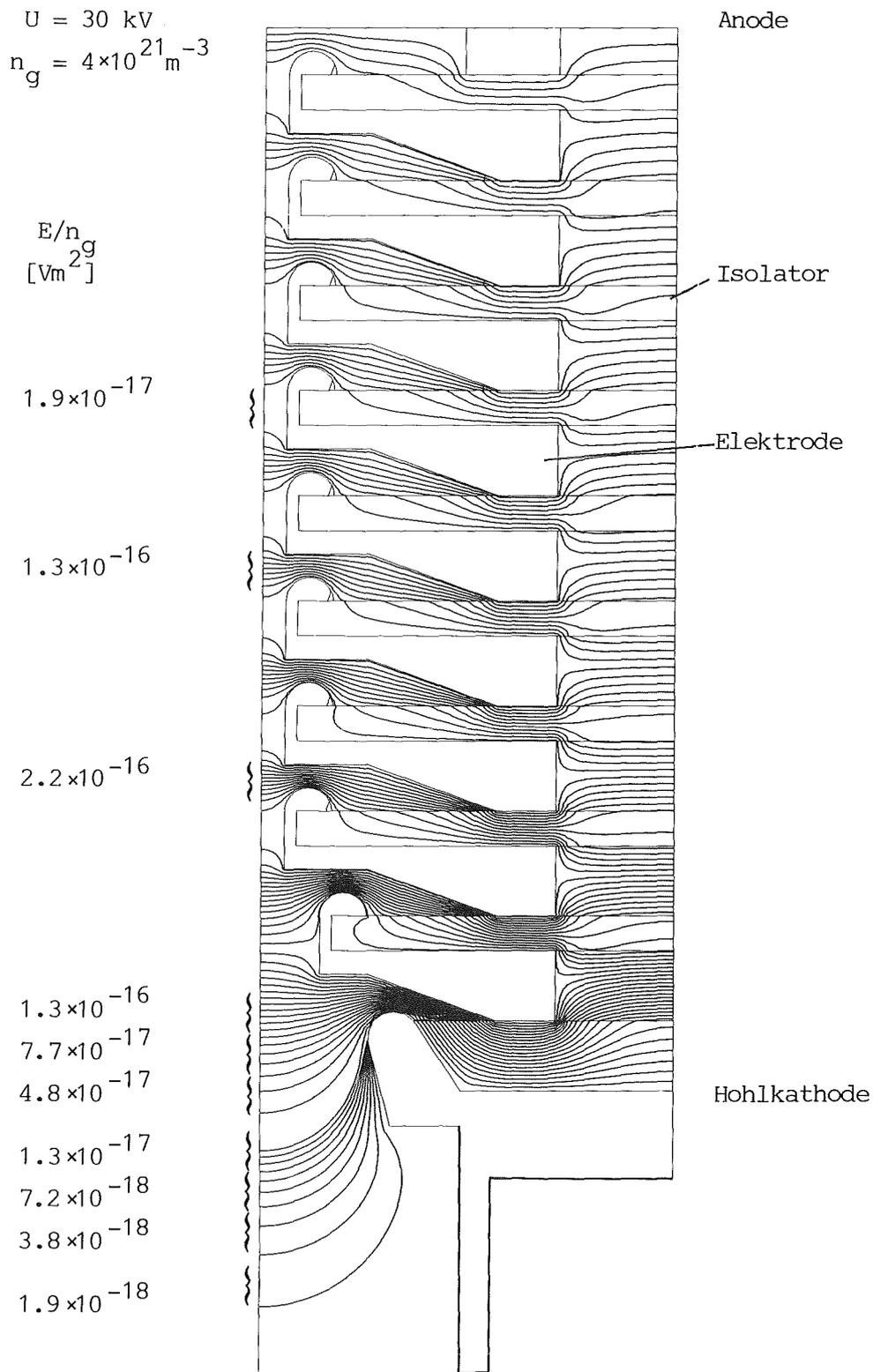


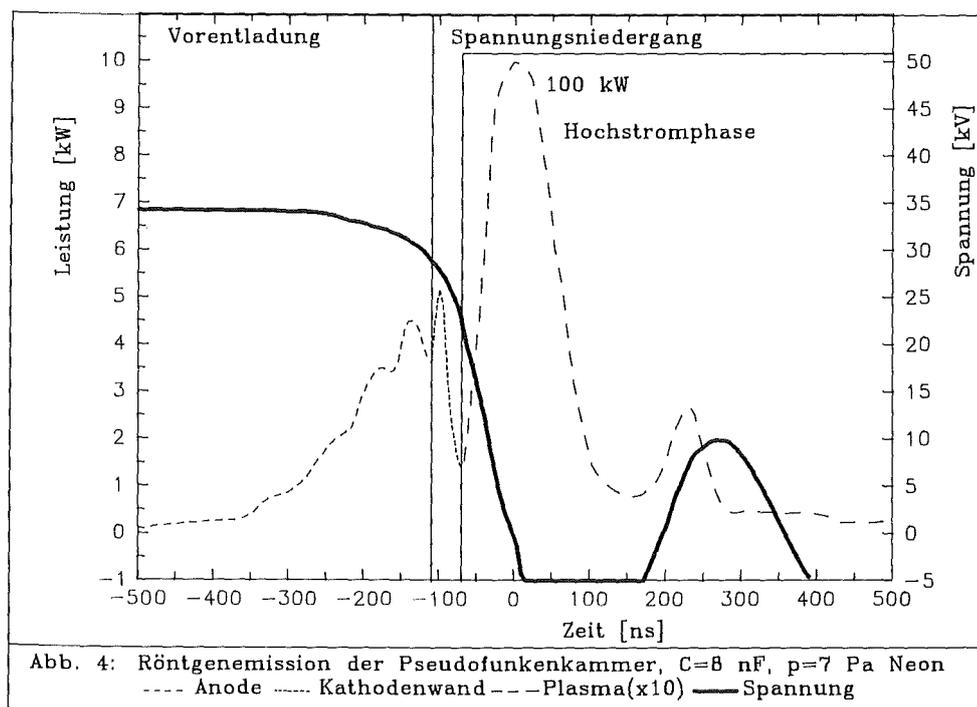
Abb. 3: Pseudofunkenkammer mit Potentiallinien. Die Potentialdifferenz zwischen zwei Feldlinien betragt $U/100$, bei den letzten zehn Linien in der Hohlkathode $U/1000$.

1.4 Ablauf der Pseudofunkenentladung

1.4.1 Experimentelle Untersuchungen

Die systematische Untersuchung der Röntgenemission bestätigt die Auffassung, daß die Pseudofunkenentladung aus zwei nacheinander ablaufenden Entladungsphasen besteht, die sich auch in der Beschreibung gut trennen lassen: die Vorentladung sowie die sich in Spannungsniedergang und Hochstromphase aufgliedernde Hauptentladung (Abb. 4).

Während der im Vergleich zur Hauptentladung stromschwachen Vorentladung (max. 2.5 kA) bleibt die Spannung an der Pseudofunkenkammer nahezu unverändert stehen. Im Kanal der Pseudofunkenkammer bildet sich ein fokussierter Elektronenstrahl aus, der an der Anode Röntgenbremsstrahlung erzeugt oder im Fall einer durchbohrten Anode aus der Kammer extrahiert werden kann.



Die im Strom exponentiell anwachsende Vorentladung eskaliert nach einigen 100 ns in die Hauptentladung, bei der die Spannung an der Pseudofunkenkammer absinkt, und der Strom überexponentiell ansteigt (Kap. 3.2.1). Der Spannungsniedergang ist von einem oder mehreren kurzen Röntgensignalen aus dem Kathodenwandbereich begleitet, die auf dort auftreffende hochenergetische Elektronen hinweisen. Ein fokussierter Elektronenstrahl an der Anode ist indes zu diesem Zeitpunkt nicht mehr zu beobachten.

Unmittelbar an den Spannungsniedergang schließt sich eine Hochstromphase bei geringer oder negativ durchschwingender Spannung an, während der das in der Hohlkathode gebildete Plasma Röntgenstrahlung emittiert, deren Wellenlänge um ein bis zwei Größenordnungen über der der Anodenstrahlung liegt und die teilweise aus Anregungslinien des Arbeitsgases, teilweise aus einer kontinuierlichen Strahlung besteht.

Feldstärkemessungen an der an POLLUX betriebenen Pseudofunkenkammer zeigen, daß zu Beginn der Vorentladung die Feldstärke nahezu konstant über die ganze Kammer anliegt²¹. Gegen Ende der Vorentladung sinkt die Feldstärke zunächst an der Anode, dann in der Mitte der Kammer ab, während sie sich an der Kathode auf den doppelten Wert erhöht. Dies wird als Fortschreiten einer positiven Raumladungswelle in Richtung zur Hohlkathode interpretiert²¹. Mit Beginn der Hauptentladung sinkt die Feldstärke an der Kathode schnell ab, während sie sich in der Mitte der Kammer und gelegentlich an der Anode aufgrund der Induktivität des Entladungskanals noch einmal erholt.

Eine wichtige Erkenntnis dieser Messungen ist, daß sich das in Kap. 1.3/ Abb. 3 gezeigte statische Potentiallinienbild nur während der Anfangsphase der Vorentladung mit ausreichender Genauigkeit verwenden läßt.

1.4.2 Simulationsrechnungen

Für die Pseudofunkenentladung wurden zwei verschiedene Simulationsrechnungen durchgeführt: eine Monte-Carlo-Rechnung der Vorentladung in einer eindimensionalen Geometrie mit Werten der reduzierten Feldstärke $E/n_g > 10^{-17} \text{ Vm}^2$ ²³ und ein Flüssigkeitsmodell der Startphase in der Hohlkathode mit Feldstärkewerten unterhalb von $E/n_g = 10^{-17} \text{ Vm}^2$ ²². Der für den Gültigkeitsbereich dieser Rechnungen wichtige Grenzwert der reduzierten Feldstärke wird im Abschnitt über die Townsendentladung in Kapitel 3.1 erläutert.

Monte-Carlo-Simulation des Kanals des Pseudofunkens²³

In einer eindimensionalen Rechnung wurde die zeitliche und räumliche Entwicklung der Anzahl und der Energie von Elektronen, Ionen und Neutralteilchen unter für Pseudofunkenkammern typischen Druck- und Spannungswerten in Wasserstoff betrachtet. Dabei stellte sich heraus, daß bei zunehmender Spannung

die Ionisationen im Entladungskanal mehr und mehr von Neutralteilchen durchgeführt werden und gleichzeitig in ihrer Gesamtzahl abnehmen.

Bei $U=30$ kV / $d=10$ cm / $p=18$ Pa H_2 werden noch 62 % der Elektronen im Gasraum erzeugt, wobei wiederum 46 % der Ionisationen von Elektronen herbeigeführt werden. Die restlichen Elektronen entstehen durch Sekundäreffekte an der Kathode. Dies führt zu einer Elektronendichteverteilung, die von der Anode zur Kathode langsam abfällt und an der Kathode wegen der Sekundärelektronen noch einmal abrupt ansteigt.

Dieses Bild ändert sich, wenn die Spannung weiter erhöht wird. Höhere Teilchenenergien bewirken gleichzeitig eine Zunahme der Sekundärelektronenproduktion und eine Abnahme der Ionisationen im Kanal wegen der sinkenden Wirkungsquerschnitte. Bei $U=350$ kV / $d=5$ cm / $p=25$ Pa H_2 entstehen nur noch 27 % der Elektronen durch Ionisation, davon 10 % durch Elektronenstoß. Entsprechend ändert sich die Dichteverteilung in Richtung auf ein stärker ausgeprägtes Maximum an der Kathode. 60 % der an der Anode ankommenden Elektronen besitzen der Entladespannung entsprechende Energien.

Die Dichteverteilung der Ionen steigt in beiden Fällen zur Kathode hin an, bei 30 kV linear, bei 350 kV exponentiell. Nimmt man wegen der Trägheit der Ionen in erster Ordnung deren Aufenthaltsort als Ionisationsort an, wird man wegen des Runaway-Effekts (Kap. 3.1.3) eine der Ionendichte entsprechende Energieverteilung der Elektronen erhalten.

Flüssigkeitsmodell der Hohlkathode des Pseudofunkens ²²

Das Hohlkathodengebiet der Pseudofunkenkammer, das durch einen gegenüber dem Kanal um ein bis zwei Größenordnungen niedrigeren Wert der reduzierten Feldstärke sowie durch radiale Feldkomponenten charakterisiert ist, wurde mit Hilfe eines Flüssigkeitsmodells in einer vereinfachten Geometrie (Abb. 5) theoretisch berechnet. Dabei wurde das Entstehen von Raumladungen ebenfalls berücksichtigt. Die Parameter der Rechnung waren $U=100$ kV, $d=5$ mm, $p=133$ Pa Stickstoff.

Als Resultat dieser Rechnung ergibt sich, daß während einer Dauer von 200 ns im Hohlkathodenraum eine zunächst exponentielle Ladungsträgervermehrung durch Ionisationen und Sekundärprozesse stattfindet. Während dieses

Prozesses werden Elektronen durch die vorhandene elektrostatische Feldkonfiguration zur Achse der Hohlkathode geführt und in den Entladungskanal abgesaugt, wo sie zum Anwachsen des Stroms beitragen. Dies führt gleichzeitig zum Aufbau einer positiven Raumladung auf der Achse der Hohlkathode, die die lokale Feldstärke erhöht und so die Ladungsträgervermehrung beschleunigt. Ab einem gewissen Schwellenwert dieser Raumladung tritt eine Strominstabilität mit überexponentiellem Stromwachstum auf, was als Beginn der Hauptentladung des Pseudofunkens interpretiert wird.²²

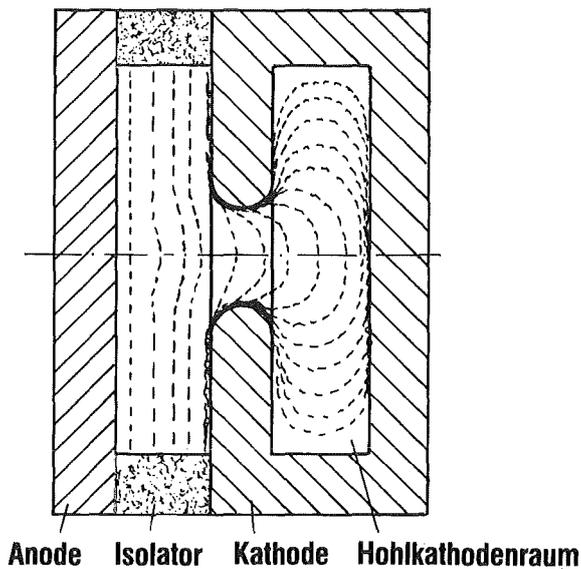


Abb. 5: Vereinfachte Geometrie der Pseudofunkenkammer für Simulationsrechnungen²²

2 Experimente zur Röntgenemission von Pseudofunkenkammern

In diesem Kapitel wird die Röntgenemission von Pseudofunkenkammern an vier verschiedenen Aufbauten beschrieben.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wurden die ersten Messungen der Röntgenemission von Pseudofunkenkammern an der Pulsleitung POLLUX II zur Identifizierung eines ordnungsgemäßen Entladungsablaufs durchgeführt⁹. Die Ergebnisse der Fortführung dieser Messungen, die die Aufspaltung der Strahlung in zwei Komponenten zeigt, sind in Kapitel 2.4 zusammengefaßt.

Um die bei den Pulsleitungsexperimenten¹⁰ festgestellte Komplexität der von Pseudofunkenkammern emittierten Röntgenstrahlung schnell und systematisch untersuchen zu können, wurde der selbe Typ von Kammer bei mittleren Leistungen mit Spannungen von 10 bis 35 kV und externen Kapazitäten zur Energieversorgung von bis zu 12 nF im Selbstdurchbruch betrieben. Dieser Aufbau erlaubte zum einen mit 100 bis 1000 Entladungen pro Stunde eine höhere Entladungsfrequenz als an der Pulsleitung mit 5 bis 20 Entladungen pro Stunde, zum anderen ließ sich durch die Möglichkeit einer gezielteren Variation der äußeren Parameter Spannung und zugeführte Leistung gleichzeitig das Skalierungsverhalten der Strahlungskomponenten bestimmen. Der Meßaufbau sowie die Ergebnisse dieser Experimente sind in Kapitel 2.1 beschrieben.

Zur in Kapitel 4.2 gezeigten Anwendung der mit einer Pseudofunkenkammer erzeugten Röntgenstrahlung wurde diese mit einem schnellen Oberflächen-Gleitentladungstrigger versehen. Die Ergebnisse der damit durchgeführten Messungen, die im Gegensatz zu den im Selbstdurchbruch durchgeführten Messungen jetzt auch die Variation des Drucks zuließen, sind in Kapitel 2.2 aufgeführt.

Kapitel 2.3 faßt die Ergebnisse von Messungen an einem Aufbau mit Entladespannungen bis 100 kV und externen Kapazitäten bis 20 nF zusammen, die im wesentlichen zur Untersuchung und Optimierung der Plasmastrahlung durchgeführt wurden.

Eine Interpretation der Meßergebnisse, die die Entstehung der Röntgenstrahlungskomponenten sowie die daraus möglichen Rückschlüsse auf den Entladungsablauf des Pseudofunkens umfaßt, folgt in Kapitel 3.

2.1 Röntgenemission im Selbstdurchbruch bei 10-35 kV / 12 nF

Die mit Hilfe verschiedener Diagnosemittel (Anhang B) untersuchte Röntgenstrahlung einer Pseudofunkenkammer im Selbstdurchbruch läßt sich in drei Strahlungsanteile aufspalten, die sich hinsichtlich Entstehungsort, spektraler Energieverteilung und zeitlicher Abfolge unterscheiden und die in diesem Kapitel in drei getrennten Abschnitten behandelt werden sollen. Bei den drei Anteilen handelt es sich um Strahlung von der Anode, Strahlung aus dem Kanal- und Hohlkathodenwandbereich sowie weiche Röntgenstrahlung aus dem Plasma. In Abb. 2 sind die Quellen der einzelnen Strahlungsarten grob skizziert, Abb. 4 gibt einen Überblick über den zeitlichen Verlauf der Röntgenemission bei 35 kV Entladespannung in Neon. Die Spannung wurde mit Hilfe eines Hochspannungs-Tastkopfes[#] gemessen.

Die Berechnung der Röntgenstrahlungsintensitäten erfolgte aus den PIN-Diodensignalen (Anhang B.1). Dabei wurde die bei den Bremsstrahlungsanteilen der Anoden- und Kathodenwandstrahlung vorhandene Richtungsabhängigkeit der Emission (Anhang A.1.1), die ein Minimum in der Beobachtungsrichtung von 180° zum einfallenden Elektronenstrahl voraussagt, vernachlässigt und statt dessen von einer 4π -Emission ausgegangen. Der Grund hierfür war die Tatsache, daß die Richtungsverteilung von Bremsstrahlung an dicken Targets infolge der Streuung der Elektronen im Material stark verändert wird und Messungen dieser Verteilung nicht bekannt sind^{24, 25}. Eine im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung unter 100° zur Elektroneneinflallsrichtung ergab innerhalb der Fehlergrenzen keine meßbare Änderung der Intensität.

Um prinzipielle Einblicke in die Entstehungsmechanismen der verschiedenen Strahlungskomponenten zu erhalten und Skalierungsgesetze zu überprüfen, wurde der Einfluß der einstellbaren Parameter

- Arbeitsgas
- Spannung
- externe Kapazität

auf verschiedene Eigenschaften der Röntgenstrahlung wie Intensität, Queldurchmesser und Spektrum gemessen und ausgewertet.

Tektronix P6015; Fa. Tektronix GmbH, Postfach 101544, 5000 Köln 1

2.1.1 Aufbau

Zur Isolierung der vor der Entladung konstant anliegenden Hochspannung wurde die Pseudofunkenkammer in einen Hochvakuumbehälter montiert, der mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe bis 10^{-4} Pa = 10^{-6} mbar evakuiert werden konnte (Abb. 6). Neben der Hochspannungszuführung über einen Ladewiderstand von 5 M Ω enthielt dieser auch die externen Kapazitäten von 3, 6, 9 oder 12 nF[#] zur Energieversorgung der Pseudofunkenkammer sowie eine PIN-Diode zur Messung der Anodenstrahlung. Da die tatsächliche Kapazität der verwendeten Kondensatoren in Bezug auf die Nennkapazität bauartbedingt nach der in Abb. 7 gezeigten Form von der angelegten Spannung abhängt, beträgt die Kapazität z.B. bei dem maximal eingestellten Spannungswert von 35 kV nur noch 8 nF.

Sprague Hochspannungskondensator Typ 915 C, 3300 pF, 30 kV

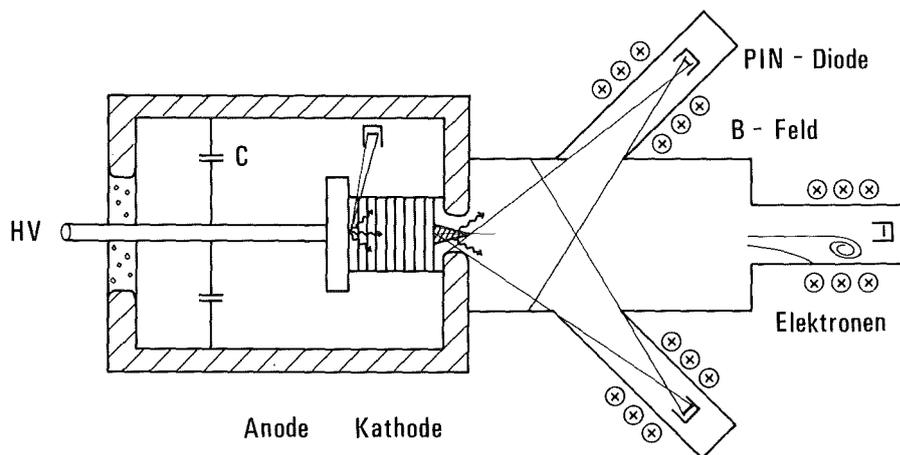


Abb. 6: Versuchsaufbau im Selbstdurchbruch 10–35 kV / 12 nF

Auf der Kathodenseite schließt sich ein Niederdruckbereich zum Nachweis der Strahlung an, in dem die verschiedenen Diagnosesysteme montiert werden können. Dieser Bereich sowie die Pseudofunkenkammer werden mit Hilfe einer Drehschieberpumpe bis ca. $0.5 \text{ Pa} = 5 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ evakuiert, anschließend wird mit Hilfe eines Feindosierventils der zum Selbstdurchbruch der Entladung erforderliche Druck eingestellt. Dieser Druck beträgt abhängig von Entladespannung und Arbeitsgas 4 bis 20 Pa. Als Arbeitsgase wurden Wasserstoff und verschiedene Edelgase verwendet.

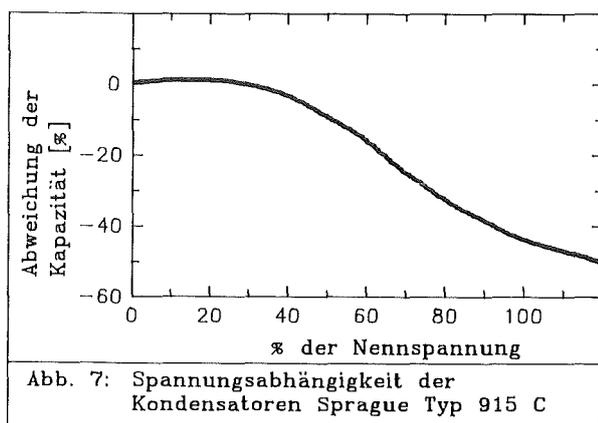


Abb. 7: Spannungsabhängigkeit der Kondensatoren Sprague Typ 915 C

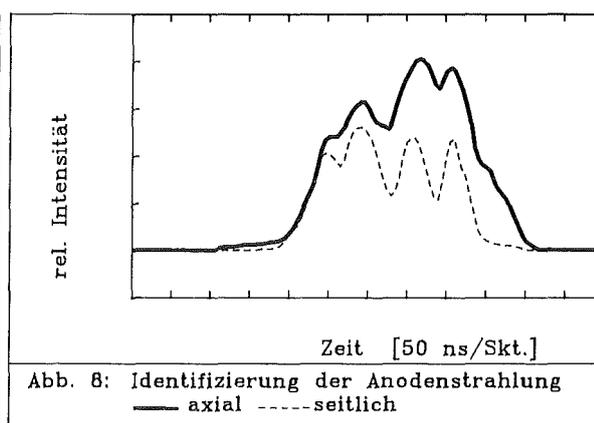


Abb. 8: Identifizierung der Anodenstrahlung
— axial ----seitlich

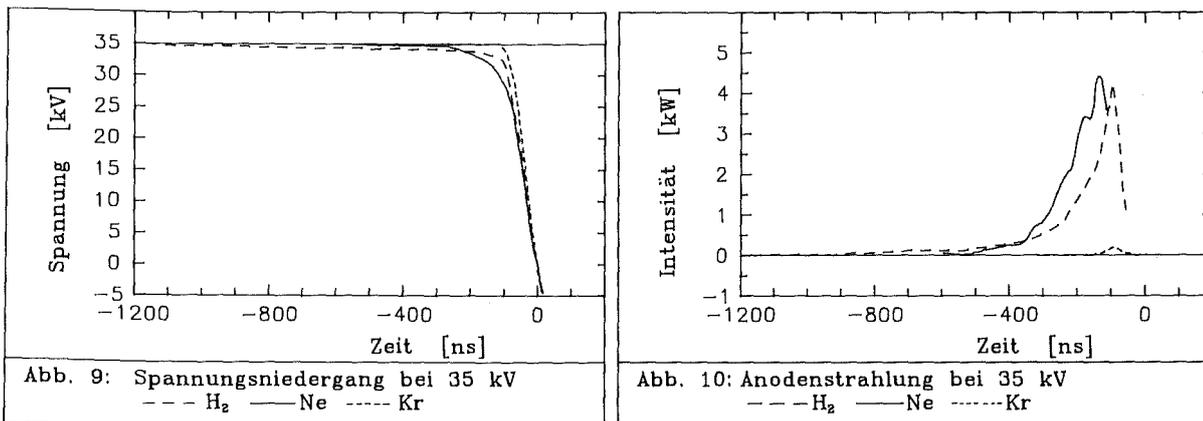
2.1.2 Anodenstrahlung

Identifizierung

Da die kathodenseitig auf der Achse positionierte PIN-Diode zur zeitaufgelösten Registrierung der Röntgenstrahlung über sämtliche mögliche Quellen entlang des Entladekanals integriert und somit keine Unterscheidungsmöglichkeit etwaiger räumlich verschieden angeordneter Quellen zeigt, war es zunächst nötig, den von der Anode kommenden Strahlungsanteil zu identifizieren. Zu diesem Zweck wurde eine zweite PIN-Diode im Hochvakuumbehälter so in die Nähe der Anode gebracht, daß die von der Anode ausgehende Strahlung nur durch ca. 1 cm Quarzisolator dringen mußte, während Strahlung aus anderen Bereichen des Entladekanals oder der Hohlkathode in mindestens 5 mm Molybdän absorbiert wurde. Abb. 8 zeigt den Vergleich dieser beiden PIN-Dioden-Signale. Gleichzeitig erkennt man am axialen Signal den Anteil der Kathodenstrahlung, der seitlich nicht mehr gesehen wird.

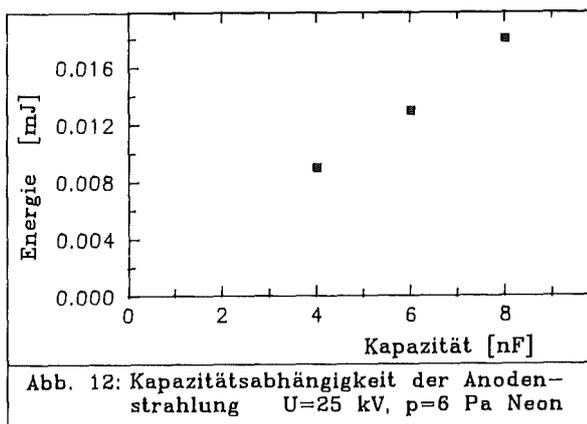
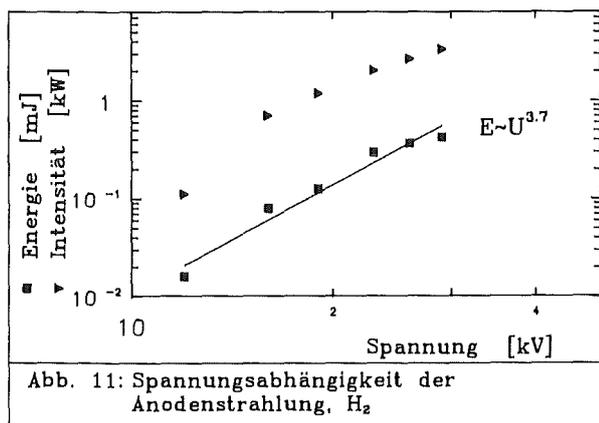
Arbeitsgas

Die Wahl der Gasart beeinflusst bei der Entladung im Selbstdurchbruch wesentlich den Verlauf der Anodenstrahlung (Abb. 9,10). Bei Wasserstoff beginnt ein merklicher Elektronenstrom und damit eine meßbare Strahlungsintensität bereits eine μs vor der Hauptentladung zu fließen, dabei wächst die Intensität gleichmäßig an. Dagegen konnte bei den schweren Edelgasen Argon, Krypton und Xenon nur eine sehr schwache Anodenstrahlung beobachtet werden. Bei Neon findet man zwei verschiedene Entladungsformen: bis 20 kV Entladespannung Strahlung geringer Intensität, darüber intensivere Pulse, die aber im Unterschied zu Wasserstoff strukturiert und weniger reproduzierbar sind. Die eingestellten Druckwerte betragen bei maximaler Entladespannung von 35 kV für Wasserstoff 15 Pa, für Neon 6 Pa, für Argon und Krypton 3 Pa und für Xenon 1.5 Pa (vgl. Tab. 1 / Kap. 3.1.4).



Spannung und externe Kapazität

Abb. 11 zeigt die Spannungsabhängigkeit der maximalen Intensität und der gesamten emittierten Energie der Röntgenstrahlung in Wasserstoff. Da die Strahlungsausbeute erwartungsgemäß bei der maximalen Spannung von 35 kV am größten war, wurden die für eine Röntgenquelle wichtigen Parameter Queldurchmesser und Energieverteilung bei diesem Spannungswert bestimmt. Als Arbeitsgas wurde für die folgenden Untersuchungen wegen der höchsten erreichten Pulsenergie Neon gewählt. Im Rahmen der einstellbaren Werte ergab sich eine lineare Abhängigkeit der insgesamt abgegebenen Strahlungsenergie von der Kapazität (Abb. 12).



Quelldurchmesser

Der Quelldurchmesser der Anodenstrahlung ist wegen der Strahlungserzeugung durch Elektronen identisch mit dem Durchmesser des Elektronenstrahls, der während der Vorentladung entsteht. Die einfachste Methode zur Abschätzung des Brennfleckdurchmessers ist daher die Betrachtung der Anode nach der Entladung. Abb. 13 zeigt eine Molybdän-Anode nach mehreren 1000 Entladungen. Deutlich sind eine Vertiefung in der Mitte von etwa 2 mm Durchmesser und ein Aufschmelzungsgebiet von etwa 6 mm Durchmesser bei einem Kanaldurchmesser von 4 mm zu erkennen. Um den Röntgenfokus noch genauer zu bestimmen, wurde eine Lochkameraaufnahme mit einem 0.35 mm Pinhole gemacht. Der Abstand von der Anode zum Pinhole betrug 158 mm, der Bildabstand 720 mm. Zum Nachweis der Strahlung wurden ein Kodak Direct Exposure Film (Anhang B.7) und eine PIN-Diode mit 1mm Eingangsspalt, mit der der Nachweisbereich abgefahren wurde, verwendet. Abb. 14 zeigt den auf diese Weise bestimmten Quelldurchmesser der Anodenstrahlung in Neon bei 35 kV von etwa 2 mm.

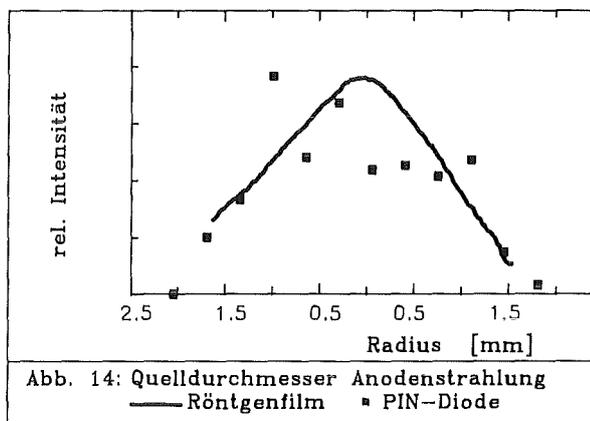
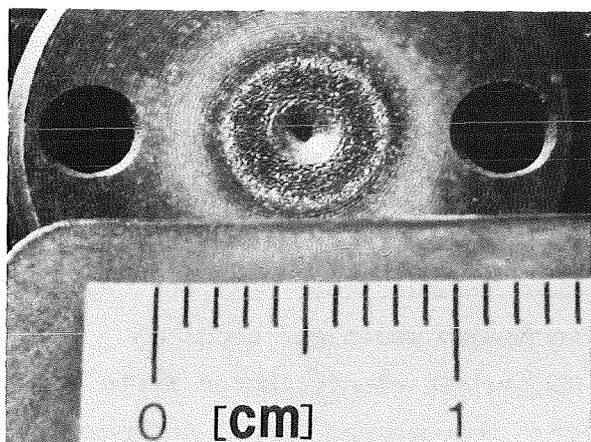


Abb. 13: Molybdän-Anode

Spektrale Energieverteilung

Abb. 15 zeigt die spektrale Energieverteilung der Anodenstrahlung, die in Neon bei 35 kV und flacher Tantal-Anode mit Hilfe eines Kristallspektrometers (Anhang B.4) mit anschließender Szintillator-Sekundärelektronen-vervielfacher-Kombination zeitaufgelöst gemessen wurde. Dargestellt ist das Spektrum zu verschiedenen Zeitabschnitten von jeweils 20 ns Dauer während der Vorentladung, deren Verlauf mit Angabe der Meßzeitpunkte zur Verdeutlichung in Abb. 16 noch einmal aufgetragen ist. Man erkennt mit zunehmender Zeit ein Ansteigen der Intensität für alle Energien wegen des Stromanstiegs. Anschließend wird zunächst die Intensität des hochenergetischen Teils geringer, da die Kammer-spannung nicht mehr in voller Höhe anliegt. Zusätzlich erkennt man Linien charakteristischer Strahlung, die für das Anodenelement Tantal bei 7.17...11.67 keV (L-Serie) und 1.33...2.29 keV (M-Serie) liegen²⁶ (Tab. 8)/Anhang A.1.2.

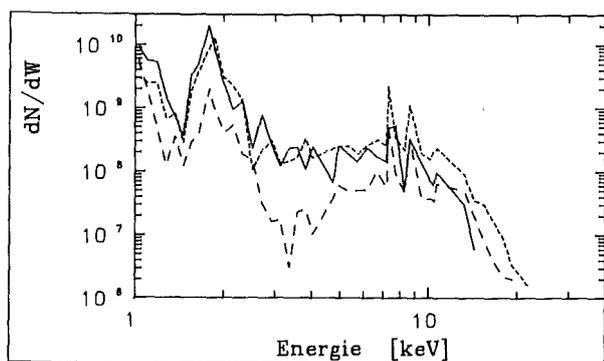


Abb. 15: Spektrum der Anodenstrahlung 35 kV
 --- -360 ns -220 ns — -100 ns

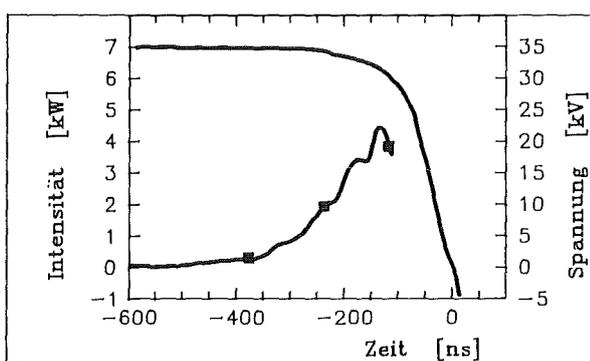


Abb. 16: Spannung und Anodenstrahlung
 U=35 kV, C=8 nF, p=6 Pa Neon

2.1.3 Kathodenwandstrahlung

Zu Beginn der Hauptentladung bzw. nach dem Abbrechen der Anodenstrahlung werden mit den PIN-Dioden sowohl axial (0°) als auch unter 45° (Abb. 6) ein oder mehrere kurze Röntgensignale detektiert. Abb. 17 zeigt die in Neon bei 20 kV gemessenen Signale, die 0° -PIN-Diode zeigt hier zusätzlich die Anodenstrahlung. Messungen mit verschiedenen Absorptionsfolien vor den PIN-Dioden ergeben, daß das Spektrum dem der Anodenstrahlung vergleichbar ist, es sich also wohl ebenfalls um Bremsstrahlung beschleunigter Elektronen handelt. Eine Lochkameraaufnahme des Kathodengebiets ergab als Hauptstrahlungsquelle die kathodenseitigen Kanten des Entladungskanals der letzten beiden Zwischenelektroden (Abb. 2). Da die Gesamtenergie dieser Strahlung im Vergleich zur Anodenstrahlung nicht ins Gewicht fällt, wurde sie im Gegensatz zur Anoden- und Plasmastrahlung nicht näher untersucht.

Bislang ungeklärt ist die Entstehung von Elektronen, die zum gleichen Zeitpunkt von der Kathode weggerichtet mit der Entladespannung entsprechenden maximalen Energien nachgewiesen werden können. Gemessen wurden diese Elektronen mit PIN-Dioden in bis zu 1 m Entfernung, die nur mit einer 0.8 μm dicken Aluminiumfolie bedeckt waren und ein dem ersten Röntgenmaximum in Abb. 17 entsprechendes, allerdings wesentlich stärkeres Signal zeigten, das verschwand, wenn man einen Magneten in den Strahlengang brachte (Abb. 6). Die Energie dieser Elektronen läßt sich aus der Tatsache, daß sie eine 0.8 μm Aluminiumfolie durchdringen, eine 8 μm Aluminiumfolie jedoch nicht mehr, nach Gleichung (27)/Anhang A.1.1 zu 16 bis 36 keV abschätzen. Diese

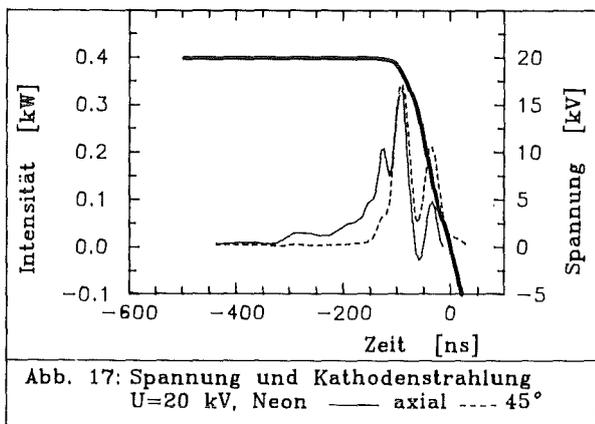


Abb. 17: Spannung und Kathodenstrahlung
U=20 kV, Neon — axial ---- 45°

Elektronen sind sowohl axial als auch unter 45° zu beobachten. Ob es sich dabei um an den Elektrodenwänden zurückgestreute Elektronen handelt oder ob sie im Hohlkathodenplasma entstehen wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht, könnte aber für das Verständnis der Pseudofunkenentladung interessant sein.

2.1.4 Plasmastrahlung

Mit dem Spannungsniedergang und dem damit verbundenen Stromanstieg in der Pseudofunkenkammer erscheint ein zu diesem proportionales Signal weicher Röntgenstrahlung aus dem Hohlkathodenplasma der Entladung (Abb. 2). Diese Strahlung läßt sich sowohl mit PIN-Dioden als auch mit Hilfe einer speziell für den Spektralbereich unter 1 keV ausgelegten Vakuum-Röntgen-Diode (Anhang B.2) detektieren und ist in Abb. 18/19 in Neon bei 20 kV dargestellt. Man erkennt außerdem, daß die minimale Wellenlänge der Strahlung beim dritten

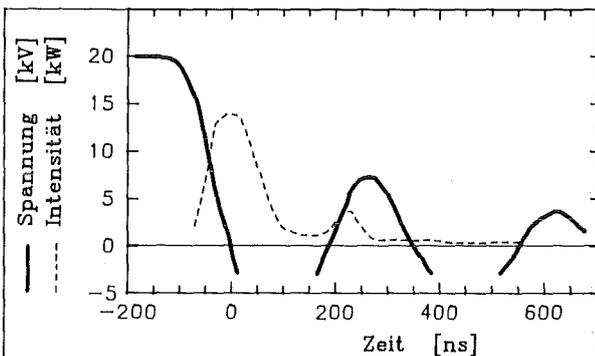


Abb. 18: Spannung und Plasmastrahlung
U=20 kV, C=12 nF, p=6 Pa Neon

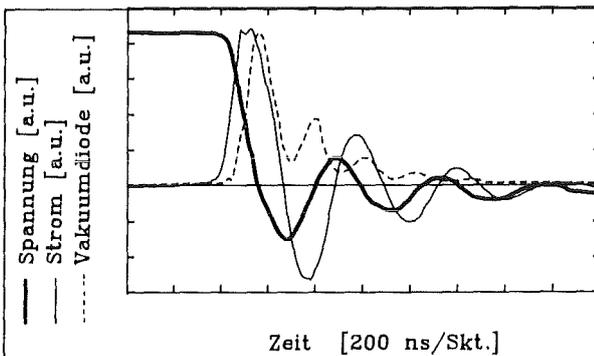


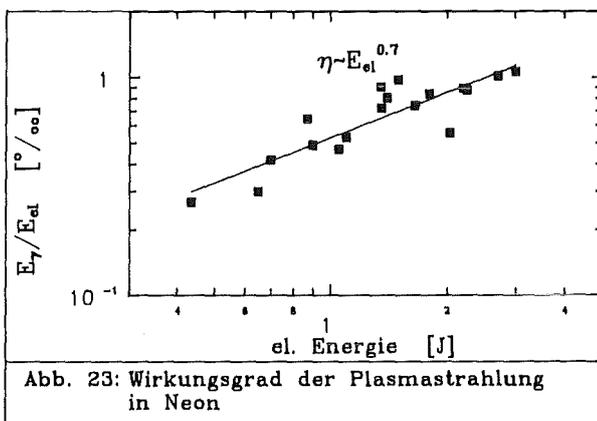
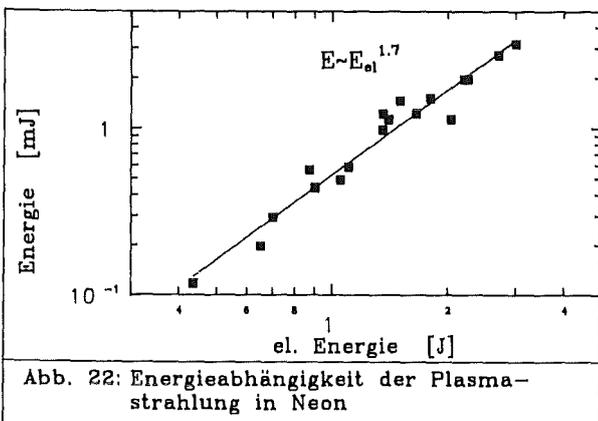
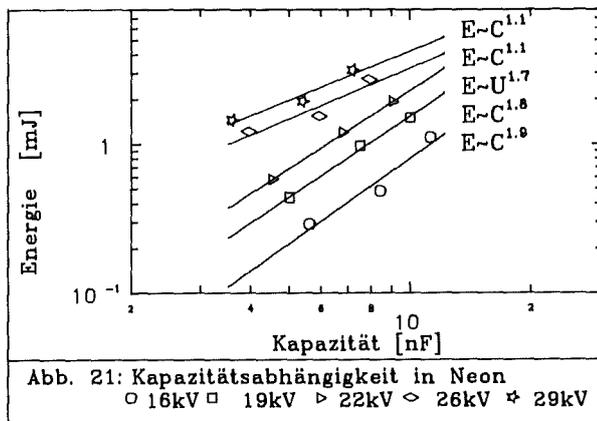
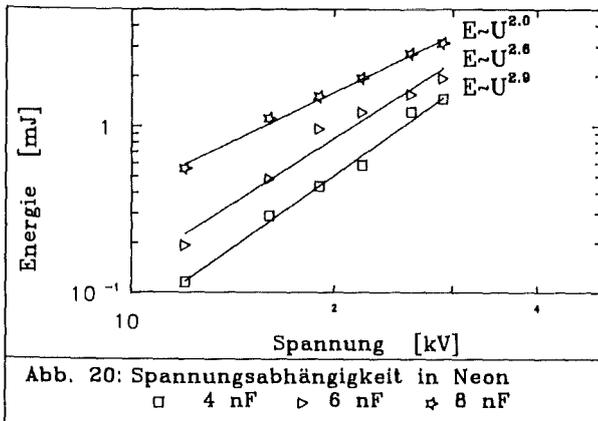
Abb. 19: Spannung, Strom und Plasmastrahlung
U=20 kV, C=12 nF, p=6 Pa Neon

und vierten Durchschwingen zugenommen haben muß, da sie von der auch für große Wellenlängen empfindlichen Vakuum-Röntgen-Diode noch gesehen wird, von der PIN-Diode jedoch nicht mehr.

Spannung und externe Kapazität

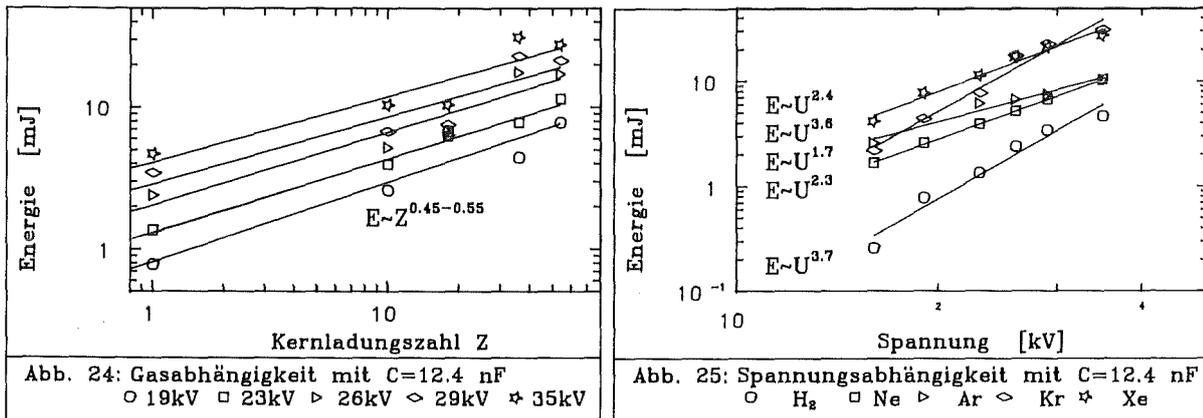
Um das Skalierungsverhalten der Plasmastrahlung zu untersuchen, wurde die abgestrahlte Gesamtenergie, die wegen der konstanten Pulslänge von 80-100 ns der maximalen Leistung proportional ist, bei verschiedenen Spannungen und verschiedenen externen Kapazitäten gemessen (Abb. 20/21). Dabei ergibt sich eine relativ starke Spannungsabhängigkeit von U^2 bis U^3 und eine etwas schwächere Kapazitätsabhängigkeit von C^1 bis C^2 . Aus diesen Daten läßt sich auch der Wirkungsgrad von abgestrahlter Gesamtenergie zu angebotener elektrischer Energie $1/2 \cdot C \cdot U^2$ berechnen, der in Abb. 23 dargestellt ist.

Eine Änderung der spektralen Energieverteilung wurde innerhalb der hier durchgeführten Spannungs- und Kapazitätsvariationen nicht gefunden.



Arbeitsgas

Abb. 24/25 zeigt den Einfluß verschiedener Arbeitsgase auf die Gesamtenergie der Strahlung. Dabei erkennt man, daß die oben gefundene Spannungsabhängigkeit von $U^{1.7}$ bis $U^{3.7}$ variiert, wobei eine systematische Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z nicht zu erkennen ist. Daneben ergibt sich für konstante Spannungen eine schwache Gasabhängigkeit von $Z^{0.5}$.



Quellgebiet

Um das genaue Quellgebiet der Plasmastrahlung festzustellen, wurde eine Lochkameraaufnahme mit zwei Pinholes unter verschiedenen Winkeln zur Achse gemacht, um auch die räumliche Ausdehnung zu erfassen²⁷. Der Abstand Kathode-Pinhole betrug dabei 48 mm, die Bildweite 77 mm. Als Resultat dieser Aufnahme ergab sich ein Strahlung emittierendes Gebiet von ca. 20 mm Länge und einem Durchmesser von 1-3 mm, das in Abb. 2 schraffiert dargestellt ist.

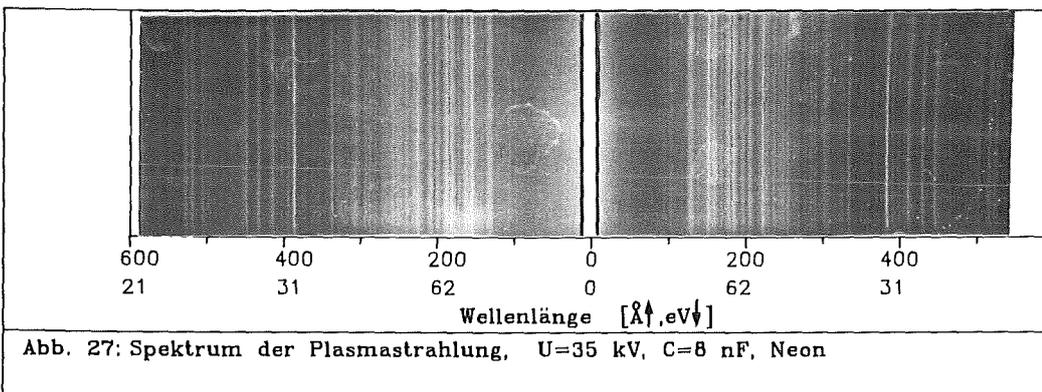
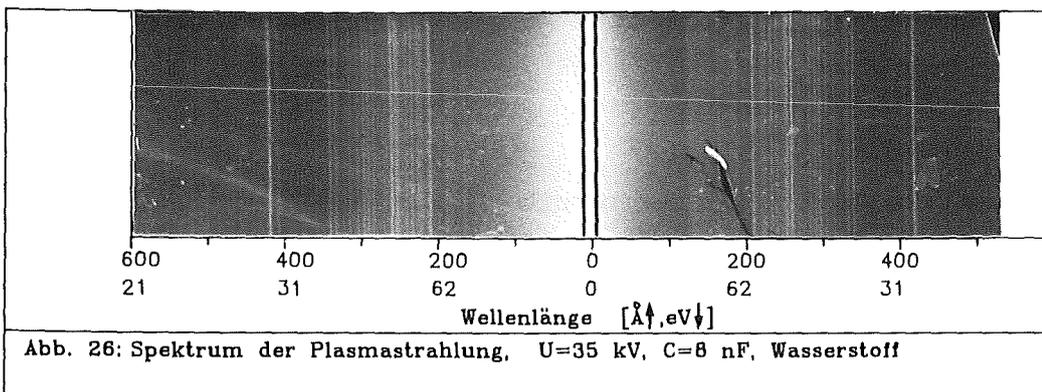
Innerhalb des überprüfaren Winkelbereichs von 150° um die Achse wurde dabei keine Abweichung von einer isotropen Abstrahlungscharakteristik des Plasmas festgestellt.

Spektrale Energieverteilung

Eine erste Abschätzung der spektralen Energieverteilung ließ sich aus den Messungen mit PIN-Dioden und der Vakuum-Röntgen-Diode unter Verwendung verschiedener Filterfolien machen. Aus der Tatsache heraus, daß die Intensität der Strahlung durch eine lichtdichte $0.8 \mu m$ Aluminiumfolie um

einen Faktor 5 (PIN-Dioden) bis 50 (Vakuum-Röntgen-Diode) geschwächt wurde, während eine 2 μm Hostaphan-Folie[#] (klare Kunststoffolie) die Strahlung vollständig absorbierte, ergab sich bei Betrachtung der entsprechenden Massenschwächungskoeffizienten für Röntgenstrahlung (Anhang B.3) ein Energiebereich von 20-75 eV für die nachgewiesene Strahlung und ein Bereich von unter 200 eV für die mögliche Strahlungsemission.

Eine genauere Messung wurde mit dem Aufbau eines Goldgitter-Transmissions-spektrometers ermöglicht²⁷ (Anhang B.5). Zwei Messungen in Wasserstoff und Neon bei 35 kV zeigen in beiden Fällen ein von Linien dominiertes Spektrum (Abb. 26/27). Dabei treten neben den charakteristischen Linien des jeweiligen Elements (nur bei Neon !) zusätzliche Linien, die in beiden Spektren vorhanden sind, auf. Dies weist auf Verunreinigungen durch Atome des Kammermaterials oder Oberflächenadsorbate hin. In der Mitte des Spektrums ist die Nullte Ordnung gekennzeichnet, die Ablenkung erfolgt symmetrisch auf beide Seiten.



Polyethylenterephthalat; Fa. Kalle, Postfach 3540, 6200 Wiesbaden 1

2.2 Röntgenemission der getriggerten Entladung bei 20-30 kV / 70 nF

Bei der Suche nach einer geeigneten Quelle für die Röntgenschattenfotografie (Kap. 4) stellte sich nach den grundlegenden Messungen, die in Kap. 2.1 aufgeführt sind, die Anodenstrahlung als am besten geeignete Quelle heraus.

Unter der Berücksichtigung der Ergebnisse der bisherigen Messungen wurde die Anodenstrahlung unter besonderer Beachtung von Intensität, Quellausdehnung und Energieverteilung im Hinblick auf die Verwendung als Blitzquelle für die Schattenfotografie optimiert. Dabei wurden die Einflüsse von

- Arbeitsgas
- Druck
- Spannung
- externer Kapazität
- Kanaldurchmesser
- Anodenform
- Anodenmaterial

gemessen, die in diesem Kapitel dokumentiert sind, und zur optimalen Form der Röntgenblitzquelle führten.

Die Kathodenstrahlung wurde wegen der bereits in Kap. 2.1 festgestellten Vernachlässigbarkeit nicht weiter untersucht. Lediglich die Plasmastrahlung wurde grob für ein Arbeitsgas (Neon) registriert.

Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten war die Pseudofunkenkammer wegen der erwünschten kompakten Abmessungen nicht in ein Isolationsgefäß eingebunden sondern nur an ein in Kap. 4 beschriebenes Niederdruckvakuumssystem angeschlossen. Abb. 28 zeigt die für diese Experimente verwendete Pseudofunkenkammer. Die externen Kapazitäten von bis zu 87 nF waren niederinduktiv an Scheiben parallel zur Kammer montiert.

2.2.1 Der Oberflächen-Gleitentladungstrigger

Um die für den Aufbau der Schattenfotografie erforderliche Triggerbarkeit der Pseudofunken-Röntgenquelle mit einer Verzögerung von weniger als 300 ns zu gewährleisten, wurde diese mit einem in die Kathode integrierten Oberflächen-Gleitentladungstrigger versehen, wie er auch bei getriggerten Pseudofunken-Schaltern üblich ist²⁸.

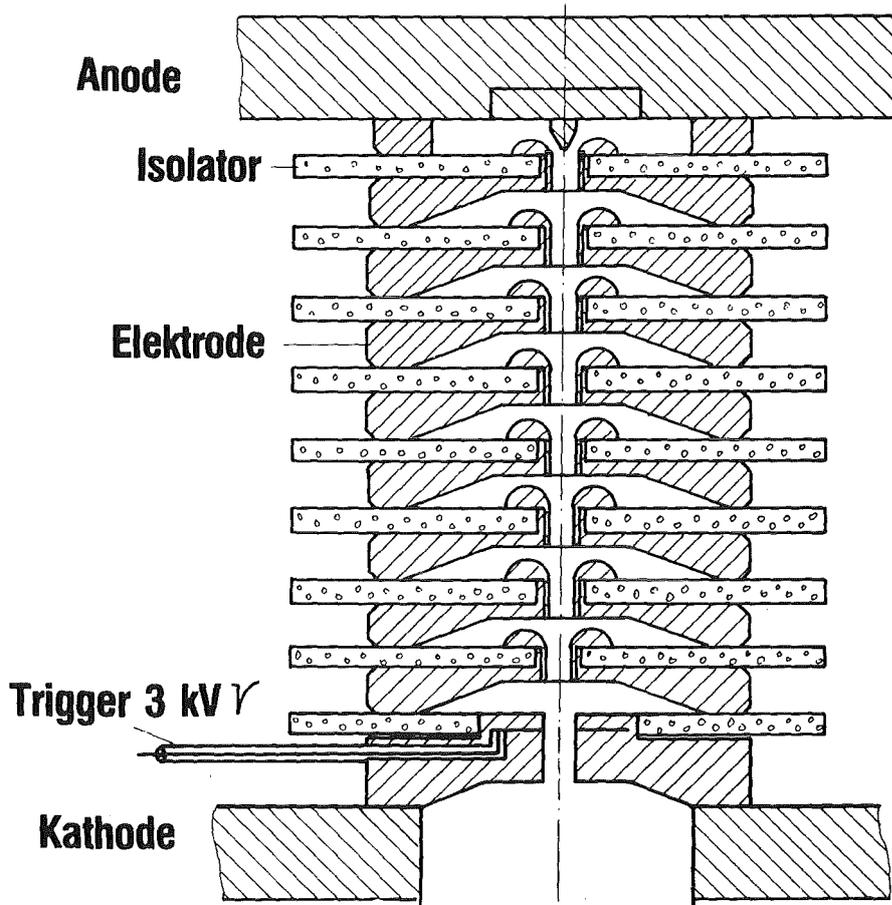


Abb. 28: triggerbare Pseudofunkenkammer

Aufbau

Abb. 29 zeigt schematisch den Aufbau des Oberflächen-Gleitentladungstriggers. Dabei wird an eine 0.1 mm dicke VA-Elektrode, die durch zwei 0.15 mm bzw. 0.3 mm dicke Kapton-Isolationsschichten von der Kathode getrennt ist, ein Spannungspuls von -3 kV angelegt, der zur Ausbildung einer Oberflächen-Gleitentladung über den dünneren Isolator führt. Dadurch wird eine genügende Anzahl von Ladungsträgern zur Verfügung gestellt, um den Beginn der Pseudofunkenentladung einzuleiten.

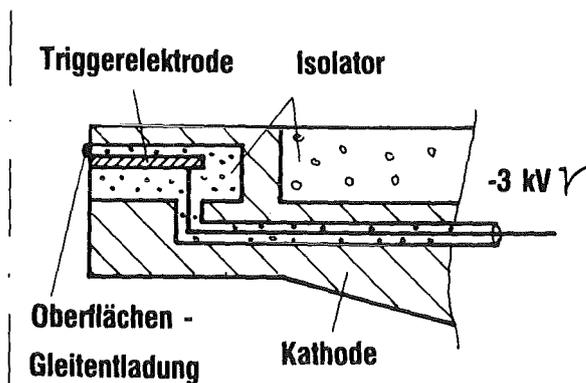
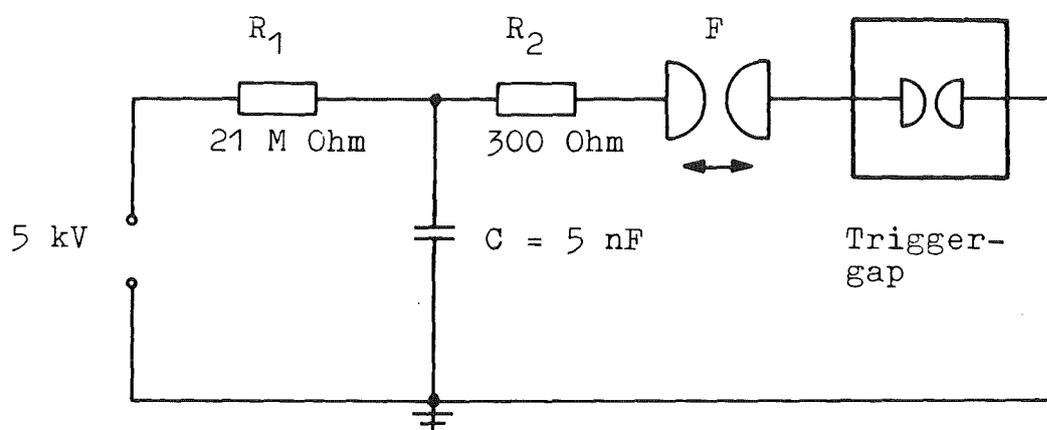


Abb. 29: Aufbau des Oberflächen-Gleitentladungstriggers

Konditionierung

Um den zuverlässigen Betrieb des Gleitladungstriggers zu gewährleisten, muß dieser vor dem Einbau in die Pseudofunkenkammer konditioniert werden. Durch ca. 10.000 Impulse eines einfachen Kabel-Pulsgenerators, der einen Ausgangspuls von 5 kV, 10 A, 1 μ s liefert (Abb. 30), wird die Oberfläche der Entladungsstrecke mit einer dünnen Kohlenstoffschicht belegt. Dieser Vorgang wird im evakuierten Zustand bei einem Druck von 1 bis 10 Pa durchgeführt und führt zu einer Lebensdauer der Triggerstrecke von mehr als 10.000 Entladungen.



F = einstellbare Funkenstrecke

Abb. 30: Kabel-Pulsgenerator zur Konditionierung des Triggers ²⁸

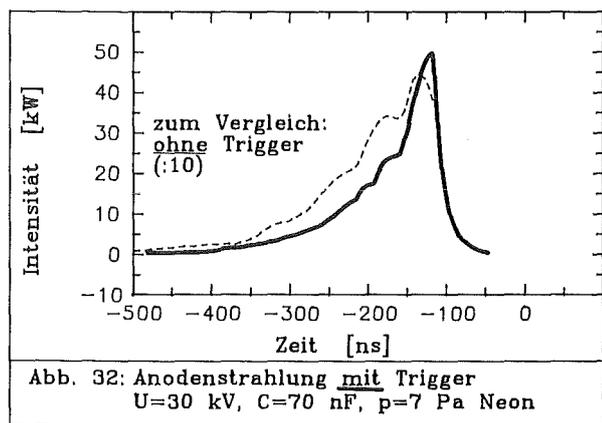
Triggerelektronik

Zur Erzeugung des -3 kV-Pulses zum Triggern der Gleitladung wird eine mehrstufige Transistor-Marx-Schaltung verwendet (Abb. 31), die aus einer -470 V Gleichspannung nach Eingang eines TTL-Triggersignals den entsprechenden Ausgangspuls erzeugt. Dies geschieht durch Hintereinanderschalten der vorher parallel aufgeladenen Kondensatoren mit Hilfe schneller Avalanche-Transistoren, die hier als Schalter verwendet werden.

2.2.2 Anodenstrahlung

Pulsform

Durch den Einbau des Triggers änderte sich die Form des emittierten Röntgenpulses gegenüber dem Selbstdurchbruch in Richtung eines kürzeren, intensiveren Pulses, d.h. während der Vorentladung fließt ein höherer Strom (Abb. 32). Hier ist allerdings zu berücksichtigen, daß die externe Kapazität der getriggerten Pseudofunkenkammer um einen Faktor drei höher liegt. Trotzdem bleibt bei angenommener linearer Kapazitätsabhängigkeit ein Intensitätsgewinn in der Größenordnung eines Faktors vier. Gleichzeitig wurde die Reproduzierbarkeit der Pulse gegenüber der Entladung im Selbstdurchbruch wesentlich verbessert, so daß die Amplituden jetzt um nicht mehr als 10% schwanken.



Verzögerung und Schwankung

Der für die Anwendung wichtige Wert der Verzögerung des Gesamtsystems Triggermarx / Pseudofunken ist abhängig vom verwendeten Arbeitsgas und dem eingestellten Druck (Abb. 33,34). Abbildung 34 zeigt in Form von Fehlerbalken zusätzlich die gemessene Schwankung des Zündzeitpunktes. Für die Gasvariation in Abb. 33 wurde dabei jeweils ein Druck 0.5 Pa unter dem des Selbstdurchbruchs gewählt.

Die ebenfalls versuchte Triggerung mit dem gleichen System an der Anode führte bei einer Verzögerung von etwa 2 μ s zu wenig reproduzierbaren Pulsen, die allerdings Dauern bis zu 1 μ s erreichten (Abb. 35).

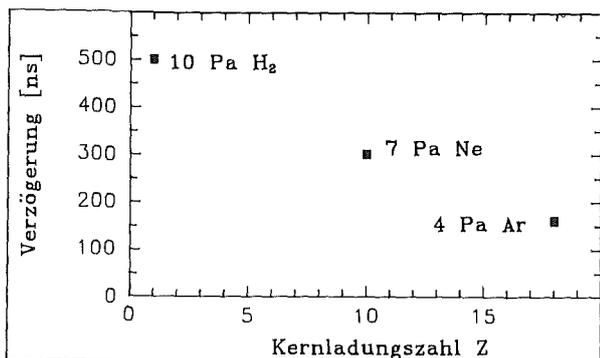


Abb. 33: Gasabhängigkeit der Verzögerung
U=30 kV, C=70 nF

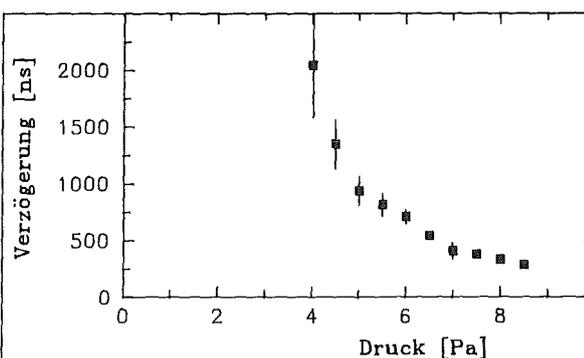


Abb. 34: Druckabhängigkeit der Verzögerung
U=25 kV, C=70 nF, Neon

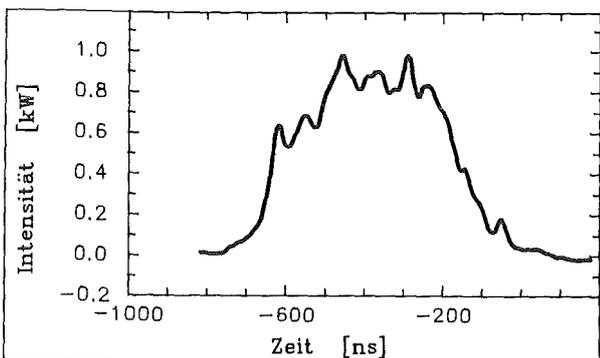


Abb. 35: Anodenstrahlung mit Anodentrigger

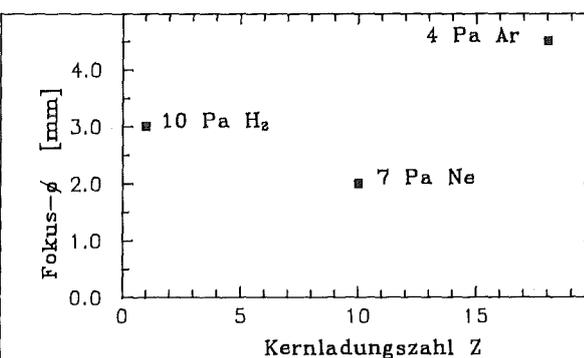


Abb. 36: Gasabhängigkeit des Fokus-φ
U=25 kV, C=70 nF

Arbeitsgas

Als Arbeitsgas wurden Wasserstoff, Neon und Argon verwendet, wobei sich das Gas sowohl auf den Durchmesser des Elektronenstrahls an der Anode und damit auf den Durchmesser der Röntgenquelle (Abb. 36) als auch wie bereits beschrieben auf die Verzögerung (Abb. 33) auswirkt. Da mit Neon der geringste Durchmesser erreicht wurde, ohne die maximal erlaubte Verzögerung von 300 ns zu überschreiten, wurde mit diesem Gas weitergearbeitet. Eine Änderung der Intensität der Anodenstrahlung mit dem Wechsel des Arbeitsgases war im Gegensatz zu den Messungen im Selbstdurchbruch (Kap. 2.1.2 / Abb. 10) nicht zu beobachten.

Druck

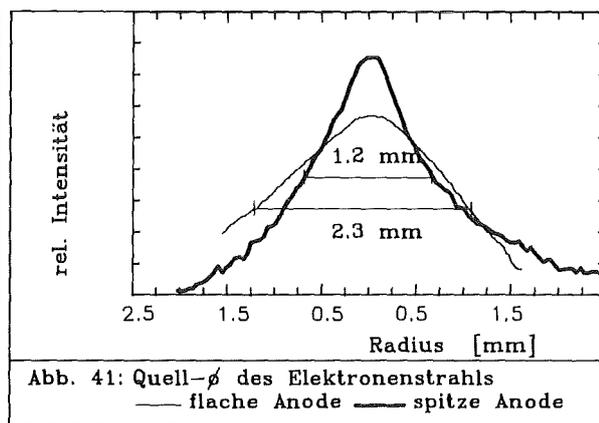
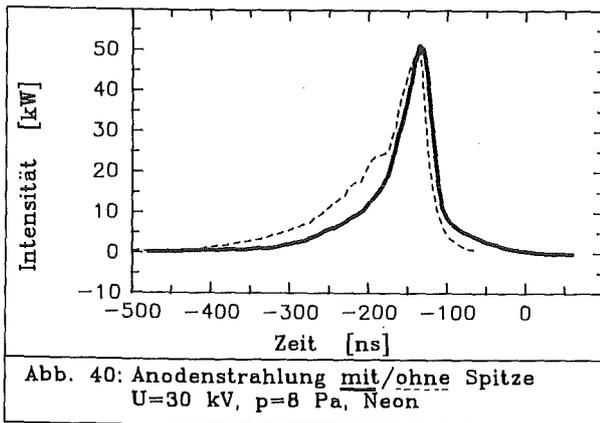
Der optimale Druck des Arbeitsgases Neon liegt knapp unter dem des Selbstdurchbruchs, da hier sowohl die Verzögerung (Abb. 34) als auch der Queldurchmesser minimal sind. Das Intensitätsmaximum und die Gesamtenergie nehmen mit steigendem Druck zunächst ab und dann wieder zu (Abb. 37).

Kanaldurchmesser

Die Stromtragfähigkeit der Entladung wird außerdem vom Durchmesser des Entladekanals beeinflusst, da eine Reduktion von 4 mm Durchmesser auf 3 mm Durchmesser eine Intensitätsverringering um einen Faktor 2.25 ergab.

Anodenform

Eine wesentliche Verbesserung des Quelldurchmessers der Strahlung wurde mit Hilfe der Gestaltung der Anode erreicht. Der Übergang von einer flachen Anode zu einer Spitze mit einem Basisdurchmesser von 1 mm und einer Höhe von 2 mm (30°-Konus) brachte eine Verkleinerung des Quelldurchmessers von 2.3 mm auf 1.2 mm mit sich, wobei der Intensitätszuwachs schneller erfolgte (Abb 40,41).



Der Quelldurchmesser wurde dabei mit Hilfe einer Lochkameraaufnahme bestimmt. Der Abstand von der Anode bis zum Pinhole von 0.3 mm Durchmesser betrug 16 cm, der Röntgenfilm (Kodak Direct Exposure) war 64 cm vom Pinhole entfernt. Das Bild wurde mit Hilfe einer Videokamera digitalisiert und in 256 mögliche Helligkeitswerte aufgelöst.

Der Grund für den Einfluß der Anodenform ist in der Feldstärkeverteilung in der Nähe der Spitze zu suchen, die eine fokussierende Wirkung auf die aus dem Kanal kommenden Elektronen ausübt. Abb. 42 zeigt die mit Hilfe eines Rechenprogramms ²⁰ bestimmten Potential- und Feldlinienverteilungen der Pseudofunkenkammer in der Nähe der Anode. Deutlich erkennt man die Feldstärkeerhöhung bzw. Potentiallinienkonzentration an der Spitze.

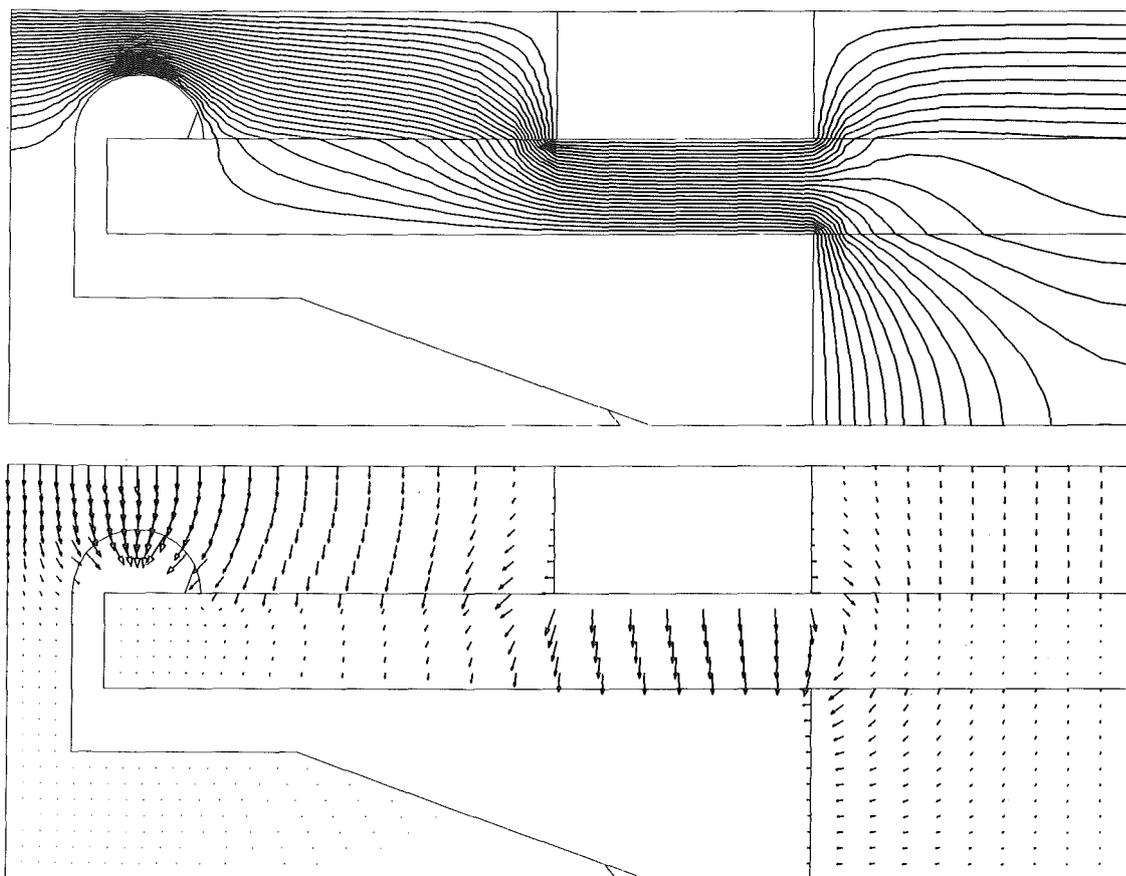


Abb. 42a: Potential- und Feldverteilung an der Anode ohne Spitze

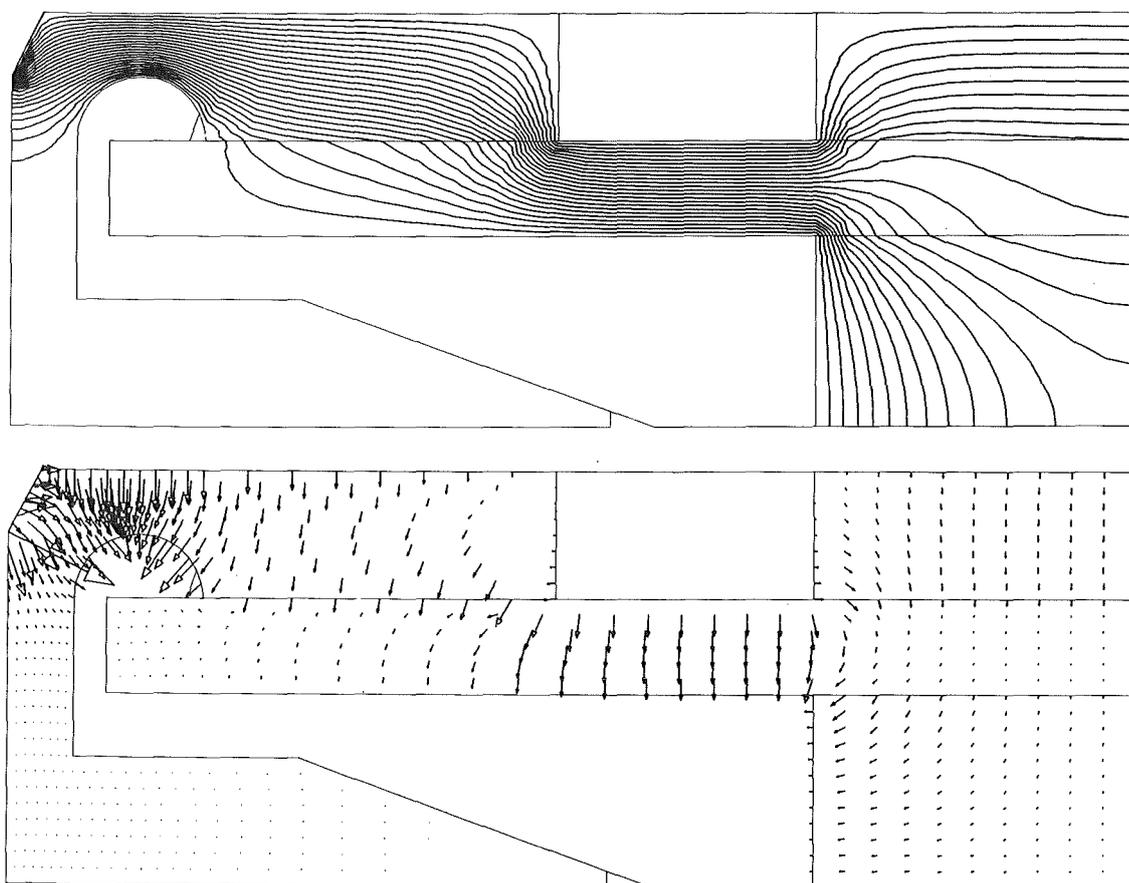


Abb. 42b: Potential- und Feldverteilung an der Anode mit Spitze

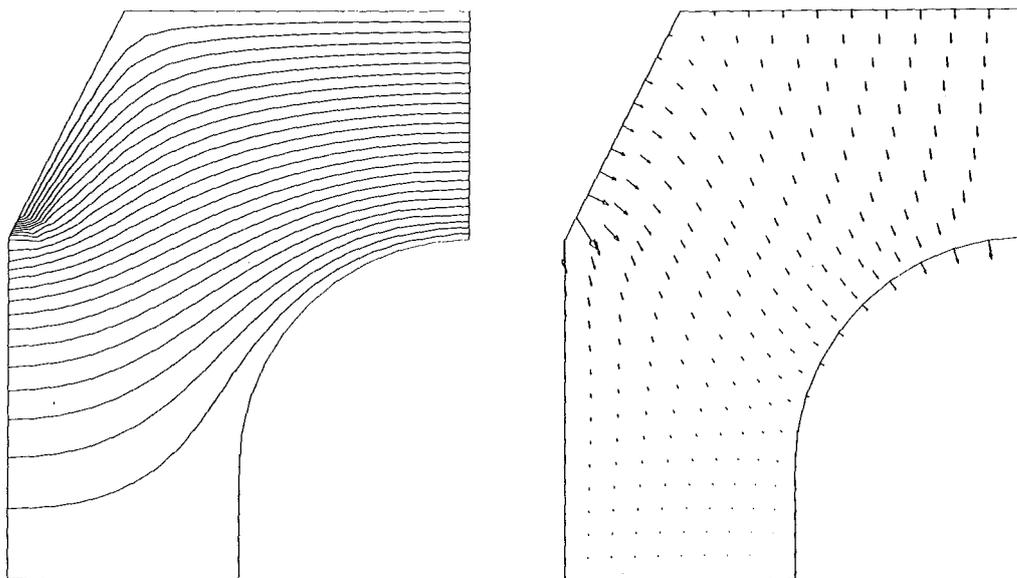


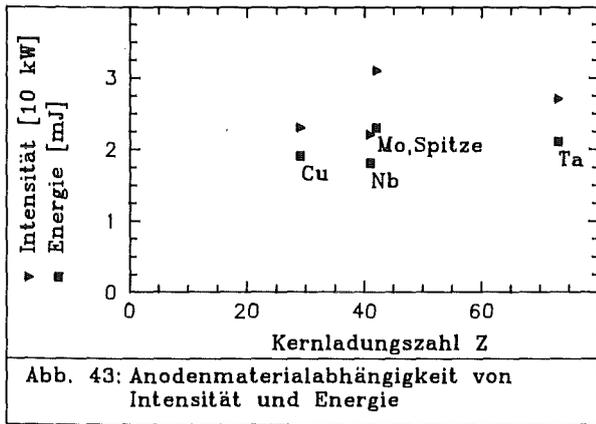
Abb. 42c: Potential- und Feldverteilung an der Spitze

Anodenmaterial

Den wichtigsten Einfluß hat das verwendete Anodenmaterial auf die Form des emittierten Energiespektrums der Röntgenstrahlung. Wie sich bereits bei den Messungen im Selbstdurchbruch zeigte (Abb. 15), spielt die charakteristische Strahlung des Anodenmaterials eine nicht zu vernachlässigende Rolle.

Neben diesem Einfluß auf das Spektrum wirkt sich das verwendete Anodenmaterial auch auf die Lebensdauer der Kammer aus. Dies ist der Fall, da bei jedem Auftreffen des Elektronenstrahls ein Teil des Anodenmaterials verdampft und abgesputtert wird und sich unter anderem auch an der Oberfläche des gegenüberliegenden Isolators niederschlägt. Dies führt mit der Zeit zu einer Metallisierung der Isolatoroberfläche, die damit die letzte Zwischenelektrode auf Anodenpotential legt und so das Entladungsverhalten im Anodenbereich wesentlich verändert. Daher ist die Verwendung möglichst harter und hochschmelzender Anoden wie Molybdän, Tantal und Wolfram von Vorteil für die Lebensdauer der Kammer.

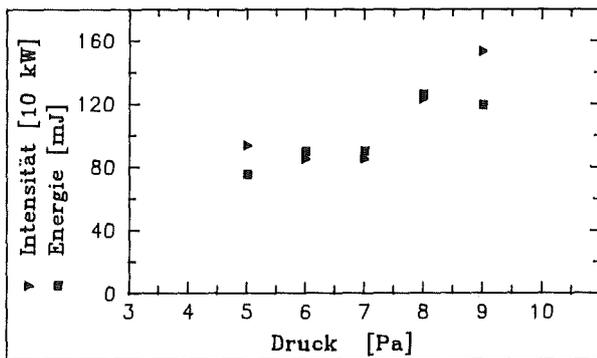
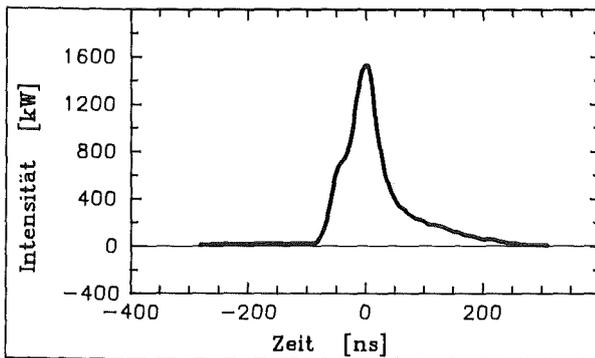
Die Intensitätsabhängigkeit für verschiedene Anodenmaterialien wurde in diesem Fall mit einer PIN-Diode mit $0.8 \mu\text{m}$ Aluminiumfenster gemessen, um die Absorption, die bei einer normalerweise verwendeten $5 \mu\text{m}$ Aluminiumfolie zwischen Quantenenergien von 1.5 keV und 3 keV auftritt (Anhang B.3) und die sich auf die verschiedenen Anodenmaterialien je nach Lage ihrer Linien unterschiedlich auswirkt, möglichst gering zu halten. Das Ergebnis ist in Abb. 43 dargestellt und zeigt keine systematische Abhängigkeit von Z .



2.2.3 Plasmastrahlung

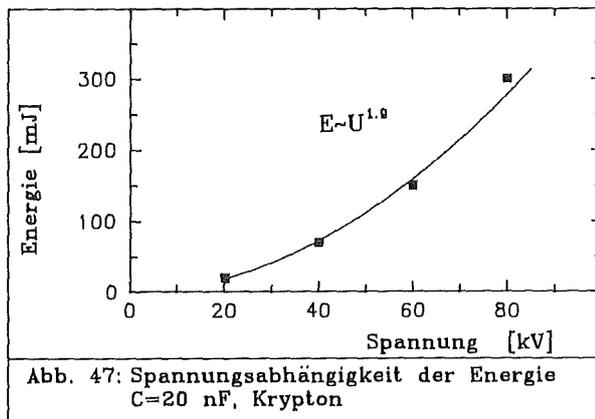
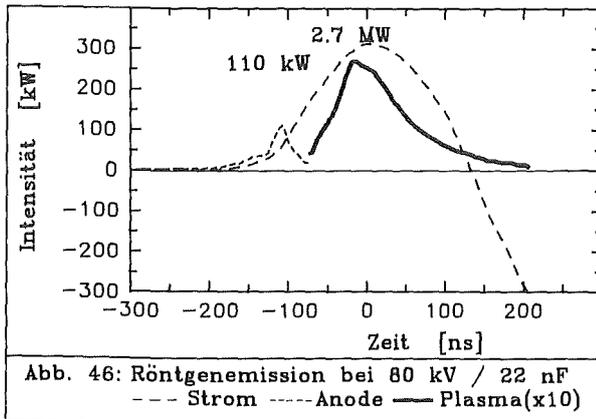
Da die Plasmastrahlung der getriggerten Entladung im wesentlichen den selben Intensitätsverlauf aufweist wie bei der Pseudofunkenentladung im Selbstdurchbruch (Abb. 44), soll an dieser Stelle nur die Druckabhängigkeit der Plasmastrahlung untersucht werden. Die in Abb. 45 aufgetragenen Werte von maximaler Intensität bzw. emittierter Gesamtenergie zeigen dabei eine Zunahme mit steigendem Druck.

Der Wert für den Wirkungsgrad von 5.6 % paßt dabei gut in die beim Selbstdurchbruch gefundene Skalierung von $E \propto E_{el}^{1.7}$ (Abb. 61).



2.3 Röntgenemission im Selbstdurchbruch bei 80 kV / 22 nF ²⁷

Zur Untersuchung des weiteren Skalierungsverhaltens der in Kap. 2.1.4 untersuchten Plasmastrahlung bei Spannungs- und Kapazitätserhöhung wurde eine Pseudofunkenkammer in einem Abb. 6 vergleichbaren Aufbau bei Spannungen bis 100 kV und externen Kapazitäten bis 22 nF untersucht. Abb. 46 zeigt den Verlauf von Strom, Anodenstrahlung und Plasmastrahlung, der sich im Vergleich zu den Messungen bei niedrigerer Leistung (Abb. 4) nicht prinzipiell geändert hat. Die Anodenstrahlung wurde dabei nicht näher untersucht.

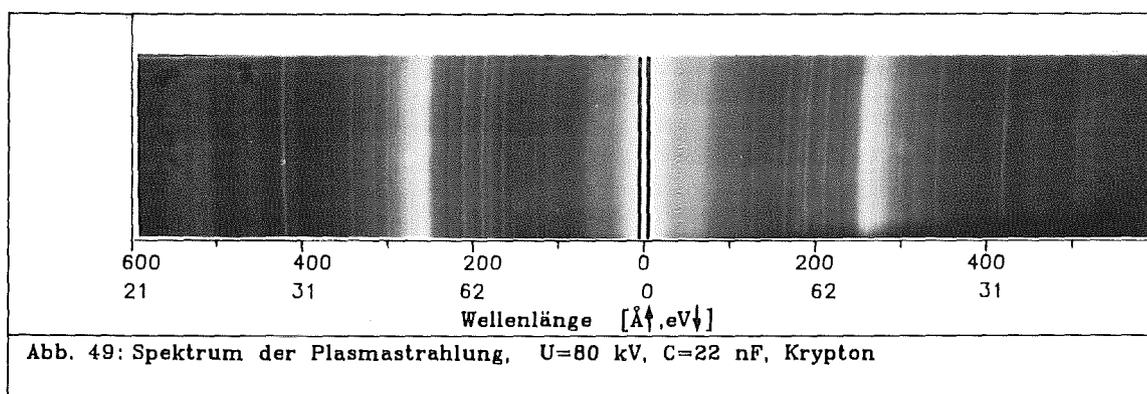
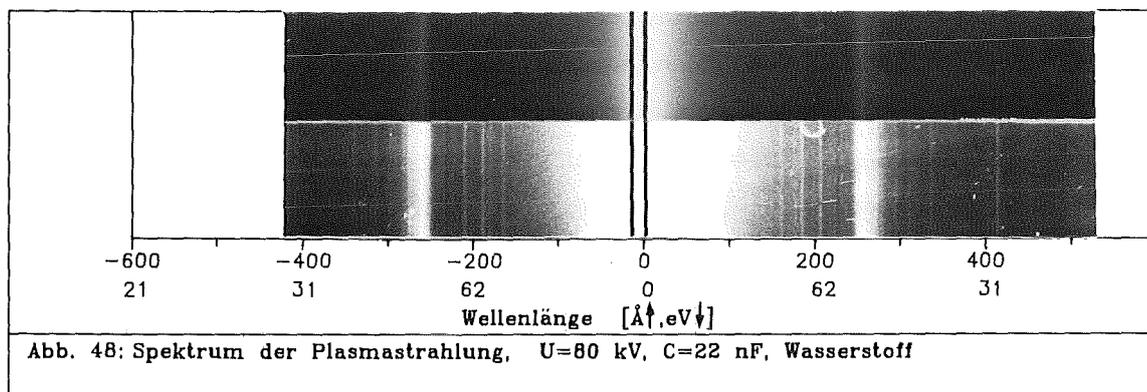


Plasmastrahlung

Neben der Spannungsabhängigkeit der emittierten Energie, die in Abb. 47 dargestellt ist und der Gasabhängigkeit, die vergleichbar zu den in Kap. 2.1.4 gezeigten Messungen ein Anwachsen der Intensität mit steigender Kernladungszahl des Arbeitsgases zeigt, wurde hauptsächlich der Einfluß von Spannung und externer Kapazität auf das Spektrum der Plasmastrahlung untersucht. Abb. 48/49 zeigt zwei mit Hilfe eines Transmissions-Gitterspektrometers (Anhang A.5) aufgenommene Spektren in Wasserstoff und Krypton bei 80 kV Entladespannung. Diese weisen zwei wesentliche Unterschiede gegenüber den in Kap. 2.1.4 gezeigten Spektren bei niedrigen Leistungen auf:

- Nach einem Intensitätsabfall der Linienstrahlung bei Energien über 100 eV (124 Å) steigt die Intensität kurz vor der nullten Ordnung noch einmal an. In diesem Bereich von etwa 1 bis 3 keV (12.4 Å bis 4.1 Å) erkennt man bei Wasserstoff ein kontinuierliches Spektrum, bei Krypton mehrere, eng beieinander liegende Linien.

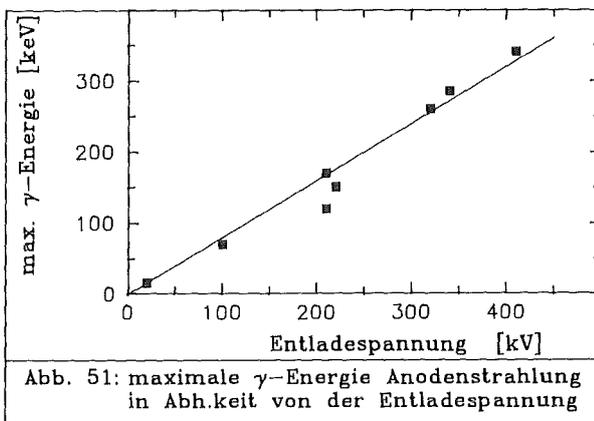
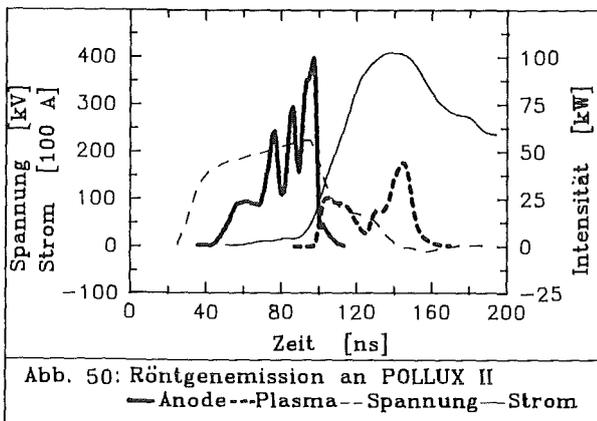
- Bei Spannungen ab 50 kV erscheint im Bereich von 50 eV (248 \AA) eine mehrere eV breite Linie, deren Lage unabhängig vom Gas ist.



Daneben wurde auch untersucht, ob die Strahlung eine Richtungscharakteristik aufweist. Während dies im Energiebereich um 100 eV wie bei niedrigeren Pseudofunken-Leistungen nicht der Fall ist, ist der hochenergetische Anteil mehr oder weniger stark gerichtet. Genauere Messungen werden zur Zeit durchgeführt.

2.4 Röntgenemission der Pseudofunkenkammer an POLLUX II ²⁹

An der Pulsleistungsanlage POLLUX II (700 kV, 3 Ω , 100 ns) wird an die in Abb. 2 gezeigte Pseudofunkenkammer ein bis zu 400 kV hoher und 100 ns langer Spannungspuls angelegt, der zur Ausbildung der Entladung führt. Die dabei ablaufenden Prozesse sind prinzipiell mit denen vergleichbar, die bei niedrigeren Spannungen auftreten. Abb. 50 zeigt den typischen Verlauf einer Entladung an POLLUX II in Form von Spannung, Strom und Röntgenignalen. Dabei sind wieder, wie schon im Selbstdurchbruch, unterschiedliche Strahlungsanteile von Anode und Plasma zu beobachten.



Anodenstrahlung

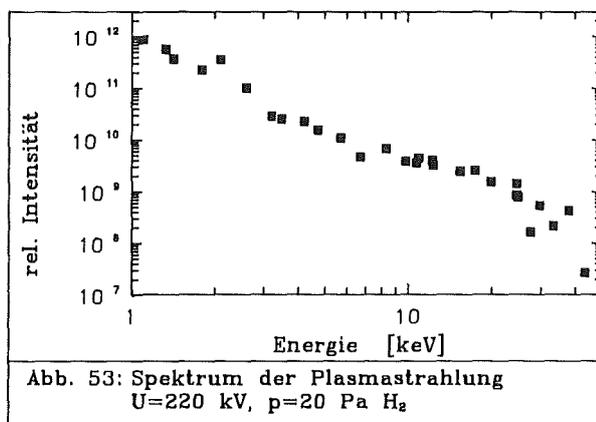
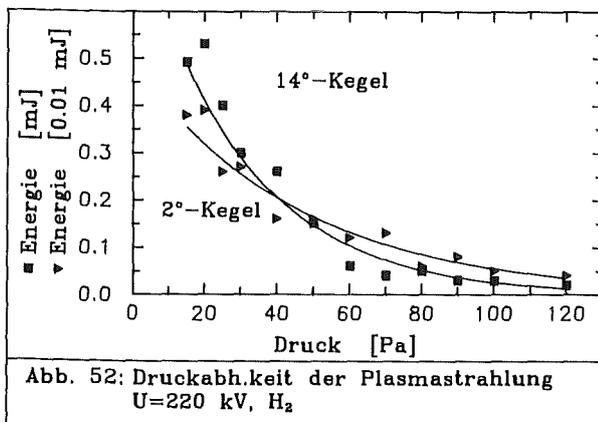
Die durch den Elektronenstrahl während der Vorentladung an der Anode erzeugte Strahlung kann bei höheren Spannungen Leistungen bis 1 MW erreichen, wobei die maximale Energie der Strahlungsquanten nahezu der angelegten Spannung entspricht (Abb. 51). Die Entstehung dieser Strahlung ist gleichzeitig ein Indiz für das ordnungsgemäße Ablauf der Entladung, da bei einer Wandentladung keine nennenswerte Röntgenstrahlung entsteht⁹. Diese unerwünschten Entladungen werden durch die Wahl der Geometrie der Hochleistungs-Pseudofunkenkammer, wie sie in Abb. 2 dargestellt ist, weitgehend unterdrückt.

Plasmastrahlung

Die zweite Komponente ist auch hier die im Kathodenplasma entstehende Strahlung. Fotografien mit Lochkamera und Bleimasken ergaben eine von der

Achse auf Kathodenhöhe ausgehende Strahlung, die gerichtet unter Emissionshalbwinkeln von 2° , 4° und 14° zur Achse abgegeben wird. Der Quelldurchmesser beträgt 1 mm bei einem Kanaldurchmesser von 4 mm. Die Intensität ist innerhalb des 2° -Kegels gleichmäßig verteilt, beim 4° - und beim 14° -Kegel hat die Intensität der Strahlung ein Maximum knapp unterhalb des maximalen Öffnungswinkels während sie zur Achse hin abfällt. Sowohl der Emissionswinkel als auch die Intensität der Strahlung sind druckabhängig. Bei hohem Druck tritt nur der 2° -Kegel auf; bei Druckabsenkung tritt zusätzlich oder getrennt der 4° -Kegel auf; bei weiterer Druckabsenkung kann zusätzlich oder allein der 14° -Kegel erscheinen. Allen Emissionswinkeln gemeinsam ist die exponentielle Intensitätszunahme mit sinkendem Druck (Abb. 52). Die Angabe der Strahlungsenergien / -intensitäten in Abb. 50 und Abb. 52 bezieht sich im Unterschied zur bisher betrachteten Plasmastrahlung auf Quantenenergien > 5 keV.

Das mit Hilfe eines Kristallspektrometers (Anhang B.4) zwischen 1 keV und 40 keV vermessene Spektrum der Strahlung ist in Abb. 53 gezeigt und weist einen kontinuierlichen Abfall der Intensität zu hohen Energien hin auf.



3 Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse

In diesem Kapitel soll versucht werden, die Röntgenemission des Pseudofunkens zu verstehen und daraus sowie aus den in Kapitel 1 zusammengefaßten bisherigen Messungen und Rechnungen ein Bild vom Ablauf der Pseudofunkenentladung zu geben. Dazu werden neben den im Anhang A beschriebenen Grundlagen der Röntgenstrahlung verschiedene gasphysikalische Modelle aufgegriffen und auf die Entladung angewandt. Die Ergebnisse der Messungen der Röntgenemission, die zur Bewertung der verschiedenen Modelle herangezogen werden, sind dabei noch einmal in zusammengefaßter Form zitiert.

3.1 Die Vorentladung des Pseudofunkens

3.1.1 Ablauf der Vorentladung

Zu Beginn der Pseudofunkenentladung liegt die volle Kammer-spannung zwischen Anode und Kathode an. Durch einen geeigneten Triggermechanismus, im einfachsten Fall Ionisierung durch Höhenstrahlung oder natürliche Radioaktivität, ansonsten mit Hilfe eines Feldüberhöhungstriggers an der Anode⁹, einer ionisierenden Schockwelle²⁹ oder eines Oberflächen-Gleitentladungstriggers (Kap. 2.2.1), wird eine bestimmte Anzahl an positiven und negativen Ladungsträgern freigesetzt. Bei geeigneter Wahl von Spannung, Druck und Arbeitsgas findet dann eine exponentielle Ladungsträgervermehrung statt. Beim Auftreffen des während dieses Vorgangs in noch zu beschreibender Weise entstehenden Elektronenstrahls auf die massive Anode wird dort Röntgenstrahlung erzeugt. Eine Analyse des in Kapitel 2.1.2 gezeigten Spektrums bestätigt die Annahme, daß es sich um Bremsstrahlung mit Anteilen charakteristischer Strahlung des Anodenmaterials handelt, wie man sie beim Auftreffen von Elektronen auf einen Festkörper erwarten würde (Anhang A.1). Dieses Kenntnis ermöglicht die Abschätzung des Elektronenstroms an der Anode aus der Röntgenstrahlungsintensität bei Benutzung des Wirkungsgrades zur Erzeugung von Bremsstrahlung (21)/Anhang A.1.1, sowie die Berechnung der Elektronenenergieverteilung aus dem gemessenen Röntgenspektrum mit Hilfe eines in Anhang C gezeigten Rechenprogramms.

Der grundlegende Mechanismus der im Kanal der Pseudofunkenkammer ablaufenden Vorentladung ist, wie im folgenden gezeigt werden soll, mit dem der Townsendentladung vergleichbar, obwohl die Werte von E/n_g mit $1 \dots 10 \times 10^{-16} \text{ Vm}^2$ ein bis zwei Größenordnungen über denen des dort normalerweise betrachteten Bereichs von bis zu 10^{-17} Vm^2 liegen, und auch die an der Anode beobachteten Stromstärken, die im Fall der Townsendentladung μA bis mA betragen, Werte von 10 bis 1000 A annehmen.

Nach einer kurzen Beschreibung des Townsendmechanismus werden in Kapitel 3.1.3 die daran notwendigen Modifikationen für die im Kanal der Pseudofunkenkammer stattfindende Vorentladung aufgezeigt und begründet.

3.1.2 Die Townsendentladung

Die Townsendentladung bis $E/n_g = 10^{-17} \text{ Vm}^2$ läßt sich am einfachsten durch den Lawinenmultiplikator M_L beschreiben¹⁸:

$$(1) \quad M_L = \gamma (e^{\alpha d} - 1)$$

Darin beschreibt der 1. Townsendsche Ionisierungskoeffizient α die Anzahl der Ionisationen pro Weglänge durch ein Elektron, d ist die zurückgelegte Wegstrecke und der 2. Townsendsche Ionisierungskoeffizient γ gibt die Anzahl der durch Sekundäreffekte an der Kathode erzeugten Elektronen an. Möglich ist hier Sekundärelektronenemission durch Photonen γ_p , durch Ionen γ_i , durch schnelle Neutrale γ_n sowie durch metastabile und angeregte Atome γ_m bzw. $\gamma_{ex}^{18,30,31}$. Gleichung (1) besagt, daß die Entladung gerade dann nicht verlöscht, wenn die durch ein Startelektron bewirkte Ladungsträgerlawine über Sekundärprozesse statistisch wieder ein neues Elektron erzeugt ($M_L=1$). Abhängig davon, welcher Mechanismus der Ladungsträgervermehrung bei der Entladung dominiert, wird man verschiedene Strukturen des an der Anode gemessenen Elektronenstroms erwarten. Bei hoher Gasverstärkung $e^{\alpha d}$ wird man einen schnell anwachsenden Strom von Elektronen erwarten, die wegen der großen Anzahl von Stößen keine hohen Energien haben sollten. Bei hoher Sekundärelektronenemission durch die wegen des Lawineneffekts statistisch hauptsächlich an der Anode entstehenden Photonen ist der charakteristische Abstand zweier aufeinanderfolgender Ladungsträgerlawinen durch die Elektronenlaufzeiten τ_e in der Entladekammer gegeben (Abb. 54). Bei hoher Sekundärelektronenemission durch Ionen sind dagegen deren wesentlich größere

Laufzeiten τ_i maßgeblich (Abb. 55). Die Aufbauzeiten der Entladung liegen dann typischerweise im Bereich mehrerer 10 bis 100 τ_e bzw. $\tau_i^{18,32}$.

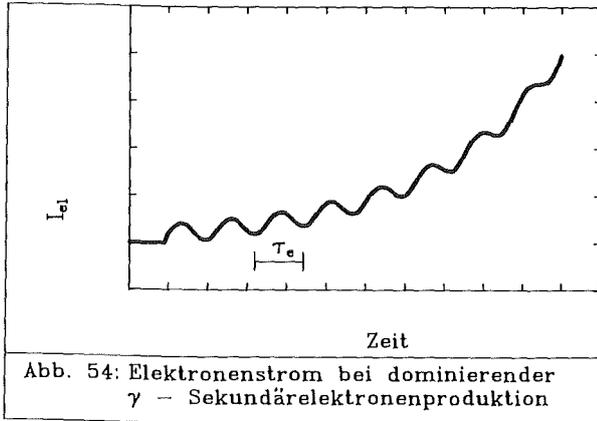


Abb. 54: Elektronenstrom bei dominierender γ - Sekundärelektronenproduktion

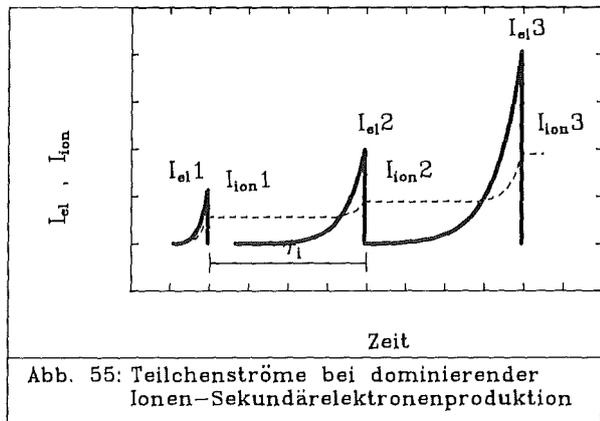


Abb. 55: Teilchenströme bei dominierender Ionen-Sekundärelektronenproduktion

Bei hoher Gasverstärkung $e^{\alpha d}$ kann die Raumladung der wegen des Massenverhältnisses m_i/m_e trägeren und damit länger am Entstehungsort verbleibenden Ionen eine Änderung der lokalen Feldstärke und damit des feldstärkeabhängigen Faktors α bewirken, so daß Gleichung (1) nicht mehr zutrifft. Sie muß dann durch eine entsprechende Integralgleichung ersetzt werden, die die Orts- und Zeitabhängigkeit von α erfaßt^{18,31}. Erreicht die Gasverstärkung Werte von e^{20} , wird der Townsendmechanismus durch den sogenannten Kanal- oder Streameraufbau ersetzt, bei dem im Verlauf einer einzigen Ladungsträgerlawine ein niederohmscher Entladungskanal entsteht³². Da dieser Mechanismus aber nur bei hohen Drücken auf dem rechten Ast der Paschenkurve (Abb. 1) stattfindet, braucht er hier nicht in Betracht gezogen zu werden.

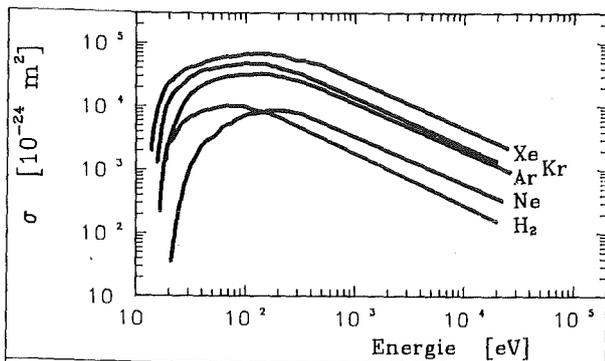


Abb. 56: Ionisierungsquerschnitt für Elektronen in Edelgasen und Wasserstoff¹⁸

3.1.3 Modifizierte Townsendentladung

Überschreitet die reduzierte Feldstärke einen Wert von ca. 10^{-17}Vm^2 , gewinnt ein Elektron zwischen zwei Stößen im Mittel soviel Energie, daß der energieabhängige Ionisationsquerschnitt σ stark abnimmt (Abb. 56). Die Elektronen werden damit vorwiegend zu Runaway-Teilchen und erreichen wie bei Kathodenstrahlröhren mit einer annähernd der Beschleunigungsspannung entsprechenden Energie die Anode. Damit hängt die Elektronenenergie und damit der Ionisationsquerschnitt vom Ort ab, die Definition des 1. Townsendkoeffizienten α als durchschnittliche Anzahl von Stößen pro Länge ist nicht mehr sinnvoll. Um ein realistisches Modell der Entladung zu geben, ist es besser die Ionisationsrate mit Monte-Carlo-Methoden zu berechnen, wie dies für den Parameterbereich der Pseudofunkenkammer in einem eindimensionalen Modell für Wasserstoff auch bereits durchgeführt wurde^{2,3} (Kap. 1.4.2). Der Lawinenmultiplikator M_L der Townsendtheorie (1) wird ersetzt durch:

$$(2) \quad M_L = \gamma (M-1)$$

worin M die durch die Monte-Carlo-Rechnung bestimmte Elektronenmultiplikation in der Entladung angibt^{3,3}. Das exponentielle Wachstum für $M_L > 1$ und die typischen Aufbauzeiten im Bereich mehrerer 10 bis 100 τ_e bzw. τ_i (vgl. Kap. 3.1.2) sind gegenüber der Townsendentladung unverändert, man kann diese Entladungsform bei Werten der reduzierten Feldstärke von $E/n_g > 10^{-17} \text{Vm}^2$ daher als modifizierte Townsendentladung oder townsendähnliche Entladung bezeichnen.

3.1.4 Gasverstärkung beim Pseudofunken

In den letzten beiden Abschnitten wurde gezeigt, daß ein Wert der reduzierten Feldstärke E/n_g von 10^{-17}Vm^2 eine kritische Grenze für den Mechanismus der Entladung darstellt. Betrachtet man die Feldstärkewerte der Pseudofunkenkammer in Kap. 1.3 / Abb. 3 erkennt man, daß es sowohl Gebiete mit höheren Feldstärkewerten gibt (Kanal) als auch solche mit niedrigeren Werten (Hohlkathode). Es liegt daher nahe, beide Vorgänge zunächst getrennt zu betrachten.

Gasverstärkung im Kanal der Pseudofunkenkammer

Tabelle 1a zeigt die bei den Mittelspannungsexperimenten im Selbstdurchbruch (Kap. 2.1) verwendeten Parameter des Pseudofunkens, wobei die Feldstärke als konstant über die ganze Kammer angenommen wurde und damit nach Abb. 3 im wesentlichen der Feldstärke im Kanal der Pseudofunkenkammer entspricht. Die reduzierte Feldstärke liegt mit Werten von $1 \dots 10 \times 10^{-16} \text{Vm}^2$ bereits im Bereich der modifizierten Townsendentladung mit Runaway-Elektronen.

Gas	Zünddruck [Pa]	$n \cdot d$ [m^{-2}]	n_g [m^{-3}]	E/n_g [Vm^2]	α/n_g [m^2]	α [m^{-1}]
Wasserstoff	15	3.4×10^{20}	4.0×10^{21}	0.9×10^{-16}	1.2×10^{-20}	48
Neon	6	1.4×10^{20}	1.6×10^{21}	2.2×10^{-16}	2.1×10^{-20}	32
Argon	3	0.7×10^{20}	0.8×10^{21}	4.5×10^{-16}	4.5×10^{-20}	36
Krypton	3	0.7×10^{20}	0.8×10^{21}	4.5×10^{-16}	5.5×10^{-20}	44
Xenon	1.5	0.3×10^{20}	0.4×10^{21}	9.0×10^{-16}	8.0×10^{-20}	32

mit $d=8.5 \text{ cm}$, $U=30 \text{ kV}$

Tab. 1a: Parameter der Pseudofunkenentladung im Kanal (Selbstdurchbruch / Kap. 2.1)

Um den Ablauf der Vorentladung im Kanal in verschiedenen Gasen zu vergleichen, müßten entsprechende Monte-Carlo-Rechnungen zur Bestimmung der Elektronenmultiplikation M für diese Gase durchgeführt werden. Da solche

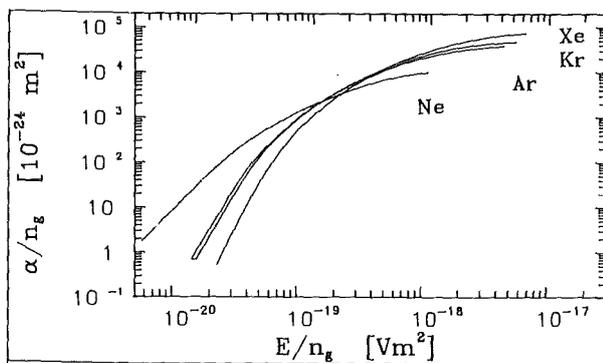


Abb.57a: 1. Townsendkoeffizient für Edelgase³⁵

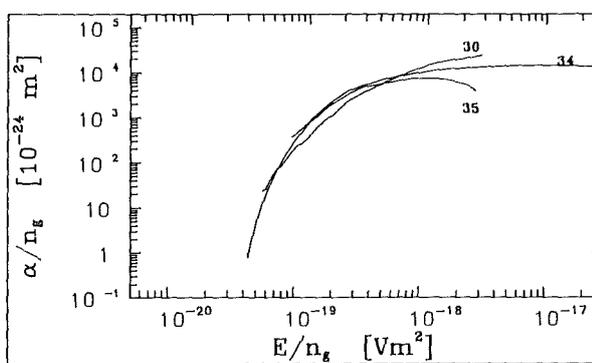
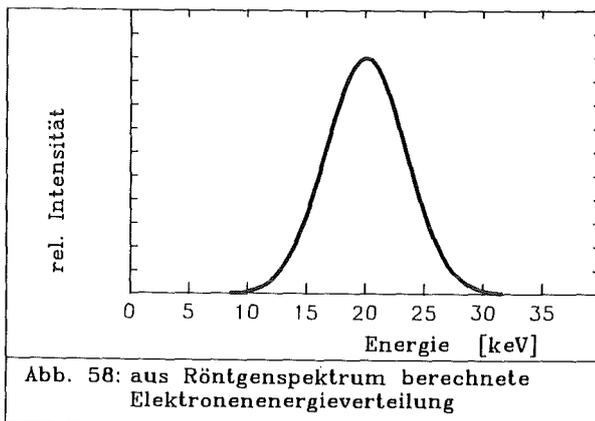


Abb.57b: 1. Townsendkoeffizient für Wasserstoff^{30,34,35}

Rechnungen aber bis jetzt nicht gemacht wurden, wurde versucht, den in Abb. 57 dargestellten 1. Townsendkoeffizienten α/n_g bis auf die entsprechenden Feldstärkewerte zu extrapolieren und so wenigstens eine ungefähre Abschätzung der Gasverstärkung angeben zu können. Diese Werte sind ebenfalls in Tab. 1a angegeben. Als Resultat dieses Vergleichs erkennt man, daß sich für verschiedene Gase der Wert von α nur geringfügig ändert, was auch auf die Ungenauigkeit der Druckmessung oder der Extrapolation zurückgeführt werden kann. Der beobachtete unterschiedlich schnelle Anstieg des Elektronenstroms bei verschiedenen Gasen (Kap. 2.1.2 / Abb. 10) kann daher nicht mit dem Entladungsverhalten im Kanal der Pseudofunkenkammer erklärt werden.

Verständlich wird dagegen die Energieverteilung der Elektronen, die unter Annahme eines normalen Bremsstrahlungsmechanismus aus der Energieverteilung der Anodenbremsstrahlung für Neon berechnet wurde (Anhang C) und in Abb. 58 dargestellt ist. Die häufigste Energie der Elektronen ist bei 35 kV Entladespannung etwa 20 keV und entspricht damit knapp zwei Dritteln der Entladespannung, wie dies auch schon bei Niederleistungs-Pseudofunkenexperimenten ohne externe Kapazitäten gemessen wurde⁴. Dies unterstützt die Annahme geringer Stoßraten; die Elektronen können zwischen zwei Stößen genügend Energie aufnehmen, um zu Runaway-Teilchen zu werden. Gleichzeitig liefert die Energieverteilung einen Hinweis auf den Entstehungsort, der wegen der noch durchlaufenen Beschleunigungsspannung etwa ein Drittel der Kammerlänge von der Kathode entfernt liegen muß.



Gasverstärkung in der Hohlkathode der Pseudofunkenkammer

Im Hohlkathodengebiet der Pseudofunkenkammer liegen dagegen andere Verhältnisse vor, die in Tabelle 1b für $E = 1500 \text{ V/m}$ angegeben sind.

Gas	Zünddruck [Pa]	$n_g \cdot d$ [m ⁻²]	n_g [m ⁻³]	E/n_g [Vm ²]	α/n_g [m ²]	α [m ⁻¹]
Wasserstoff	15	3.4×10^{20}	4.0×10^{21}	1.3×10^{-19}	8.0×10^{-22}	3.2
Neon	6	1.4×10^{20}	1.6×10^{21}	3.1×10^{-19}	4.0×10^{-22}	6.4
Argon	3	0.7×10^{20}	0.8×10^{21}	6.3×10^{-19}	1.5×10^{-22}	12
Krypton	3	0.7×10^{20}	0.8×10^{21}	6.3×10^{-19}	1.5×10^{-22}	12
Xenon	1.5	0.3×10^{20}	0.4×10^{21}	1.3×10^{-19}	3.5×10^{-22}	14

mit $E=1500$ V/m

Tab. 1b: Parameter der Pseudofunkenentladung im Außenbereich der Hohlkathode (Selbstdurchbruch / Kap. 2.1)

Da die Feldstärkewerte in diesem Bereich wegen des geringen Durchgriffs des Feldes durch die Kathodenöffnung um ein bis zwei Größenordnungen kleiner sind als im Kanal, befindet man sich in Abb. 57 im Bereich ansteigender bis maximaler α/n_g -Werte, die Gasverstärkung dominiert. Dies bedeutet wegen der unterschiedlichen Druckwerte der verschiedenen Gase (Tab. 1b) - im Unterschied zum Kanal - einen höheren Wert für α bei den schweren Edelgasen im Gegensatz zu Wasserstoff und Neon und damit einen schnelleren Entladungsablauf. So wird die Dauer der Vorentladung in Wasserstoff und Neon von mehreren 100 ns mit langsamem Spannungsabfall gegenüber den schweren Edelgasen mit einer 50 - 100 ns kurzen Vorentladung und schnellem Spannungszusammenbruch (Kap. 2.1.2 / Abb. 9,10) erklärt. Diese Tatsache sowie der Effekt, daß bei Verwendung eines Oberflächen-Gleitentladungstriggers an der Kathode zum Erzeugen von Ladungsträgern die Gasabhängigkeit des Elektronenstrahlstroms verschwindet, (Kap. 2.2.2) heben die Bedeutung der Hohlkathode im Ablauf der Pseudofunkenentladung hervor.

3.1.5 Sekundärprozesse beim Pseudofunken

Ein Hinweis auf Sekundärprozesse durch Ionen, wie sie in Kap. 3.1.2 / Abb.55 erläutert wurden, findet sich in der Struktur der Röntgensignale von Neon während der Vorentladung (Kap. 2.1.2 / Abb. 10, Kap. 2.2.2 / Abb. 32). Die Signalform läßt das Aufeinanderfolgen einzelner Elektronenstrompulse

Ion	Laufzeit	
Ne(1+)	317 ns	} bei U=30 kV / d=8.5 cm
Ne(2+)	224 ns	
Ne(3+)	183 ns	
Ne(4+)	159 ns	
Ne(5+)	142 ns	
Ne(6+)	129 ns	
H ₂ (1+)	37 ns	} bei U=220 kV / d=8.5 cm
H(1+)	26 ns	

Tab. 2: Ionenlaufzeiten in der Pseudofunkenkammer

erkennen, wobei der Abstand der bei einzelnen Entladungen mehr oder weniger ausgeprägten Signalspitzen von ca. 60 ns in der Größenordnung der Laufzeiten von ein oder mehrfach ionisierten Neon-Ionen durch die ganze Kammer liegt (Tab. 2). Der im Vergleich mit den Laufzeiten um einen Faktor 2 bis 5 zu kleine Signalabstand ließe sich erklären, wenn die Ionisationen hauptsächlich in Kathodennähe stattfinden würden, wofür auch die bereits erwähnte Energieverteilung der Elektronen spricht.

Auch in den Anoden-Röntgen-signalen von Wasserstoff-Entladungen an der Pulsleitung (Kap. 2.4) findet sich während der Vorentladung eine zeitliche Struktur, die mit 10 - 15 ns ebenfalls in der Größenordnung der Ionenlaufzeiten liegt (Tab. 2). Durch Beteiligung von Ionisationen durch Ionen und schnelle Neutralteilchen^{2,3}, durch andere Sekundärprozesse und wegen der Verschmierung von Entstehungsort und -energie der Ionen sind diese Spitzen

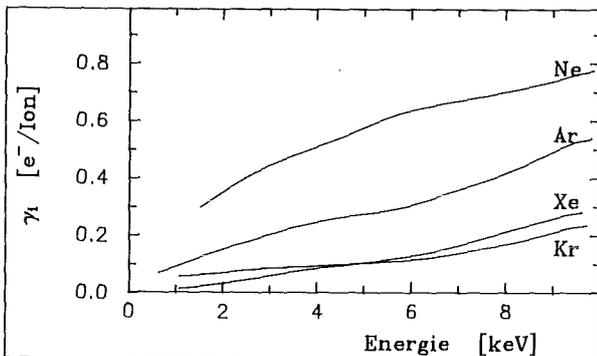


Abb.59a: Sekundärelektronenemissionskoeff. γ_1 von Molybdän³⁶

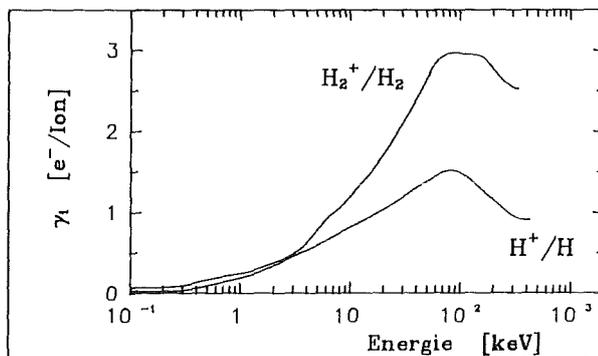


Abb.59b: Sekundärelektronenemissionskoeff. γ_1 von Molybdän^{37,38}

natürlich von einem kontinuierlich wachsenden Untergrund überlagert. Abbildung 59 zeigt entsprechende 2. Townsendkoeffizienten für verschiedene Ionensorten und Molybdän.

3.1.6 Zusammenfassung und Interpretation der Vorentladung

Wie in den Kapiteln 3.1.2 bis 3.1.5 deutlich wurde, ist der Wert der reduzierten Feldstärke ein wesentliches Kriterium bei der Beurteilung der Vorentladung des Pseudofunkens, da je nach Höhe dieses Werts unterschiedliche Entladungsformen ablaufen. Da sich die Feldstärkewerte im Kanal und in der Hohlkathode der Pseudofunkenkammer um ein bis zwei Größenordnungen unterscheiden, empfiehlt es sich, diese Entladungsgebiete zunächst getrennt zu betrachten.

Die Vorentladung im Kanal der Pseudofunkenkammer läßt sich mit Hilfe einer modifizierten Townsendentladung beschreiben, deren Ladungsträgervermehrung mit Monte-Carlo-Methoden berechnet werden kann (Kap. 3.1.3). Die in Wasserstoff durchgeführte Simulation²³ (Kap. 1.4.2) zeigt im Fall der 30 kV-Entladung mit Werten der reduzierten Feldstärke von $E/n_g = 10^{-16} \text{Vm}^2$ das Vorhandensein von Ionisationen durch Elektronen im Kanal der Pseudofunkenkammer hauptsächlich in Kathodennähe. Dies wird durch die Messungen der Röntgenemission, insbesondere durch die Elektronenenergieverteilung und den zeitlichen Abstand der als Sekundärelektronenpulse interpretierten Röntgensignalstrukturen bestätigt. Beim Übergang zu höheren Werten der reduzierten Feldstärke von $E/n_g = 10^{-15} \text{Vm}^2$, wie sie beim Betrieb der Pseudofunkenkammer an der Pulsleitung POLLUX II auftreten, müssen, wie die Monte-Carlo-Rechnung zeigt²³, die dann im Kanal dominierenden Ionisationen durch Neutralteilchen und Ionen zusätzlich berücksichtigt werden, zugleich sinkt der Anteil der Gasverstärkung, die Sekundärprozesse überwiegen.

In der Hohlkathode des Pseudofunkens mit Feldstärken unter $E/n_g = 10^{-17} \text{Vm}^2$ läuft dagegen eine normale Townsendentladung ab, die durch einen hohen Anteil der radialen Feldstärke gekennzeichnet ist²² (Kap. 1.4.2). Die damit verbundene elektrostatische Fokussierung der Elektronen in der Hohlkathode auf ein Gebiet von 0.1 mm Durchmesser auf der Achse der Entladung ermöglicht die Beschleunigung dieser hohen Elektronenströme im Kanal und führt mit zum beobachteten fokussierten Elektronenstrahl an der Anode.

Die genaue Lokalisation des Gebiets, in dem diese Hohlkathodeneffekte stattfinden, hängt von den zeitlich veränderlichen Werten der reduzierten Feldstärke ab. Zu Beginn der Vorentladung liegt die kritische Grenze von $E/n_g = 10^{-17} \text{Vm}^2$ außerhalb der Kathode (Abb. 3). Während der Hauptentladung, wenn der Strom sein Maximum erreicht (Kap. 3.3), sinkt die Feldstärke an der Kathode nach einem vorübergehenden Anstieg auf ein Viertel des ursprünglichen Wertes ab²¹ (Kap. 1.4.1), und die Feldstärkegrenze wandert in die konische Kathode hinein. Dies wird auch durch die gemessene Positionsveränderung des strahlenden Hohlkathodenplasmas, das sich mit steigendem Entladungsdruck und damit sinkendem E/n_g ebenfalls zunehmend in die konische Kathode hineinbewegt²⁷, bestätigt.

Während die Gasverstärkung $e^{\alpha d}$ im Kanal bei allen Gasen ähnlich schnell abläuft, findet in der Hohlkathode des Pseudofunkens wegen des dort für schwere Edelgase höheren Werts für α bei diesen ein deutlich schnelleres Stromwachstum als bei Wasserstoff und Neon statt. Als Folge davon eskaliert der Pseudofunken schneller in die Hauptentladung mit überexponentiellem Stromwachstum. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, hängt der in der Vorentladung erreichbare maximale Strom nicht nur vom Absolutwert J , sondern auch von der Stromwachstumsrate dJ/dt ab. Aus diesem Grund ist die bei Argon, Krypton und Xenon beobachtete Anodenstrahlung nur gering.

Zusammenfassend läßt sich als wichtiges Kriterium der Pseudofunkenentladung feststellen, daß sich der Elektronenstrom in der Vorentladung aus einem in der Hohlkathode erzeugten und einem im Kanal entstehenden Anteil zusammensetzt, wobei je nach Parameterwahl für Druck, Feldstärke und Arbeitsgas verschiedene Prozesse dominierend sind.

Dieses einfache Modell ist insbesondere dann von Bedeutung, wenn es um die Anwendung des Elektronenstrahls oder der Anodenstrahlung geht, da je nach den Anforderungen des Anwendungsgebiets mit unterschiedlichen Arbeitsgasen unterschiedliche Elektronenstrahldaten erreicht werden. So läßt sich insbesondere bei einer langsamen Vorentladung des Pseudofunkens in Wasserstoff oder Neon ein Großteil der angebotenen elektrischen Energie dem Elektronenstrahl zuführen, was sich in einer Proportionalität der Gesamtenergie der Anodenstrahlung zur externen Kapazität bis zu einem Grenzwert ausdrückt.

3.2 Der Spannungsniedergang in der Hauptentladung

3.2.1 Ablauf des Spannungsniedergangs

Abbildung 60a zeigt die gemessenen Werte von Strom und Spannung einer Pseudofunkenentladung in Wasserstoff. Deutlich erkennt man ca. 100 ns vor dem Spannungsnulldurchgang den Übergang von der Vor- in die Hauptentladung. Nachdem im gezeigten Beispiel des Wasserstoffs bis zu diesem Zeitpunkt ein exponentielles Stromwachstum mit einer Zeitkonstanten von $\tau=94$ ns zu beobachten war, beginnt der Strom nun zunehmend schneller zu wachsen, die kürzeste beobachtete Zeitkonstante beträgt $\tau=18$ ns. Gleichzeitig sinkt die Spannung, die während der Vorentladung nahezu konstant blieb, innerhalb von 70 ns von 90% auf 10% ab.

Dies bedeutet, daß sich der Mechanismus der Ladungsträgervermehrung geändert haben muß. Die Simulationsrechnung des Hohlkathodengebiets der Pseudofunkenkammer (Kap. 1.4.2) zeigt, daß sich kurz vor Beginn des Spannungsniedergangs im Bereich der Kathodenachse eine positive Raumladung aufgebaut hat, die für den weiteren Ablauf der Entladung wesentlich ist. Durch das so verursachte Anwachsen der Feldstärke, das seinerseits den Feldstärkeabhängigen Ionisationskoeffizienten α/n_g erhöht, findet hier eine vermehrte Ladungsträgererzeugung statt, die zu einem überexponentiellen Wachstum des Stroms führt²² (Abb. 60b). Daß dieses überexponentielle Wachstum im Experiment nicht beobachtet werden kann, liegt an der endlichen Stromanstiegsrate des versorgenden Netzwerks. Eine Abschätzung der LC-Konstanten dieses Netzwerks führt zu Werten im Bereich von $T=300 - 400$ ns, der Stromanstieg kann maximal mit einer Zeitkonstanten von ca. 20 ns erfolgen.

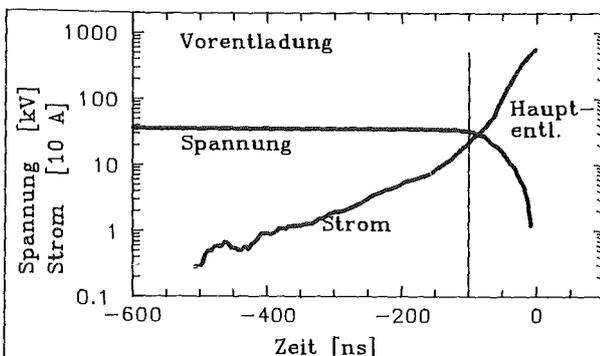


Abb.60a: in H₂ gemessene Strom- und Spannungswerte des Pseudofunken

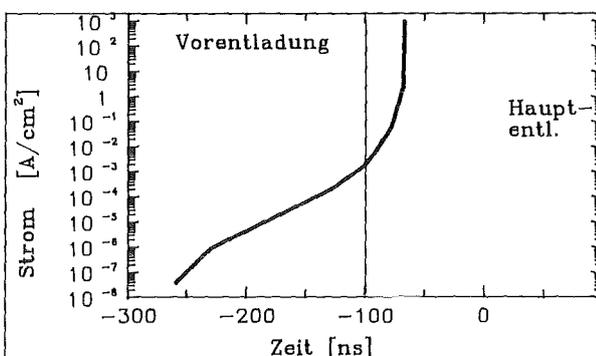


Abb.60b: Durch Simulation berechneter Stromverlauf in der Hohlkathode²⁸

Kurz vor Beginn der Hauptentladung erreicht die an der Anode erzeugte Röntgenbremsstrahlung des fokussierten Elektronenstrahls ein Maximum, bevor sie relativ scharf abbricht (Kap. 2.1.2 / Abb. 10, Kap. 2.2.2 / Abb. 32, Kap. 2.4 / Abb. 50). Unmittelbar danach ist ein 10 ns langes Röntgensignal von der Wand des Entladungskanals und der Hohlkathode zu beobachten, das vermutlich durch Wechselwirkung von Elektronen mit dem Kammermaterial hervorgerufen wird (Kap. 2.1.3 und Abb. 4).

Beide Tatsachen weisen auf ein Aufplatzen des Elektronenstrahls zu Beginn der Hauptentladung hin. Als Ursache für dieses Aufplatzen können sowohl Instabilitäten als auch eine ungenügende Neutralisation des Strahls in Frage kommen. Tabelle 3 gibt die mit verschiedenen Anordnungen erreichten maximalen Stromwerte am Ende der Vorentladung des Pseudofunkens an. Diese Werte wurden mit Hilfe der Formel für den Wirkungsgrad von Bremsstrahlung (21)/Anhang A.1.1 aus den Anodenstrahlungssignalen berechnet. Im folgenden Kapitel wird das Ausbreitungsverhalten von Elektronenstrahlen im neutralen Hintergrundgas ohne externe Kräfte untersucht, um abschätzen zu können, wie sich Stromstärke und Stromanwachsrate auf die Neutralisation und somit auf die fokussierte Strahlausbreitung auswirken.

Entladungsart	Parameter	maximaler Strom
Selbstdurchbruch (Kap. 2.1.2)	U=35 kV $W_{el}=20$ keV p=6 Pa Ne	225 A
getriggert (Kap. 2.2.2)	U=30 kV $W_{el}=20$ keV p=8 Pa Ne	2,5 kA
POLLUX II (Kap. 2.4)	U=220 kV $W_{el}=130$ keV p=30 Pa H ₂	0.2-1.5 kA

Tab. 3: gemessene Ströme des fokussierten Elektronenstrahls am Ende der Pseudofunken-Vorentladung

3.2.2 Ausbreitung von Elektronenstrahlen

Bei der Ausbreitung eines Elektronenstrahls muß grundsätzlich die Summe der auf die einzelnen Elektronen wirkenden Kräfte betrachtet werden. Maßgeblich sind die gegenseitige Abstoßung durch Coulombkräfte und die fokussierende Kraft des Eigenmagnetfeldes des durch den Strahl gebildeten Stroms. Daneben treten noch Kräfte durch den inneren Zustand des Strahls (Temperatur bzw. Druck) auf, die aber in erster Näherung vernachlässigt werden können³⁹. Falls bei einem Elektronenstrahl die abstoßenden Kräfte überwiegen, müssen zusätzliche Maßnahmen ergriffen werden, um eine fokussierte Ausbreitung zu gewährleisten. Dies können zum einen externe Führungsfelder sein, zum anderen besteht die Möglichkeit, den Strahl in ein Hintergrundgas einzuleiten. Dort werden durch Stoßionisation Ionen erzeugt, die einen Teil der Coulombkräfte kompensieren^{39,40}. Die Bewegung eines relativistischen Teilchens der Masse γm und der Ladung q wird durch die Lorentzgleichung beschrieben^{5,39}:

$$(3a) \quad \frac{d}{dt} \vec{v} = \frac{q}{\gamma m} (\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})) \quad ; \quad \beta = \frac{v}{c} \quad ; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Führt man Zylinderkoordinaten ein und beschränkt sich auf einen Strahl ohne Rotationsbewegungen ($v_\theta=0$) und mit $|v_r| \ll |v_z|$ reduziert sich die Lorentzgleichung auf:

$$(3b) \quad \frac{d}{dt} v_r = \frac{q}{\gamma m} (E_r - v_z B_\theta)$$

$$(3c) \quad \frac{d}{dt} v_z = \frac{q}{\gamma m} (E_z - v_r B_\theta)$$

Im folgenden soll zur Abschätzung des Verhaltens eines intensiven Elektronenstrahls die radiale Strahlausbreitung im Hintergrundgas ohne externe Felder bei konstanter Elektronengeschwindigkeit v_z untersucht werden. Das Einsetzen der durch den Strahl selbst erzeugten Felder in Gleichung (3b) führt zur Bewegungsgleichung für ein Elektron am Strahlrand^{5,39}:

$$(4) \quad \frac{d}{dt} v_r = \frac{e J}{2 \pi \epsilon_0 \gamma m_e} \frac{1}{v_z a} (1 - f_e - \beta^2 (1 - f_m))$$

Das heißt, die auf das Elektron wirkende Kraft hängt ab vom Strom J , der axialen Elektronengeschwindigkeit $v_z = \beta c$, dem Strahldurchmesser a und der Raumladungsneutralisation $f_e = n_i/n_e$, die das Verhältnis von Ionendichte zu

Elektronendichte angibt. f_m ist als Verhältnis zwischen induziertem Plasma-
rückstrom und Strahlstrom J definiert und im Druckbereich des Pseudofunkens
zu vernachlässigen³⁹. Je nach Größe des Neutralisationsparameters f_e und des
Stroms J läßt sich ein unterschiedliches Strahlverhalten charakterisieren:

- $f_e = 0$ beschreibt die Strahlausbreitung im Vakuum; Gleichung (4) gibt
dann die Umhüllende des sich aufweitenden Elektronenstrahls an. Dieser Fall
ist nur bei Extraktion des Elektronenstrahls aus der Pseudofunkenkammer in
einen Bereich wesentlich geringeren Drucks von Bedeutung und soll hier nicht
betrachtet werden.

- $0 < f_e < 1$ beschreibt den Fall teilweiser Raumladungsneutralisation,
bei dem abhängig von der Elektronenenergie und damit von β mit der Bedingung
 $f_e = 1 - \beta^2$ gebündelte Ausbreitung möglich ist. Da die Raumladungsneutralisa-
tion nicht vollständig ist, kann sich allerdings durch Ladungstrennung und
damit erfolgenden Raumladungsaufbau ein longitudinales Gegenfeld aufbauen,
das die Strahlausbreitung ab dem Raumladungsgrenzstrom J_{rl} verhindert^{5,40}.

$$(5) \quad J_{rl} = 4\pi \epsilon_0 \frac{\beta (\gamma - 1) m_e c^3}{e (1 + 2 \ln(R/a))} (1 - f_e)^{-1}$$

Darin ist R der Radius des Ausbreitungsgefäßes. Erreicht der Strahlstrom den
im folgenden Abschnitt beschriebenen Alfvénstrom, verhindert dieser einen
weiteren Stromanstieg.

- $f_e = 1$ beschreibt den Fall der vollständigen Raumladungsneutralisation
des Elektronenstrahls. Als Lösung der Bewegungsgleichung (4) der Elektronen
erhält man sinusförmige Bewegungen um die Strahlachse. In diesem Fall ist
eine fokussierte Ausbreitung möglich bis zum Erreichen des Alfvénstroms
 J_{alf} ^{40,41}:

$$(6) \quad J_{alf} = 4\pi \epsilon_0 \frac{1}{e} m_e c^3 \beta \gamma$$

Der Alfvénstrom beschreibt einen Zustand, bei dem durch die hohen Eigen-
felder des Strahls die sinusoidale Bewegung der Elektronen rückläufig wird
und zum Gesamtstrom nicht mehr beiträgt. Die Alfvéngrenze kann nur
überwunden werden, wenn zusätzlich zur Raumladungsneutralisation eine
vollständige Stromneutralisation vorhanden ist, die das Eigenmagnetfeld des
Strahls teilweise aufhebt und die Ablenkung der Elektronen verkleinert.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß im wesentlichen zwei Parameter das Ausbreitungsverhalten des Elektronenstrahls bestimmen: die Amplitude des Stroms J und die Größe des Raumladungsneutralisationsfaktors f_e . Letzterer muß zur Gewährleistung einer fokussierten Ausbreitung mindestens gleich $1-\beta^2$ sein. Um diesen Zustand zu erhalten, müssen bei steigendem Elektronenstrom, der die Elektronendichte erhöht und damit die Raumladungsneutralisation f_e verringert, genügend schnell neue Ionen durch Ionisation des Hintergrundgases gebildet werden. Zur Berechnung der Anzahl der Ionisationen kann in erster Näherung die Ionisationsrate für Elektronen

$$(7) \quad \frac{d}{dt} n_i = \frac{1}{\kappa} n_g n_e \sigma \beta c$$

verwendet werden⁴⁰. σ ist darin der Wirkungsquerschnitt für Ionisation durch Elektronen (Abb. 56), κ ein Korrekturfaktor, der den prozentualen Anteil der Ionisationen durch Elektronen angibt. Die Änderung des Neutralisationsgrades $d/dt(f_e)$ berechnet sich dann nach:

$$(8) \quad \frac{d}{dt} f_e = \frac{d}{dt} (n_i / n_e) \quad \text{mit}$$

$$(9) \quad J = n_e \beta c \pi a^2 e \quad \text{zu}$$

$$(10) \quad \frac{d}{dt} f_e = \frac{\frac{1}{\kappa} n_g n_e \sigma \beta c - f_e \frac{1}{\beta c \pi a^2 e} \frac{dJ}{dt}}{n_e}$$

Um zu gewährleisten, daß der Strahl fokussiert bleibt, muß $d/dt(f_e)$ größer gleich Null sein und man erhält aus (10):

$$(11) \quad \frac{dJ}{dt} \leq \frac{1}{\kappa f_e} \beta c n_g \sigma J$$

als Bedingung für einen sich fokussiert ausbreitenden Elektronenstrahl. Die maximal mögliche Stromänderung hängt ab von der Hintergrundgasdichte n_g , der Elektronengeschwindigkeit βc und dem Raumladungsneutralisationsfaktor $f_e = 1-\beta^2$

Zur Einschätzung des Ausbreitungsverhaltens des Elektronenstrahls in der Pseudofunkenkammer sollen in Gleichung (11) die typischen Werte des Strahls an der Anode kurz vor dem Aufplatzen eingesetzt werden. Diese sind:

$$W_{e1} = 20 \text{ keV}, \beta = 0.27, J = 225 \text{ A}, a = 1 \text{ mm}, \sigma = 3 \times 10^{-22} \text{ m}^2, \kappa = 0.46 \text{ und } n_g = 1.6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

Dies ergibt als maximale erlaubte Stromänderung 4.3 A/ns bzw. bei einem angenommenen exponentiellen Stromwachstum eine Zeitkonstante von 11 ns.

Wächst der Strom schneller an, ist eine genügend schnelle Neutralisation durch Ionisation nicht mehr gegeben und der Strahl weitet sich auf.

Dieses Verhalten läßt sich allerdings nur mit Vorbehalt auf den Elektronenstrahl in der Pseudofunkenkammer übertragen, da hier durch radiale Anteile des elektrischen Felds und die den Kanal umgebenden Metallflächen zusätzlich fokussierende Kräfte wirken können. Außerdem ändert sich das Energiespektrum der Elektronen von Null an der Kathode auf W_{\max} an der Anode kontinuierlich. Diese Effekte würden aber lediglich den Wert des maximal möglichen Stromwachstums ändern, der Effekt des Aufplatzens durch mangelnde Neutralisation müßte spätestens bei vollständiger Ionisation des Hintergrundgases ($n_g=0$) auftreten.

3.2.3 Zusammenfassung und Interpretation des Spannungsniedergangs

Ist die positive Raumladung in der Hohlkathode der Pseudofunkenkammer - unterstützt durch das Absaugen der Elektronen in den Kanal und das Injizieren positiver Ionen aus dem Kanal - genügend angewachsen, beginnt die Hauptentladung der Pseudofunkenkammer mit einer zunehmend schneller werdenden Ladungsträgervermehrung. Der Strom steigt innerhalb von 20 bis 40 ns von 10% auf 90% an (Kap. 2.1.4 / Abb. 19, Kap. 2.4 / Abb. 50). Wegen der Definition des Funkendurchschlags als schnelle, innerhalb von ns ablaufende Entladungsform kann dieser Teil der Entladung im Gegensatz zur Vorentladung als funkenähnlich bezeichnet werden. Dies führte auch zur Bezeichnung Pseudofunken^{1,2}.

Das Verschwinden der Anodenstrahlung und das Auftreten der Kathodenwandstrahlung zu diesem Zeitpunkt weisen auf ein Aufplatzen des Elektronenstrahls hin. Gründe hierfür können Instabilitäten oder, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, ein zu schnelles Anwachsen des Stroms, das zu einer nicht genügend schnell neutralisierten Raumladung führt, sein.

Die durch das Auftreffen der auseinandergetriebenen Elektronen auf die Kanalwände verursachte Bremsstrahlung läßt sich wegen der großen Quellfläche kaum als Röntgenquelle verwenden. Der Gesamtenergiegehalt liegt deutlich unter dem der Anodenbremsstrahlung (Kap. 2.1). In Folge des unterschiedlichen Geometriefaktors kann bei kathodenseitigen zeitintegralen Aufnahmen allerdings doch ein merklicher Anteil der Strahlung als störender Hintergrund registriert werden, der durch geeignete Kollimatoren ausgeblendet werden sollte.

3.3 Das Strommaximum in der Hauptentladung

3.3.1 Ablauf des Strommaximums

40 bis 100 ns nach Beginn der Hauptentladung erreicht der Strom in der Pseudofunkenkammer seinen Maximalwert von einigen kA, wobei das Strommaximum mit dem Nulldurchgang der Spannung verbunden ist (Kap. 2.1.4 / Abb. 19, Kap. 2.4 / Abb. 50). Die Dauer des Stromanstiegs hängt dabei auch vom äußeren Netzwerk, d.h. von den Speicherkapazitäten und Zuleitungsinduktivitäten bzw. Pulsleitungsdaten ab. Die Höhe der Stromamplitude kann innerhalb der durch die Spannungsversorgung gesetzten Grenzen sowohl vom Druck²¹ als auch von der Kammergeometrie abhängen.

Nachdem die Spannung an der Diode zusammengebrochen und somit kein Potential mehr zur Erzeugung hochenergetischer Elektronen vorhanden ist, kommen auch keine Röntgenbeiträge mehr von den Wänden. Dafür beginnt das im Hohlkathodenraum auf der Achse der Pseudofunkenkammer befindliche Plasma von 1-2 mm Durchmesser (Abb. 2) Strahlung zu emittieren, deren Intensität dem Betrag der Stromamplitude proportional ist (Kap. 2.1.4 / Abb. 19).

Nach einer kurzen Beschreibung dieser Plasmastrahlungskomponente des Pseudofunkens, die sich ihrerseits wieder in zwei Anteile aufspaltet, sollen die damit möglichen Rückschlüsse auf die Plasmaparameter Elektronentemperatur und -dichte gezogen und denkbare Mechanismen, die zu dieser Art der Strahlungsemission führen, aufgezeigt werden.

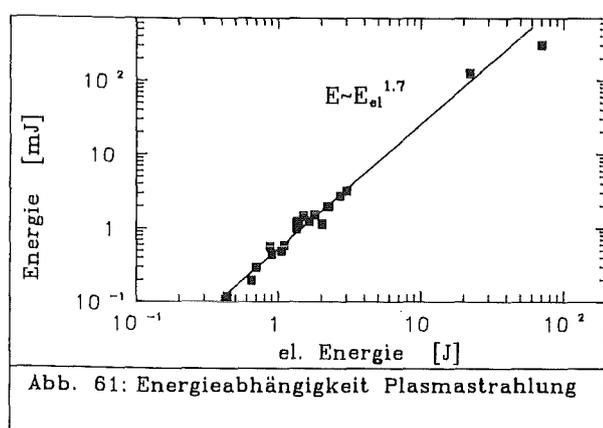
Isotrope Strahlung

Im Fall der Experimente bis 35 kV Entladespannung mit äußeren Kapazitäten bis 8 nF (Kap.2.1.4) besteht die Strahlung außerhalb des sichtbaren Spektralbereichs, der an anderer Stelle untersucht wurde und hier nicht beschrieben werden soll⁴², hauptsächlich aus isotrop abgestrahlten Linien hochionisierter Ionen des entsprechenden Arbeitsgases im Bereich von 100 bis 350 Å entsprechend 35 bis 120 eV²⁷ sowie einem geringen Kontinuumsanteil durch die Wechselwirkung der freien Elektronen mit Plasmaionen (Anhang A.2). Daneben sind auch andere Linien vorhanden, die dem Kammermaterial bzw. den an dessen Oberfläche haftenden Verunreinigungen zuzuordnen sind. Durch die Wechselwirkung des aufplatzenden Elektronenstrahls mit der Kanalwand (Kap. 3.2)

werden dort vermutlich hohe Konzentrationen dieser Elemente freigesetzt, die so zur Verunreinigung des Entladeplasmas beitragen. Aus diesem Grund läßt sich auch bei Wasserstoff, der an sich keine Linienemission im betrachteten Bereich von 10 bis 2000 eV zeigt, der Verlauf der Kontinuumsmission nicht exakt feststellen. Mit diesem bei verschiedenen Gasen vorhandenen gleichartigen Untergrund kann auch die Skalierung der Strahlungsintensität mit \sqrt{Z} verstanden werden (Kap. 2.1.4), da die ursprünglich für Linienstrahlung erwartete Skalierung mit Z^6 (Anhang A.2.3) auf diese Weise abgeschwächt wird.

Um aus Intensitätsverhältnissen von Emissionslinien oder dem Verlauf der Kontinuumsstrahlung Elektronendichte und -temperatur zu berechnen, wie es in Anhang A.2.4 beschrieben ist, wäre ein besser auflösendes Spektrometer nötig, wie es z.B. zur Messung der Röntgenemission am Plasmafokus verwendet wird⁴³. Die Elektronentemperatur läßt sich lediglich über das Vorhandensein bestimmter Ionisationsstufen der Plasmaionen grob abschätzen, wobei als Ungenauigkeit aber das verwendete Modell der Besetzungsverhältnisse einget (Anhang A.2.4). Im Fall von Neon als Arbeitsgas treten Linien bis Ne VIII ($\cong \text{Ne}^{7+}$) auf, woraus eine Elektronentemperatur T_e im Plasma der Pseudofunkenentladung bei 35 kV im Bereich von 10 bis 100 eV abgeschätzt werden kann.

Das Verhalten dieser Strahlungskomponente ändert sich beim Übergang zu höheren Spannungen von bis zu 80 kV bei 20 nF äußerer Kapazität (Kap. 2.3) nicht wesentlich, was zum Beispiel in der Darstellung des Wirkungsgrads der Strahlung in Abb. 61 deutlich wird. Die abgestrahlte Energie ist über den weiten Bereich von 0.4 J bis 70 J angebotener elektrischer Energie proportional zu $E^{1.7}$. Neben dieser isotropen Plasmastrahlung erscheint bei hohen Leistungen eine zweite Strahlungskomponente aus dem Hohlkathodenplasma.



Gerichtete Strahlung

Sowohl bei den Experimenten im Selbstdurchbruch bei 80 kV / 20 nF (Kap. 2.3) als auch beim Betrieb der Pseudofunkenkammer an der Pulsleistungsanlage POLLUX II (Kap. 2.4) ist eine aus dem Hohlkathodenplasma kommende gerichtete Strahlung mit einem Quelldurchmesser von 1 mm zu erkennen.

Im ersteren Fall besteht diese Strahlung aus Quanten mit Energien im keV-Bereich, wobei jetzt im Gegensatz zur isotropen Plasmastrahlung ein deutlicher Unterschied zwischen verschiedenen Gasen zu erkennen ist. Während man bei Wasserstoff ein kontinuierliches Spektrum beobachten kann, sind bei Krypton deutlich einzelne Linien zu erkennen. Dies ist gleichzeitig mit der Richtungscharakteristik ein Hinweis darauf, daß es sich nicht um einen der isotropen Strahlung vergleichbaren Strahlungsprozeß der Plasmaelektronen handelt. Bei Wasserstoff müßten nämlich, wie bei der isotropen Strahlung, die dort diagnostizierten Verunreinigungen einen Großteil der Strahlungsenergie als Rekombinations- und Linienstrahlung, die mit Z^4 bzw. Z^6 skaliert, abgeben (Anhang A.2).

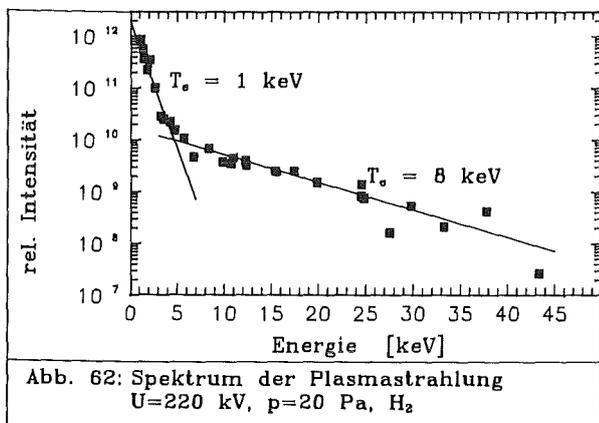
Auch bei den an POLLUX II in Wasserstoff durchgeführten Messungen läßt sich im untersuchten Bereich oberhalb von 1 keV ein kontinuierlicher Verlauf des Spektrums feststellen. Die Strahlung wird hier kegelförmig unter Öffnungswinkeln von 4° , 8° und 28° abgegeben.

Zur Erklärung der Entstehung dieser Strahlung liegt es nahe zwei Ansätze heranzuziehen, die im folgenden erläutert werden. Es gibt aber bisher kein Modell, das alle experimentellen Ergebnisse erklären kann.

3.3.2 Plasmastrahlung

Typisch für den Verlauf des kontinuierlichen Spektrums der Plasmastrahlung (Anhang A.2.1) ist der exponentielle Abfall am hochenergetischen Ende nach Gleichung (33). Abbildung 62 zeigt das an POLLUX II in Wasserstoff gemessene Spektrum der Pseudofunken-Plasmastrahlung in logarithmischer Auftragung. Man erkennt zwei Abschnitte unterschiedlicher Steigung, aus denen sich nach Gleichung (37)/Anhang A.2.4 zwei verschiedene Elektronentemperaturen von $T_e = 1$ keV und $T_e = 8$ keV berechnen lassen. Mit Kenntnis der gesamten abgestrahlten Energie von 1 mJ und Annahme eines emittierenden Plasmagebiets

von 10 mm^3 ergibt sich daraus nach der Formel für die integrale Kontinuumemission eines Plasmas (34)/Anhang A.2.1 eine Elektronendichte von $n_e = 10^{23}$ bis 10^{24} m^{-3} . Dies liegt zwar deutlich über früher mit Hilfe spektroskopischer Methoden^{4,2} berechneter Dichten von 10^{21} bis 10^{22} m^{-3} , wäre aber auf Grund einer möglichen Kompression der Neutralgasdichte von 10^{22} m^{-3} vom Kanalradius von 4 mm Durchmesser auf einen Pinch von 0.5 mm Durchmesser bei gleichzeitiger Ionisation durchaus realisierbar. Das Vorhandensein von zwei Temperaturwerten ist mit der räumlichen Integration des Meßsystems über den gesamten Hohlkathodenbereich erklärbar, zur Überprüfung müßte die Messung mit geeigneten Kollimatoren für verschiedene radiale Abstände von der Achse wiederholt werden.



3.3.3 Pendelelektronenmodell

Da die Spannung an der Kammer schon nahezu zusammengebrochen ist, wird die Raumladung des auf der Hohlkathodenachse gebildeten Plasmas (Kap. 3.2.1) für die Beschleunigung von Elektronen im Hohlkathodenraum maßgeblich. An der Wand durch Photoeffekt oder Ionenaufprall ausgelöste Elektronen werden durch das Potential der Raumladung des Hohlkathodenplasmas auf dieses zubeschleunigt (Abb. 63). Beim Durchgang durch das für Elektronen im keV-Bereich dünne Plasmaziel verlieren sie einen Teil ihrer Energie in Form von Brems- oder charakteristischer Strahlung (Anhang A.1). Dieser Vorgang wiederholt sich in pendelnder Bewegung, bis die Elektronen ihre Energie verloren haben. Durch die $\sin^2 \theta$ -Richtungsabhängigkeit (29)/Anhang A.1.1 der entstehenden Bremsstrahlung entstehen durch die Überlagerung von Elektronen aus allen senkrecht zur Achse liegenden Richtungen zwei Strahlungskegel in axialer Richtung mit Öffnungswinkeln von 90° bezogen auf einen Intensitätsabfall auf 50%. Erlaubt man zusätzlich z.B. durch noch anliegende Spannung

eine axiale Beschleunigung der Elektronen, tauchen diese unter einem Winkel ν zur Achse in das Plasma ein und man erhält Abstrahlung in Form eines Kegelmantels mit maximaler Abstrahlung beim Öffnungswinkel 2ν , um den die Strahlung nach $\sin^2\theta$ verteilt ist. Diese Modifikation des Modells erlaubt Abstrahlung auch unter Winkeln $> 90^\circ$. Eine Erklärung der beobachteten Winkel von 4° , 8° und 28° ist allerdings mit diesem Modell auch nicht möglich.

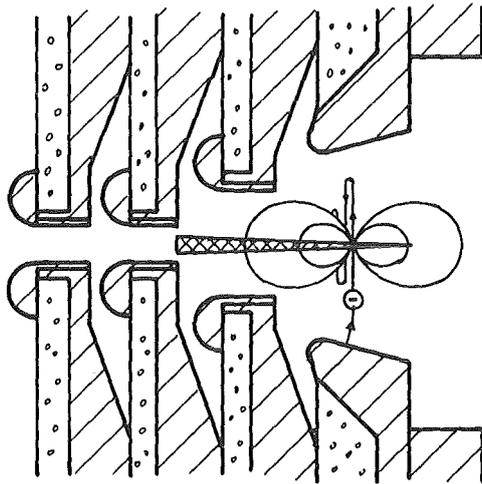


Abb. 63: Entstehung gerichteter Bremsstrahlung im Kathodenplasma durch Pendelelektronen

3.3.4 Zusammenfassung und Interpretation des Strommaximums

Das Strommaximum in der Hauptentladung des Pseudofunkens ist durch das Auftreten eines Plasmas im Hohlkathodenbereich charakterisiert. Von diesem Plasma geht sowohl isotrope Linien- und Kontinuumsstrahlung als auch eine gerichtete Strahlung aus.

Durch die Beschreibung der gerichteten Komponente mit Hilfe reiner Plasma-Bremsstrahlung lassen sich zwar Elektronentemperatur und -dichte abschätzen, doch fehlt diesem Modell jeder Ansatz zur Klärung der Richtungscharakteristik. Plausibler erscheint hier das Pendelelektronenmodell, obwohl auch hier die erreichbaren Abstrahlungswinkel der $\sin^2\theta$ -Abhängigkeit von 90° noch über den beobachteten Werten von 4° , 8° und 28° liegen. Sollte dieses Modell den richtigen Ansatz bieten, müßte die zweite, zur Anode gerichtete Strahlungskeule ebenfalls beobachtbar sein. Für beide Modelle wichtig ist die auch in den Simulationsrechnungen vorausgesagte Raumladung in diesem Gebiet²², die ein Feld zur Beschleunigung von Plasma- oder Sekundärelektronen auf die beobachteten Werte erzeugt.

Zum besseren Verständnis der Strahlung und damit des Pseudofunkens sollte das Spektrum der gerichteten Komponente noch besser bestimmt werden. Insbesondere bei den Messungen an der Pulsleitung POLLUX II sollte der beobachtete Spektralbereich auf Werte unter 1 keV ausgedehnt werden, die spektrale Auflösung zum Erkennen eventuell vorhandener Linien verbessert und die Richtungsabhängigkeit für verschiedene Strahlungsenergien gemessen werden.

3.4 Langzeitverhalten der Pseudofunkenentladung

Abhängig von der äußeren Beschaltung der Pseudofunkenkammer schwingen nach dem ersten Strommaximum bzw. Spannungsnulldurchgang bei nicht vollständig eingekoppelter Energie Strom und Spannung noch mehrere Male nach. Die dabei auftretenden Stromextrema sind wieder mit Maxima der Plasmastrahlung verknüpft, deren minimale Wellenlänge dabei aber abnimmt, was sich im Verschwinden des Signals zu unterschiedlichen Zeiten bei unterschiedlich wellenlängenempfindlichen Detektoren auswirkt (Kap. 2.1.4). Insgesamt dauert der Nachschwingvorgang und die damit verbundene Licht-, UV- und Röntgenemission einige μs , während denen eine zunehmende Rekombination des Plasmas stattfindet. Im Betrieb mit Selbstdurchbruch baut sich danach die Spannung an der Entladekammer abhängig vom Ladewiderstand wieder auf. Ein kontinuierlicher Betrieb des Pseudofunkens als aus kurzen Pulsen bestehende Dauerstrich-Röntgenquelle wäre nach diesem Rekombinationsverhalten bis zu einer maximalen Frequenz von 10 bis 100 kHz möglich, wenn ein entsprechendes Netzgerät zum Aufladen der Kondensatoren verwendet wird. Weitere Grenzen für die maximale Entladefrequenz sind die Temperaturbelastung sowohl des gesamten Systems als auch speziell der Anode, die fast die gesamte Leistung des Elektronenstrahls abführen muß, sowie die durch Materialabtrag an den Elektroden sich auf den Isolatoren ablagernden Metallschichten, die dort zu Oberflächenentladungen führen können. Mit dem in Kap. 2.1 beschriebenen System (30 kV / 12 nF) wurden mehrere 100.000 Entladungen durchgeführt, ohne Teile zu reinigen oder auszuwechseln.

Die wichtigsten Daten der Pseudofunken-Röntgenquelle sind im Vergleich mit anderen gebräuchlichen Röntgenquellen in einer Tabelle in Kapitel 4.1 zusammengefaßt.

4 Anwendung der Pseudofunken-Röntgenquelle

4.1 Vergleich des Pseudofunkens mit bekannten Röntgenquellen

Um eine Abschätzung des Potentials des Pseudofunkens zur Erzeugung von Röntgenstrahlung zu bekommen, sollen die in Kapitel 2 beschriebenen Daten hier zusammengefaßt und mit herkömmlichen Röntgenquellen, deren Funktionsweise jeweils kurz skizziert wird, verglichen werden. Interessant sind dabei vor allem gepulste röntgenstrahlerzeugende Systeme wie Röntgenblitzröhren oder Plasma-Röntgenquellen. Tabelle 4a gibt zunächst die optimalen Werte der verschiedenen Pseudofunken-Systeme an, Tabelle 4b Beispiele anderer röntgenstrahlerzeugender Systeme, die in diesem Kapitel beschrieben sind.

Als Ergebnis des Vergleichs kann man feststellen, daß die getriggerte Mittelspannungs-Pseudofunkenkammer bezüglich der Anodenstrahlung durchaus mit gepulsten Röntgenröhren vergleichbar ist.

Die Vorteile der Pseudofunken-Röntgenquelle sind in diesem Fall die hohe Repetierfrequenz und die geringen Abmessungen des Systems, die sich aus der Tatsache ergeben, daß ein pulsformendes Netzwerk nicht benötigt wird. Ein weiterer Vorteil ist in bestimmten Anwendungsgebieten wie der Röntgenlithografie die spektrale Energieverteilung der Strahlung mit hohen Intensitäten bei niederen Energien. Der Wirkungsgrad läßt sich nicht direkt vergleichen, da im Beispiel des Pseudofunkens die angebotene elektrische Energie, im Fall der Röntgenröhren die Elektronenstrahlenergie ohne Berücksichtigung der bei dessen Erzeugung auftretenden Verluste zugrunde gelegt wurde.

Bezüglich der Plasmastrahlung ist der Wirkungsgrad vergleichbarer Quellen im interessanten Spektralbereich um 1 keV bei den Pseudofunken-Experimenten bis 80 kV Entladespannung noch nicht erreicht, dabei ist allerdings zu beachten, daß die bei ersteren zugeführten elektrischen Energien um einen Faktor 50 höher sind und die abgestrahlte Energie der Pseudofunken-Plasmastrahlung proportional zu $E^{1.7}$ ist (Abb. 61). Der Großteil der Energie der Plasmastrahlung von ca. 0.1 J pro Entladung geht in die isotrop abgestrahlte Linienstrahlung im Energiebereich von 10 bis 100 eV, so daß hier eine Anwendung der Plasmastrahlung des Pseudofunkens als VUV- oder weiche Röntgenblitzquelle möglich ist.

Art der Quelle	Pseudofunken Selbstdurchbruch	Pseudofunken getriggert	Pseudofunken Selbstdurchbruch	Pseudofunken Pulsleitung
Messungen	Kap. 2.1	Kap. 2.2	Kap. 2.3	Kap. 2.4
elektrische Daten				
Spannung (kV)	35	35	80	220
max. Strom (kA)	?	?	?	40
el. Energie (J)	5.4	31	64	40
Lebensdauer (Entladungen)	$> 10^5$	10^3-10^4	10^2-10^3	10^2-10^3
Entladungsfrequ. (Hz)	$< 10^4$	$< 10^4$	$< 10^4$	0.005
Arbeitsgas	Neon	Neon	Krypton	Wasserstoff
Anodenstrahlung				
Anode	flach	30°-Konus	flach	90°-Konus
max. Leistung (kW)	4.5	50		100
Gesamtenergie (mJ)	0.6	3.5		2
Pulslänge (ns)	250	120		50
bei 10% I max				
Quelldurchm. (mm)	2	1		?
Spektrum (keV)	1-15	1-15		?-200
	Bremsstrahlung	Bremsstrahlung		Bremsstrahlung
	Linienstrahlung	Linienstrahlung		Linienstrahlung
Wirkungsgrad (%) *	0.01	0.01		0.05
Plasmastrahlung				
max. Leistung (kW)	100	1600	2700	40
Gesamtenergie (mJ)	10	130	270	1
Pulslänge (ns)	150	120	200	10-40
bei 10% I max				
Quelldurchm. (mm)	1-3	1-3	< 1	< 1
Spektrum (keV)	0.035-0.12	0.035-0.12	0.035-2	1-40
Wirkungsgrad (%) *	0.18	0.42	0.42	0.025

Tab. 4a: Röntgenemission von Pseudofunkenkammern (* bezogen auf angebotene elektrische Energie)

Art der Quelle	Röhre Vakuumd.schlag	Röhre Vakuumd.schlag	Plasmafokus	Gas Puff Z-Pinch	Lasertarget
Literaturquelle	44	45	46, 47	48	49
elektrische Daten					
Spannung (kV)	60	50	?	?	-
max. Strom (kA)	8	1	300-400	330	-
el. Energie (J)	25	3	?	3200	5
Lebensdauer (Entladungen)	?	?	5000	?	?
Entladungsfrequ. (Hz)	?	?	2-3	?	?
Arbeitsgas	-	-	Neon	Neon	-
Anodenstrahlung					
Anode	30°-Konus	60°-Konus			
max. Leistung (kW)	?	?			
Gesamtenergie (mJ)	60	8.5			
Pulslänge (ns)	120	120			
bei 10% I max					
Quelldurchm. (mm)	1	3			
Spektrum (keV)	1-60	1-50			
	Bremsstrahlung	Bremsstrahlung			
	Linienstrahlung	Linienstrahlung			
Wirkungsgrad (%)	0.24	0.28			
Plasmastrahlung					
max. Leistung (kW)			?	?	?
Gesamtenergie (mJ)			25000	?	?
Pulslänge (ns)			10	100	0.1
bei 10% I max					
Quelldurchm. (mm)			0.5	2	0.2
Spektrum (keV)			0.8-1.8	0.8-1.4	1.25-1.75
Wirkungsgrad (%)			?	6.3	?

Tab. 4b: Röntgenemission von bekannten Quellen

4.1.1 Röntgenröhren

Üblicherweise werden zur Erzeugung nicht gepulster Röntgenstrahlung evakuier- te Röntgenröhren verwendet, bei der durch Glühemission aus der Kathode emittierte Elektronen zur Anode hin beschleunigt werden und dort Bremsstrah- lung erzeugen^{2,5}. Für die Zusammenhänge zwischen Spannung, Strom, spektraler Verteilung und Wirkungsgrad gelten die in Anhang A.1 angegebenen Beziehungen.

Gepulste Röntgenröhren

Zur Erzeugung kurzer, intensiver Röntgenpulse treibt man entsprechende Röntgenröhren nicht mit konstanter Spannung, sondern mit Hilfe eines durch einen geeigneten Pulsgenerator erzeugten elektrischen Pulses⁵⁰⁻⁵². Um dabei die für eine Filmbelichtung ausreichende Intensität der Röntgenstrahlung zu bekommen, müssen bei Pulsdauern unterhalb von μs die Elektronenströme im kA-Bereich liegen. Zur Erzeugung dieser hohen Ströme werden mit Feld- emissionsröhren und Hochvakuumdurchschlagsröhren zwei verschiedene Techniken angewandt. Bei der Feldemissionsröhre, die bei einem Vakuum von 10^{-10} Pa und extrem sauberen Oberflächen arbeitet, treten durch Feldemission an der scharfkantigen oder nadelförmigen Kathode Elektronen aus, die zur Anode hin beschleunigt werden und dort Röntgenstrahlung in Form von Bremsstrahlung und charakteristischer Strahlung erzeugen⁵⁰. Wegen der schwierig herzustellenden Arbeitsbedingungen arbeitet man jedoch meist mit dem Hochvakuumdurchschlag bei Drücken von 10^{-4} - 10^{-5} Pa. Dabei werden ebenfalls durch Feldemission an der Kathode Elektronen erzeugt, die auf die Anode auftreffen und dort ein Plasma aus Atomen des Anodenmaterials und der Oberflächenadsorbate bilden. Dieses Plasma bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von typischerweise 10^4 m/s zur Kathode hin und schließt damit die Röhre kurz. Dabei kann man durch Variation von Anoden- und Kathodenform bzw. -material Einfluß auf die entstehende Röntgenstrahlung nehmen. In Tab. 4b sind als Beispiele für gepulste Röntgenröhren die Daten zweier Vakuumdurchschlagsanordnungen bei für diese Entladungsart relativ niedrigen Spannungen mit aufgelistet^{44,45}.

4.1.2 Plasma-Röntgenquellen

Ein anderer Weg, hauptsächlich niederenergetische Röntgenstrahlung im keV-Bereich zu erzeugen, besteht im Aufheizen von Plasmen auf Temperaturen von mehreren 100 eV. Dadurch werden diese Plasmen zur Emission von hauptsächlich Linien- und Rekombinationsstrahlung angeregt (Anhang A.2). Idealerweise wird dieses Aufheizen mit der örtlichen Kompression des Plasmas verbunden, um so eine möglichst punktförmige Quelle zu erhalten. Als Beispiel für solche Quellen seien hier der Plasmafokus^{46,47} und ein Gas-Puff Z-Pinch⁴⁸ genannt, auf deren Mechanismen nicht weiter eingegangen werden soll.

Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung heißer Plasmen bietet der Beschuß von Festkörpertargets mit intensiven Laser- oder Teilchenstrahlen, der zur punktuellen Aufheizung führt⁴⁹.

4.1.3 Synchrotronstrahlung

Die Eigenschaften und der Entstehungsmechanismus der Synchrotronstrahlung werden im Anhang A.3 noch ausführlich behandelt. Ein direkter Vergleich mit den anderen Röntgenquellen ist schlecht möglich, da die Daten stark vom emittierenden Beschleunigerring abhängen. Vorteil der Synchrotronstrahlung ist die im allgemeinen hohe spektrale Intensität von mehreren kW und der geringe Quelldurchmesser, der dem des Elektronenstrahls entspricht. Nachteil ist der wegen des Synchrotronbetriebs hohe apparative Aufwand zur Strahlungserzeugung.

4.2 Röntgenschattenfotografie von Ionenstrahltargets

4.2.1 Prinzip der Röntgenschattenfotografie

Zum Studium der Wechselwirkung zwischen einem intensiven Ionenstrahl und dem Material eines festen Targets ist es notwendig, Ort, Dichte und Temperatur der Targetfolie zeitaufgelöst zu messen^{53, 54}. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sich bei Ionenstrahlleistungsdichten von 0.3 - 0.5 TW/cm nach kurzer Zeit an der strahlzugewandten Oberfläche des Targets ein Plasma mit Temperaturen von 10 bis 30 eV bildet, das mit Dichtewerten von 10 bis 100 kg/m³ allerdings wesentlich weniger dicht als der Festkörper ist^{55, 56}.

Die Schattenfotografie, d.h. die Betrachtung des durch eine Blitzquelle hervorgerufenen Targetschattens mit Hilfe eines Films oder einer Hochgeschwindigkeitskamera, bietet die Möglichkeit zur Messung der Parameter Ort und Dichte. Dabei sind an die Strahlungsquelle zwei Hauptanforderungen zu stellen:

- Der Frequenzbereich der Strahlung muß so gewählt werden, daß diese im festen Material absorbiert wird, im dünneren Targetplasma jedoch nicht mehr.
- Die Intensität der Strahlung muß in diesem Frequenzbereich höher sein als diejenige des ebenfalls strahlenden Targets.

Die erste Anforderung ist dabei der Hauptgrund für das Scheitern der Laserschattenfotografie, da das Laserlicht vom Plasma ab einer kritischen Dichte n_c , die je nach Laserwellenlänge einen Faktor 100 bis 10000 unter der Festkörperdichte liegt, ebenfalls absorbiert wird⁵⁷.

$$(12) \quad n_c = \frac{\epsilon_0 \cdot m \cdot \omega_0^2}{e^2}$$

Darin ist ω_0 die Lichtfrequenz und m die Targetteilchenmasse. Aus diesem Grund erhält man ein Schattenbild von Targetfolie und Ablationsplasma, was die Genauigkeit der Positionsbestimmung begrenzt, sowie eine Messung der Dichteverteilung verhindert^{58, 59}.

Die Verwendung einer Röntgenblitzquelle^{49, 58, 60} bietet hier einen Ausweg, da die kritische Dichte nach (12) nicht wirksam wird und die Absorption von Strahlung im keV-Bereich nach Gleichung (28)/A.1.1 nur von der Targetdichte

abhängt. Um einen funktionsfähigen Aufbau der Schattenfotografieanlage (Kap. 4.2.2) zu erhalten, muß die Quelle bestimmte Anforderungen bezüglich Mindestintensität, Quelldurchmesser, Pulsdauer, Triggerbarkeit und Energieverteilung erfüllen.

Da der Targetschatten zeitaufgelöst mit Hilfe einer Röntgen-Bildwandlerkamera (Schmierbildkamera) registriert werden sollte, war die Mindestintensität der Quelle durch die minimale Eingangsentensität der Kamera von 3×10^4 Photoelektronen/($\text{cm}^2 \cdot \tau$)⁶¹ und den geometrischen Aufbau (Abstand Quelle-Kamera, Spaltquerschnitt) auf 10 kW Röntgenleistung im keV-Bereich festgelegt. τ ist darin die Belichtungszeit eines Flächenelements des Phosphors, die durch den Quotienten aus Spaltbreite und Ablenkgeschwindigkeit der Kamera gegeben ist und im vorliegenden Fall 10 ns betrug. Der Quelldurchmesser sollte so klein wie möglich sein, um eine bestmögliche Auflösung zu erhalten. Hinzu kommt der Wunsch, die Ionenstrahl-Target-Wechselwirkung zeitaufgelöst über die ganze Strahldauer zu beobachten, was zu einer Mindestpulsdauer von 50 ns führt. Grundvoraussetzung ist die Zündung der Röntgenquelle im Moment des Auftreffens des Ionenstrahls auf das Target. Da das frühestmögliche zeitlich zuverlässige Triggersignal der KALIF-Pulsleitung 300 ns vor diesem Zeitpunkt erhältlich ist, muß der Pseudofunken mit einer Verzögerung von weniger als 300 ns und einer genügend kleinen Schwankung gezündet werden. Der Energiebereich der Strahlung wird zum einen durch die Anforderung, beim einfachen Durchdringen der 30-200 μm dicken Aluminiumtargets nach Gleichung (28) genügend geschwächt zu werden, zum anderen durch die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Photokathode der Streackkamera (Kap. 4.2.2) auf 5 bis 10 keV festgelegt.

Parameter	Anforderungen	Daten des Pseudofunkens
Röntgenintensität	> 10 kW	10 - 50 kW
Pulsdauer	50 - 100 ns	100 - 200 ns
Quelldurchmesser	< 1 mm	1 mm
Energie der Strahlung	5 - 10 keV	1 - 20 keV
Verzögerung	< 300 ns	300 ns
Schwankung	< 20 ns	30 ns

Tab. 5: Anforderungen an eine Röntgenblitzquelle für die Schattenfotografie im Vergleich mit den Daten der verwendeten Pseudofunkenkammer.

Tabelle 5 zeigt diese Anforderungen noch einmal im Überblick. Bei Betrachtung der Daten der verschiedenen in Kapitel 2 untersuchten Strahlungskomponenten und Aufbauten stellt man fest, daß nur die Anodenstrahlung der getriggerten Pseudofunkenkammer (Kap. 2.2.2) diese Anforderungen erfüllen kann. Die Daten der im Hinblick auf die gestellten Anforderungen optimierten Pseudofunken-Röntgenquelle sind ebenfalls in Tabelle 5 angegeben. Testmessungen ohne Ionenstrahl werden in Kapitel 4.2.3 gezeigt.

Unberücksichtigt ist bis jetzt die im Experiment festgestellte Eigenstrahlung des Targets im keV-Bereich (Kap. 4.2.4), die die Intensität der Pseudofunken-Röntgenquelle übertrifft. Um trotzdem Messungen durchführen zu können, muß entweder die Intensität dieser Eigenstrahlung wesentlich reduziert oder die Leistung der Röntgenquelle um einen noch nicht bekannten Faktor gesteigert werden.

Da eine weitere Erhöhung der externen Kapazität nicht zu einer wesentlich höheren Röntgenleistung führte (Kap. 2.2.2), ist dies nur mit einer Erhöhung der Entladespannung möglich. Dabei müssen drei wesentliche Punkte beachtet werden:

- Da bei höheren Spannungen zunehmend Röntgenquanten hoher Energie entstehen, muß man aus Sicherheitsgründen Abschirmmaßnahmen ergreifen, da der Schutz durch das Kammermaterial Molybdän/Quarz nicht mehr ausreichend ist.
- Das Nachweissystem Streackkamera reagiert sehr empfindlich auf hochenergetische Röntgenstrahlung (Kap. 4.2.2), so daß die Photokathode der Streackkamera nicht mehr in Transmission betrieben werden kann und stattdessen in streifendem Einfall verwendet werden muß. Dies ist aber wegen der ungünstigeren Leistungsdichte auf der Photokathode bei streifendem Einfall mit einem Intensitätsverlust verbunden, der vom eventuell möglichen Zuwachs abgezogen werden muß.
- Bei Spannungen über 30 kV muß die Pseudofunkenkammer zur Vermeidung äußerer Überschläge in einem Isoliermedium (Vakuum, SF₆, Öl) betrieben werden.

4.2.2 Experimenteller Aufbau

Abbildung 64 zeigt den kompletten Aufbau der Röntgenschattenfotografie. Die drei wesentlichen Komponenten sind die in Kap. 2.2 ausführlich beschriebene Pseudofunken-Röntgenblitzquelle (links), die protonenstrahlerzeugende B_θ -Diode mit Folientarget (Mitte) sowie die Röntgen-Streakkamera (rechts), die für zeitintegrale Aufnahmen mit besserer räumlicher Auflösung durch einen Röntgenfilm ersetzt werden kann.

Die B_θ -Diode

Zur Erzeugung des intensiven Protonenstrahls, der am Folientarget die zum Studium der Strahl-Target-Wechselwirkung interessanten Leistungsdichten von mehr als 0.3 TW/cm^2 erzeugt, wird die selbstmagnetisch B_θ -isolierte Ionendiode⁶² an der Pulsleistungsanlage KALIF (2 MV, 2.25Ω , 50 ns) des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik im Kernforschungszentrum Karlsruhe betrieben. Da die Funktionsweise dieser Diode an anderer Stelle ausführlich beschrieben ist^{63,64}, sollen hier nur die für die Schattenfotografie wichtigen Daten des Ionenstrahls in einer Tabelle angegeben werden.

Pulsdauer am Target	50 ns
maximale Protonenstromstärke am Target	160 kA
maximale Protonenenergie	1.7 MeV
Fokusbereich	10 mm
Brennweite	34 mm
Protonenleistungsdichte	0.35 TW/cm^2
Stromneutralisationsgrad	> 99 %
Protonenanteil im Fokus	> 99 %

Tab. 6: Daten des Ionenstrahls der B_θ -Diode im Fokus⁶³

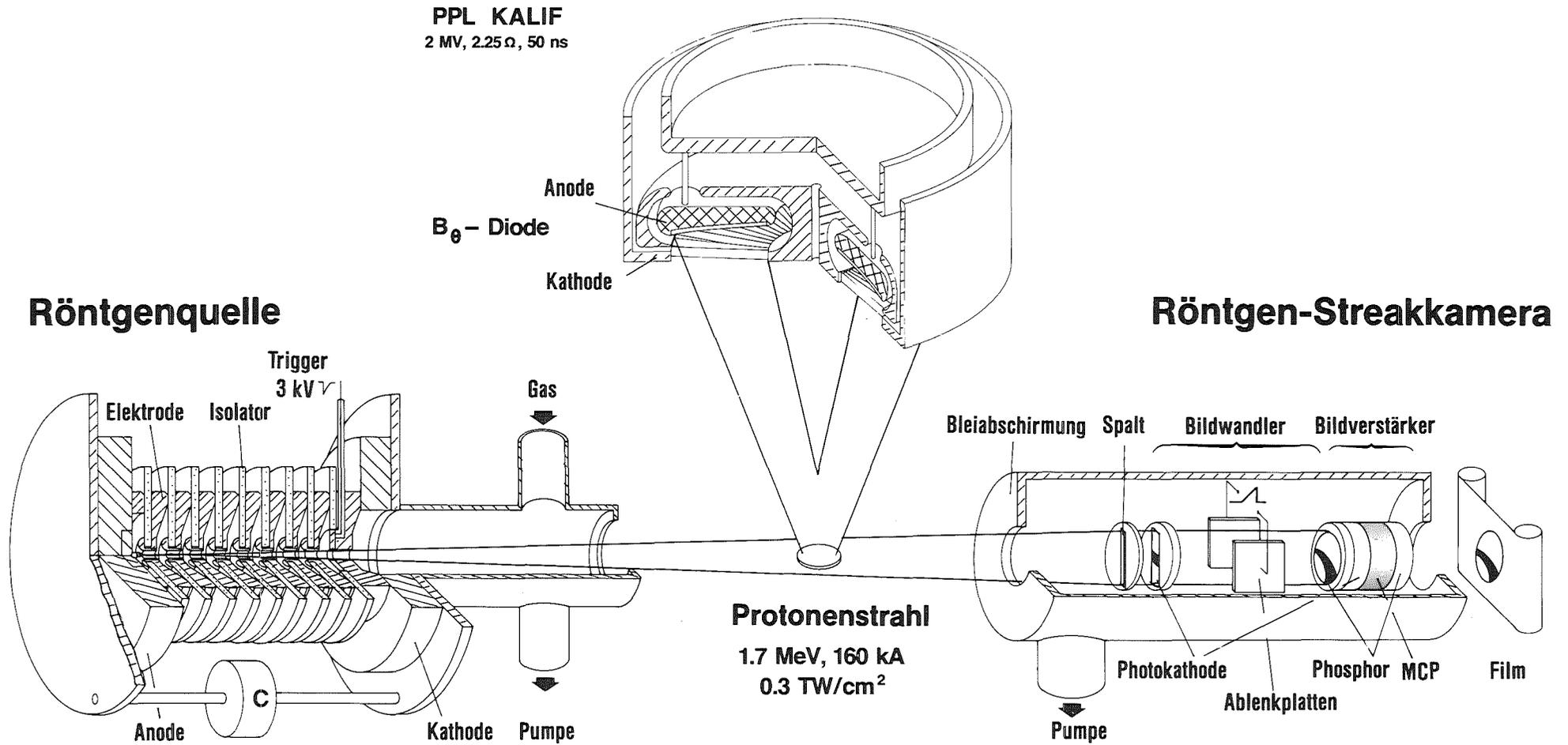


Abb. 64: Experimenteller Aufbau der Röntgenshattenfotografie

Die Röntgen-Streakkamera

Die Funktionsweise der Röntgen-Streakkamera ist gleich der einer normalen Bildwandler-Kamera. An einer Photokathode, die in diesem speziellen Fall auf Röntgenstrahlung optimiert ist, wird einfallende Strahlung in Elektronen umgewandelt. Diese werden beschleunigt, mit Hilfe einer Elektronenoptik zeitlich abgelenkt und auf einen Phosphor abgebildet (Abb. 64). Auf diese Weise erscheint am Ausgang der Kamera ein Bild, das die zeitliche Entwicklung eines durch den Eingangsspalt bestimmten eindimensionalen Ausschnitts des beobachteten Objekts zeigt. Da die zeitliche Ablenkung kontinuierlich mit Hilfe einer Spannungsrampe geschieht, spricht man von Schmierbild- oder Streakkamera.

Im durchgeführten Experiment wird das so erhaltene Bild wegen der geringen Intensität mit Hilfe einer Mikrokanalplatte um einen Faktor 1000 verstärkt und auf einen Film abgebildet.

Die in Transmission betriebene Photokathode (Abb. 65), die die einfallenden Strahlungsquanten in Elektronen umwandelt, ist von großer Bedeutung für die Funktionsweise der Kamera. Die Konversionsrate kann dabei je nach verwendetem Material um ein bis zwei Größenordnungen schwanken. Abb. 66 zeigt den Vergleich im Wirkungsgrad zwischen der im Experiment verwendeten Photokathode von 20 nm Gold mit einer ebenso dicken CsI-Photokathode^{6 5}, wobei beide auf einer 2 µm-Hostaphan-Trägerfolie^{##} aufgedampft sind.

Da die Bildwandlerröhre der Kamera zur Ermöglichung eines fenster- und damit strahlungsverlustlosen Anschlusses an die Röntgenquelle nicht evakuiert ist, muß sie zum Betrieb, bei dem an den Elektroden Spannungen bis 20 kV anliegen, an eine Turbomolekularpumpe angeschlossen werden. Damit verbunden ist ein Drucküberwachungssystem, das bei Überschreiten eines Grenzwerts von 10^{-3} Pa die Hochspannung in der Kameraröhre ausschaltet, um Beschädigungen durch Überschläge in der Röhre zu vermeiden.

Hadland Imacon X-Chron 475/F

Polyethylenterephthalat; Fa. Kalle, Postfach 3540, 6200 Wiesbaden 1

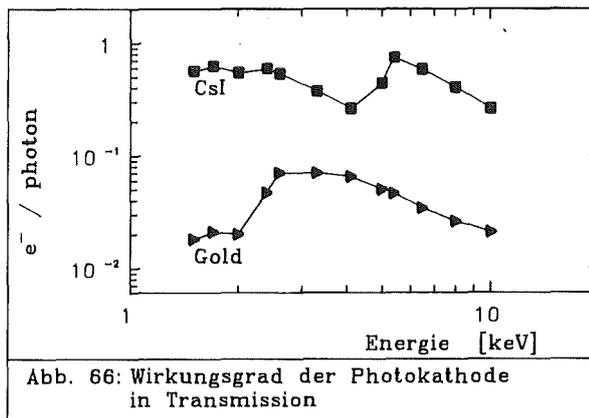
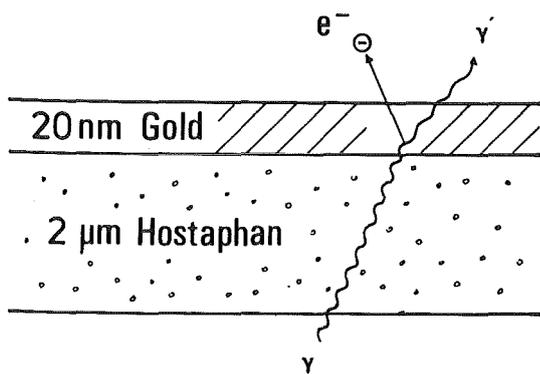


Abb. 66: Wirkungsgrad der Photokathode in Transmission

Abb. 65: Photokathode in Transmission

Beim Einsatz der Kamera an der KALIF-Pulsleitung in der Nähe der B_{θ} -Diode stellte sich heraus, daß der Phosphor und die Mikrokanalplatte des Bildverstärkers empfindlich auf die von der B_{θ} -Diode während des Pulses abgegebene intensive Röntgenstrahlung im MeV-Bereich reagieren. Aus diesem Grund wurde das Gesamtsystem Kamera/Bildverstärker mit einer Bleiabschirmung versehen, die in Richtung der B_{θ} -Diode 15-20 cm und rundum wegen der Rückstreuung der Strahlung an den Betonwänden des Experimentierareals 5 cm stark war. Allerdings war auch damit nur ein Verstärkungsfaktor des Bildverstärkers von 100 realisierbar, so daß zur Aufnahme der Röntgenquelle eine Intensitätssteigerung zum Beispiel mit Hilfe der empfindlicheren CsI-Photokathode notwendig ist.

Zur Abschirmung der Kameraelektronik vor der elektrischen Störstrahlung der Pulsleistungsanlage wurde der gesamte Kameraaufbau einschließlich Trigger-elektronik in einen abgeschirmten Meßschrank eingebaut.

Das Vakuumsystem

Im Aufbau sind drei verschiedene Vakuumbereiche vorhanden: das Niederdruckvakuum des Pseudofunkens mit 8 Pa Neon, das Hochvakuum des Strahlrohrs der B_{θ} -Diode mit 10^{-2} Pa und das Vakuum der Streackkamera mit 10^{-4} Pa. Diese Drücke werden mit Hilfe von geeigneten Vakuumpumpen eingestellt. Beim Pseudofunken kommt dazu ein Gaseinlaßventil zur Versorgung mit dem Arbeitsgas Neon, das über ein Steuergerät[#], welches gleichzeitig den eingestellten

MKS Pressure Controller Type 250B, Fa. MKS Instruments, Stahlgruberring 13
8000 München 82

Druck über einen elektromechanischen Druckaufnehmer[#] mißt, geregelt wird. Dies ist notwendig, da ein korrektes Einhalten des Arbeitsdruckes für die Funktionsweise der Röntgenquelle notwendig ist, eine Nachregelung vor Ort aber wegen der Absperrung des gesamten KALIF-Areals während des Betriebs nicht möglich ist.

Die Trennung der drei Druckbereiche erfolgt mit Hilfe 8 µm starker Hostaphanfolien^{##}, die die einzelnen Vakuumbereiche auch gegen Außendruck abdichten können, sowie den durch die Funktion der Diode verursachten Druckstoß abfangen. Diese Folien sind für die verwendete Röntgenstrahlung nahezu vollständig transparent, während die vom Ablationsplasma emittierte Strahlung mit Energien unter 200 eV absorbiert wird (Anhang B.3). Zusätzlich sind zwei pneumatisch betätigte Schieberventile eingebaut, die ein mechanisches Abkoppeln von Röntgenquelle und Streackkamera während der Montage sowie ein Auswechseln der Kunststoffolie nach einem Impuls ermöglichen. Dieses Auswechseln der Folien ist notwendig, weil durch die Emission der B_0 -Diode die Fenster mit Ruß belegt werden, was zum einen die Transparenz verändert und zum anderen die Elastizität der Folie verringert.

Die Triggerelektronik

Zur Aufnahme der Strahl-Target-Wechselwirkung ist es nötig, daß Ionenquelle und Röntgenblitz gleichzeitig abgefeuert werden, und daß die Streackkamera zu diesem Moment aufnahmebereit ist. Zur Triggerung von Röntgenquelle und Streackkamera wird das optische Signal des Funkens im Pulslineschalter der KALIF-Pulsleitung verwendet, das mit Hilfe einer geeigneten Elektronik in einen 50 V Puls mit einer Anstiegszeit von 20 ns umgewandelt wird.

Unter Berücksichtigung der Laufzeiten von Lichtsignal, Spannungspuls zur Diode und Ionen zum Target steht das Triggersignal an der Röntgenquelle 300 ns vor Auftreffen der ersten Ionen auf das Target zur Verfügung.

Mit Hilfe dieses 50 V Pulses werden sowohl die Röntgen-Streackkamera als auch die Transistor-Marxschaltung des Pseudofunken-Triggers (Kap. 2.2.1)

MKS Baratron Typ 220B

Polyethylenterephthalat; Fa. Kalle, Postfach 3540, 6200 Wiesbaden 1

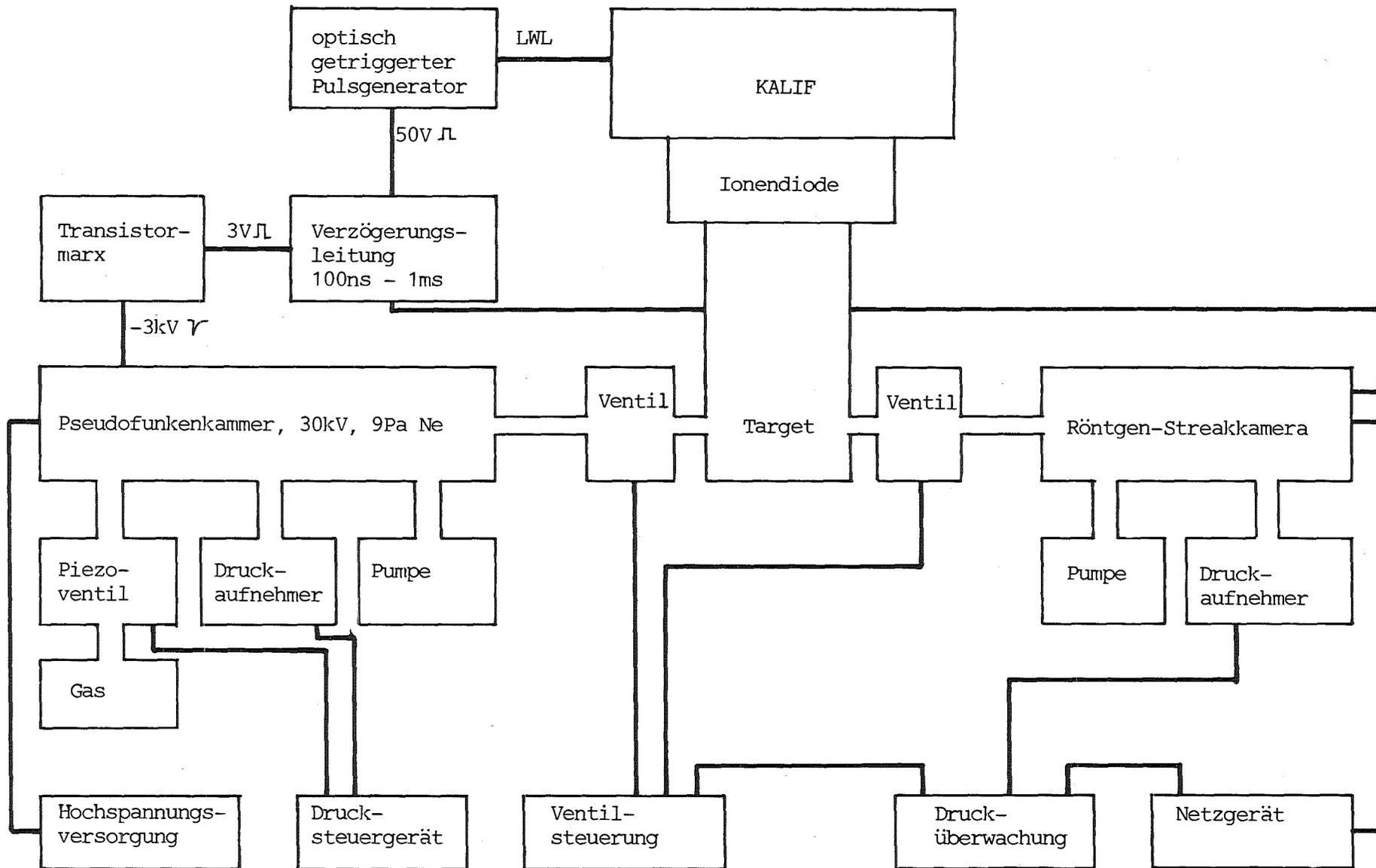


Abb. 67: Blockschaltbild Röntgenshattenfotografie

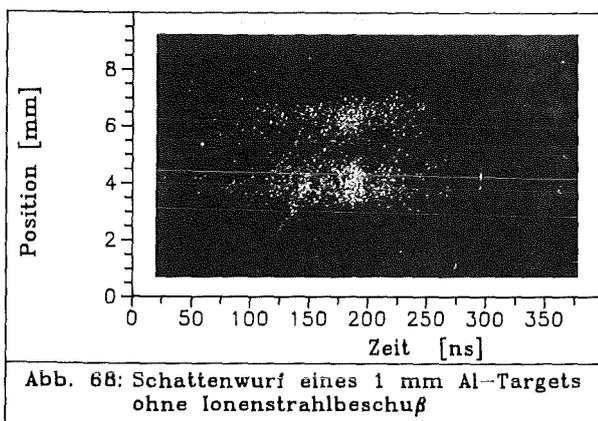
getriggert. Für den Fall, daß das Target nach der Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl beobachtet werden soll, steht ein Verzögerungsgenerator zur Verfügung, der ein Verschieben der Triggersignale von 100 ns bis 1 ms in 1 ns Schritten erlaubt.

Abb. 67 gibt als Blockschaltbild einen Überblick über das Zusammenwirken der einzelnen Bauteile des Röntgenshattenfotografie-Aufbaus.

4.2.3 Meßergebnisse ohne Ionenstrahl

Zum Test des Schattenfotografie-Aufbaus, wie er in Abb. 64 gezeigt ist, wurden erste Aufnahmen an ruhenden Targets ohne Ionenstrahlbeschuß durchgeführt. Der Abstand von der Quelle der Röntgenstrahlung bis zum Target betrug 72,5 cm, der Abstand vom Target bis zur Photokathode der Streakkamera 55 cm. Die daraus resultierende Auflösung wurde experimentell zu ca. 0.8 mm am Targetort bestimmt und wird teilweise durch die Auflösung der Streakkamera selbst, teilweise durch den großen Abstand zwischen Target und Photokathode bestimmt. Abb. 68 zeigt die Aufnahme eines Aluminium-Targets von 1 mm Dicke.

Verwendet man statt der Streakkamera einen Polaroidfilm mit einer Titan2-Verstärkerfolie zur Umwandlung der Röntgenstrahlung in Licht (Anhang B.7), kann man wegen der so möglichen geringeren Entfernung zwischen Target und Film von 24 cm eine Auflösung von 0.3 mm erreichen.



4.2.4 Eigenstrahlung der Ionenstrahltargets

Überraschenderweise stellte sich während der Experimente heraus, daß die Aluminium-Targets, die vom Ionenstrahl der B_{θ} -Diode mit einer Leistungsdichte von 0.1 bis 0.35 TW/cm^2 getroffen werden, selbst Strahlung im Energiebereich von einigen keV mit erheblichen Intensitäten emittieren, so daß keine Schattenfotografie-Aufnahmen mit Ionenstrahl möglich waren. Da eine solche Strahlung bei bisherigen Targetexperimenten noch nicht festgestellt wurde, sollen in diesem Kapitel die beobachteten Eigenschaften der Targetstrahlung beschrieben und ein Erklärungsansatz gegeben werden.

Eine Lochkameraaufnahme mit einem 1 mm-Pinhole im Maßstab 1:2 zeigt, daß nicht nur das Target selbst, sondern auch die umgebende Targethalterung Strahlung emittiert. Abb. 69 zeigt zwei solche Aufnahmen; aus Gründen der Lochkamerageometrie ist nur der oberhalb der gestrichelten Linie liegende Teil der Targethalterung zu sehen. Der Energiebereich wurde dabei mit Hilfe verschiedener Absorptionsfolien, deren Durchlässigkeiten in Anhang B.3 angegeben sind, zu mehreren keV bestimmt. Selbst durch eine $50 \mu\text{m}$ starke Silberfolie, die nur Röntgenquanten oberhalb von etwa 10 keV durchläßt, ist noch Strahlung nachzuweisen.

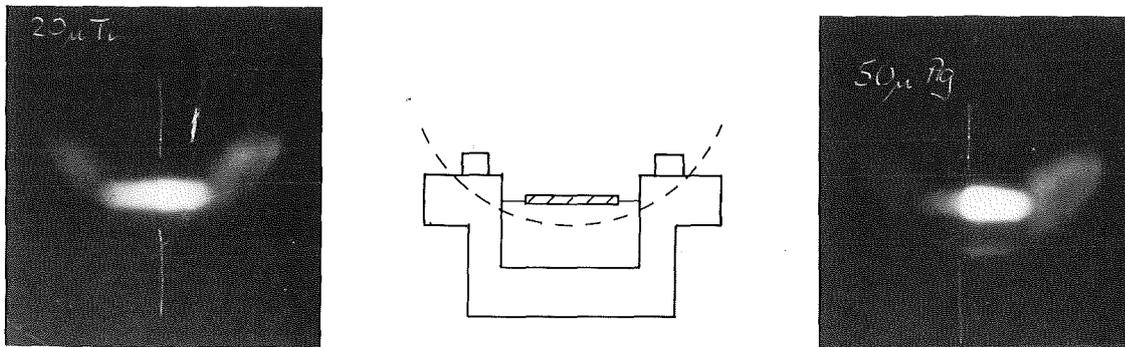


Abb. 69: Lochkameraaufnahme des Targets mit Halterung. Je eine Hälfte des Films war mit der angegebenen Metallfolie abgedeckt, die andere Hälfte mit $8 \mu\text{m}$ Aluminium.

Die Pulsform der emittierten Strahlung wurde mit Hilfe einer PIN-Diode gemessen. Der dabei ebenfalls registrierte Röntgenstrahlungshintergrund der B_{θ} -Diode wurde mit Hilfe einer zweiten, nicht auf das Target gerichteten PIN-Diode gemessen und vom ersten Signal subtrahiert. Abb. 70 zeigt das so bestimmte Röntgensignal, das in der Länge dem Ionenstrompuls etwa entspricht.

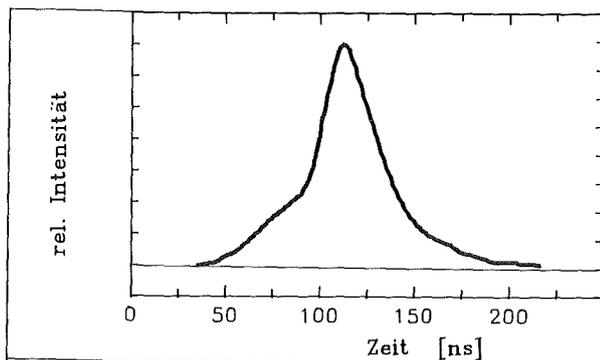


Abb. 70: Eigenstrahlung eines
0.1 mm Aluminium-Targets

Eine grobe Abschätzung der Leistung durch einen Vergleich mit der Pseudofunken-Röntgenquelle ergab einen Wert im Maximum von ca. 200 kW.

Da die Quantenenergie der Strahlung bis über 10 keV hinausreicht, scheidet die in früheren Experimenten beobachtete Anregung von K_{α} -Strahlung durch Ionen^{6,6} wegen der niedrigen K_{α} -Energie von Aluminium (1.486 keV) als Erklärung des Strahlungsmechanismus aus. Auch Temperaturstrahlung ist wegen der dazu notwendigen hohen Targettemperatur im keV-Bereich und wegen der Tatsache, daß nicht nur das heiße Target, sondern auch die kalte Halterung strahlen, ebenfalls auszuschließen.

Die plausibelste Erklärung ist in der Erzeugung von Bremsstrahlung durch Elektronen mit Energien im keV-Bereich zu sehen. Diese können wie im folgenden gezeigt werden soll, sowohl durch den Neutralisationsprozeß des Ionenstrahls als auch durch eine Targetaufladung durch Elektronenrückstreuung entstehen.

Der Neutralisationsvorgang eines intensiven Teilchenstrahls ist bisher nur im Ansatz geklärt. Es liegen zwar einzelne Modellrechnungen vor^{6,7-6,9}, diese gehen aber von vereinfachenden Annahmen aus und erfassen die Komplexität des Vorgangs nicht. Bei der B_{θ} -Diode läuft der Hauptteil der Neutralisation an der lamellenförmigen Kathode ab^{6,2,6,3}, die Neutralisationselektronen werden vom Strahl mitgezogen. Die elektrodynamischen Randbedingungen zeigen, daß eine Lösung dieses Problems nur möglich ist, wenn die Hälfte der Elektronen ruht und die andere Hälfte doppelte Ionengeschwindigkeit besitzt^{6,8}. Dies führt bei der B_{θ} -Diode zu Elektronen mit Energien von 1-2 keV und kann den beobachteten Effekt allein nicht erklären. Falls die Neutralisation an der Kathode nicht vollständig ist, baut sich im Strahl ein Potential auf, das seinen maximalen Wert in der Strahlmitte erreicht^{6,7,6,9}:

$$(13) \quad \Phi_{\text{Mit}} = \frac{e}{2 \epsilon_0} N_{\text{eff}} n_i a^2$$

$N_{\text{eff}} n_i$ ist darin die nicht neutralisierte Ionendichte, a der Strahlradius. Dieses Potential führt zu einem weiteren Neutralisationsmechanismus, bei dem Elektronen aus der Wand des Ausbreitungsgefäßes oder aus dem Gasraum in den Strahl beschleunigt werden^{67,69}. Die nicht neutralisierte Ionendichte $N_{\text{eff}} n_i$ läßt sich aus der Messung des nicht neutralisierten Strahlstroms $N J_i$ abschätzen. Man erhält aus:

$$(14) \quad J_i + J_e = N J_i \quad \text{mit} \quad v_e = v_i + \Delta v_e \quad \text{und} \quad n_i - n_e = N_{\text{eff}} n_i$$

$$(15) \quad n_i - n_e - n_i \frac{\Delta v_e}{v_i} + n_i \frac{\Delta v_e}{v_i} N_{\text{eff}} = N n_i$$

und unter Vernachlässigung der zweiten Ordnung

$$(16) \quad n_i - n_e = \left(N + \frac{\Delta v_e}{v_i} \right) n_i = N_{\text{eff}} n_i$$

Die Höhe des Neutralisationsstroms, der durch das Potential Φ_{Mit} aus der Wand gezogen werden kann, ergibt sich nach dem Child-Langmuir-Gesetz zu:

$$(17) \quad J_N = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{F}{d^2} \Phi_{\text{Mit}}^{3/2}$$

worin F die Strahlrohroberfläche und d der Strahlrohrradius ist. Tabelle 7 gibt die Werte für Potential, Neutralisationsstrom aus der Strahlrohrwand und erzeugte Röntgenleistung beim Auftreffen auf ein Target mit niedrigem Z an. Da die nicht neutralisierte Ionendichte gerade bei kleinen Werten von N empfindlich vom Verhältnis der Teilchengeschwindigkeiten abhängt, wurden für N_{eff} neben dem gemessenen Wert von $N=0.01$ ⁶³ auch die Werte $N_{\text{eff}}=0.001$ und $N_{\text{eff}}=0.0001$ in die Gleichungen (13) und (17) eingesetzt.

N_{eff}	0.01	0.001	0.0001
Φ_{Mit} [kV]	1300	130	13
J [kA]	43	1.4	0.04
P [kW]	56000	182	0.5

Tab. 7: Potential nach (13), Neutralisationsstrom nach (17) und Röntgenleistung für $J=100$ kA, $W_i=1$ MeV, $F=0.28$ m², $d=0.15$ m.

Die für $N_{\text{eff}}=0.001$ berechneten Werte entsprechen dabei am ehesten den beobachteten maximalen Quantenenergien von über 10 keV und der grob abgeschätzten Röntgenleistung von ca. 200 kW und lassen so diesen Entstehungsmechanismus der Strahlung für möglich erscheinen.

Diesem Effekt könnte mit einer Bereitstellung der Neutralisationselektronen aus dem Hintergrundgas im Strahlrohr begegnet werden. Die durchlaufene Potentialdifferenz der Elektronen und damit die maximale Röntgenquantenenergie würde wesentlich kleiner werden. Die mittlere freie Weglänge für Ionisationen durch die an der Kathode mitgenommenen Neutralisationselektronen sowie die Protonen liegt beim eingestellten Druck von 10^{-2} Pa bei 42 m ($n_g = 2.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\sigma = 10^{-20} \text{ m}^2$). Eine Erhöhung des Gasdrucks auf 10^2 Pa würde zu einer freien Weglänge von 4 mm und damit zu einer nennenswerten Anzahl freier Elektronen zur Strahlneutralisation im Gasraum führen. Diese Art der Neutralisation wurde bei der Pinch-Reflex-Diode bereits verwendet⁷⁰, die Targeteigenstrahlung wurde allerdings nicht untersucht.

Ein weiterer Mechanismus, der unabhängig von der Strahlneutralisation ebenfalls zu hochenergetischen Elektronen führen kann, ist die Rückstreuung von Elektronen am Target⁷¹. Durch diesen Effekt kann sich das Target aufladen, die rückgestreuten Elektronen werden wieder auf das Target zubeschleunigt. Auf diese Weise stellt sich ein Gleichgewichtszustand mit konstanter Targetaufladung ein⁷¹. Dieser Aufladungseffekt könnte mit Hilfe einer besseren Targeterdung abgeschwächt werden.

In jedem Fall wird es zum Verständnis dieses Details der Strahl-Target-Wechselwirkung sinnvoll sein, weitere Parameter der Röntgenstrahlung, wie zum Beispiel das Energiespektrum, zu messen.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Röntgenemission von Hochleistungs-Pseudofunkenkammern erstmals systematisch untersucht.

Das wichtigste Ergebnis der Messungen ist die Klassifizierung von drei Anteilen der Röntgenstrahlung, die sich hinsichtlich Entstehungsort, spektraler Verteilung und zeitlichem Erscheinen während der Entladung in typischer Weise unterscheiden. Diese Anteile sind:

- Anodenstrahlung, die während der Vorentladung des Pseudofunkens durch den selbstfokussierten Elektronenstrahl der Pseudofunkenkammer an der massiven Anode erzeugt wird,
- Kathodenwandstrahlung, die zu Beginn der Hauptentladung durch Auftreffen von Elektronen auf die Wände des Entladekanals und der Hohlkathode entsteht und
- Plasmastrahlung, die während der Hauptentladung von einem Plasmagebiet geringer Ausdehnung auf der Achse der Entladung im Kathodenbereich emittiert wird.

Die maximalen Quantenenergien von Anoden- und Kathodenwandstrahlung entsprechen dabei der Entladespannung, diejenigen der Plasmastrahlung liegen typischerweise ein bis zwei Größenordnungen darunter. Der Wirkungsgrad der Plasmastrahlung bezogen auf die angebotene Energie ist mit bis zu 0.5 % um einen Faktor 40 höher als derjenige der Anodenstrahlung, was zu beobachteten Leistungen der Plasmastrahlung von maximal 2.7 MW führt.

In den durchgeführten Messungen wurde der Einfluß äußerer, frei wählbarer Parameter wie Arbeitsgas, Druck, Entladespannung, externe Kapazität und Form des Entladekanals auf die für die Strahlungsemission wichtigen Größen Intensität, Energiespektrum, Quelldurchmesser und Wirkungsgrad untersucht. Soweit es möglich war, wurde auch versucht, Skalierungsgesetze für die einzelnen Parameter anzugeben, um so Extrapolationen über den gemessenen Bereich hinaus zu erlauben.

Ausgehend von den Ergebnissen der Messungen der Röntgenemission sowie unter Beachtung weiterer Messungen und Simulationsrechnungen an der Pseudofunkengeometrie wurde versucht, den Ablauf der Entladung zu beschreiben und zu verstehen. Die Röntgenemissionsmessungen bestätigen die gängige Vorstellung, daß sich die Pseudofunkenentladung in zwei Phasen aufteilen läßt: eine townsendähnliche Vorentladung und eine schnelle, funkenähnliche Hauptentladung. Darüber hinaus gelang es, drei weitere Details des Ablaufs der Pseudofunkenentladung zu klären.

- Während der Vorentladung finden wegen der unterschiedlichen Feldstärkewerte im Kanal und in der Hohlkathode der Pseudofunkenkammer dort jeweils unterschiedliche Ladungsträgervermehrungsprozesse statt: eine normale Townsendentladung im Hohlkathodenbereich und eine modifizierte Townsendentladung mit Runaway-Elektronen im Kanal.

- Durch das unterschiedliche Verhalten mit verschiedenen Arbeitsgasen während der Vorentladung wird gezeigt, daß nicht die im Kanal, sondern die in der Hohlkathode des Pseudofunkens stattfindende Ladungsträgervermehrung für das unterschiedlich schnelle Herbeiführen der Hauptentladung verantwortlich ist. Während bei den Gasen mit hoher Ionisationsrate in der Hohlkathode die Hauptentladung innerhalb von 100 ns eingeleitet wird, kann im gegenteiligen Fall mit niedriger Ionisationsrate für mehrere 100 ns ein intensiver Elektronenstrahl von der Hohlkathode in den Kanal injiziert werden, bevor es zur Hauptentladung kommt.

- Das Abbrechen der Anodenstrahlung zu Beginn der Hauptentladung und das kurze Kathodenwand-Strahlungssignal werden als Indiz für das Aufplatzen des Elektronenstrahls gewertet. Der Zeitpunkt hängt dabei nicht allein von der Stromstärke sondern auch von der Stromwachstumsrate ab. Gründe für dieses Aufplatzen des Strahls können Strahlinstabilitäten oder, wie gezeigt, eine ungenügend schnell erfolgende Raumladungsneutralisation sein.

Zusätzlich wurde versucht, Ansätze zur Erklärung des Verhaltens der Plasmastrahlung zu geben, was aber - zum Teil durch eine noch ungenügende Anzahl von Meßdaten - zu keiner befriedigenden Theorielösung führte.

Die Anwendung der mit Pseudofunkenkammern erzeugten Röntgenstrahlung, die von Beginn der durchgeführten Messungen an als Leitgedanken vorhanden war, wurde in einem experimentellen Aufbau zur Röntgenschattefotografie von Ionenstrahltargets erstmals realisiert. Bei den ersten Testmessungen stellte sich heraus, daß das vom Protonenstrahl der B_0 -Diode getroffene Target selbst Röntgenstrahlung im Spektralbereich von 1-10 keV emittiert, die die Pseudofunken-Röntgenquelle überstrahlt und vermutlich auf schnelle Neutralisationselektronen im Ionenstrahl zurückzuführen ist. Daher muß, bevor erfolgreiche Röntgenschatteaufnahmen von Ionenstrahltargets gemacht werden können, der genaue Entstehungsmechanismus dieser Strahlung untersucht und die Intensität der Strahlung, sofern möglich, reduziert werden.

Anhang

	Seite	
A	Theorie der Röntgenstrahlung	88
A.1	Röntgenstrahlung durch Elektronenbeschuß von Festkörpern	89
A.1.1	Röntgenbremsstrahlung	89
A.1.2	Charakteristische Strahlung	92
A.2	Röntgenemission von Plasmen	94
A.2.1	Bremsstrahlung	94
A.2.2	Rekombinationsstrahlung	95
A.2.3	Linienstrahlung	96
A.2.4	Diagnosemöglichkeiten	97
A.3	Synchrotronstrahlung	97
B	Diagnostik für Röntgenstrahlung	100
B.1	Silizium PIN-Dioden	100
B.2	Vakuum-Röntgen-Diode	101
B.3	Absorptionsfolien	102
B.4	Kristallspektrometer	105
B.5	Transmissions-Gitterspektrometer	105
B.6	Plastikszintillator NE 104	105
B.7	Filmmaterial	106
C	Berechnung des Röntgenspektrums dicker Targets	107
D	Liste der verwendeten Symbole und Konstanten	109

A Theorie der Röntgenstrahlung

In diesem Kapitel sollen die bekannten Theorien zur Entstehung von Röntgenstrahlung wiedergegeben werden. Prinzipiell kann elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich von 100 \AA bis herunter zu $1/100 \text{ \AA}$ entsprechend Quantenenergien von 100 eV bis 1 MeV , die im allgemeinen als Röntgenstrahlung bezeichnet wird, aus verschiedenen Mechanismen heraus entstehen. Um Verwirrung zu vermeiden, und die Vergleichbarkeit mit Elektronenenergien zu ermöglichen, sind in dieser Arbeit alle Röntgenwellenlängen in Elektronenvolt (eV) ausgedrückt gemäß:

$$(18) \quad W = h \nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Für die Umrechnung von eV in die ebenfalls übliche Angabe in \AA gilt:

$$(19) \quad \lambda[\text{\AA}] = 12.4 / E [\text{keV}]$$

Im Spektrum sofort erkennbar ist dabei der Unterschied zwischen Linienstrahlung und kontinuierlicher Strahlung. Linienstrahlung im Röntgenbereich entsteht genauso wie Linienstrahlung im sichtbaren Teil des Spektrums durch Anregungen in der Elektronenhülle von Atomen oder durch Ionisationsprozesse, wobei beim Rückgang des Atoms in einen niederenergetischeren Zustand die freiwerdende Energie in Form eines Strahlungsquants mit für das entsprechende Atom charakteristischer Energie abgegeben wird. Man spricht daher auch von charakteristischer Strahlung. Ursache dieses Prozesses sind im allgemeinen Stöße mit anderen Teilchen, wobei dies sowohl beschleunigte Teilchen sein können, die mit kalter Materie wechselwirken (A.1.2) als auch Elektronen in einem Plasma hoher Temperatur, die die notwendigen Geschwindigkeiten erreichen (A.2.3).

Bei der Entstehung kontinuierlicher Strahlung lassen sich zwei verschiedene Prozesse unterscheiden. Der erste ist die Röntgenbremsstrahlung, d.h. die Ablenkung von geladenen Teilchen im Coulombfeld eines Targetatoms, bei der nach den Maxwell'schen Gleichungen Strahlung emittiert werden muß. Dabei spielt es keine Rolle ob das Atom im Festkörper (A.1.1) oder als ionisiertes Gas (A.2) vorliegt. Der zweite Prozeß, der zu einer quasikontinuierlichen Strahlung führt, ist die Ablenkung von geladenen Teilchen in externen Magnetfeldern, die Synchrotronstrahlung (A.3).

Neben einer kurzen Einführung wird jedes der folgenden Unterkapitel die für die jeweilige Strahlung charakteristischen Skalierungen und Energiespektren zeigen. Beispiele für Röntgenquellen wurden bereits in Kap. 4.1 im Vergleich mit dem Pseudofunken gezeigt.

A.1 Röntgenstrahlung durch Elektronenbeschuß von Festkörpern

A.1.1 Röntgenbremsstrahlung

Experimentelle Ergebnisse

Seit der Entdeckung durch Röntgen 1895⁷² wurden wiederholt Messungen der Röntgenbremsstrahlung, die bei der Wechselwirkung beschleunigter Elektronen mit Festkörpern entsteht, durchgeführt⁷³⁻⁷⁵, über die in verschiedenen Zusammenfassungen berichtet wird^{24, 25}.

Demnach ist die Intensität der emittierten Strahlung streng proportional dem Elektronenstrom J , der auf den Festkörper auftrifft und näherungsweise proportional dem Quadrat der Spannung V , mit der die Elektronen beschleunigt wurden sowie der Kernladungszahl Z des Targetmaterials:

$$(20) \quad I \propto J Z V^2$$

Daraus ergibt sich ein Wirkungsgrad zur Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung von:

$$(21) \quad \eta = \frac{\text{Röntgenleistung}}{\text{Elektronenleistung}} = \frac{k J Z V^2}{J V} = k Z V \quad ; \quad V \text{ in Volt}$$

Der Zahlenwert für k wurde experimentell zu $1.0 \dots 1.5 \times 10^{-9}$ bestimmt und η liegt damit bei Spannungen von 10 - 50 kV im ‰-Bereich.

Die spektrale Verteilung der Intensität wurde aus den gemessenen Daten unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Meßapparatur, der Absorption in Austrittsfenstern sowie der Absorption in der Anode selbst experimentell bestimmt^{76, 77}:

$$(22) \quad I \propto (v_0 - v)$$

ν_0 ist dabei die kurzwellige Grenze des Röntgenspektrums, die der totalen Umwandlung der kinetischen Energie des Elektrons in Strahlungsenergie entspricht:

$$(23) \quad e U = h \nu_0$$

Die in Gleichung (22) über den Ort integrierte Intensität wird im allgemeinen nicht isotrop abgestrahlt^{24, 78}. Vor allem bei dünnen Targetfolien, bei denen die Elektronen im Mittel nur einmal mit einem Targetatom wechselwirken, findet sich eine Richtungsabhängigkeit der Intensität mit einem Maximum senkrecht zur Einstrahlrichtung der Elektronen. Für dicke Targets wird dieser Effekt wegen der Mehrfachstreuung der Teilchen und der damit verbundenen Richtungsverschmierung weniger deutlich.

Theorie der Bremsstrahlung

Davon ausgehend, daß die Bremsstrahlung bei der Ablenkung von Elektronen im Coulombfeld des positiv geladenen Target-Atomkerns entsteht, muß zur Berechnung der spektralen Energieverteilung die Abstrahlung auf der Keplerhyperbel unter Berücksichtigung der Elektronengeschwindigkeit, der Kernladung und der Streulänge bestimmt werden. Als Resultat erhält man für Elektronen der Energie $e U$, die auf eine unendlich dünne Anode mit A Targetatomen pro Fläche treffen^{24, 78}:

$$(24) \quad \frac{dE}{d\nu} = \frac{1}{12 \sqrt{3} \pi \epsilon_0^3} \frac{A Z^2 e^5}{m_e U c^3}$$

d.h. eine konstante, von der Frequenz ν unabhängige Energieverteilung. Für eine massive Anode, in der die Elektronen vollständig abgebremst werden, ergibt sich^{78, 79}:

$$(25) \quad \frac{dE}{d\nu} = \frac{2}{3 \sqrt{3} \ell} \frac{Z e^2 h}{\epsilon_0 c^3 m_e} (\nu_0 - \nu)$$

was der experimentell bestimmten Energieverteilung entspricht. ℓ ist ein Korrekturfaktor, dessen Wert ungefähr gleich 6 ist.

Diese Energieverteilung gilt, wie bereits erwähnt, für die gesamte, in der Anode erzeugte Röntgenstrahlung, von der ein Teil auf dem Weg zur Oberfläche wieder absorbiert wird. Zur Berechnung des tatsächlich nutzbaren Spektrums

muß daher dieser Teil wieder subtrahiert werden. Mit der vereinfachenden Annahme, daß der Elektronenstrom in der Anode auf geradlinigen Bahnen exponentiell abgeschwächt wird,

$$(26) \quad J/J_0 = e^{-x/re}$$

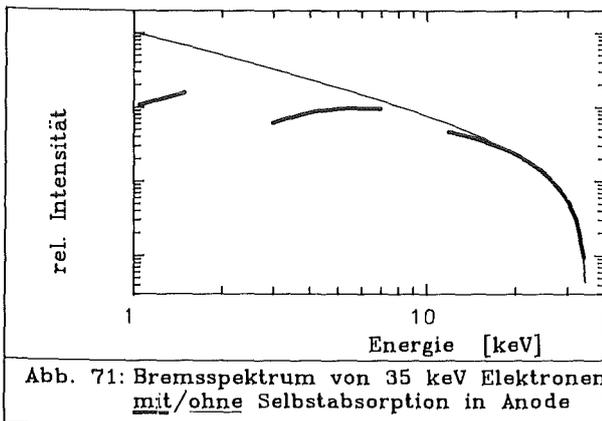
wobei re für die energieabhängige Elektronenreichweite steht⁸⁰:

$$(27) \quad re = 0.412 W (1.265 - 0.094 \ln(W)) \quad ; \quad W \text{ in MeV, } re \text{ in g/cm}^2$$

sowie der Formel für die Absorption von Röntgenstrahlung

$$(28) \quad I/I_0 = e^{-\frac{\mu}{\rho} d \rho}$$

worin μ/ρ der Massenschwächungskoeffizient ist (Anhang B.3), läßt sich mit Hilfe eines in Anhang C aufgelisteten Programms das Röntgenspektrum einer vorgegebenen Elektronenenergieverteilung berechnen. Abbildung 71 zeigt den Vergleich zwischen dem mit Hilfe der Kramers-Formel (22)/(25) berechneten Röntgenkontinuum und dem nach Anhang C um die Eigenabsorption korrigierten Röntgenspektrum eines monoenergetischen 35 keV Elektronenstrahls, der auf eine massive Tantal-Anode trifft. Der Bereich der charakteristischen Linien des Tantals wurde dabei ausgespart.



Die Richtungsabhängigkeit der Bremsstrahlung läßt sich mit Hilfe der Formel für Dipolstrahlung verstehen. Der Betrag der abgestrahlten elektromagnetischen Energie eines Dipols, den das beschleunigte Elektron in diesem Fall darstellt, wird durch den Betrag des Poynting-Vektors \vec{S} gegeben⁸¹:

$$(29) \quad |\vec{S}| = |\vec{E} \times \vec{H}| = \frac{e^2 \ddot{r}^2}{16 \pi^2 \epsilon_0 c^3 R^2} \sin^2 \theta$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß die Intensität der Strahlung dem Quadrat der Beschleunigung \ddot{r} direkt und dem Quadrat der Entfernung R umgekehrt proportional ist. Der Term $\sin^2 \theta$ weist auf die anisotrope Intensitätsverteilung hin, θ ist der Winkel zwischen Dipolachse (Einfallrichtung der Elektronen) und Beobachtungsrichtung. Für große Elektronengeschwindigkeiten müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden und es gilt nach Sommerfeld die Formel :

$$(30) \quad |\vec{S}| = \frac{e^2 \ddot{r}^2}{16 \pi^2 \epsilon_0 c^3 R^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^6}$$

die eine Verschiebung der Strahlungskeulen in Elektronenstrahlrichtung bewirkt (Abb. 72).

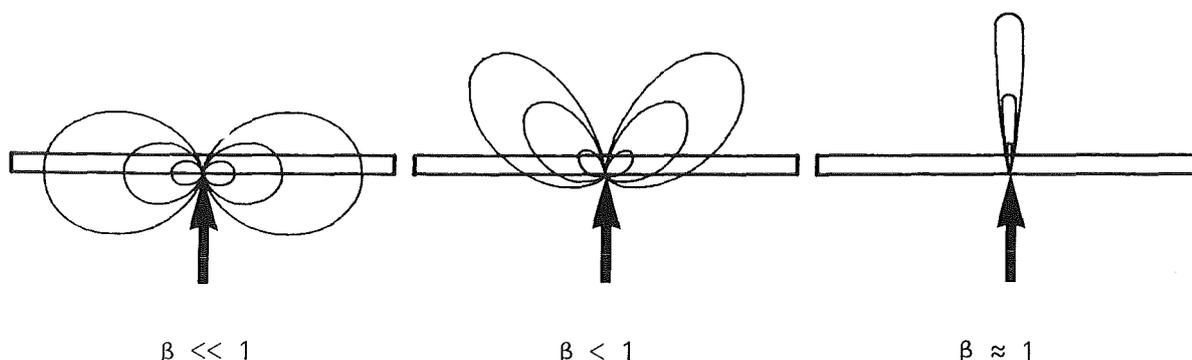


Abb. 72: Abstrahlungscharakteristik der Bremsstrahlung

A.1.2 Charakteristische Strahlung

Neben der Erzeugung kontinuierlicher Bremsstrahlung wird beim Auftreffen von Elektronen auf einen Festkörper wie bereits erwähnt auch eine für das Targetmaterial charakteristische Linienstrahlung emittiert^{25, 83}. Dabei lassen sich verschiedene Serien (K,L,M,...) unterscheiden, die wegen der Feinstruktur der atomaren Niveaus noch aus Unterlinien ($\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \dots$) bestehen. In Tab. 8 sind die intensivsten Linien der in der Pseudofunkenkammer verwendeten Anoden aufgelistet²⁶.

Für die Intensitätsverhältnisse innerhalb einer Serie gilt²⁵:

$$(31) \quad \begin{aligned} K_{\alpha 1} &: K_{\alpha 2} = 2 : 1 \\ L_{\alpha 1} &: L_{\beta 1} = 2 : 1 \end{aligned}$$

Linie	Aluminium	Eisen	Kupfer	Molybdän	Tantal	Wolfram
Z	13	26	29	42	73	74
K _{α1}	1.48670	6.40384	8.04778	17.3743	57.532	59.31824
K _{α2}	1.48627	6.39084	8.02783	17.3743	56.277	57.9817
L _{α1}		0.7050	0.9297	2.29316	8.1461	8.3976
L _{β1}		0.7185	0.9498	2.39481	9.3431	9.67235

Tab. 8: Hauptlinien der in der Pseudofunkenkammer verwendeten Anoden in keV

Auch hier ist wie bei der Bremsstrahlung die Intensität proportional zur Anzahl der auftreffenden Elektronen, d.h. zum Strom. Die Spannungsabhängigkeit gestaltet sich etwas komplizierter. Natürlich kann eine Linienserie erst angeregt werden, wenn die Elektronen eine entsprechende kinetische Energie $e U_{\min}$ nach Gleichung (23) haben. Von da an gilt:

$$(32) \quad I \propto J (U - U_{\min})^n$$

worin für den Exponenten n in der Literatur ein Wert zwischen 1.5 und 2 angegeben wird^{25, 83}. Der Gültigkeitsbereich dieser Formel geht bis etwa $U=6 U_{\min}$, danach sinkt der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung charakteristischer Strahlung ab. Tab. 9 gibt den Wirkungsgrad zur Erzeugung charakteristischer K-Strahlung für verschiedene Elektronenenergien und Targetmaterialien an⁸⁴.

W _{el} [keV]	Aluminium		Kupfer		Silber		Gold		
	Z	13	29		47		79		
		Y	η	Y	η	Y	η	Y	η
10		3.02	0.45	0.14	0.11				
20		8.92	0.67	1.38	0.55				
40		16.33	0.61	7.04	1.41	0.19	0.10		
100		15.08	0.23	26.39	2.11	6.16	1.35		
200		8.79	0.07	45.24	1.81	21.36	2.35	1.76	0.59

Tab. 9: Wirkungsgrad zur Erzeugung von K-Strahlung in Abhängigkeit von Elektronenenergie und Anodenmaterial. Angegeben ist die Ausbeute von Photonen pro 10^3 Elektronen Y und der Wirkungsgrad η in %.

Vom Entstehungsprozeß her erfolgt die Emission charakteristischer Strahlung isotrop, wegen der Selbstabsorption in der Anode wird allerdings senkrecht zur Anodenoberfläche die meiste Strahlung emittiert. Bei der Betrachtung der Gesamtemission an Röntgenstrahlung führt dies zu einem weiteren Verwischen des Richtungseffekts der Bremsstrahlung.

A.2 Röntgenemission von Plasmen

Bei der Röntgen- bzw. Lichtemission von Plasmen sind die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Ionen bzw. Atomen ebenfalls die dominierenden Prozesse und sollen hier ausschließlich behandelt werden. Ein Blick auf das Termschema eines Atoms (Abb. 73) läßt erkennen, daß im Prinzip drei verschiedene Reaktionsmechanismen abhängig von der Lage der Anfangs- und Endenergie des Elektrons unterscheidbar sind, die im folgenden beschrieben werden sollen.

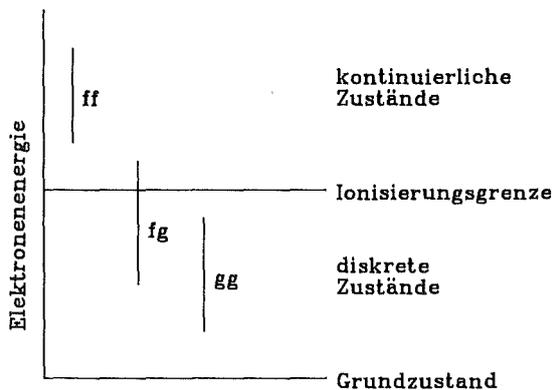


Abb. 73: Termschema eines Atoms

A.2.1 Bremsstrahlung

Liegen sowohl der Anfangs- als auch der Endzustand des wechselwirkenden Atoms oberhalb der Ionisierungsenergie, spricht man von frei-frei Strahlung. Physikalisch ist dies mit der Streuung eines Elektrons am Atom/Ion identisch, die, wie in A.1.1 bereits erläutert wurde, zu Bremsstrahlung führt. Legt man der Kramers-Formel (24) eine Maxwell-Verteilung der Elektronen zugrunde, erhält man für die von einem Volumenelement des Plasmas emittierte Strahlungsintensität folgende Form des Spektrums^{8 5-8 8}:

$$(33) \quad \frac{dI_{ff}}{d\nu} = C n_e n_i Z^2 \left(\frac{1}{T_e}\right)^{1/2} g e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$$

$$\text{mit } C = \frac{e^6}{6 \pi \sqrt{3} \epsilon_0^3 \sqrt{k} (2 \pi m_e)^{3/2}} = 5.44 \times 10^{-52} \frac{\text{W m}^3 \text{K}^{1/2}}{\text{sr}}$$

g ist darin der Gaunt-Faktor, der zur Korrektur der Abweichungen, die aufgrund quantenmechanischer Effekte entstehen, gegenüber dem klassisch berechneten Resultat eingeführt wird. Sein Wert schwankt im allgemeinen um 1, wesentlich abweichend ist er nur im Bereich sichtbaren Lichts⁸⁸. Durch Integration von Gleichung (33) über ν ergibt sich für die gesamte Abstrahlung:

$$(34) \quad I_{ff} = C^* \sqrt{T_e} n_e n_i Z^2 \quad \text{mit} \quad C^* = 1.13 \times 10^{-41} \frac{\text{W m}^3}{\text{K}^{1/2} \text{sr}}$$

A.2.2 Rekombinationsstrahlung

Rekombiniert ein freies Elektron in einen gebundenen Zustand des Atoms, wird die Energiedifferenz ebenfalls als Strahlung abgegeben. Sinngemäß spricht man in diesem Fall von frei-gebunden-Strahlung. Das Spektrum hat einen ähnlichen Verlauf wie das Bremspektrum (33), endet aber bei der Frequenz, die der Ionisierungsenergie des rekombinierten Zustands entspricht. In der Verteilung enthalten ist die Summation über die verschiedenen möglichen Endzustände n . Für wasserstoffähnliche Ionen gilt⁸⁷:

$$(35) \quad \frac{dI_{fg}}{d\nu} = C n_e n_i Z^2 \left(\frac{1}{T_e}\right)^{1/2} \sum_{\chi_{zn} < h\nu} \frac{2 \chi_{zn}}{k T_e} \frac{g_{fn}}{n} e^{-\frac{h\nu - \chi_{zn}}{k T_e}}$$

χ_{zn} gibt die Ionisierungsenergie des Quantenzustands n an, g ist der entsprechende Gaunt-Faktor. Wesentlich ist die wegen $\chi_{zn} = Z^2 \chi_{Hn}$ stärkere Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z (Z^4 gegenüber Z^2 bei der Bremsstrahlung).

Dies führt für Elemente mit großem Z zu einer deutlichen Dominanz der Rekombinationsstrahlung gegenüber der Bremsstrahlung, was sich vor allem bei Verunreinigungen von Plasmen leichter Gase mit schweren Elementen bemerkbar machen kann.

A.2.3 Linienstrahlung

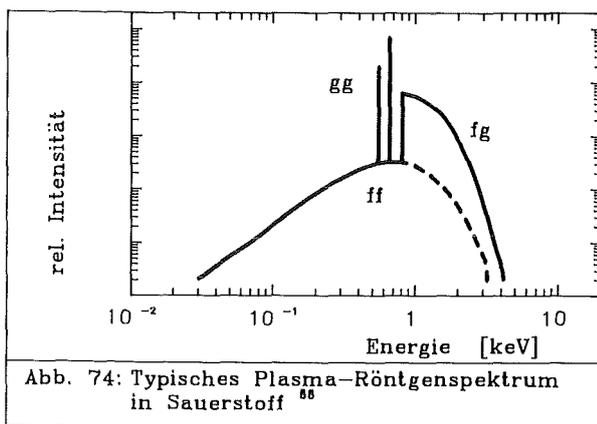
Als dritte Komponente der Plasmastrahlung tritt neben der kontinuierlichen Brems- und Rekombinationsstrahlung die Linien- oder gebunden-gebunden-Strahlung auf. Wie bei der charakteristischen Strahlung in A.1.2 handelt es sich um Übergänge in der Hülle der Plasmaatome unter Aussendung eines Photons. Für den Emissionskoeffizienten einer Linie gilt dabei^{85, 87}:

$$(36) \quad I_{gg} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h \nu n_{zn}$$

A_{nm} ist die Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Zuständen n und m , n_{zn} die Dichte der Atome im Zustand n . Diese Dichte und damit die Intensität einer bestimmten Linie hängt wesentlich von der Temperatur und den Gleichgewichtsbedingungen ab. Im Fall des thermischen Gleichgewichts kann man zur Berechnung der Besetzungsdichten die Saha-Gleichung einsetzen, anderenfalls können verschiedene Modelle wie die Korona-Gleichung verwendet werden⁸⁷.

Da die Intensität der Linienstrahlung proportional zu Z^6 ist, ist diese für den Fall, daß im Bereich kT Übergänge entsprechender Energie vorhanden sind, dominant⁸⁶.

Abbildung 74 zeigt als Überblick ein typisches Spektrum mit den drei Strahlungsanteilen.



A.2.4 Diagnosemöglichkeiten

Die verschiedenen Komponenten der Plasmastrahlung erlauben auf verschiedene Weise die Bestimmung der Plasmaparameter T_e und n_e .

Aus dem Verlauf des Spektrums im Bereich der hochfrequenten Grenze der kontinuierlichen Strahlung läßt sich die Elektronentemperatur bestimmen. Aus Gleichung (33) bzw. (35) erhält man für zwei verschiedene Energien $h\nu_1$ und $h\nu_2$ ^{87, 89}:

$$(37) \quad k T_e = \frac{h (\nu_1 - \nu_2)}{\ln(I_1(\nu_1) / I_2(\nu_2))}$$

Falls keine Rekombinationsstrahlung vorliegt, kann man mit Kenntnis der Temperatur und der absoluten emittierten Strahlung mit Gleichung (34) die Elektronendichte berechnen. In der Realität wird dies allerdings durch üblicherweise vorhandene Verunreinigungen und daraus entstehende Rekombinationsstrahlung verhindert⁸⁸. Besser läßt sich die Elektronendichte im sichtbaren Bereich abschätzen, da hier das Spektrum nahezu frequenzunabhängig ist und nur von T_e und n_e abhängt.

Die Linienstrahlung läßt sich im Röntgenbereich nur schlecht zur Bestimmung der Plasmaparameter verwenden. Da die Besetzungsverhältnisse und damit die Linienintensitäten in Gleichung (36) stark von der Art des verwendeten Modells abhängen, können hier schnell Fehler entstehen^{43, 86, 87}.

Die ebenfalls weit verbreitete Methode, aus der Struktur und Lage der Linien selbst Plasmaparameter zu bestimmen^{42, 90}, soll hier nicht weiter verfolgt werden, da das Spektrum nicht mit der dazu erforderlichen Genauigkeit gemessen wurde.

A.3 Synchrotronstrahlung

Neben der Strahlung durch atomare Übergänge und der Bremsstrahlung, die durch Ablenkung von Elektronen im E-Feld des Atomkerns entsteht, wird auch bei der kreisförmigen Ablenkung von Elektronen in magnetischen Feldern Energie in Form von Strahlung abgegeben. Das entstehende Spektrum ist quasikontinuierlich, es enthält alle Harmonischen der Gyrationfrequenz der Elektronen⁹¹:

$$(38) \quad \omega_g = \frac{e}{m_e} B$$

Die abgegebene Strahlungsleistung pro Elektron beträgt dabei⁹⁰⁻⁹³

$$(39) \quad I = \frac{e^2 c}{6 \pi \epsilon_0 R^2} \beta^4 \gamma^4 \quad \text{oder wegen} \quad \frac{m v^2}{r} = e v B$$

$$(40) \quad I = \frac{e^4 B^4}{6 \pi \epsilon_0 m_e^2 c} \beta^2 \gamma^4$$

Im einfachsten Fall bewegt sich das Elektron fortlaufend auf einer Kreisbahn mit konstantem Radius R. Da die Strahlungsverluste erst bei hohen Elektronenenergien, wie sie z.B. in Synchrotrons vorkommen, signifikant werden, und die theoretisch bereits früher vorhergesagte Strahlung hier das erste Mal beobachtet wurde, spricht man allgemein von Synchrotronstrahlung, wenn man die Strahlung eines im Magnetfeld beschleunigten Elektrons meint.

Die Frequenzverteilung erhält man durch Integration der pro Raumwinkel und Frequenzintervall emittierten Leistung⁹²

$$(41) \quad \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{3 \pi^2 c} \left(\frac{\omega R}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2} K_{1/3}^2(\xi) \right]$$

$$(42) \quad \frac{dI}{d\omega} = 2 \sqrt{3} \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{c} \frac{\omega}{\omega_c} \gamma \int_2^{\infty} K_{5/3}(x) dx$$

Darin sind $K_i(\xi)$ modifizierte Bessel-Funktionen, θ ist der Winkel zur Rotationsebene und ω_c ist die sogenannte kritische Frequenz, in deren Nähe das Intensitätsmaximum liegt.

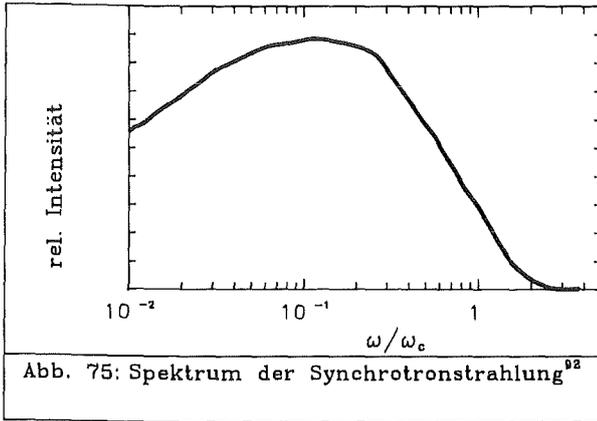
$$(43) \quad \omega_c = 3 \left(\frac{W}{m_e c^2} \right)^3 \frac{c}{R}$$

Aus Gleichung (42) erhält man für $\omega \ll \omega_c$ eine Proportionalität zu $\omega^{1/3}$ und für $\omega \gg \omega_c$ einen exponentiellen Abfall mit $\sqrt{\omega} e^{(-2\omega/\omega_c)}$. Dieses für Synchrotronstrahlung typische Verhalten ist in Abb. 75 dargestellt.

Durch die hohe Elektronengeschwindigkeit tritt eine Verzerrung der Dipol-Abstrahlcharakteristik ein, wie sich dies auch schon bei der Bremsstrahlung andeutete (Abb. 72). Der mittlere Öffnungswinkel δ eines Strahlenbündels ist dabei durch

$$(44) \quad \delta = 1/\gamma$$

gegeben⁹³, der genaue Wert hängt von der emittierten Frequenz ab, wobei für hohe Frequenzen kleine Öffnungswinkel erreicht werden und umgekehrt⁹². Durch die Kreisbewegung der Elektronen wird die gesamte Strahlung in der Ringebene des Synchrotrons abgegeben.



Wiggler und Undulatoren

Um die Strahlungsemission in einer bestimmten Richtung innerhalb dieser Kreisebene zu verstärken, werden die Elektronen durch periodische Felder in sog. Wigglern oder Undulatoren mehrfach abgelenkt. Die dabei entstehende Strahlung wird N-fach verstärkt, wenn N die Anzahl der periodischen Ablenkstrukturen ist. Das emittierte Frequenzspektrum ist durch auftretende Interferenzeffekte noch stärker richtungsabhängig, in bestimmte Richtungen werden nur einzelne Frequenzen emittiert. Über alle Richtungen integriert ergibt sich aber wieder der spektrale Verlauf der Synchrotronstrahlung nach Gleichung (42)⁹³. Speziell in Vorwärtsrichtung gilt⁹⁴:

$$(45) \quad \lambda = \Lambda / 2 \gamma^2$$

wobei Λ die Periodenlänge des Ablenkpotentials ist.

B Diagnostik für Röntgenstrahlung

Um die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nachprüfbar und nachvollziehbar zu machen, sollen hier die verwendeten Nachweisinstrumente bezüglich ihrer Art, ihres Aufbaus und ihrer Funktionsweise beschrieben werden.

B.1 Silizium PIN-Dioden

PIN-Dioden haben im Gegensatz zu "normalen" Dioden mit pn-Schichtfolge zwischen der p- und n-dotierten Siliziumschicht noch eine i (intrinsic)-Schicht aus reinem Silizium (Abb. 76)⁹⁵. Durch Röntgenstrahlen werden in der i-Schicht Elektron-Loch-Paare mit einer durchschnittlichen Energie von 3.6 eV erzeugt, die zu den dotierten Schichten abwandern, was dann als Signal zu erkennen ist⁹⁶. Durch Anlegen einer Sperrspannung erhält man eine ausreichende Zeitauflösung im ns-Bereich.

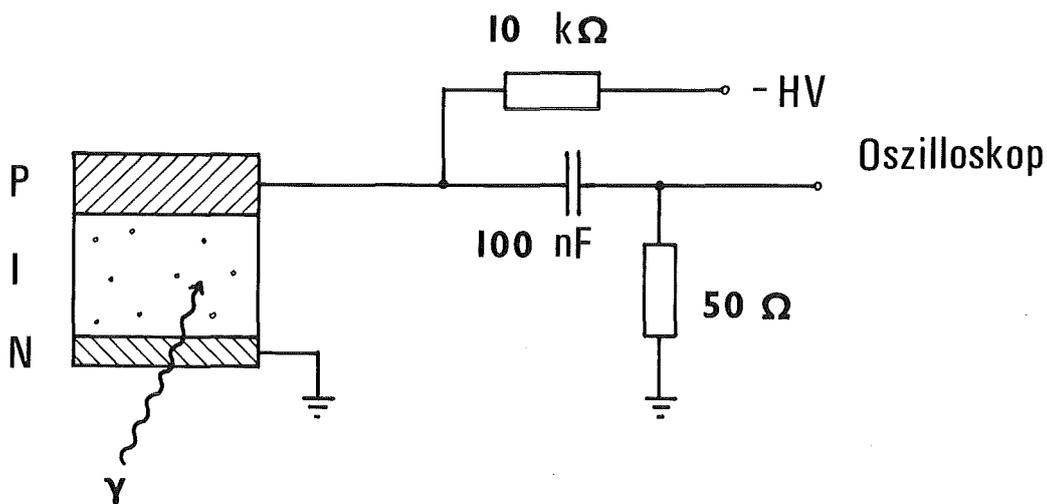


Abb. 76: PIN-Diode mit Beschaltung

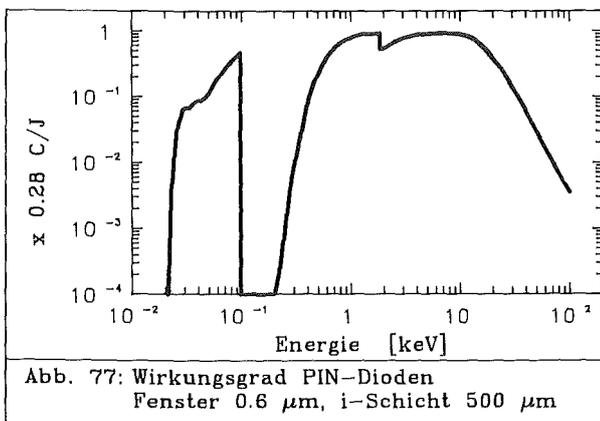
Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden Silizium PIN-Dioden[#] mit i-Schichtdicken zwischen 30 und 500 μm verwendet. Der maximal erreichbare Wirkungsgrad der verwendeten fensterlosen PIN-Dioden beträgt 0.282 C pro J Röntgenstrahlung. Tatsächlich hängt der Wirkungsgrad aber noch von der Energie der nachzuweisenden Röntgenstrahlung ab, da niederenergetische Strahlung in der n-dotierten Silizium-Eingangsschicht, die 0.4 bis

Quantrad Corp., 19900 S. Normandie Avenue, Torrance, California 90502

0.8 μm stark ist, absorbiert wird, und hochenergetische Strahlung die Nachweisschicht ohne Wechselwirkung durchdringen kann. Daraus ergeben sich typische Nachweiswahrscheinlichkeiten wie in Abb. 77. Von Bedeutung ist hier das Fenster im Bereich unter 100 eV, das durch die L-Kante des Siliziums verursacht wird und für die durchgeführten Messungen von besonderer Bedeutung ist. Im allgemeinen wird für PIN-Dioden in diesem Energiebereich keine Nachweiswahrscheinlichkeit mehr angegeben, aber aus den in Kap. 2.1.4 beschriebenen Messungen mit PIN-Dioden und verschiedenen Filterkombinationen geht eindeutig hervor, daß die PIN-Dioden auch hier Strahlung nachweisen. Zur Abschätzung des Wirkungsgrads wurde daher die Strahlungsabsorption in der Eingangsschicht berücksichtigt (Anhang B.3).

Für die angegebenen Meßwerte wurde ein Wirkungsgrad der PIN-Diode von 0.16 bei Plasmastrahlung und 0.9 bei Anodenstrahlung angenommen.

Die Genauigkeit der Messungen mit PIN-Dioden ist besonders im Bereich der Flanken des Wirkungsgrads in Abb. 77 durch die dort schnell entstehenden Fehler begrenzt, da die Angaben des Herstellers bezüglich der Dicke des Eintrittsfensters um $\pm 0.4 \mu\text{m}$ und der Dicke der i-Schicht um $\pm 30 \mu\text{m}$ schwanken können⁹⁷.



B.2 Vakuum-Röntgen-Diode

Die Vakuum-Röntgen-Diode (Abb. 78) ist ein speziell für den Nachweis von VUV- und weicher Röntgenstrahlung entwickeltes Diagnoseinstrument und arbeitet nach dem Prinzip des Photoeffekts⁹⁸. Sie besteht im wesentlichen aus einer gitterförmigen Anode, durch die die Strahlung in die Diode eintritt und einer Aluminium-Photokathode. Der durch die Photoelektronen induzierte Strom

wird in einem auf 50Ω angepaßten System an ein Oszilloskop weitergegeben. Der Nachweisbereich beginnt bei der Austrittsarbeit von Aluminium entsprechenden Wellenlänge von $2917 \text{ \AA} = 4.25 \text{ eV}$ und geht bis etwa 10 keV^{99} , wobei der Nachweisbereich natürlich auch von einer eventuell verwendeten Filterfolie abhängt (Anhang B.3). Eine Absoluteichung der Vakuum-Röntgen-Diode wurde bisher nicht vorgenommen.

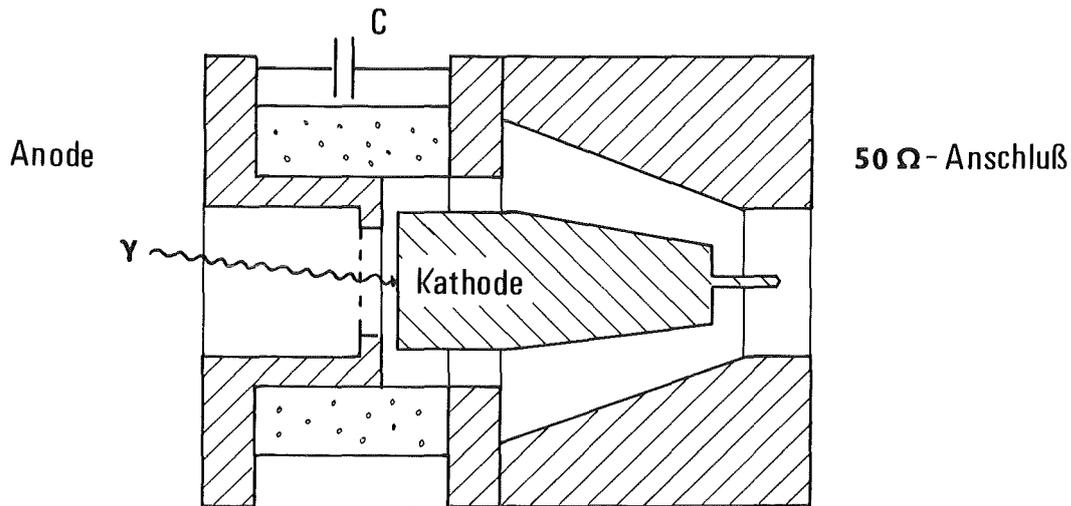


Abb. 78 Vakuum-Röntgen-Diode

B.3 Absorptionsfolien

Zur Einschränkung des Nachweisbereichs der in den beiden vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Nachweisgeräte PIN-Diode und Vakuum-Röntgen-Diode besteht die Möglichkeit, Filterfolien verschiedener Materialien und Stärken zwischen Strahlungsquelle und Detektor zu setzen. Im einfachsten Fall geschieht dies, um den Einfall von Licht, das ebenfalls signalauslösend wirkt, zu vermeiden, sämtliche Röntgenanteile jedoch durchzulassen. Durch kombinierte Betrachtung von mit verschiedenen Filtern gewonnenen Signalen besteht aber auch die Möglichkeit, den Energiebereich der untersuchten Strahlung festzulegen. Die Verfeinerung dieser Methode führt zur Zusammenstellung von Ross-Filterpaaren, was die Aufnahme eines groben Spektrums ermöglicht, hier aber nicht näher erläutert werden soll^{100, 101}.

Um den Gültigkeitsbereich der in den vorhergehenden Kapiteln angegebenen Signale zu erkennen, sind im folgenden die Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ und die Durchlässigkeiten der verwendeten Filterfolien angegeben¹⁰²⁻¹⁰⁵. Dabei wurde die Anodenstrahlung im allgemeinen mit einer $5 \mu\text{m}$ Aluminiumfolie und die Plasmastrahlung mit einer $0.8 \mu\text{m}$ Aluminiumfolie untersucht.

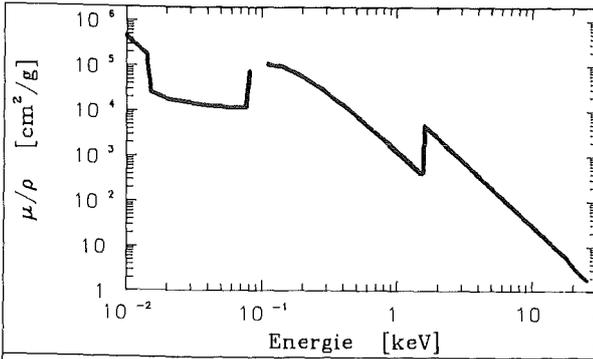


Abb.79a: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in Aluminium¹⁰⁰⁻¹⁰²

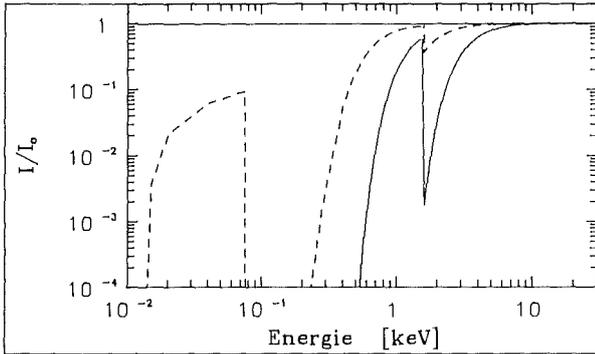


Abb.79b: Absorption I/I_0 in Aluminium
— 5 μm --- 0.8 μm

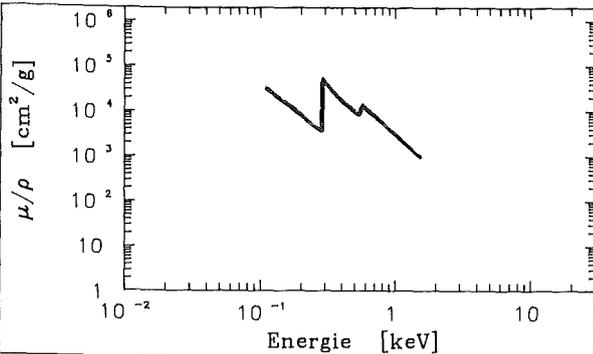


Abb.80a: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in Hostaphan

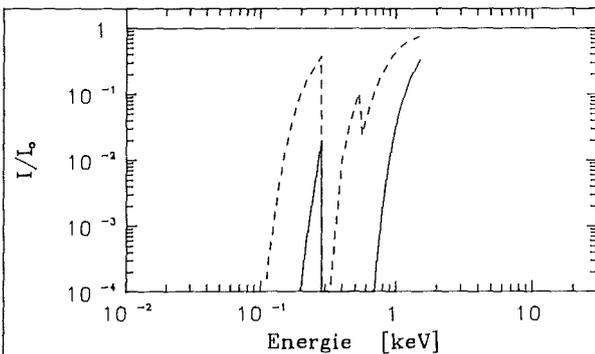


Abb.80b: Absorption I/I_0 in Hostaphan
— 8 μm --- 2 μm

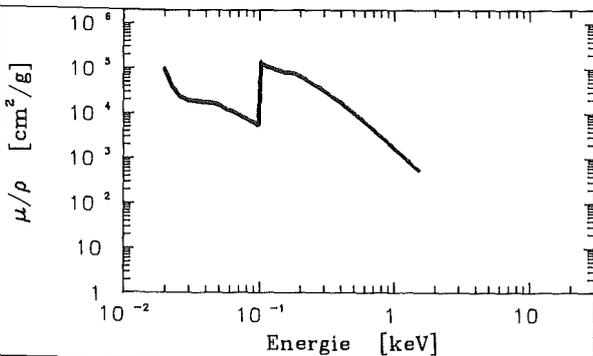


Abb.81a: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in Silizium^{100,103}

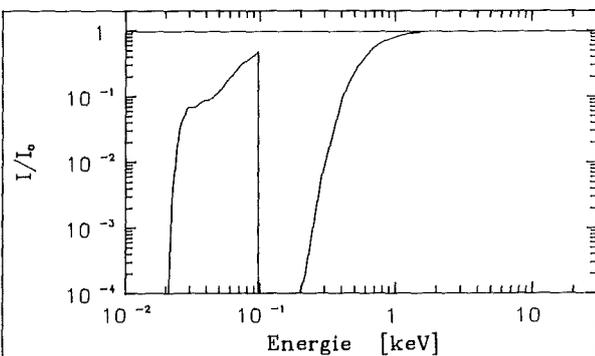


Abb.81b: Absorption I/I_0 in Silizium
— 0.6 μm

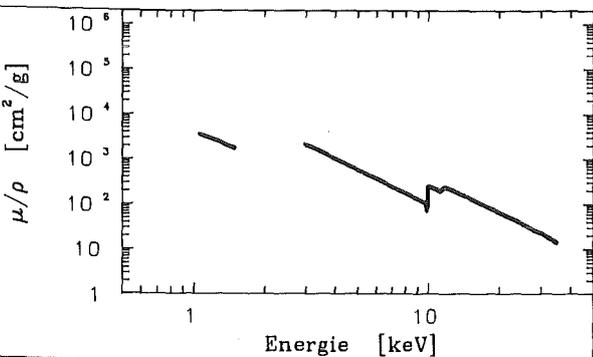


Abb.82a: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in Tantal¹⁰²

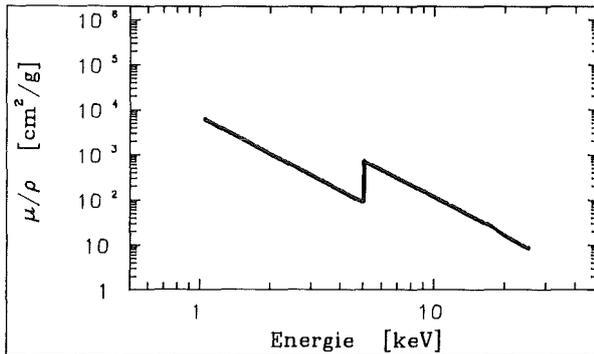


Abb.83a: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in Titan¹⁰²

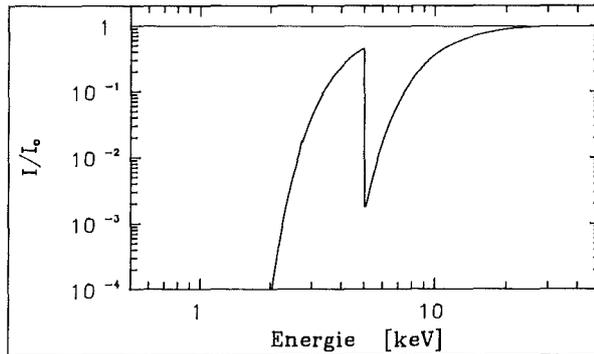


Abb.83b: Absorption I/I_0 in Titan
— 20 μm

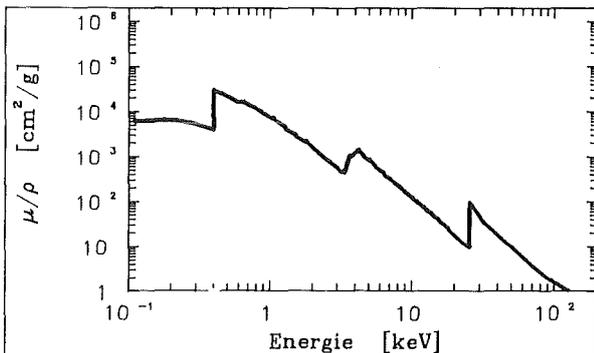


Abb.84a: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in Silber¹⁰⁰⁻¹⁰²

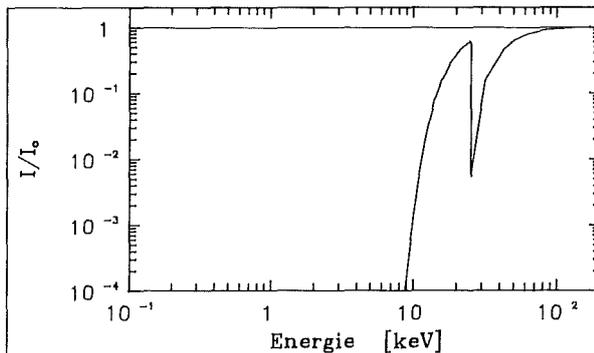


Abb.84b: Absorption I/I_0 in Silber
— 50 μm

Zur Berechnung der Röntgenleistungen wurden vereinfachend folgende Durchlässigkeiten angenommen:

- 5 μm Aluminium für Anodenstrahlung: 0.5
- 0.8 μm Aluminium für Anodenstrahlung: 0.9
- 0.8 μm Aluminium für Plasmastrahlung: 0.2.

Letzterer Wert wurde abweichend zum berechneten Transmissionsvermögen experimentell bestimmt und ist möglicherweise auf Ungenauigkeiten in der Folienstärke oder der Dichte der verwendeten Folie zurückzuführen.

B.4 Kristallspektrometer^{29,106}

Zur Messung der Spektren der Anodenstrahlung im Selbstdurchbruch (Kap.2.1.2) und der Plasmastrahlung an der Pulsleitung (Kap. 2.4) wurde ein im Institut für Kernphysik II des Kernforschungszentrums Karlsruhe entwickeltes Kristallspektrometer eingesetzt. Mit Hilfe verschiedener Kristalle (LiF, ADP, RAP) kann es sowohl in Reflexionsgeometrie (Bragg) als auch in Transmission (Laue) betrieben werden und erlaubt so die Untersuchung eines Spektralbereichs von 0.5 bis 50 keV.

Der Nachweis der Strahlung erfolgt mit Hilfe von Plastiksintillatoren NE 104 (Anhang B.6) und nachgeschalteten Sekundärelektronenvervielfachern, die eine zeitaufgelöste Messung des Spektrums ermöglichen.

B.5 Transmissions-Gitterspektrometer^{27,107}

Die in Kap. 2.1.4 und Kap. 2.3 gezeigten zeitintegralen Spektren der Plasmastrahlung bei Entladespannungen von 35 bzw. 80 keV wurden mit Hilfe eines in Transmission betriebenen Goldgitters aufgenommen. Es handelt sich dabei um Goldgitter mit Gitterkonstanten von 1000 Stegen/mm und 2000 Stegen/mm, die handelsüblich sind[#]. Der spektrale Nachweisbereich des damit gebauten Spektrometers reicht von einigen eV bis zu keV bei einer Auflösung von 1-2 Å.

B.6 Plastiksintillator NE 104

Neben der zeitaufgelösten Signalregistrierung mit Hilfe der in Anhang B.1 beschriebenen PIN-Dioden, besteht auch die Möglichkeit, dies mit Hilfe eines schnellen Plastiksintillators mit angeschlossenem Sekundärelektronenvervielfacher zu tun. Dazu wurde der Plastiksintillator NE 104 verwendet, der eine ausreichend kurze Anstiegszeit von 0.6 ns und eine Abklingzeit von 1.8 ns besitzt^{##}. Die so gewonnenen Signale waren mit den in der Arbeit gezeigten PIN-Dioden-Signalen vom Verlauf her identisch und wurden außer bei dem in Anhang B.4 beschriebenen Kristallspektrometer wegen der ungenaueren Intensitätsberechnung nicht weiter ausgewertet.

Fa. Heidenhain, Postfach 1260, 8225 Traunreut

Nuclear Enterprises Ltd., Sighthill, Edinburgh EH11 4EY, Scotland

B.7 Filmmaterial

Für Lochkameraaufnahmen und zeitintegrale Spektrometeraufnahmen wurden drei verschiedene Filme verwendet, deren Eigenschaften hier kurz angesprochen werden sollen.

Kodak Direct Exposure Film

Der Kodak Direct Exposure Film ist ein relativ feinkörniger aber unempfindlicher Röntgen-Negativfilm für Strahlung ab ca. 1 keV. Die größte Empfindlichkeit besitzt er im Bereich der Kupfer K_{α} -Linie bei 8 keV.

Kodak 101-01

Für die Aufnahme der weichen Röntgenstrahlung wurde der Kodak 101-01 verwendet, da dessen Empfindlichkeit in diesem Wellenlängenbereich relativ hoch ist und bereits an verschiedenen Stellen bestimmt wurde¹⁰⁸. Da dieser Film keine Deckschicht besitzt, ist er bis herab in den VUV-Bereich verwendbar.

Siemens Titan2 Verstärkerfolie mit Polaroid 612-Film

Besonders zur schnellen Bestimmung von Strahlungsparametern ist wegen der hohen Empfindlichkeit und des entfallenden Entwicklungsprozesses diese Kombination einer Konversionsfolie und eines 40.000 ASA Films geeignet. Die Nachteile sind die nichtlineare Belichtungscharakteristik der Verstärkerfolie sowie die Grobkörnigkeit und die geringe Dynamik des Films. Dieses Verfahren sollte daher nicht zur genauen Bestimmung von Strahlungsparametern verwendet werden.

C Berechnung des Röntgenspektrums dicker Targets

Dieses Programm berechnet ausgehend von einer Kramersverteilung der durch Elektronen erzeugten Bremsstrahlung (25) die tatsächlich meßbare spektrale Energieverteilung der Röntgenstrahlung. Dabei wird die Selbstabsorption der Strahlung in der Anode berücksichtigt, die zu einer Schwächung insbesondere des langwelligen Teils führt. Daneben beinhaltet das Programm die Möglichkeit, die Energieverteilung der strahlungserzeugenden Elektronen frei zu wählen, und so deren Einfluß auf das Spektrum zu erkennen.

```
100 REM *****
110 REM *
120 REM *   Programm zur Berechnung der tatsächlichen Energieverteilung *
130 REM *
140 REM *       von Röntgenbremsstrahlung unter Berücksichtigung der *
150 REM *
160 REM *           Selbstabsorption in der Anode *
170 REM *
180 REM *****
190 DIM E(100),MSK(100),I(100),S1(100),IK(100)
200 REM ***** Einlesen der Massenschwächungskoeffizienten von Tantal *****
210 OPEN "i",#1,"b:mskta.dat"
220 INPUT#1,N
230 FOR I=1 TO N
240 INPUT#1,E(I),MSK(I)
250 NEXT I
260 CLOSE#1
270 INPUT"Startwert Elektronenenergieverteilung (keV) ";WS
280 INPUT"Endwert Elektronenenergieverteilung (keV) ";WE
290 REM
300 REM ***** Rechenroutine *****
310 REM
320 FOR W=WS TO WE
330 R=.412*(W/1000)**(1.265-0.094*LOG(W/1000)): REM Elektr.reichw. (g/m**2)
340 RE=R/16.6: REM Elektr.reichweite (cm) in Tantal (Dichte = 16.6 g/cm**3)
350 REM
360 REM ***** Berechnung der Elektronendichteverteilung in der Anode *****
370 REM
380 K=1
390 D=0:REM Tiefe
400 S1(K)=EXP(-D/RE)
410 IF S1(K)<0.1 THEN K=K-1:GOTO 460
420 S1=S1+S1(K)
430 D=D+0.00001: REM Dickeintervall 0.1 µm
440 K=K+1
450 GOTO 400
460 FOR M=1 TO K
470 S1(M)=S1(M)/S1
480 NEXT M
490 FOR M=1 TO K
500 D=M*0.00001
```

```
510 REM
520 REM ***** Berechnung der Röntgenabsorption in der Anode *****
530 REM
540 FOR I=1 TO N
550 IF W<E(I) THEN I(I)=0.000001:IK(I)=0:GOTO 590
560 S2=EXP(-MSK(I)*16.6*D):REM Abschwächung bei Energie E(I) durch Dicke D
570 IK=1/(W-1)*(W/E(I)-1):REM Kramersverteilung
580 IK(I)=IK*S2
590 I(I)=I(I)+IK(I)*S1(I)*W$EXP(-(W-20)**2/23.12):REM Elektronenenergievert.
600 NEXT I
610 NEXT M
620 PRINT W:NEXT W
630 REM
640 REM ***** Energieverteilung speichern *****
650 REM
660 OPEN "o",#1,"b:evert.dat"
670 PRINT#1,N
680 FOR I=1 TO N
690 PRINT#1,E(I),I(I)
700 NEXT I
710 CLOSE#1
```

D Liste der verwendeten Symbole und Konstanten¹⁰⁹

D.1 Naturkonstanten

Boltzmann-Konstante	$k = 1.380662 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Elektrische Feldkonstante	$\epsilon_0 = 8.854188 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
Elementarladung	$e = 1.602189 \times 10^{-19} \text{ C}$
Lichtgeschwindigkeit	$c = 2.997925 \times 10^8 \text{ m/s}$
Plancksches Wirkungsquantum	$h = 6.626176 \times 10^{-34} \text{ Js}$
Ruhemasse des Elektrons	$m_e = 9.109534 \times 10^{-31} \text{ kg}$

D.2 verwendete Symbole

Spannung	U (V)
Strom	J (A)
elektrische Leistung	P (W)
Strahlungsleistung/ -intensität	I (W)
elektrische Feldstärke	E (V/m)
Gasdichte	$n_g \text{ (m}^{-3}\text{)}$
Elektronendichte	$n_e \text{ (m}^{-3}\text{)}$
Ionendichte	$n_i \text{ (m}^{-3}\text{)}$
Raumladungsneutralisation n_i/n_e	f_e
1. Townsendkoeffizient	$\alpha \text{ (m}^{-1}\text{)}$
2. Townsendkoeffizient	γ
Druck	p (Pa)
Geschwindigkeit	v (m/s)
Elektronenstrahldurchmesser	a (m)
Teilchen- und Quantenenergien	W (keV)
Wirkungsquerschnitt	$\sigma \text{ (m}^2\text{)}$
Elektronentemperatur im Plasma	$T_e \text{ (eV)}$
Kapazität	C (nF)
Frequenz	$\nu \text{ (s}^{-1}\text{)}$
Frequenz	$\omega \text{ (s}^{-1}\text{)}$
Wellenlänge	$\lambda \text{ (m)}$
Kernladungszahl	Z
Dichte	$\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$
Wirkungsgrad	η
Energie	E (J)
Strahldurchmesser	a (m)
Neutralisationsgrad	N

Literatur

- 1) J. Christiansen, C. Schultheiß
Production of High Current Particle Beams by Low Pressure Spark Discharges
Z. Phys. A, 290 (1979) 35
- 2) C. Schultheiß
Erzeugung von Hochstromteilchenstrahlen aus Niederdruckfunkenentladungen
Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, 1979
- 3) D. Bloess, I. Kamper, H. Riege, G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, N. Lieser, C. Schultheiß, R. Seeboeck, W. Steudtner
The Triggered Pseudo Spark Chamber as a Fast Switch and as a High Intensity Beam Source
Nucl. Inst. Meth., 205 (1983) 173-184
- 4) W. Dümmler
Untersuchung des von einer Pseudofunkenkammer emittierten Elektronenstrahls
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, 1983
- 5) M. Stetter
Untersuchungen zum Mechanismus der Entstehung und Ausbreitung von Elektronenstrahlen aus Pseudofunkenkammern
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, 1988
- 6) V. Brückner
Erzeugung und Untersuchung von Ionenstrahlen aus gepulsten Gasentladungen in Pseudofunkengeometrie
Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, 1984
- 7) W. Bauer, A. Brandelik, A. Citron, H. Ehrler, G. Melchior, K. Mittag, A. Rogner, C. Schultheiß
Pseudospark Ion Diodes
Proc. of the 6th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Kobe, Japan, 1986, 58
- 8) A. Rogner
Untersuchung der Intensitäts- und Energieverteilung intensiver gepulster Ionenstrahlen
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe und Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe, 1986
- 9) W. Bauer, A. Brandelik, A. Citron, H. Ehrler, E. Halter, G. Melchior, K. Mittag, A. Rogner, C. Schultheiß
Pseudospark Ion Diodes
Laser and Particle Beams, 5 (1987) 581-587

- 10) W. Bauer, A. Brandelik, A. Citron, H. Ehrler, K. Mittag, A. Rogner, W. Schimassek, C. Schultheiß
A 20 GW-Pinch as an Ion and X-Ray Source
Proc. of the 6th IEEE Pulsed Power Conf., Arlington, USA, 1987
- 11) W. Bauer, H. Ehrler, F. Hoffmann, K. Mittag, W. Nießen, A. Rogner, C. Schultheiß
Review on Effects of the High Power Pseudo Spark
Proc. of the 7th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988, 233-238
- 12) W. Bauer, H. Ehrler, A. Rogner, C. Schultheiß
Review on Effects of the High Power Pseudo Spark
Proc. of the 9th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Venedig, 1988, 677
- 13) P. Röhlen, F. Müller
Der Pseudofunke als Röntgenblitzquelle
Verhandl. DPG (VI) 21 (1986) K16
- 14) A. Rogner, G. Jung, C. Schultheiß
Emission von Röntgenstrahlung aus Pseudofunkenkammern
Verhandl. DPG (VI) 23 (1988) P-6.3
- 15) A. Rogner, G. Jung, A. Kitamura, C. Schultheiß
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988
- 16) A. Citron, F. Hoffmann, G. Jung, A. Kitamura, A. Rogner, C. Schultheiß
The X-Ray Emission of the Pseudo Spark
Proc. of the 7th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988, 1216-1221
- 17) G. Jung, A. Kitamura, A. Rogner, C. Schultheiß
The X-Ray Emission of the High Power Pseudo Spark
Proc. of the 9th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Venedig, 1988, 681
- 18) K. Wieseemann
Einführung in die Gaselektronik, 1. Aufl.
Stuttgart, Teubner, 1976
- 19) C. Schultheiß
Insulator with Reduced E-Field on Surface
Nucl. Instr. Meth., A254 (1987) 398-400
- 20) B. Bartel, H. Ehrler, E. Halter
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1987
- 21) H. Ehrler
Aufbau eines optoelektronischen Meßsystems zur elektrischen Feldstärkemessung und Anwendung bei Hochleistungs-Pseudofunkendioden
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1989
- 22) K. Mittag
Numerical Simulation of Prebreakdown in Pseudo Spark Discharges with a Multi-Fluid Model
Proc. of the 9th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Venedig, 1988, 673

- 23) W. Nießen
Simulation der Aufbauphase eines Funkens mit Monte-Carlo Methoden
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrums
Karlsruhe und Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität
Karlsruhe, 1988
- 24) S. Town Stephenson
The Continous X-Ray Spectrum
in: Handbuch der Physik, Band XXX: Röntgenstrahlen, Hrsg.: S. Flügge
Berlin, Springer Verlag, 1957
- 25) W. Schaafs
Erzeugung von Röntgenstrahlen
in: Handbuch der Physik, Band XXX: Röntgenstrahlen, Hrsg.: S. Flügge
Berlin, Springer Verlag, 1957
- 26) Handbook of Chemistry and Physics
55th Ed., Ed: R.C. Weast
Cleveland, CRC-Press, 1975
- 27) G. Jung
Untersuchung der Röntgenemission aus Pseudofunkenquellen
Diplomarbeit, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des
Kernforschungszentrums Karlsruhe und Institut für Experimentelle
Kernphysik der Universität Karlsruhe, wird 1989 veröffentlicht
- 28) H. Ehrler
Aufbau einer Schlierendiagnose zur Untersuchung von Targetplasmen und
Verbesserung des Wirkungsgrades der Ionenstrahlemission von
Hochstrompseudofunken-Entladungen
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrums
Karlsruhe und Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität
Karlsruhe, 1986
- 29) F. Hoffmann
Erzeugung und Untersuchung eines Hochleistungs-Pseudofunken
Diplomarbeit, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des
Kernforschungszentrums Karlsruhe und Institut für Experimentelle
Kernphysik der Universität Karlsruhe, 1989
- 30) A. von Engel
Ionized Gases, 2nd Ed.
Oxford, Oxford University Press, 1965
- 31) A.J. Davies, C.J. Evans
The Theory of Ionization Growth in Gases under Pulsed and Static
Fields
Genf, CERN-Bericht Nr. H/544, 1973
- 32) H. Raether
Electron Avalanches and Breakdown in Gases
London, Butterworths, 1964
- 33) A.B. Parker, P.C. Johnson
The Dielectric Breakdown of Low Density Gases; I. Theoretical
Proc. R. Soc. Lond. A, 325 (1971) 511-527
- 34) H. Puppe
Elementare Prozesse in Gasen und in Grenzschichten
Stuttgart, Teubner, 1970

- 35) P. Laborie, J.-M. Rocard, J.A. Rees
Electronic Cross-Sections and Macroscopic Coefficients
Vol. 1: Hydrogen and rare gases
Paris, Dunod, 1968
- 36) S.C. Brown
Basic Data of Plasma Physics 1966, 2nd Ed.
Massachusetts, The M.I.T. Press, 1967
- 37) C.F. Barnett, J.A. Ray, E. Ricci, M.J. Wilker, E.W. McDaniel,
E.W. Thomas, H.B. Gilbody
Atomic Data for Controlled Fusion Research
Vol. I,II of ORNL-5206, 1977
- 38) M. v.Ardenne
Tabellen zur angewandten Physik
Band 1: Elektronenphysik, Übermikroskopie, Ionenphysik, 3. Aufl.
Berlin, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1975
- 39) R.B. Miller
An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams
New York, Plenum Press, 1982
- 40) G. Jonas, A.J. Toepfer
Relativistic Electron Beam Produced Plasmas
in: Gaseous Electronics, Vol. 1: Electrical Discharges
Ed.: M.N. Hirsh, H.J. Oskam
New York, Academic Press, 1978
- 41) H. Alfvén
Phys. Rev. 55 (1939) 425
- 42) G. Melchior
Spektroskopische Untersuchungen am Licht der Pseudofunken-Diode
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrums
Karlsruhe und Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität
Karlsruhe, 1986
- 43) U. Schoenes
XUV-Spektren von hochionisiertem Argon und Neon im Plasmafokus
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der TH Darmstadt, 1987
- 44) Q. Johnson, A.C. Mitchell, I.D. Smith
Flash x-ray tube for diffraction studies on a two-stage light-gas gun
Rev. Sci. Instr., 51 (1980) 741-749
- 45) F. Adolfs, F. Müller, E. Schulte
Simple flash x-ray tubes with a new type of cathode
J. Phys. E: Sci. Instr., 11 (1978) 537-540
- 46) R. Lebert, W. Neff, J. Eberle, R. Holz
Plasmafokulentladungen in schweren Gasen als intensive Quelle weicher
Röntgenstrahlung ($0.3 \text{ nm} < \lambda < 10 \text{ nm}$)
Verhandl. DPG (VI) 23 (1988) P-14.3
- 47) J. Eberle, F. Richter, W. Neff
Untersuchung der Emissionscharakteristik einer Plasmaquelle für die
Röntgenlithografie
Verhandl. DPG (VI) 23 (1988) P-14.5

- 48) I. Okada, Y. Saitoh, S. Itabashi, H. Yoshihara
A plasma x-ray source for x-ray lithography
J. Vac. Sci. Technol. B, 4 (1986) 243-247
- 49) M.H. Key, C.L.S. Lewis, J.G. Lunney, A. Moore, T.A. Hall, R.G. Evans
Pulsed X-Ray Shadowgraphy of Dense, Cool, Laser-Imploded Plasma
Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1467-1470
- 50) G. Thomer
Röntgenblitztechnik
in: Kurzzeitphysik, Ed.: K. Vollrath, G. Thomer
Wien, Springer-Verlag, 1967
- 51) F. Jamet, G. Thomer
Flash Radiography
Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1976
- 52) P. Krehl
Analytical Study on the Maximization of Bremsstrahlung and K-Series
Production Efficiencies in Flash X-Ray Tubes
Rev. Sci. Instr., 57 (1986) 1581-1589
- 53) R.G. Evans
A Simple Model of Ion Beam Heated ICF Targets
Laser and Part. Beams, 1 (1983) 231-239
- 54) R. Decoste, S.E. Bodner, B.H. Ripin, E.A. McLean, S.P. Obenschain,
C.M. Armstrong
Ablative Acceleration of Laser-Irradiated Thin-Foil Targets
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1673-1677
- 55) B. Goel, G. Arnecke
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988
- 56) C.R. Devore, J.H. Gardner, J.P. Boris, D. Mosher
Hydrodynamic Simulations of Light Ion Beam-Matter Interactions:
Ablative Acceleration of Thin Foils
Laser Part. Beams, 2 (1984) 227-243
- 57) J.J. Duderstadt, G.A. Moses
Inertial Confinement Fusion
New York, A Wiley-Interscience publication, 1982
- 58) J. Grun, S.P. Obenschain, B.H. Ripin, R.R. Whitlock, E.A. McLean,
J. Gardner, M.J. Herbst, J.A. Stamper
Ablative Acceleration of Planar Targets to High Velocities
Phys. Fluids, 26 (1983) 588-597
- 59) S. Miyamoto, T. Ozaki, K. Imasaki, S. Higaki, S. Nakai, C. Yamanaka
Ablative Acceleration of Thin Foil Targets by Intense Proton Beams
Jap. J. Appl. Phys., 21 (1982) L83-L85
- 60) J. Chang, D.L. Fehl, L. Baker, D.J. Johnson
Three-Frame Flash X-Radiography System for Ion Beam Pellet Implosion
Studies
SPIE Vol. 348, High Speed Photography, San Diego (1982) 696-699

- 61) L.A. Letzring
Design and Development of an X-Ray Streak Camera for Laser Produced Plasma Measurement
Report No. 95, University of Rochester, 1980
- 62) K.W. Zieher
Investigation of a Pulsed Self-Magnetically B_θ -Insulated Ion Diode
Nucl. Instr. Meth., 228 (1984) 161
- 63) W. Schimassek
Erzeugung und Fokussierung eines intensiven gepulsten Protonenstrahles mit einer selbstmagnetisch B_θ -isolierten Ionendiode
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1989
- 64) A. Citron, W. Schimassek, O. Stoltz
Development and Investigation of the Selfmagnetically B_θ -insulated Ion Diode
Proc. of the 7th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988, 76-81
- 65) R.H. Day, P. Lee, E.B. Saloman, D.J. Nagel
Photoelectric Quantum Efficiencies and Filter Window Absorption Coefficients from 20 eV to 10 keV
J. Appl. Phys., 52 (1981) 6965-6973
- 66) R.D. Bleach, D.J. Nagel, D. Mosher, S.J. Stephanakis
An X-Ray Diagnostic for Light-Ion current Measurements
J. Appl. Phys., 52 (1981) 3064-3066
- 67) E. Stuhlinger
Ion Propulsion for Space Flight
New York, McGraw-Hill, 1964
- 68) S. Humphries
Intense Ion-Beam Neutralisation in Free Space
Appl. Phys. Lett., 32 (1978) 792-794
- 69) J.W. Poukey, S. Humphries
Fast Neutralisation of Ion Beams in the Presence of Transverse Magnetic Fields
Appl. Phys. Lett., 33 (1978) 122-124
- 70) H. Bluhm, K. Böhnel, P. Hoppe, H.U. Karow, W. Ratajczak, D. Rusch
Experiments with Pinch-Reflex Diodes on Ion Beam Focusing and Deposition at KFK's Pulse Generator KALIF
Proc. of the 6th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Kobe, 1986
- 71) Y.S. Sayasov
Loading of the ICF-Pellets Induced by the Ion Beams and Feasability of the Ion-Driven ICF-Concept
Helv. Phys. Acta, 60 (1987) 186
- 72) W.C. Röntgen
Abdruck der 1. und 2. Originalmitteilung von 1895 "Über eine neue Art von Strahlen" und der 3. Mitteilung von 1897 "Weitere Beobachtungen über die Eigenschaften der X-Strahlen"
Ann. Phys. u. Chem., N.F. 64 (1898) 1-37
- 73) J.H. Moseley, C.G. Darwin
Phil. Mag. 26 (1913) 210-232

- 74) W. Duane, F. Hunt
Phys. Rev. 6 (1915) 166-171
- 75) H. Kulenkampff
Über das kontinuierliche Röntgenspektrum
Ann. d. Phys., 69 (1922) 548-596
- 76) H. Kulenkampff, L. Schmidt
Die Energieverteilung im Spektrum der Röntgen-Bremsstrahlung
Annalen d. Physik, 5. Folge, 43 (1943) 494-512
- 77) R. Fuchs, H. Kulenkampff
Zur Energieverteilung im Spektrum der Röntgen-Bremsstrahlung
Z. f. Phys. 137 (1954) 583-587
- 78) H. Kulenkampff
Das kontinuierliche Röntgenspektrum
in: Handbuch der Physik, Band XXIII: Quanten, Hrsg.: H. Geiger,
K. Scheel
Berlin, Verlag von Julius Springer, 1926
- 79) H.A. Kramers
On the Theory of X-Ray Absorption and of the Continuous X-Ray Spectrum
Phil. Mag. 46 (1923) 836-871
- 80) P. Marmier
Kernphysik I
Zürich, Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH
Zürich, 1986
- 81) E.W. Schpolski
Atomphysik, Teil I, 15. Auflage
Berlin (Ost), VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1979
- 82) A. Sommerfeld
Phys. Z., 10 (1909) 969-976
- 83) M. Siegbahn
Spektroskopie der Röntgenstrahlen
Berlin, Verlag von Julius Springer, 1924
- 84) C.E. Dick, A.C. Lucas, J.M. Motz, R.C. Placios, J.H. Sparrow
Large-angle K X-ray production by electrons
J. Appl. Phys., 44 (1973) 815-826
- 85) L. Bergmann, C. Schäfer
Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik
Band IV, Aufbau der Materie, Teil 2
Berlin, Walter de Gruyter, 1975
- 86) T.F. Stratton
X-Ray Spectroscopy
in: Plasma Diagnostic Techniques, Ed.: R.H. Huddlestone, S.L. Leonard
New York, Academic Press, 1965
- 87) P. Bogen
X-Ray Diagnostics of Plasmas
in: Plasma Diagnostics, Ed.: W. Lochte-Holtgreven
Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1968

- 88) F.C. Jahoda, E.M. Little, W.E. Quinn, G.A. Sawyer, T.F. Stratton
Continuum Radiation in the Visible Regions from a Magnetically
Compressed Plasma (Scylla)
Phys. Rev., 119 (1960) 843-856
- 89) A.J. Bearden, F.L. Ribe, G.A. Sawyer, T.F. Stratton
X-Ray Continua and Line Spectra from Highly Stripped Atoms in a
Magnetically Compressed Plasma
Phys. Rev. Lett., 6 (1961) 257-260
- 90) H.R. Griem
Plasma Spectroscopy
New York, McGraw-Hill Book Company, 1964
- 91) L. Spitzer
Physics of Fully Ionized Gases, 2nd Ed.
New York, Interscience Publishers, John Wiley & Sons, 1962
- 92) J.D. Jackson
Klassische Elektrodynamik, 2. Aufl.
Berlin, Walter de Gruyter, 1983
- 93) E. Koch, D.E. Eastman, Y. Farge
Synchrotron Radiation - A Powerful Tool in Science
in: Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 1A, Ed.: E. Koch
Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1983
- 94) S. Krinsky, M.L. Perlman, R.E. Watson
Characteristics of Synchrotron Radiation and of its Sources
in: Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 1A, Ed.: E. Koch
Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1983
- 95) E. Renz
PIN- und Schottky-Dioden
Heidelberg, Dr. Alfred Hüthig Verlag, (1976)
- 96) T. Jach, P.L. Cowan
PIN Diodes as Detectors in the Energy Region 500 eV - 10 keV
Nucl. Inst. Meth., 208 (1983) 423-425
- 97) D.M. Corallo, D.M. Creek, G.M. Murray
The X-Ray Calibration of Silicon P-I-N Diodes between 1.5 and 17.4 keV
J. Phys. E: Sci. Instrum., 13 (1980) 623-626
- 98) H.N. Kornblum, V.W. Slivinsky
Flat-Response, Subkiloelectronvolt X-Ray Detector with a Subnanosecond
Time Response
Rev. Sci. Instrum., 49 (1978) 1204-1205
- 99) B.L. Henke, J.A. Smith, D.T. Attwood
0.1-10 keV X-Ray Induced Electron Emission from Solids - Models and
Secondary Electron Measurements
J. Appl. Phys., 48 (1977) 1852-1866
- 100) P.A. Ross
A new Method of Spectroscopy for Faint X-Radiations
J. Opt. Soc. Amer. and Rev. Sci. Instr., 16 (1928) 433-437

- 101) H.L.L. van Paassen
A Time-Resolved Ross Filter System for Measuring X-Ray Spectra in Z-Pinch Plasma Focus Devices
Rev. Sci. Instr., 42 (1971) 1823-1824
- 102) B.L. Henke, E.S. Ebisu
Low Energy X-Ray and Electron Absorption within Solids
Advances in x-ray analysis, 17 (1974) 742
- 103) H.-J. Hagemann, W. Gudat, C. Kunz
Optical constants from the far infrared to the x-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al₂O₃
J. opt. Soc. Am., 65 (1975) 742-744
- 104) R. Theisen, D. Vollath
Tabellen der Massenschwächungskoeffizienten von Röntgenstrahlen
Düsseldorf, Verlag Stahleisen mbH, 1967
- 105) W.R. Hunter, D.W. Angel, R. Tousey
Thin Films and Their Uses for the Extreme Ultraviolet
Applied Optics, 4 (1965) 891-898
- 106) A. Kitamura, C. Schultheiß
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988
- 107) T. Kishimoto
Absolute Measurement of Spectra Emitted by Laser-Produced Plasmas
MPQ-Bericht 108, (1985)
- 108) W.M. Burton, A.T. Hatter, A. Ridgeley
Photographic Sensitivity Measurements in the Vacuum Ultraviolet
Appl. Opt. 12 (1973) 1851-1857
- 109) D. Mende, G. Simon
Physik, Gleichungen und Tabellen, 7. Aufl.
Leipzig, VEB Fachbuchverlag, 1981

Danksagung

Hiermit möchte ich Herrn Prof. Dr. A. Citron und Herrn Prof. Dr. W. Schmidt meinen herzlichsten Dank für die Unterstützung und die Betreuung dieser Arbeit aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. C. Schultheiß, Herrn Dipl.-Phys. H. Ehrler und Herrn Dipl.-Phys. W. Schimassek für die stete Diskussionsbereitschaft und die auf allen Gebieten gute Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt außerdem:

- Herrn Dr. W. Bauer für die in vielfältiger Weise geleistete Hilfe, zuletzt bei der Berechnung der Feldverteilungen,
- Herrn Dr. H. Bluhm für die Unterstützung des Röntgenschattefotografie-Experiments,
- den Diplomanden F. Hoffmann und G. Jung für die aus ihren Arbeiten beigesteuerten Röntgenmessungen,
- den Herren Breitfeld, Kern, Lotz, Schürerer, Stoltz, Westenfelder und Zimmermann sowie der KALIF-Betriebsmannschaft für die allseits gewährte technische Hilfsbereitschaft,
- Frau Feißt für das Anfertigen zahlreicher Bilder und Folien für Vorträge und Veröffentlichungen und
- den mechanischen Werkstätten des Instituts für Kernphysik und des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik.

Dem Kernforschungszentrum Karlsruhe möchte ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken.