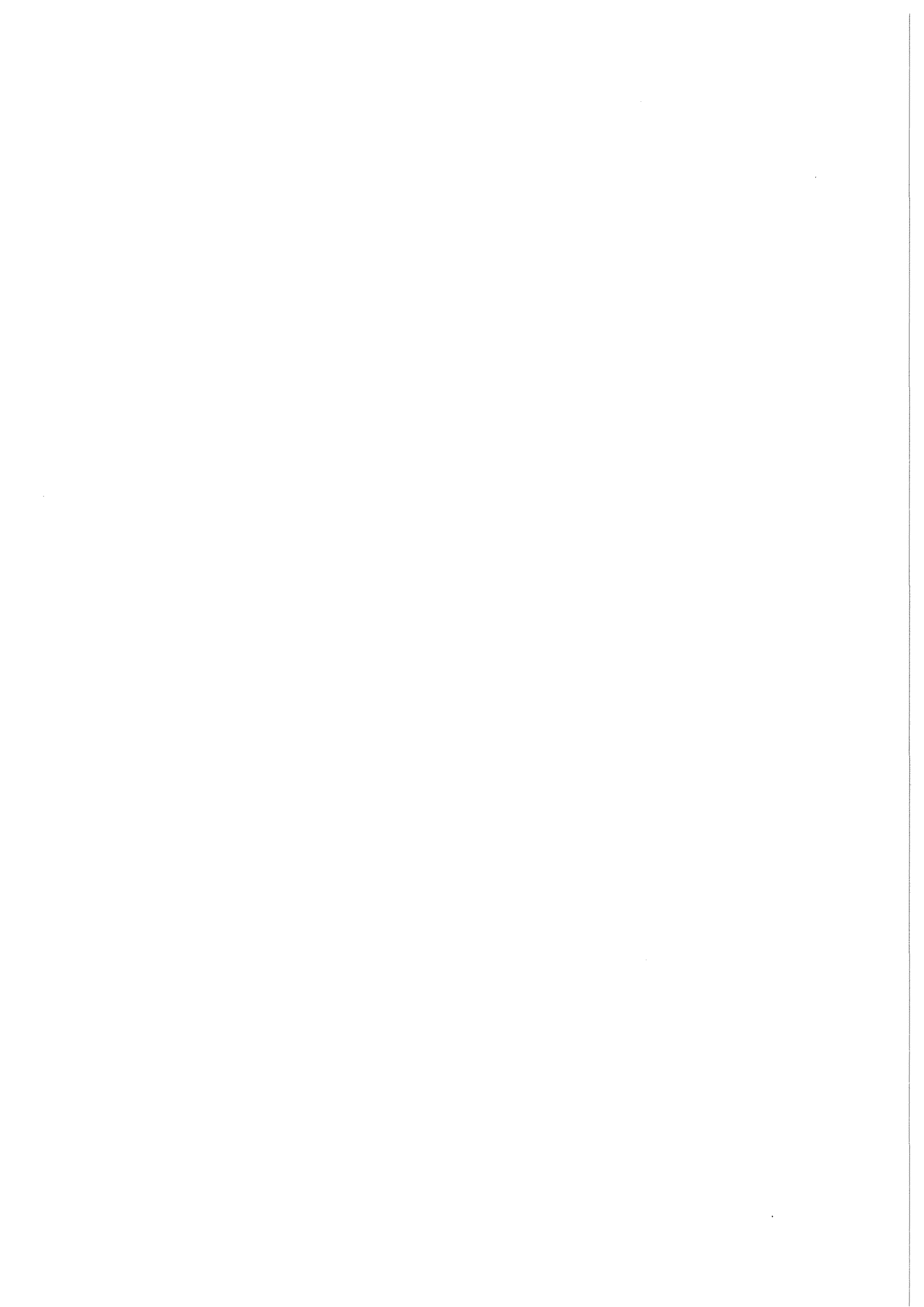


KfK 4554
März 1989

Erzeugung und Fokussierung eines intensiven gepulsten Protonen-Strahles mit einer selbstmagnetisch B_{θ} -isolierten Ionendiode

W. Schimassek
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 4554

ERZEUGUNG UND FOKUSSIERUNG EINES INTENSIVEN GEPULSTEN PROTONEN-
STRAHLES MIT EINER SELBSTMAGNETISCH B_{θ} -ISOLIERTEN IONENDIODE

Walter Schimassek

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

Kurzfassung

Eine selbstmagnetisch B_θ -isolierte Ionendiode wurde untersucht und weiterentwickelt unter dem Aspekt der Erzeugung hoher Energiedichten durch fokussierte Protonenstrahlen in Materie. Die Experimente wurden an der Pulsanlage KALIF (2 MV, 50 ns, 2Ω) durchgeführt.

Die Protonen erreichten dabei Energien bis zu 1.8 MeV und bildeten etwa 50% des Ionenstromes. Der Wirkungsgrad der Diode ist von dem Magnetfeld in der Diode abhängig und erreichte Werte von bis zu 70%, bei einem Gesamtdiodenstrom von bis zu 800 kA.

Die Fokussierung konnte durch Optimierung der Diodengeometrie und Reduzierung der Strahldivergenz entscheidend verbessert werden. Der Fokussdurchmesser konnte auf ca. 10 mm verkleinert werden, was zu einer Leistungsdichte der Protonen im Fokus von 0.35 TW/cm^2 geführt hat.

Durch die erstmalige Messung der Stromdichteverteilung der Protonen an der Anode konnten die Particle-in-Cell-Rechnungen bestätigt werden.

Die Elektronenverluste in der Diode konnten reduziert werden, was zu einer Verlängerung der Lebensdauer der Diode auf 10-15 Pulse führte.

Generation and focusing of an intense pulsed proton beam using a self-magnetically B_θ -insulated ion diode.

Abstract

A selfmagnetically B_θ - insulated ion diode was investigated and optimized for generation and focusing of a pulsed high intensity proton beam for generation of high power-density in matter. The experiments were done at the pulsed power line KALIF (2 MV, 50 ns, 2Ω).

The protons got energies up to 1.8 MeV and the proton ratio in the ion beam was about 50 %. The efficiency of the ion current depends on the magnetic field in the diode and have reached values up to 70 %. The maximum total diode current was about 800 kA.

The focusing properties were improved by optimizing the diode and gap geometries and decreasing the beam divergence. The focus diameter was reduced to about 10 mm giving a focused proton power density of about 0.35 TW/cm^2 .

Measurements of the current density of the protons at the anode were done for the first time and a good agreement with Particle-in-Cell-calculations was found.

The electron-loss in the diode was reduced leading to a higher life-time of the diode of 10-15 pulses.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einführung und Zielsetzung	3
II.	Die physikalischen Prozesse in einer Ionendiode	8
1	Die Ionenquellen	8
2	Die magnetische Isolation	9
3	Raumladungs- und Stromneutralisation des Ionenstrahles	10
4	Teilchenbeschleunigung und Strahlformierung	11
III.	Diagnostische Methoden	13
1	Elektrische Sonden	13
2	Teilchennachweis	14
IV.	Die selbstmagnetisch isolierte B_e - Diode	19
1	Funktionsweise	19
2	Dimensionierung	22
3	Einsatz im Experiment	24
V.	Optimierung der Diode am KALIF	26
1	Elektrische Daten	26
2	Ionenstrahlraten	31
3	Fokussierungseigenschaften	32
3.1	Einfluß des Anoden-Kathoden Spaltes	32
3.2	Mikro- und Makrodivergenz des Strahls	37
4	Leistungsdichten im Fokus	41
5	Reproduzierbarkeit	43
6	Repetierfähigkeit, die Anodenstützen	44
7	Wirkungsgrad	47
8	Impedanzverhalten	49
9	Zustand des Anodenplasmas	51
VI.	Diskussion der Meßergebnisse	52
1	Die Ionenstromdichten	52
2	Anmerkungen zu Strahl-Target Wechselwirkung	57
VII.	Skalierbarkeit zu höheren Leistungsdichten	58
VIII.	Zusammenfassung	61
Anhang		63
A1	Herleitung der Diodenimpedanz	63
A2	Ionenwirkungsgrad der Diode	65
A3	Berechnung der Fokussierung	67
A4	Berechnung der Ionenstromdichten	70
Literaturverzeichnis		72

I. Einführung und Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit ist die Realisierung einer Ionenquelle zur Erzeugung eines intensiven, gepulsten und fokussierten Ionenstrahles. Diese Ionenquelle wird wegen der bipolaren Elektrodenanordnung im Weiteren mit 'Diode' bezeichnet. Die Ionen-Diode soll für die Erzeugung und Untersuchung von dichten und heißen Plasmen, sowie für die Erzeugung von Schockwellen und Untersuchung der Materie bei extremen Bedingungen von Druck, Temperatur und Dichte eingesetzt werden. Untersuchungen dieser Plasmen sind für spätere Anwendungen wie z.B. die Trägheitsfusion von Interesse, aber auch für ein besseres Verständnis der Fragen der Plasma- und Astrophysik.

Um Materie auf eine Temperatur von einigen 10 eV (100 kK) zu erhitzen und einem Ablationsdruck in der Größenordnung von 100 GPa für wenige 10 ns auszusetzen, muß man Strahlung einer Leistungsdichte von etwa 1 TW/cm² auf Materie richten. Um die angegebenen Parameter im Laboratorium z.B. für die Zwecke eines Röntgenlasers und insbesondere für die Trägheitsfusion zu überschreiten, benötigt man sehr leistungsfähige Anlagen. Dazu zählen die stärksten Laser der Welt (z.B. NOVA in Livermore, USA) und gepulste Hochspannungsanlagen zur Erzeugung intensiver Teilchenstrahlen (z.B. PBFA II und Tabelle I.1).

Der Vorteil bei der Verwendung eines Teilchenstrahles zum Aufheizen von Materie liegt in der guten Energiedeposition. Als Teilchen kommen i.A. Elektronen, sowie leichte und schwere Ionen in Frage. Elektronen lassen sich zwar leicht erzeugen und gut fokussieren, ihre Eindringtiefe in Materie ist jedoch groß und daher die Energiedeposition nicht gut lokalisiert. Bei einem Ionenstrahl ist die Eindringtiefe bei gleicher Energie kürzer als bei Elektronen. Außerdem ist die Energiedeposition am Ende der Reichweite (Bragg-Überhöhung) überhöht. Das führt zu einer besseren Lokalisierung der deponierten Energie. Die Erzeugung von leichten Ionenstrahlen gegenüber den schweren Ionen hat Vorteile. Es ist heute möglich mit kompakten, gepulsten Hochspannungsanlagen intensive Ionenstrahlen (0.1-10 MA) mit kinetischen Energien von 1-20 MeV für Zeiten von 10-50 ns zu erzeugen. Die dazu notwendigen Pulsgeneratoren sind, wegen ihrer relativen Einfachheit, den großen Teilchenbeschleunigern vorzuziehen. Eine Übersicht, die den weltweiten Stand der Pulstechnik und die verwendeten Pulsanlagen beinhaltet, ist in Tabelle I.1 gegeben.

Da die gewünschte Ionen-Leistung aus einem elektromagnetischen Feld gewonnen werden soll, bedeutet das, daß man mit Spannungen, charakteristisch für die Pulsanlage KALIF des Kernforschungszentrums Karlsruhe, von z.B. 1 Million Volt und entsprechenden Strömen von 1 Million Ampere bei einem Brennfleck von 1 cm² arbeiten muß. Diese Bedingungen lassen sich nur über kurze Zeiten realisieren. Für z.B. einen typischen Puls von 50 Nanosekunden Dauer muß bei diesen Leistungen die Energie von 50 kJ umgesetzt werden.

An den Ausgang eines Pulsgenerators wird eine Ionendiode zur Umsetzung der elektrischen Leistung in einen Ionenstrahl angebracht. Die Größe der Diode ist durch die technisch erreichbaren Stromdichten bestimmt. An Anlagen wie KALIF können Feldstärken von 100MV/m für kurze Zeit realisiert werden. Bei dieser Feldstärke ist die Ionenstromdichte durch die Raumladung auf etwa 2 kA/cm² begrenzt (Child-Langmuir Gesetz). Die Gesamtfläche eines Ionen emittierenden Oberflächenplasmas muß ca. 500 cm² betragen; dies entspricht einem Durchmesser von 25 cm.

Bei der Erzeugung eines Ionenstrahls in einer Diode muß aus Gründen der Effektivität der Beitrag der Elektronen zum Diodenstrom mit speziellen Maßnahmen unterdrückt werden. Aufgrund ihrer 1836 mal kleineren Masse gegenüber den Protonen würden die Elektronen einen $\sqrt{M/m} = 43$ mal höheren Strom tragen, so daß in einer gewöhnlichen Elektrodenanordnung der Ionenstrom nur ca. 2-5 % des Diodenstromes bilden würde. Es besteht aber die Möglichkeit den Massenunterschied der Ionen und der Elektronen zur Unterdrückung des Elektronenstromes zu nutzen: Man legt orthogonal zur anliegenden elektrischen Feldstärke ein entsprechend starkes Magnetfeld an. In diesem Falle werden die Elektronen auf zykloidale Bahnen gezwungen und bei einer kritischen Magnetfeldstärke werden die Krümmungsradien der Elektronen kleiner als der Elektrodenabstand. Die Elektronen können nun die Anode nicht mehr direkt erreichen. In diesem Fall spricht man von der magnetischen Isolation der Elektronen in der Diode. Im idealen Fall würde der gesamte Strom nur noch von den Ionen getragen werden, die wegen der höheren Masse nur unwesentlich vom Magnetfeld beeinflusst werden. Durch Anwendung der magnetischen Isolation der Elektronen erreicht man im Experiment, daß der Beitrag der Ionen zum Gesamtstrom 60-90% ausmacht.

Eine weitere Problematik der Erzeugung von Ionenstrahlen ist die Extraktion und Führung des Strahls. Die Extraktion des Strahls wird durch entsprechende transparente Kathoden ermöglicht. Vorzugsweise werden dabei ring- und lamellenartige Kathoden verwendet.

Aufgrund der elektrostatischen Coulomb-Abstoßung der Ionen untereinander würde ein extrahierter Strahl trotz des Eigenmagnetfeldes sofort aufplatzen, es sei denn, die Ladungsträger bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit. Das Aufplatzen des Strahles kann man durch eine Raumladungs- oder eine Stromneutralisierung des Strahles umgehen. Bei der Raumladungsneutralisation breitet sich der Ionenstrahl in einem Hintergrundgas aus, das in jedem Volumenelement eine dem Ionenstrom entsprechende Anzahl von Elektronen für eine Ladungsneutralität zur Verfügung stellt. Um eine Stromneutralisation eines Ionenstrahls zu erreichen, müssen entsprechend Elektronen dem Strahl beigemischt werden. Die Elektronen und die Ionen haben die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit. Wegen der kleinen Masse ist der energetische Anteil der Elektronen im Strahl gering.

Wenn durch die erwähnten Maßnahmen der Transport des intensiven Ionenstrahles von der Diode zum Fokus gewährleistet ist, dann ist die erreichbare Dichte im Fokus durch die Vorgänge bei der Bildung und Beschleunigung des Ionenstrahles in der Diode bestimmt. Man muß erreichen, daß die Strahlen mit einem möglichst kleinen transversalen Impulsanteil erzeugt werden, d.h. ihre Divergenz soll klein sein. Es ist Ziel dieser Arbeiten die innere Divergenz der Strahlen zu reduzieren, die z.B. durch die Temperatur des Plasmas oder Inhomogenität des elektrischen Feldes entsteht. Ferner haben die Dioden makroskopische Fokussierungsfehler, die z.B. durch die Änderung der Form der Elektroden beeinflusst werden können.

Eine Ionen-Diode, die das die Elektronen isolierende Magnetfeld durch ihren eigenen Strom aufbaut, wurde im Rahmen dieser Arbeit im Bezug auf die Erzeugung eines hochintensiven, gepulsten Protonenstrahles untersucht und weiterentwickelt. Wegen ihres azimuthalen Magnetfeldes wird die Diode im Weiteren als die "selbstmagnetisch B_0 -isolierte Ionendiode" oder kurz B_0 -Diode bezeichnet. Das Konzept dieser Diode wurde 1981 von K.W. Zieher /Zieher81/ entwickelt und die Erprobung und erste Experimente bis 1984 /Zieher84a/ durchgeführt. Es fehlten aber noch die Untersuchungen zu Fokusgröße, Strahl-Divergenzen, Leistungsdichten, Strahlzusammensetzung, Energieverteilung der Ionen, Erhöhung der Repetierfähigkeit der Diode, Ionenstromdichten der Anode, Optimierung der Diodengeometrie im Bezug auf die Fokussierung und Entwicklungspotential dieser Diode zu noch höheren Leistungsdichten. Dieses Programm wurde in der vorliegenden Arbeit verfolgt und dabei die Fokussierungseigenschaften der B_0 - Diode zum ersten Mal systematisch untersucht.

Zum Vergleich des weltweiten Entwicklungsstandes der Ionendioden werden in der Tabelle I.1 /Cook88/ Angaben über Diodenleistungen und Gesamtenergie des Ionenstrahles gemacht. Die besten Ergebnisse wurden bisher mit den fremdmagnetisch isolierten Ionendioden (F-B Spalte 3) erreicht. Die selbstmagnetisch isolierte B_{θ} -Diode hat die besten Aussichten diese mit einem erheblich kleineren technischen Aufwand zu erreichen. Der technische Aufwand bei den fremdmagnetisch isolierten Dioden ist wegen des äußeren Magnetfeldes sehr viel höher als bei den selbstmagnetisch isolierten Dioden, zu denen außer der B_{θ} -Diode auch die sog. Pinch-Reflex-Diode (PRD) zählt.

Die höchste bisher weltweit mit leichten Ionenstrahlen erreichte Leistungsdichte im Fokus von 1.5 TW/cm^2 ist mit einer Faß-Diode (B_z - Diode) an der PROTO I Anlage in Sandia 1986 von Johnson erreicht worden.

Die Dioden, die ihren Ionenstrahl in einen Driftraum richten (Extraktor-Dioden), wurden bisher meist nur zur Erzeugung unfokussierter Ionenstrahlen eingesetzt. Die fokussierende B_{θ} -Diode, die auch zu diesem Diodentyp zählt, ist mit einer Protonenleistungsdichte von 0.35 TW/cm^2 im Fokus eine der leistungsstärksten Dioden. Ähnliche Leistungsdichten wurden nur noch von der Pinch-Reflex-Diode an der GAMBLE II Anlage (ca. 0.4 TW/cm^2 1982) und am Pulsgenerator KALIF (0.3 TW/cm^2 1986) /Karow86/ erreicht.

Tabelle I.1 Experimente mit Dioden zur Erzeugung intensiver leichter Ionenstrahlen.

Forschungsstätte	Anlage	Diodentyp	Dioden-Spannung (MV)	Dioden-Strom (MA)	Puls-dauer (ns)	Dioden-Leistung (TW)	Dioden-Energie (kJ)	Strahlkomponenten oder Anodenmaterial	Betrieb seit
CEA-Valduc	SIDONIX II	F-B	1	1.2	50	1.2	60		1982
	AGLAE II		0.8	1.2	50	1	40		1984
KFK; Karlsruhe	KALIF	PRD, Selbst-B	1.8	0.8	50 (15)*	1.3	25	H, D, He, C, Li	1983
	POLLUX	PRD, Selbst-B	0.7	0.2	50 (15)*	0.1	2	H, D, He, C, Li	1981
	POLLUX II	Pseudofunken	0.3	0.01	100	0.003	2	H, D, alle Gase	1981
Kobe Univ.; Kobe	ERIDATRON II	Race-track MID	0.4	0.03	50	0.06	3	H, Na	1981
Techn. Univ.; Nagaoka	ETIGO I	Selbst-B	1.2	0.02	50	0.01	1	H, D, C	1980
	ETIGO II	Selbst-B	3	0.45	50	0.5	20	H, D, C	1985
	MALIA I		3	0.4	50	1.2	60	H, C	1985
Nagoya Univ.; Nagoya	LIMAY I		0.4	0.01	70	0.02	1	H	1982
Osaka City Univ.; Osaka	MIROCU	Selbst-B	0.2	0.005	50	0.001	1	H, C	1981
Osaka Univ.-ILE; Osaka	REIDEN IV	Inv. P-F-B	1.0	0.4	50	0.4	20	H	1981
	REIDEN IV SHV	F-B	5.0	0.04	50	0.2	20	H, Li	1986
Tokyo Inst. Tech.; Tokyo	PICA I	F-B	0.3	0.03	60	0.01	0.5	Eis	
	PICA II	F-B	0.5	0.1	70	0.05	2.5	Eis	
	PICA III	F-B	1.0	0.2	60	0.2	10	Eis	
Inst. Nucl. Stud.; Otwock-Swierk	MAYA-60	Plasma-ion	0.04	0.1	200	0.01	1	viele Gase	1981
	IBIS-120	Plasma-ion	0.07	0.2	200	0.03	10	viele Gase	1986
S.Kalinski Inst.; Warschau	NIWA		1	0.15	20	1	3		1985
Weizmann Inst; Rehovot		F-B	0.27	0.015	100	0.004	0.3	H, C	1985
Cornell Univ.; Ithaca	LION	F-B, Selbst-B	1.5	0.2	40	0.8	30	H	1981
	CASTOR		0.4	0.01	100	0.1	1	H	1981
	OMNI II	F-B	0.4	0.02	50	0.015	0.8	H, C, Al	1983
NRL; Washington, DC	GAMBLE II	PRD	1.5	0.4	50	2	100	H	1977
SNLA; Albuquerque	PBFA II (Ziel)	F-B	30	3.5	15*	100	1500	H, Li	1986
	PBFA II (Stand)	F-B	6.0	3.0	40	15	500	H, Li	
	SuperMite	F-B	2.5 (5.0)*	1.5	40 (15)*	3	80	H, Li	1984
	Mite	F-B	1.2	0.8	40	1	30	H	1978
	PI-110	F-B	0.6	0.04	60	0.03	1.5	Li	

Abkürzungen: F-B: Fremdmagnetisch-B; PRD: Pinch Reflex Diode; Selbst-B: Selbstmagnetisch B ;
MID: magnetisch isolierte Diode; Inv. P-F-B: Inverse-Pinch-fremdmagnetisch-B;
Anmerkungen: * - mit induktiver Pulskompression

II. Die physikalischen Prozesse in einer Ionendiode

1. Die Ionenquellen

Die Erzeugung von intensiven Ionenstrahlen erfordert die Bereitstellung einer ergiebigen Ionenquelle. Für z.B. einen Protonenstrom von 300 kA in einer typischen Zeit von 50 ns werden 10^{17} Protonen benötigt. Die ideale Ionenquelle sollte dabei neben dieser Ergiebigkeit folgende Eigenschaften haben:

- Ionen einer einheitlichen Teilchenart und
- in einem Ladungszustand liefern,
- homogene Emission über die ganze Fläche erlauben,
- rechtzeitig "betriebsbereit" und
- räumlich fest (unbeweglich) sein,

Diese Anforderungen sind Voraussetzung für eine optimale Ionenstrahlfokussierung. Die Ionen werden in der Praxis aus einem Anodenplasma beschleunigt. Die Eigenschaften dieses Plasmas sind von der Art der Plasmaherstellung abhängig. Üblicherweise werden sich selbst einstellende Oberflächen-gleitentladungen an einer Isolatoroberfläche zur Erzeugung eines Plasmas benutzt /Humphries80/, wie z.B. Plexiglas bei einer fremdmagnetisch isolierten Ionendiode /Pal82/. Prinzipiell werden dabei dem Anodenmaterial entsprechende Ionen erzeugt wie z.B. Protonen und Kohlenstoffionen bei Verwendung von Kohlenwasserstoffen. Bei den letzteren rechnet man mit einer höheren Beweglichkeit der Protonen gegenüber der Kohlenstoffionen im Anodenplasma so daß die Protonen schneller an die Plasmaoberfläche gelangen und deshalb bevorzugt beschleunigt werden.

Es gibt Ansätze für eine homogene Plasmaerzeugung durch intensive Bestrahlung der Anode mit resonantem Licht (Dye Laser), das die Atome anregt und somit eine schnellere Ionisation ermöglicht. Gleichfalls werden gefrorene Anoden (H_2 , D_2 , N_2 , Ar) auf Reinheit und Homogenität untersucht /Kasuya87/. Es sind Versuche bekannt /Bieg88/, die festes Lithiumfluorid und Lithiumnitrat in fester und flüssiger Form für die Extraktion eines Li^{2+} Strahles untersuchen. Eine einfachere Lösung zur Erzeugung eines homogenen Anodenplasmas, die zwar auch die Oberflächen-gleitentladung benützt, aber durch gezieltes Aufbringen von Elektronen auf die Isolatoroberfläche die Zufälligkeit unterdrückt, wurde ebenso vorgestellt /Schimassek88/. All diese Versuche zeigen die Wichtigkeit des Anodenplasmas im Bezug auf die Erzeugung hoher Leistungsdichten durch

Ionenstrahlen. Die in dieser Arbeit entwickelte und untersuchte B_{θ} -Diode arbeitet mit einer konventionellen Plexiglasanode /Humphries80/ als Quelle für Protonen (und Kohlenstoff), die die gestellten Mindestanforderungen nur teilweise erfüllt. Die Plasmaerzeugung erfolgt durch Elektronenbeschuss am Pulsanfang infolge von Leckströmen von der Kathode und durch die Oberflächengleitentladung. Es wurden verschiedene Anoden-Strukturen, die einen entscheidenden Einfluß auf die Homogenität und Strahldivergenz haben, getestet (Siehe Kap.V.3.2).

2. Die magnetische Isolation

Die Idee der Erzeugung eines intensiven Ionenstrahles durch die Anwendung eines orthogonal zum elektrischen Feld anliegenden Magnetfeldes wurde schon 1973 von R.N. Sudan und R.V. Lovelace vorgeschlagen /Sudan73/ und berechnet /Lovelace74/.

Im einfachsten, eindimensionalen Fall einer zwei-Elektrodenanordnung ergibt sich bei Abwesenheit magnetischer Felder das Child-Langmuir Gesetz /Child11/ /Langmuir13/ für die Elektronenstromdichte im nichtrelativistischen Fall:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (1)$$

Dabei ist e die Elektronenladung, m die Elektronen-Ruhemasse, U die angelegte Spannung und d der Elektrodenabstand.

Die exakte, relativistische Lösung der eindimensionalen Diode wurde 1969 von Jory und Trivelpiece /Jory69/ angegeben.

Erlaubt man nun eine Ionenemission von der Anode, so gilt die obige Gleichung auch für die Ionen unter Berücksichtigung des veränderten e/m Verhältnisses. Das Verhältnis von Elektronen- zu Protonenstromdichte j_e/j_p beträgt demnach etwa 43/1. Das Child-Langmuir Gesetz beschreibt den raumladungsbegrenzten Stromfluß der Teilchen. Sind sowohl Elektronen als auch positive Ionen am Stromfluß beteiligt, so kommt es zu einer teilweisen Raumladungsneutralisierung zwischen den Elektroden, die zu einem Anstieg des Gesamtstromes führt. Man spricht von einem bipolaren Fluß, der die Ströme erhöht. Da die Stromdichte j mit der Geschwindigkeit v durch $j=nev$ verknüpft ist, und die mittlere Geschwindigkeit v sich als d/t schreiben läßt (d Elektrodenabstand, t mittlere Driftzeit), hängt die Stromdichte von der mittleren Verweildauer der Teilchen im Beschleunigungsspalt ab.

Dies aber erlaubt eine Verbesserung der Ionenausbeute, falls es gelingt die Elektronen auf "Umwege" zu leiten und dadurch ihre Driftzeit im Verhältnis zu den Ionen zu erhöhen. Dies wird durch ein transversales Magnetfeld, das die Elektronen ablenkt, erreicht. Ist das Magnetfeld so stark, daß ein von der Kathode ohne Anfangsenergie abgelöstes Elektron so stark abgelenkt wird, daß es die Anode gerade nicht mehr erreicht, so spricht man von der magnetischen Isolation der Elektronen zwischen den Elektroden. In dem Falle ist die Laufzeit der Elektronen unendlich. Der gesamte Strom wird dann nur noch von den Ionen getragen, die aufgrund der größeren Masse nur geringfügig von dem Magnetfeld beeinflusst werden. Dieses sogenannte kritische Magnetfeld läßt sich für einen Elektrodenabstand d bei einer Spannung U berechnen:

$$B_c = \frac{\sqrt{eU(eU + 2mc^2)}}{e c d} \quad (2)$$

dabei ist e die Elektronenladung, m die Elektronen-Ruhemasse und c die Lichtgeschwindigkeit.

In der Praxis erreicht man infolgeder räumlich endlichen Ausdehnung der Magnetfelder nur eine wesentliche Verlängerung der Driftzeit der Elektronen gegenüber der der Ionen. Sie ist durch die geometrischen Verhältnisse im Einzelnen gegeben, wobei der Faktor R/d (R = Diodenradius, d = Elektrodenabstand) bestimmend ist. Man erreicht eine endliche Verbesserung des Wirkungsgrades von 2-5% auf 50-70% im Falle der B_0 -Diode.

Um einen guten Wirkungsgrad bei einer Ionendiode zu erzielen, sollte das aufgebaute, isolierende Magnetfeld über dem kritischen Magnetfeld liegen. Die magnetische Isolation hat noch einen anderen Aspekt: Sind die Elektronen nicht magnetisch isoliert, so gewinnen sie an Energie aus dem elektrischen Beschleunigungsfeld und fallen dann auf die Anode, erzeugen dort Bremsstrahlung und Sekundärplasmen, führen zu einer Ablation von Anodenmaterial und zerstören bzw. verändern die Diodengeometrie. Es erweist sich als vorteilhaft, das Magnetfeld so zu gestalten, daß die Elektronen möglichst auf geschlossenen Bahnen gehalten werden (e^- - Drift auf einer geschlossenen Magnetfeldfläche) und deshalb auch am Rande der Diode nur zu geringen Zerstörungen führen.

3. Raumladungs- und Stromneutralisation des Ionenstrahles

Um intensive Ionenstrahlen auf größere Entfernungen (einige 10 cm) transportieren zu können, sollten diese raumladungs- oder stromneutralisiert sein. Im anderen Fall würde die Coulomb-Abstoßung der Ionen zu einer Expansion führen. Andererseits ist ein intensiver Ionenstrahl, wenn er

auf ein Medium auftrifft, in der Lage es zu ionisieren und dadurch Elektronen zu erzeugen, die er für die Raumladungsneutralisierung braucht. In den meisten Fällen der Raumladungsneutralisierung wird ein intensiver Ionenstrahl in einen Gasraum gerichtet, in dem er sich neutralisieren und ausbreiten kann /Bluhm86/. Aber auch Versuche, die den Ionenstrahl durch eine dünne Kunststoffolie oder ein Metallnetz leiten, sind bekannt. Die Nachteile derartiger Lösungen sind offensichtlich: Es handelt sich dabei um 1-mal Experimente, es werden Oberflächenplasmen erzeugt, die einen Einfluß auf die Strahldivergenz haben und eventuelle Strahlinstabilitäten anregen können. All diese Versuche haben als Ziel die Raumladungsneutralisierung des Strahles, d.h. sie stellen in jedem Raum-Volumenelement genügend Elektronen zur Verfügung, die das elektrische Feld der positiven Ionen nach außen hin abschirmen. In diesem Fall kann der Ionenstrom z.B. durch eine Rogowski-Spule gemessen werden, da die Elektronen im Mittel unbeweglich bleiben und dadurch nicht zur Stromneutralisation beitragen. Eine andere Art der Raumladungsneutralisierung durch hochenergetische Feldemissionselektronen aus der Umgebung der Kathode und Strahlausbreitung im Vakuum wurde in Sandia verwendet /Johnson83/. In beiden Fällen erfährt der hohe Ionenstrom durch das eigene Magnetfeld zusätzliche Ablenkung, die sich aber nur schwer berechnen läßt.

Ganz anders verhält sich der Stromneutralisierte Ionenstrahl: Dieser führt die nötigen Elektronen mit, sodaß eine elektrische Messung des Ionenstromes versagt. Ein strom- und raumladungsneutralisierter Ionenstrahl kann sich auch im Vakuum ausbreiten, was sehr vorteilhaft z.B. für die Strahl-Target-Wechselwirkung-Experimente oder einen Repetierbetrieb ist. Diese Eigenschaft besitzt die in dieser Arbeit untersuchte und weiterentwickelte B_0 -Diode. Die nötigen Elektronen werden entweder aus der virtuellen Kathode, die aus einem Elektronenschleier im Beschleunigungsspalt der Diode besteht, entnommen, oder aus dem Plasma an den Kathodenlamellen von den Ionen mitgerissen /Zieher84/.

4. Teilchenbeschleunigung und Strahlformierung

Die Ionen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt. Da hier aber Ionenströme großer Dichte gezogen werden sollen, sind die Eigenfelder sowohl der Ionen als auch der allgegenwärtigen Elektronen zu berücksicht-

igen. Die hohen Ionenströme erzeugen starke Eigenmagnetfelder die im Zusammenspiel mit dem aufgebauten isolierenden Magnetfeld eine zusätzliche Ablenkung der geladenen Teilchen gemäß der Lorentz-Kraft erzeugen. Hier bestehen die Schwierigkeiten, diese dynamischen Prozesse so zu steuern, daß sich eine optimale Fokussierung im Zeitpunkt der maximalen Leistung ergibt. Es gibt umfangreiche Computerprogramme, die selbstkonsistent die Felder in einer Ionendiode berechnen, die jedoch einige Modellannahmen verlangen, um die dynamischen Vorgänge in einer Ionendiode nachzuvollziehen. Solche Rechnungen wurden von T. Westermann /Westermann88/ auch für die B_0 -Diode durchgeführt. Um eine Diodengeometrie zu optimieren, ist es unerlässlich, iterativ zwischen Rechnung und Experiment zu verfahren. Aus dem Experiment erhält man Aussagen über den Diodenzustand und die Richtigkeit der Modelle in der Rechnung. Die Rechnung liefert den nächsten Schritt der Optimierung.

Ist die Fokussierung schon optimal, so ergeben sich die Probleme der Strahlextraktion und Führung. Die Extraktion erfolgt durch transparente Kathoden, die, je nach Struktur, mehr oder weniger die Strahlstruktur durch Streuung der auftreffenden Ionen beeinflussen. Die Führung des Strahls verlangt eine gute Raumladungs- oder Stromneutralisation wie in Kap. II.3 schon beschrieben wurde.

Auch bei der optimalen Fokussierung bleibt noch das Problem der Strahldivergenz. Die innere (Mikro-) Divergenz hat ihren Ursprung in der Ionenquelle selbst (Kap.II.1) und ist oft entscheidend für den Fokusbereich und somit für die erreichbaren Stromdichten. Da der Divergenzwinkel quadratisch in die minimal erreichbare Fokusfläche und somit in die Leistungsdichte eingeht, wurde versucht, durch kurze Brennweiten der Dioden den Fokusbereich möglichst klein zu halten. Kurze Brennweite wurde aber meistens durch einen kleineren Diodendurchmesser erreicht und somit wurden höhere Stromdichten aus dem Anodenplasma gezogen, die, wie die neuesten Messungen zeigen /Lockner88/, eine erhöhte Divergenz bewirken. Die B_0 -Diode hat einen relativ großen Durchmesser und große Brennweite und ist deshalb ein interessantes Studienobjekt für die Fokussierungseigenschaften und Divergenzbeobachtungen von Ionenstrahlen.

III. Diagnostische Methoden.

Die Diagnostik der intensiven Ionenstrahlen läßt sich grob in zwei Gruppen teilen: Die elektrischen Meßverfahren und den Teilchennachweis, wobei hier das Licht aller Wellenlängen auch als Teilchen zu verstehen ist. Im Weiteren werden die in dieser Arbeit verwendeten diagnostischen Verfahren für die Bestimmung der Leistungsfähigkeit der B_0 -Diode vorgestellt.

1. Elektrische Sonden

Für die Messung der elektrischen Signale, wie Diodenstrom und Spannung, werden verschiedene Sonden eingesetzt. Wegen der Kürze der Impulse, ist eine sehr hohe Bandbreite (ca. 100 MHz) der Sonden sowie der Meßgeräte (Oszilloskope) erforderlich. Der Strom kann mit selbstintegrierenden sogenannten Rogowski-Spulen gemessen werden /Nassisi79/. Tatsächlich messen diese Spulen die zeitliche Änderung des Magnetfeldes dB/dt . Durch eine geschickte Wahl der Spuleninduktivität und eines dazu parallel geschalteten Abgriff-Widerstandes läßt sich eine passive Integration des in der Spule induzierten und am Widerstand abgenommenen Spannungspulses durchführen. Die Zeitkonstante für die Integration entspricht dem Verhältnis der Induktivität L der Spule und des Widerstandes R . Der Widerstand R muß möglichst niederinduktiv ausgeführt werden und wird deshalb meistens im coaxialen Aufbau aus dünnen Metallstreifen realisiert.

An den Stellen der Diode, wo ein dichtes Plasma entsteht, ist der Einsatz dieser Spulen nicht sinnvoll. Das Plasma schließt nach kurzer Zeit den Spalt der Rogowski-Spule kurz und sperrt damit das Magnetfeld in der Spule ein. Die Spule mißt fälschlich einen konstanten Strom (Siehe Abb. III.1).

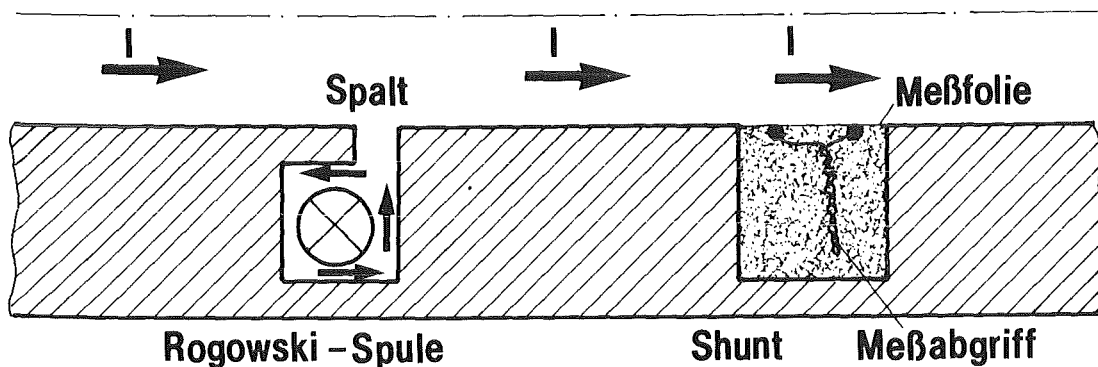


Abb. III.1 Strommessung mit einer Rogowski-Spule und einem Shunt.

Ein anderes Verfahren zu Strommessung benutzt das Ohmsche Gesetz unter Beachtung des Skin-Effektes der Hochfrequenz: An einer dünnen Stahlfolie werden zwei Meßverbindungen angebracht, die den stromproportionalen Spannungsabfall messen. Die Dicke der Meßfolie muß so gewählt werden, daß der hohfrequente Strom in den gesamten Querschnitt der Meßfolie eindringen kann. Wegen der hohen Leitfähigkeit der Metalle sind diese Sonden recht unempfindlich, was in diesem Falle von Vorteil ist, da die zu messenden Ströme im MA Bereich liegen ($1\text{kA an } 1\text{m}\Omega$ macht 1V). Diese Shunts können auch an den Stellen angebracht werden, wo die Messungen mit Rogowski-Spulen versagen, allerdings werden sie dort durch das heiße Plasma nach 2-3 Impulsen thermisch zerstört (Abb. III.1).

Die Spannungen werden meistens mittels kapazitiver Sonden gemessen. Probleme bereitet hier die Messung sehr hoher Feldstärken in der Größenordnung von 10^8 V/m, die oft zu elektrischen Überschlägen an den Sonden führen. Deshalb sind Spannungsmessungen nur an bestimmten Stellen der Diode oder der Zuleitung möglich. Benötigt man dagegen die Spannungswerte an anderen, unzugänglichen Stellen, so müssen diese aus den Meßwerten an anderen Stellen errechnet werden. In der Impulstechnik ist der Spannungsabfall meist induktiver Natur und wird daher als die LdI/dt -Korrektur bezeichnet.

Eine andere Methode, die die elektro-optischen Eigenschaften eines dielektrischen Kristalls benutzt, wurde bei einer anderen Diode erfolgreich eingesetzt /Ehrler89/. Es sollte in Zukunft möglich sein, diese Methode als Ergänzung für die bisherigen Spannungsmessungen auch in der B_0 - Diode einzusetzen.

Für die Ladungsmessung werden vorgespannte Faraday-Becher verwendet. Die Messungen versagen aber bei Stromdichten in der Größenordnung von 1kA/cm^2 aufgrund der Wechselwirkung des Strahles mit der Wand.

2. Teilchennachweis

Da die meisten direkten elektrischen Messungen bei den hohen Leistungsdichten im Fokus prinzipiell nicht durchführbar oder unzuverlässig sind, ist es nötig andere Meßmethoden einzusetzen. Die meisten Methoden beruhen hier auf dem Teilchennachweis. Die Strahlteilchen können in magnetischen und Thomson-Parabel-Spektrometern nach ihrer Energie und e/m Verhältnis

Zeitaufgelöstes Spektrometer

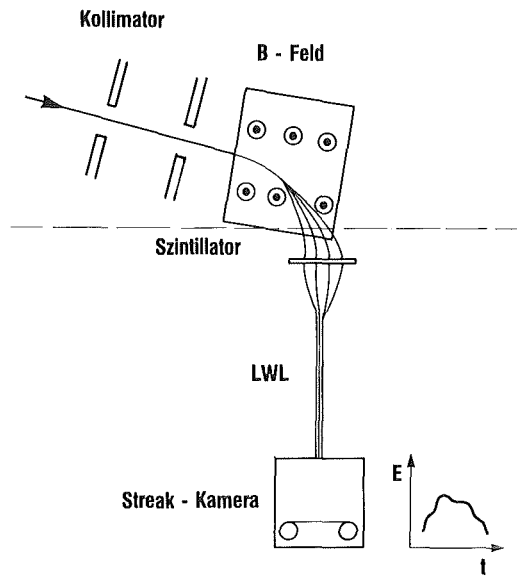


Abb.III.2 Das zeitlich auflösende magnetische Spektrometer.

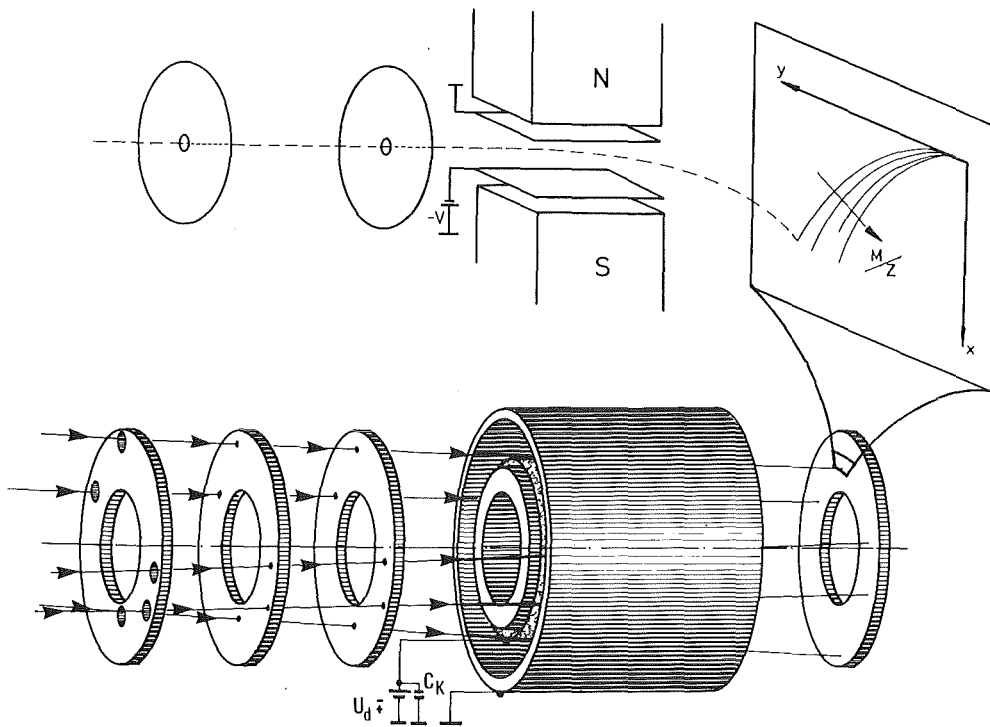


Abb. III.3 Das Vielkanal-Flächen-Spektrometer und Prinzipskizze.

identifiziert werden. Für den direkten Teilchennachweis werden ionenempfindliche Filme verwendet wie z.B. CR-39, LR115 oder PM355, aber auch wärmeempfindliche Folien, Szintillatoren (z.B. NE102, Pilot B) oder Halbleiter wie z.B. PIN-Dioden.

oben # 1882

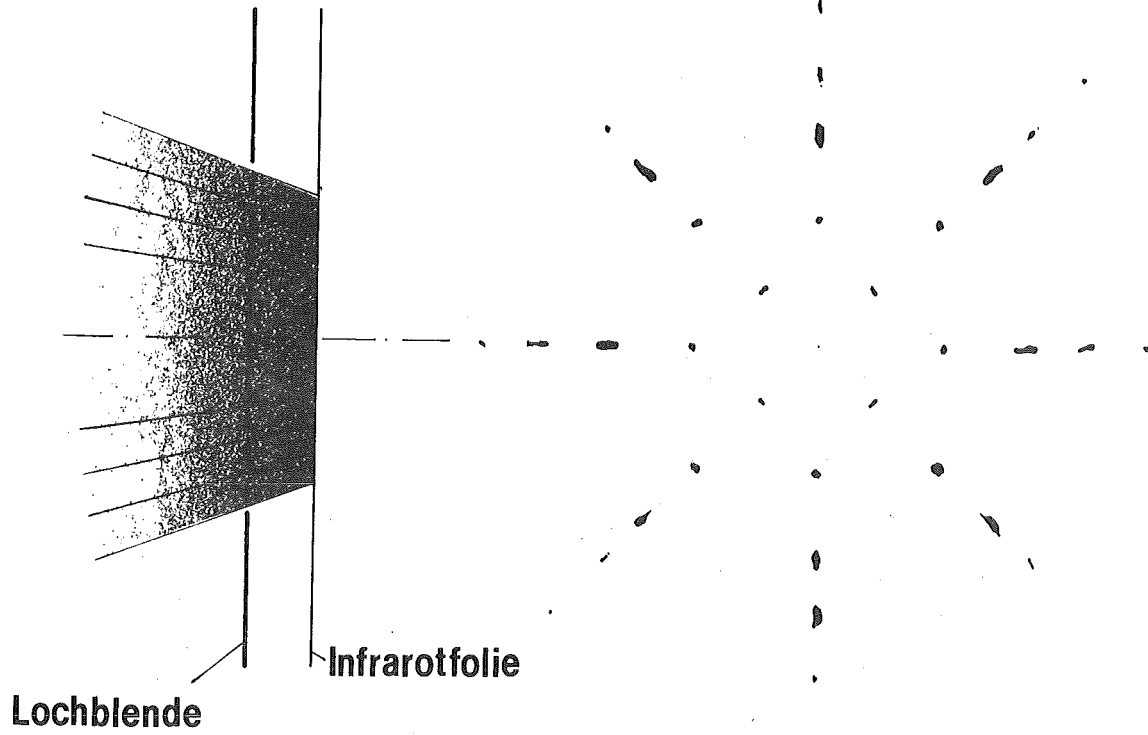


Abb. III.4 Die Shadowbox und das Spurenbild der IR-Folie.

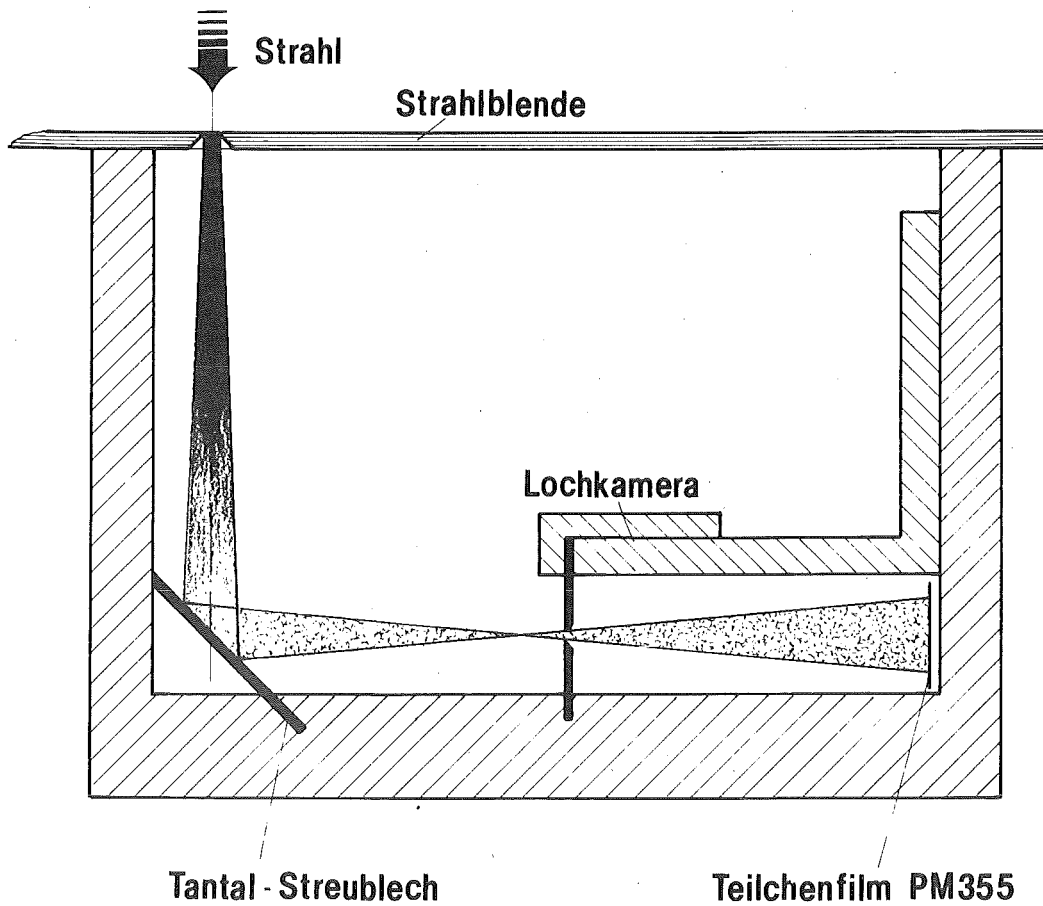


Abb. III.5 Messung der Strahldivergenz (schematisch).

Im Falle der B_{θ} -Diode wurde ein magnetisches, zeitaufgelöstes Spektrometer (Abb.III.2), sowie ein Vielkanal-Flächen-Spektrometer /Kühn85/ eingesetzt (Abb.III.3).

Für die Bestimmung des Strahlprofiles wurde die sogenannte Shadowbox-Methode mit einer Blendenanordnung und wärmeempfindlicher Folie eingesetzt (Abb.III.4). Außerdem wurden kollimierte PIN-Dioden zur Messung der Intensität der Bremsstrahlung der Verlustelektronen an verschiedenen Orten der Diode eingesetzt.

Eine Messung der Intensitätsverteilung auch bei relativ hohen Stromdichten ermöglicht die Rutherford-Shadowbox /Schultheiß86/. Dabei wird die Primärintensität des Ionenstrahles durch mehrfache Rutherford-Streuung an dünnen Metallfolien gezielt geschwächt und mit einem Ionenempfindlichen Film nachgewiesen. Um die Strahlmikrodivergenz zu messen, wurde eine verbesserte Shadowbox-Diagnostik eingesetzt (Abb.III.5): Die ausgeblendeten Teilstrahlen treffen auf ein Tantal-Blech und werden nach Rutherford gestreut. Die gestreuten Teilchen werden mit Hilfe einer Lochkamera auf den Ionenempfindlichen Film (PM355) abgebildet. Vor dem Film kann noch eine Absorptionsfolie angebracht werden, um z.B. die niederenergetischen Ionen zu stoppen und daher nur einen ausgewählten Zeitraum den Strahl zu beobachten.

Für die Messung des Protonenstromes der Diode wurden zwei nukleare Meßmethoden verwendet. Dabei wurden die drei folgenden nuklearen Reaktionen benutzt: /Leeper83/ /Schimassek86/

- 1) $^{12}\text{C}(p, \gamma) ^{13}\text{N}$ mit $t_{1/2} = 9.96$ min. $\rightarrow ^{13}\text{C}$
- 2) $^{19}\text{F}(p, \gamma) ^{16}\text{O}$ mit $E_{\gamma} = 6.7-7.1$ MeV
- 3) $^7\text{Li}(p, \gamma) ^8\text{Be}$ mit $E_{\gamma} = 14.7-18.2$ MeV

Mit den hochenergetischen γ -Quanten wird eine Aktivierung von ^{63}Cu zu ^{62}Cu (β^+ Strahler mit $t_{1/2} = 9.92$ min.) durchgeführt. Die jeweiligen Endprodukte sind β^+ Strahler, deren Aktivität mittels einer Koinzidenzanordnung bestimmt wird. Aus der Aktivität des Targets und der Energieverteilung der Protonen kann auf die Protonenzahl geschlossen werden. Als Target wird Graphit bzw. Lithiumfluorid (LiF) verwendet. Bei der ersten der obigen Reaktionen wird das Target direkt aktiviert und ist somit der hohen mechanischen (Schockwellen) und thermischen Belastung ausgesetzt, was zu einer Ablation des aktivierten Materials führen kann, und somit zu einer Unter-

bewertung des Protonenstromes. Im Experiment wurde das zu aktivierende Target durch eine Blende geschützt, die die Schockwirkung des Strahles aufnahm und gleichzeitig für den Verbleib des eventuell ablatierten Graphits in der Meßkapsel sorgte. Eine weitere Verbesserung dieser Methode wurde durch die Verwendung der in der Elektronenmikroskopie benutzen Leit-C-Plast -Paste /Neubauer87/ mit einem Kohlenstoffgehalt von 94% /Adelhelm87/ erzielt. Die Vorteile dieser Paste sind die Plastizität und damit die Formgebung und die Zähigkeit gegenüber der Schockeinwirkung des Ionenstrahls. Der durch diese Methode maximal erfaßbare Strahldurchmesser betrug 2.5 cm.

Die indirekte Aktivierung von Kupfer dagegen ist ablationsfrei und umfaßte einen Strahldurchmesser von 2 cm. Der Kupfer-Targetträger hat einen Durchmesser von $\phi=50$ mm und eine Dicke $d=7$ mm. Das LiF wurde mit Heißpreßverfahren mit den Maßen $\phi=20$ mm und $d=0.3$ mm auf die Kupferscheibe gebracht /Hitec87/. Beide dieser Meßmethoden konnten im Fokus des Ionenstrahles eingesetzt werden und zeigten eine gute Übereinstimmung.

Eine weitere nukleare Diagnostik wurde für die Bestimmung der Protonen-Intensitätsverteilung im Fokus eingesetzt. Es handelt sich dabei um die $^{10}\text{B}(p,\gamma)2\alpha$ -Reaktion. Abb.III.6 verdeutlicht diese Meßmethode. Die Protonen werden durch eine dünne Al- Folie energetisch diskriminiert und fallen auf eine Bor- haltige Folie. Die durch die oben genannte nukleare Reaktion erzeugten α -Teilchen werden mit Hilfe einer Lochkamera, die senkrecht zum Protonenstrahl gerichtet ist, auf einem teilchenempfindlichen Film (CR-39) nachgewiesen /Klump86/.

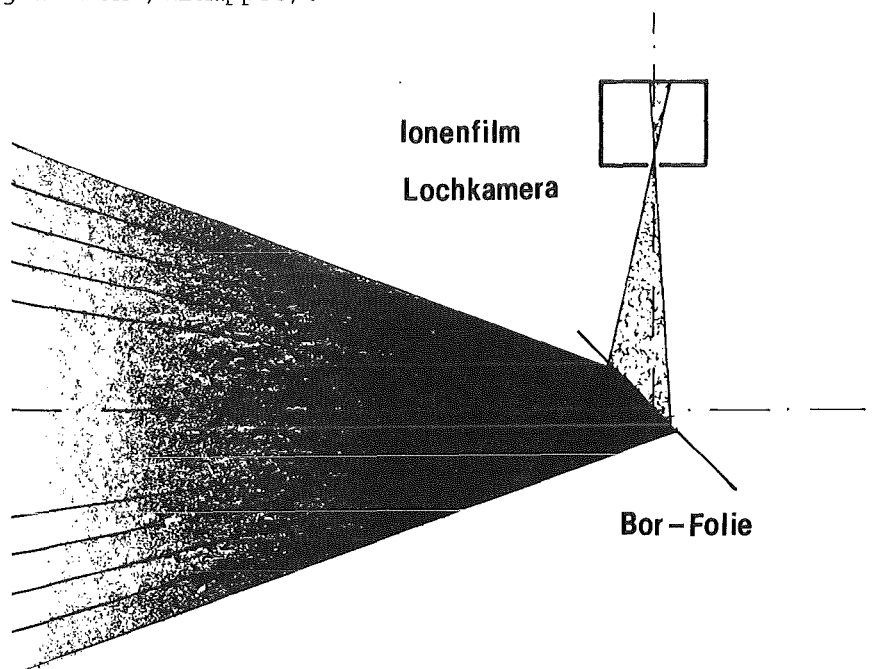


Abb. III.6 Die $^{10}\text{B}(p,\gamma)2\alpha$ -Diagnostik.

IV. Die selbstmagnetisch isolierte B_θ - Diode

K.W. Zieher entwickelte 1981 /Zieher81/ die Idee der selbstmagnetisch B_θ -isolierten Diode, die an dem Pulsgenerator KALIF (KARlsruhe Light Ion Facility 2 MV, 2.25 Ω , 50 ns) des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe betrieben werden sollte /Zieher84a/. Das Entwicklungskonzept dieser Diode zeigt Abb. IV.1. In a) wird das zu Anode parallele Magnetfeld durch einen äußeren Strom I_B aufgebaut. In b) wird das isolierende Magnetfeld durch den Diodenstrom I_D aufgebaut. Die Stromschleife wird im Spalt der Diode von Ionen und Elektronen geschlossen. In c) ist die rotationssymmetrische Anordnung der B_θ -Diode gezeigt. Das Magnetfeld ist azimuthal und frei von Randstörung.

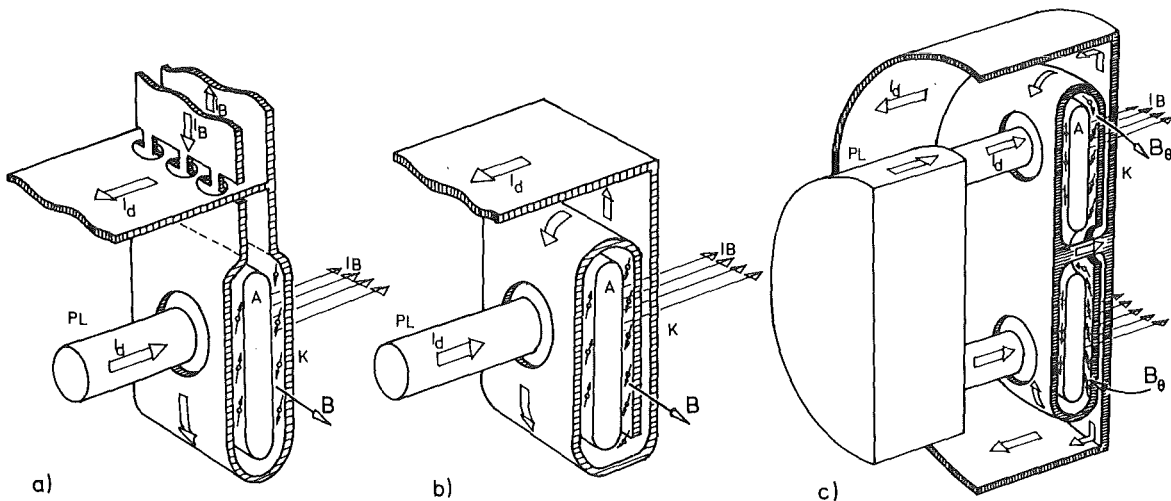


Abb.IV.1. Das Konzept der selbstmagnetisch B_θ -isolierten Diode.

a) mit durch den äußeren Strom I_B aufgeprägtem isolierendem Magnetfeld.

b) Das isolierende Magnetfeld wird durch den Diodenstrom I_D aufgebaut. Die Stromschleife wird durch den Strom freier Teilchen im Diodenspalt geschlossen.

c) Rotationssymmetrische Anordnung. Das Magnetfeld B_θ wird vom Dioden- und Ionenstrom aufgebaut.

PL = Pulsleitung, A = Anode, K = transparente Kathode, IB = Ionenstrahl, \circ = Elektronen

1. Funktionsweise

Die B_θ - Diode zeichnet sich dadurch aus, daß das isolierende azimuthale B_θ Magnetfeld von dem Strom in der Diode erzeugt wird. Dieses Feld hat in den KALIF-Experimenten eine Stärke von 0.9 - 1.5 Tesla im Spalt und führt

daher zu zwei Konsequenzen:

- Es behindert die Elektronen auf ihrem direkten Weg zur Anode und führt sie um die Anode herum. Das führt zu einer teilweisen magnetischen Isolation der Elektronen im Beschleunigungsspalt.
- Es hat auch einen Einfluß auf die Ionenbahnen. Dieser Effekt muß daher für eine optimale Fokussierung berücksichtigt werden.

Die Funktionsweise dieser Diode läßt sich am besten auf dem Wege des Elektronenstromes verstehen (Siehe Abb. IV.2): Der Elektronenstrom IDA

fließt vom Außenleiter der Pulsleitung zur lamellenartigen Kathode K und wird an der gezeichneten Stelle von einer Rogowski-Spule als IDA gemessen (Abb. IV.2). Er fließt entlang der Lamellen zum Diodenzentrum hin und wird dort mit einem Shunt erneut gemessen. Dieser IDI - Strom ist gegenüber IDA um den Neutralisationsstrom der Elektronen von den Lamellen der Kathode vermindert und bei einer vollständigen Neutralisation des Ionenstromes ist die Differenz von IDA und IDI gerade der Ionenstrom ION (vgl. auch Abb. IV.3) Der weitere Weg führt die Elektronen entlang der Rückseite der Anode bis zu der Feldemissionskante FE. An dieser Stelle werden die Elektronen über Feldemission in den Beschleunigungsspalt der Diode emittiert. Dort geht der bisher im Leiter geführte Elektronenstrom in das Vakuum des Elektrodenspalt über. Die Elektronen werden jetzt in den vorwiegend zueinander senkrechten

elektrischen und magnetischen Feldern geführt. Die dominante E/B - Drift der Elektronen lenkt die Elektronen zunächst zur Diodenachse hin, dann um die Anode A herum, entlang der Rückseite der Anode wieder nach außen hin.

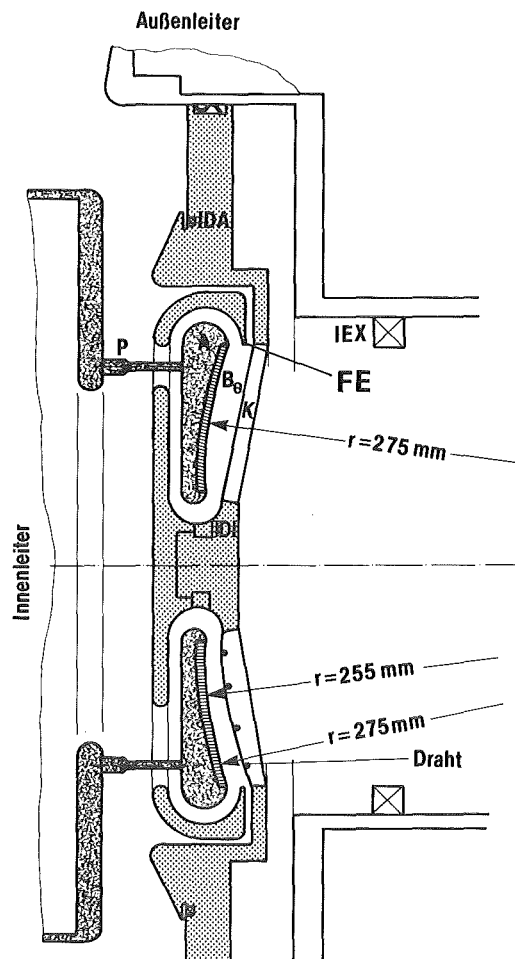


Abb. IV.2 Die selbstmagnetisch isolierte B_0 - Diode.

Oben: frühere Version V1 (Kap.IV.3)

Unten: neuere Geometrie V2

Im Prinzip könnten die Elektronen mehrfach um die Anode driften. Sie gelangen schließlich aus verschiedenen Gründen doch auf die Anodenoberfläche. Über 9 Stützen P, die die Anode halten, wird der Stromkreis der Elektronen zum Innenleiter des Pulsgenerators geschlossen. Ein Teil der sich im Spalt der Diode befindlichen Elektronen trifft auf diese Stützen. Aber auch an anderen Stellen der Anodenoberfläche treffen Elektronen auf, weil die Raumladungswolke der Elektronen ein dynamisches Gebilde ist, das leicht zu Instabilitäten angeregt werden kann. Geringfügige Störungen der Symmetrie führen zu weiteren Verlusten der Elektronen, die in Schäden an typischen Stellen der Anodenoberfläche (Innenbereich) sichtbar werden.

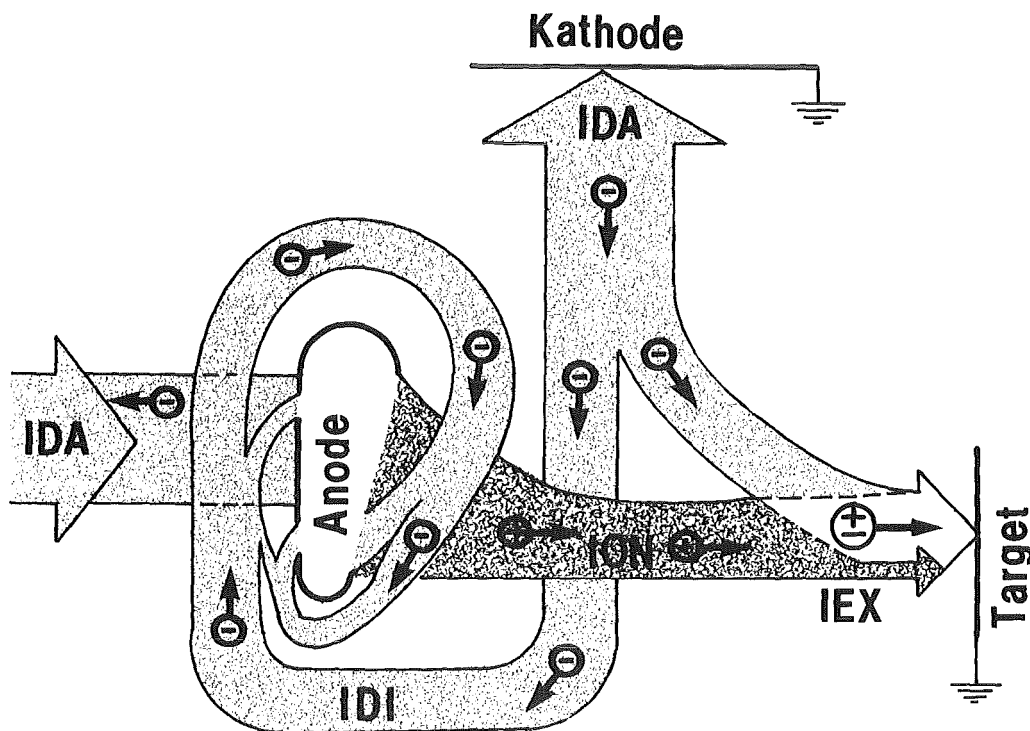


Abb.IV.3 Strombilanz in der B_0 - Diode.

Auf ihrem Weg um die Anode wird von dem Elektronenstrom ein azimuthales Eigenmagnetfeld aufgebaut, das die Bahnen der Elektronen mitbestimmt.

Zum Gesamtstrom tragen im vorderen Teil des Elektrodenspalt es auch die Ionen eine wesentliche Komponente bei. Diese rühren davon her, daß im Spannungsanstieg das Magnetfeld nicht ausreicht, die Elektronen in der geschilderten Weise zu behindern. Die Elektronen treffen bei schwachem Magnetfeld auf den äußeren Teil der Anodenoberfläche, der direkt an die Feldemissionskante FE anschließt und der mit Plexiglas beschichtet ist.

Auftreffende Elektronen und Oberflächen-Gleitentladungen erzeugen auf diesem Flächenstück am Anfang des Spannungspulses ein Plasma bestehend aus Protonen und mehrfach geladenen Kohlenstoffionen. Aus diesem Plasma werden während des Spannungspulses von etwa 50 ns Dauer mehrere 10^{16} Protonen und eine vergleichbare Menge an Kohlenstoffionen im elektrischen Feld beschleunigt und durchqueren den Spalt auf gekrümmten Bahnen, die von dem lokalen Magnetfeld mitbestimmt sind. Durch die transparente Kathode (Lamellenstruktur) gelangen die Ionen in den anschließenden Driftraum.

Das Plasma der Anode paßt sich der darunterliegenden Anodenoberfläche an, so daß das fokussierende elektrische Feld hauptsächlich durch die Form dieser Fläche bestimmt ist. Die im Spalt driftenden Elektronen bilden eine virtuelle Kathode, die wie Rechnungen zeigen /Westermann88a/, ebenfalls sehr stark, aber nicht vollständig, von der Form der Anodenoberfläche kontrolliert sind.

Die zeitlich veränderlichen Ströme und Spannungen in der Diode erlauben eine optimale Fokussierung nur für einen bestimmten Zeitpunkt. Dieser Zeitpunkt sollte mit dem Maximum der Diodenleistung zusammenfallen. Erschwert wird dieses zusätzlich von der sich aufgrund der Plasmenexpansion in der Diode veränderlichen Diodenimpedanz. Da die magnetische Isolation durch den eigenen Diodenstrom geregelt wird, gibt es einen Rückkopplungsmechanismus des Stromes, der zur Stabilisierung der Diodenimpedanz und der Fokussierung beiträgt. Im Weiteren wird auf die Dimensionierung der Diode eingegangen.

2. Dimensionierung

Unter den idealisierten Annahmen konstanter radialer Elektronenstromdichte im Spalt der Diode und eines Ionenstromes nur innerhalb des inneren Anodenradius R_i (Abb.IV.4) wird von K.W. Zieher /Zieher84a/ ein Näherungsausdruck für die Diodenimpedanz angegeben (siehe auch Anhang A1):

$$Z_d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{d}{R} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \frac{(1+\alpha/2)}{\xi} \quad (3)$$

wobei $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 60 \Omega$ und $\gamma = 1 + \frac{eU_d}{mc^2}$

Dabei ist α der radiale Stromanteil im Beschleunigungsspalt der Diode, d der Elektrodenabstand, R der Diodenradius, U_d die Diodenspannung und mc^2 die Ruheenergie des Elektrons. ξ ist eine Korrektur des Magnetfeldes, wenn die Diode nicht genau beim kritischen Magnetfeld betrieben wird.

Hier wird ersichtlich, daß die Diodenimpedanz durch die Geometrie (d,R) bestimmt wird und nur schwach spannungsabhängig ist. Der radiale Stromanteil im Spalt der Diode hat nur einen kleinen Einfluß, wenn $\alpha \ll 1$ ist.

Aus der Impulserhaltung und dem Vergleich der Magnetfeldstärken an den Elektroden wird ein Ausdruck für den Wirkungsgrad der Diode errechnet (Anhang A2). Der Ionenwirkungsgrad der Diode ist definiert als das Verhältnis des Ionenstromes zum Gesamtdiodenstrom. Unter der Annahme einer $1/r^\beta$ Abhängigkeit der Ionenstromdichte lautet dieser Ausdruck:

$$\eta = \frac{\alpha(\alpha+2)}{f} \frac{R^{2-\beta} - R_i^{2-\beta}}{(2-\beta) R^{2-\beta}} \quad \text{mit} \quad f = \frac{4\pi}{\mu_0 I_d} \sqrt{\frac{2MU_d}{Ze}} \quad (4)$$

Dabei ist I_d der Diodenstrom, M die Ionenmasse und Z der Ladungszustand der Ionen und R_i der innere Anodenradius gemäß Abb.IV.4.

Hier ist eine starke Abhängigkeit des Wirkungsgrades von dem radialen Stromanteil α im Beschleunigungsspalt der Diode festzustellen. Der Wirkungsgrad steigt mit höheren Diodenströmen.

Die Ablenkung der Ionen im Beschleunigungsspalt der Diode erfolgt in zwei Bereichen. Der erste ist der Bereich zwischen der Anode und der virtuellen Kathode, die von den Elektronen aus der Feldemissionskante erzeugt wird. Der zweite ist der Bereich zwischen der virtuellen Kathode und den Kathodenlamellen (Abb. IV.4). Im ersten Bereich werden die Ionen im elektrischen Feld zur Kathode beschleunigt und vom dem aufgebautem B_θ -Magnetfeld abgelenkt. Im zweiten Bereich werden die Ionen nur noch vom Magnetfeld beeinflusst. Der radiale Anteil der Ablenkung α_B durch das Magnetfeld (siehe Anhang A3) ist gegeben durch:

$$\sin(\alpha_B) = -\frac{R}{r} \frac{\xi}{1+\alpha/2} \sqrt{\frac{Zm}{M}} \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \left[(1+\alpha/2)(1-\eta) \frac{d^*}{d} + \lambda(r)\eta \frac{d^* + \tilde{d}}{d} + \frac{\tilde{d}}{d} \right] \quad (5)$$

mit $j(r) \sim 1/r^\beta$ und $\lambda(r) = \frac{r^{2-\beta} - R_i^{2-\beta}}{R^{2-\beta} - R_i^{2-\beta}}$

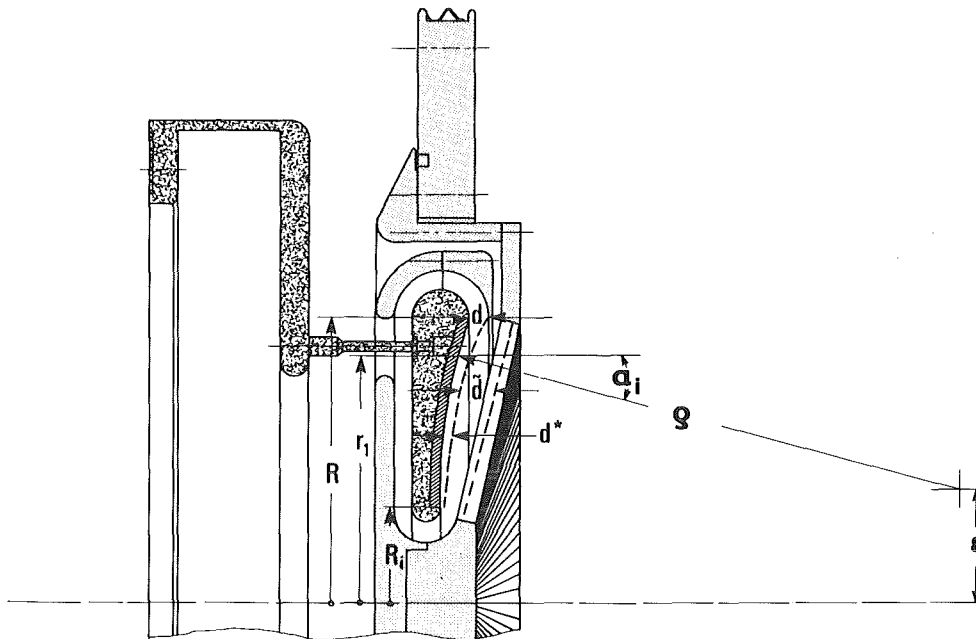


Abb. IV.4 Diodengeometrie für die Berechnung der Ablenkung des Ionenstrahls: d = Diodenspalt, d^* = Abstand Anode-virtuelle Kathode, \tilde{d} = Abstand virtuelle Kathode-Magnetfeldrand, α_i = Ablenkwinkel, ρ = Krümmungsradius der Anode.

Die geometrische Fokussierung einer sphärisch gekrümmten Oberfläche der Anode gemäß Abb. IV.4 ergibt einen Fokussierungswinkel α_i von

$$\alpha_i = -\arcsin\left(\frac{r_1 - \epsilon}{\rho}\right) \quad (6)$$

Damit läßt sich das Strahlprofil der Diode im Abstand z von der Kathode berechnen (Bezeichnungen Siehe Abb. IV.4):

$$r = r_1 + (d^* + \tilde{d} + z) \cdot \tan(\alpha_i + \alpha_B) \quad (7)$$

3. Einsatz im Experiment

Die von K.W. Zieher gebaute und getestete Diode hatte einen Durchmesser von 300 mm, der Innenradius der Anode betrug 50 mm (Abb. IV.2). Der Krümmungsradius der Anode betrug 275 mm und erlaubte eine Fokussierung

des Ionenstrahls in einem Abstand von 29 cm von der Kathode bei einem Elektrodenabstand von 8 mm. Der mit dem Faraday-Becher direkt hinter der Kathode gemessene Ionenstrom erreichte Werte bis zu 400 kA und die Diode damit einen Wirkungsgrad von 50%. Der Einfluß der Diodespannung auf die Fokussierung wurde bei Spannungen von 1 bis 1.5 MV untersucht /Zieher84a/. Die Impedanz der Diode war zeitlich nahezu konstant und betrug ca. 2 Ω (Abb.V.23 Version V1).

Mit verbesserten Diagnostik wurden in dieser Arbeit Untersuchungen zu Fokusgröße, Strahl-Divergenzen, Leistungsdichten, Strahlzusammensetzung, Energieverteilung der Ionen, Erhöhung der Repetierfähigkeit der Diode, Ionenstromdichten der Anode, Optimierung der Diodengeometrie im Bezug auf die Fokussierung und Entwicklungspotential dieser Diode zu noch höheren Leistungsdichten durchgeführt. Diese Untersuchungen, die den Aufschluß über die Diodenphysik geben, werden im nächsten Abschnitt beschrieben. Die Tabelle IV.1 gibt einen Überblick über die in dieser Arbeit untersuchten Diodengeometrien.

Tabelle IV.1 Geometrische Daten der untersuchten Dioden.

Dioden- version	Anode							Spalt d	Kathode			
	Maße			Einsatz			Stützen Anzahl		Form	Lamellen		
	R	Ri	ρ	ϵ	G	L				S	Anzahl	Ringe
Zieher	150	50	275	60	x	x	x	18 Zyl.	8	Gerade	120	-
V1	150	60	275	60	x	x	x	18 Zyl.	6-10	Gerade	120	-
V2	150	60	275	60	-	x	x	18 Spir.	7-10	wie Anode geformt	60	4
V3	150	60	275	60	-	-	x	9 Zyl.	8.0-8.7	wie V2	60	4

Abkürzungen: R = Anodenaußenradius, Ri = Anodeninnenradius, ρ = Krümmungsradius der Anodenform, ϵ = wie in Abb.IV.4. Einsatz = Anodeneinsatz mit G = glatt, L = gelocht, S = gestiftet (wird in Abschnitt V.3 erläutert). x = getestet. Stützen: Zyl. = zylindrische Form, Spir. = spiralförmig. Bei Version V2 wurde die Anode bisphärisch gestaltet: für Radien größer 100 mm gilt oberer Krümmungsradius. Alle Maße sind in mm angegeben.

V. Optimierung der Diode am KALIF

Aus den ersten Untersuchungen mit der von Zieher entwickelten Diode und durch den Einsatz neuer und zusätzlicher Diagnostik ergaben sich Anhaltspunkte für mehrere Verbesserungen und Modifizierungen an der Diode: Um den Ionenstrom elektrisch messen zu können, wurde der Innenradius der Anode von 50 auf 60 mm vergrößert, auch mit dem Ziel, die dort massiv auftretende Erosion der Anode durch Elektronen zu vermeiden. Durch veränderte Geometrie der Anodenstützen, die ebenso stark von Elektronen geschädigt wurden, wurde versucht, den Wirkungsgrad der Diode zu steigern. Durch eine veränderte Anodenform und eine angepaßte Kathode wurde versucht, die Überfokussierung der Ionen aus dem Innenbereich der Anode zu kompensieren. Die Kathode wurde im Hinblick auf die Transparenz und die Erhaltung der Stromneutralisierung des Ionenstrahls verändert. Im Weiteren werden diese Maßnahmen und die Meßergebnisse vorgestellt und diskutiert.

1. Elektrische Daten

Zu den elektrischen Daten zählen die Spannung- und Stromsignale der Diode. Die Diodenspannung selbst kann nicht direkt gemessen werden. Sie muß daher mit Hilfe der LdI/dt - Korrektur aus der Spannung, die z.B. am Ausgang des Pulsgenerators gemessen werden kann, berechnet werden. Im Folgenden soll die Bestimmung der Diodenspannung erläutert werden:

Die Generatorspannung wird im Vakuum-Bereich vor der Diode gemessen und mit V_t bezeichnet. Die Dauer dieser Spannungspulse ist 50 ns und erreicht Werte bis zu 2 MV. Um die Diodenspannung zu erhalten, muß von der Generatorspannung V_t der induktive Spannungsabfall $L \cdot dI/dt$ (mit der noch zu bestimmenden Induktivität L) an der Zuleitung subtrahiert werden. Zu Bestimmung der Induktivität L der Zuleitung wird in die Diode ein Kurzschluß eingebaut (zwischen Anode und Kathode im Außen- oder im Innenbereich) und das Signal V_t gleichzeitig mit dem Diodenstrom (IDA) zeitaufgelöst bei geringer Spannung (ca. 300 kV) gemessen. Unter der Annahme, daß die Spannungsverluste vor der Diode rein induktiv sind, ist die gemessene V_t -Spannung mit $L \cdot dI/dt$ identisch. Da V_t und IDA gemessen werden, kann daraus die Induktivität L der Zuleitung berechnet werden.

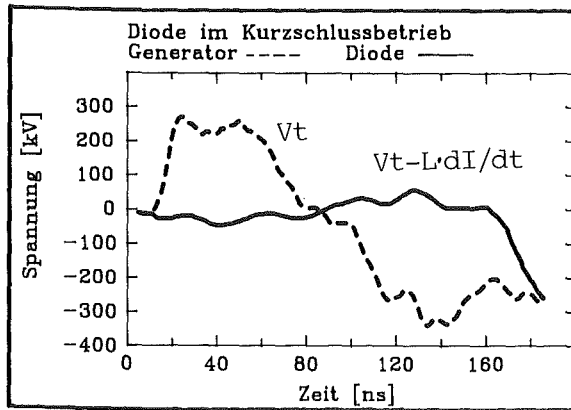


Abb.V.1 Die $L \cdot dI/dt$ -Korrektur im Kurzschlußfall.

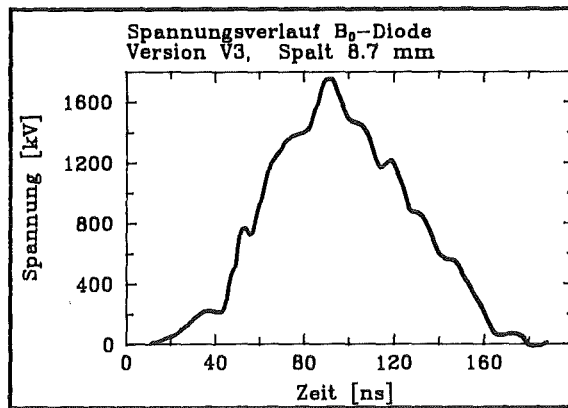


Abb.V.2 Typischer Spannungsverlauf an an der Diode im Leistungsbetrieb.

Bei Leistungspulsen muß zur Berechnung der Diodenspannung der induktive Anteil der Zuleitung von der Generatorspannung subtrahiert werden. Man erhält die Diodenspannung $U_d = V_t - L \cdot dI/dt$ die im Kurzschlußfall (Abb.V.1) "Null" sein sollte. Für die Gesamtinduktivität L ergaben sich für zwei verwendete Zuleitungen 44 nH und 57 nH. Der Vorteil der höherinduktiven Zuleitung ist die Möglichkeit des Einbaus von zusätzlicher Diagnostik, der Nachteil ein langsamerer Stromanstieg. Das hat einen Einfluß auf das Zündverhalten der Diode und die Phasenverschiebung zwischen Diodenstrom und Spannung, was zu einer Leistungsminderung führt.

Den zeitlichen Spannungsverlauf an der leistungsoptimierten Diode zeigt Abb. V.2. Die Spannung erreicht Werte bis zu 1.8 MV. Die Richtigkeit dieser Spannungsbestimmung wurde mit unabhängigen Methoden überprüft. Mit einem magnetischen Spektrometer (Permanentmagnet 0.17 T, Siehe Abb.III.2) wurde die Energie der Protonen zeitaufgelöst untersucht. Als Nachweis diente hier eine Szintillator-Folie, deren Licht mit Lichtwellenleiter in eine optische Streak-Kamera gebracht und fotografiert wird. Es zeigte sich die in Abb. V.3 wiedergegebene Übereinstimmung der gemessenen Daten mit der rechnerisch ermittelten Diodenspannung. Unverstanden ist noch der Hinweis auf eine Energieverschmierung von ca. 200 keV der Protonen in Abb. V.3, die deutlicher an der abfallenden Flanke des Pulses zu bemerken ist.

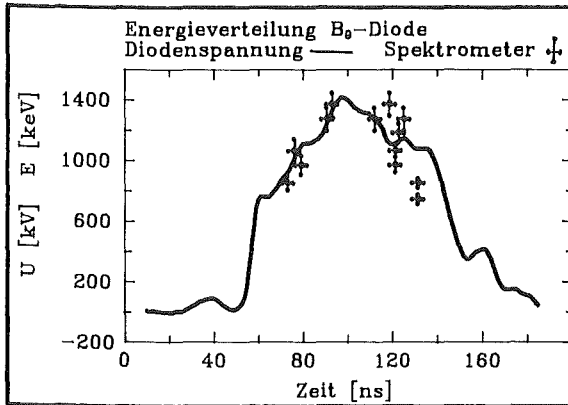


Abb. V.3 Die Protonenenergie aus dem Magnetspektrometer im Vergleich mit der Diodenspannung.

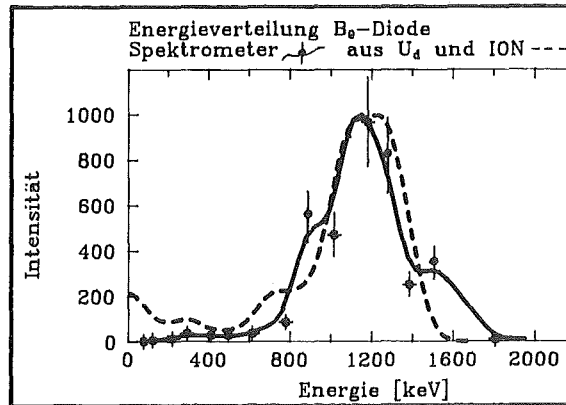


Abb. V.4 Protonenenergieverteilung aus dem Vielkanal-Flächen-Spektrometer und den elektrischen Meßdaten.

Mit dem Vielkanal-Flächenspektrometer nach Thomson wurde orts aufgelöst, und zeitintegral die Energieverteilung der verschiedenen Strahlkomponenten gemessen. Ein Beispiel der Protonenkomponente der Energieverteilung zeigt Abb. V.4. Auch hier ist Übereinstimmung der Messung mit dem Energiespektrum, das aus der Diodenspannung U_d und dem Ionenstrom errechnet wurde, festzustellen. Dabei wurde jeder Diodenspannung der zeitlich korrelierte Ionenstrom als Intensität zugeordnet. Die Intensität ist in willkürlichen Einheiten angegeben.

Im Weiteren sollen die Strommessungen betrachtet werden:

Der Dioden-Elektronenstrom, der durch den Außenleiter des Pulsgenerators den äußeren Kathodenbereich der Diode erreicht, wird mit einer Rogowski-Spule, die in eine Nut eingebaut ist, gemessen. Dieser Strom, im Weiteren mit IDA (Strom-Diode-Außen) bezeichnet (siehe Abb. IV.2), gelangt zur Kathodenfront. Diese besteht aus 120 (60) radialen Lamellen aus Kupfer mit einer Länge von 100 mm und Dicke von 0.5 mm. Diese Lamellen tragen den Leitungsstrom in den zentralen Bereich der Diode. Gleichzeitig sorgen die aus den Lamellenkanten durch Feldemission ausgetretenen Elektronen für die Stromneutralisierung des Ionenstrahles /Zieher84/.

Den Beschleunigungsspalt der Diode können diese Elektronen nicht auf dem direkten Wege zur Anode überqueren (siehe auch Kap. VI) wegen der magnetischen Isolation. Der maximale gemessene Strom IDA betrug ca. 800 kA (Siehe Abb. V.5)

Der Magnetisierungsstrom IDI (Diode-Innen) ist der Teil des Diodenstromes IDA, der durch den Innenbereich der Diode als Leitungsstrom fließt (Abb. IV.2). Dieser Strom umfließt die Anode und endet in der Feldemissionskante (FE), die auf den Außenradius der Anode gerichtet ist. Die Messung dieses Stromes hat sich als besonders problematisch erwiesen. Eine Messung mit einer Rogowski-Spule, die in einer Nut im zentralen Bereich der Diode eingebaut wurde, war nicht möglich (vgl. Kap.III.1 und Abb.III.1). Ein weiteres Problem wird durch die Material Ab- und Auftragung verursacht. Das an anderen Stellen der Diode (Anode) abgelöste, aufgeschmolzene Material lagert sich verstärkt gerade in dieser Region der Diode ab.

Mit Hilfe eines Shunts läßt sich der IDI-Strom bei ca. 3 aufeinander folgenden Pulsen messen. An die Stelle der Rogowski Spule wurde ein 0.05 mm dicker Edelstahlring mit einem Abgriff eingebaut. Der Abgriff stellt den ohmschen Widerstand dieses Ringes dar und dient somit zur Strommessung (Abb.III.1). Wegen der Unempfindlichkeit dieser Sonde, wurde die Eichung bei einem Kurzschlußpuls vorgenommen. Zu diesem Zwecke wurde direkt hinter dieser Sonde eine leitende Verbindung zur Anode der Diode installiert. In diesem Kurzschlußfall, wenn keine Teilchenemission stattfindet, muß der gesamte Diodenstrom durch beide Sonden IDA und IDI fließen und somit gleich sein (Abb. V.6).

Nach jedem Puls ist die Widerstandsschicht mit ablatiertem Material belegt, da dieses jedoch porös ist und vorwiegend aus schlecht leitendem Edelstahl besteht, wurde angenommen, daß sich der Widerstand des Shunts nur unwesentlich ändert, so daß die Eichung für ca. 3 Pulse gültig bleiben sollte. Der so gemessene maximale Magnetisierungsstrom IDI betrug ca. 400 kA.

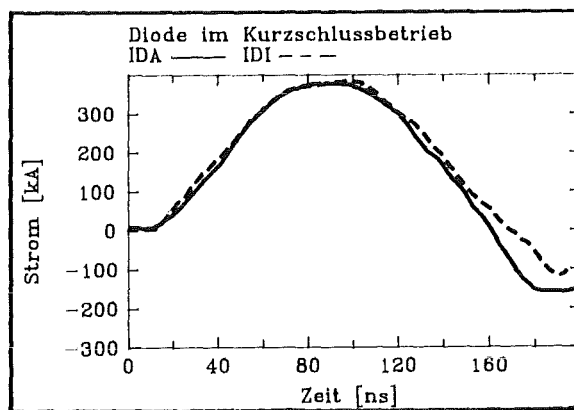
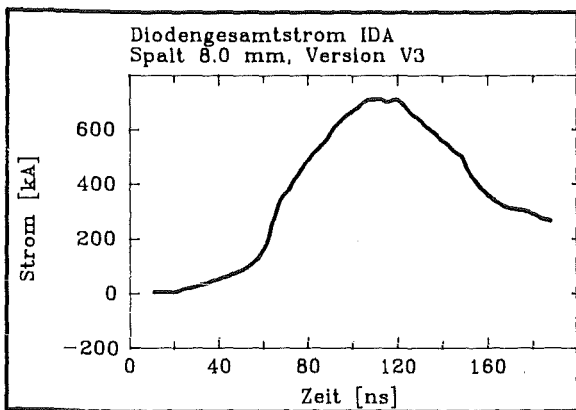


Abb. V.5 Beispiel eines typischen Zeitverlaufs des Diodenstromes IDA.

Abb.V.6 Vergleich von IDA und IDI im Kurzschlußfall.

Der Ionenstrom, welcher durch die Lamellen der Kathode in den Driftraum gelangt, wird durch Elektronen aus der Umgebung der Kathode zum hohen Grade neutralisiert. Der nicht-stromneutralisierte Anteil des Ionenstromes IEX wurde mit einer Rogowski-Spule gemessen, die 7 cm hinter der Kathodenfront der Diode angebracht war. Sie umfaßte den gesamten Strahldurchmesser von 30 cm. Bei so großen Durchmessern neigen die Rogowski-Spulen wegen der wesentlichen Signal-Laufzeiten in der Spule selbst (hier ca. 3 ns) zu Schwingungen. Besonders, wenn die zu messenden Ströme eine stark inhomogene Dichteverteilung aufweisen, treten Meßfehler auf. Diese Meßsonde wird mit IEX (Strom-Extrahiert Abb.IV.2) bezeichnet. Die gemessenen Ströme erreichten Werte von 2-10 kA. Ein Beispiel zeigt Abb. V.8.

Der Gesamtionenstrom ION kann nur aus der Differenz der gemessenen Ströme IDA und IDI bestimmt werden. Unter der Voraussetzung vollständiger magnetischer Isolation der Elektronen gilt: $ION=IDA-IDI$. Dies ist sicherlich in der Zündphase und bei Pulsende nicht erfüllt. Während des Hauptteils des Pulses ist die Diode in der bezeichneten Anodenregion, wie Rechnungen zeigen /Westermann88a/, gut isoliert. Die Differenz zwischen IDA und IDI entsteht durch den Elektronenstromanteil, der aus den Lamellenstrukturen und den Ring-Drähten der Kathode heraustritt und die Stromneutralisation des Ionenanteils bewirkt (siehe auch z.B. Abb.IV.3). Die Stromneutralisation durch IEX gemessen, ist besser als 95%. Der maximale Wert von ION ist ca. 350 kA. Der zeitliche Verlauf der Ströme IDA und IDI ist in Abb. V.7 und ION sowie IEX in Abb. V.8 dargestellt.

Die Reproduzierbarkeit der elektrischen Meßsignale war sehr gut, so daß die Stromwerte von IDI nicht bei jeder Messung erfaßt werden mußten. Für protonenspezifische Strommessungen werden nukleare Methoden angewandt (Abschnitt III.2 und V.2).

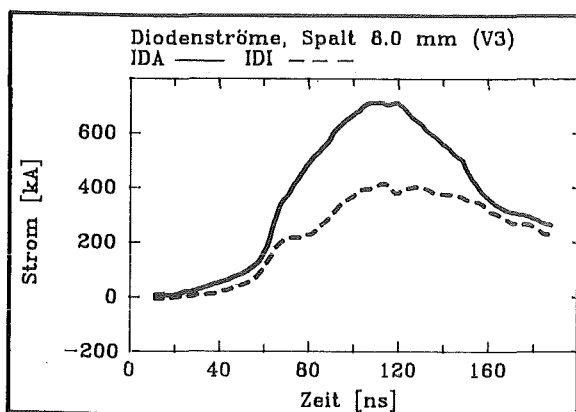


Abb.V.7 Der zeitliche Verlauf der Ströme IDA und IDI.

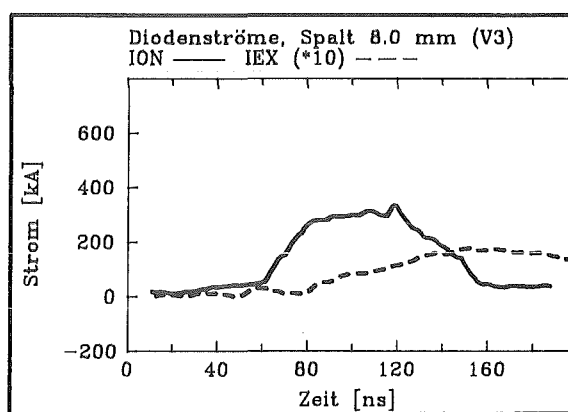


Abb.V.8 Der zeitliche Verlauf der Ströme $ION=IDA-IDI$ und $IEX (*10)$.

2. Ionenstrahlraten

Die Strahlzusammensetzung wurde mit dem Vielkanal-Flächen-Spektrometer (siehe Abb.III.3) bestimmt. Der Strahl setzt sich aus Protonen und mehrfach ionisiertem Kohlenstoff zusammen. Außerdem wurden Spuren von bis zu 3-fach geladenem CH_4 , sowie H_2^+ gefunden. Von Bedeutung sind hier außer den Protonen jedoch nur die Anteile der 2 bis 4-fach geladenen Kohlenstoffe. Eine genaue quantitative Aussage über die Strahlkomponenten ist aus den Spektrometerdaten aufgrund der ausgewählten Strahlrichtungen nicht möglich, da jede Ionensorte entsprechend ihrem q/M -Verhältnis anders im Dioden-Magnetfeld abgelenkt wird. Aus dem Vergleich der elektrischen Messung des Ionenstromes ION und der nuklearen Messung der Protonenzahl ist der fokussierte Protonenanteil nur ca. 40-50% des gesamten Ionenstromes. Der Protonenanteil im Fokus ist größer 99%, da die schweren Kohlenstoffionen (wegen unterschiedlicher q/M Verhältnisse und für die protonenoptimierte Anodengeometrie) nicht gut fokussiert werden. Die Energie der Strahlteilchen entspricht in allen Fällen der Diodenspannung, außer bei den 5- und 6-fach geladenen Kohlenstoffionen, die eine geringere als die ihrem Ladungszustand entsprechende Energie aufweisen, so daß man auf Ionisationsprozesse während der Beschleunigung schließen kann.

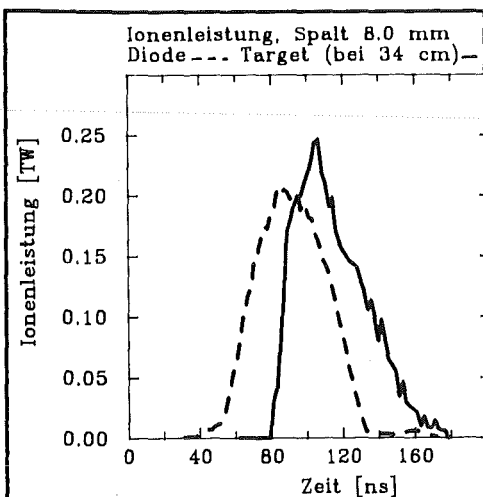


Abb. V.9 Der 'Bunching'-Effekt des Ionenstrahls bei 34 cm entferntem Target.

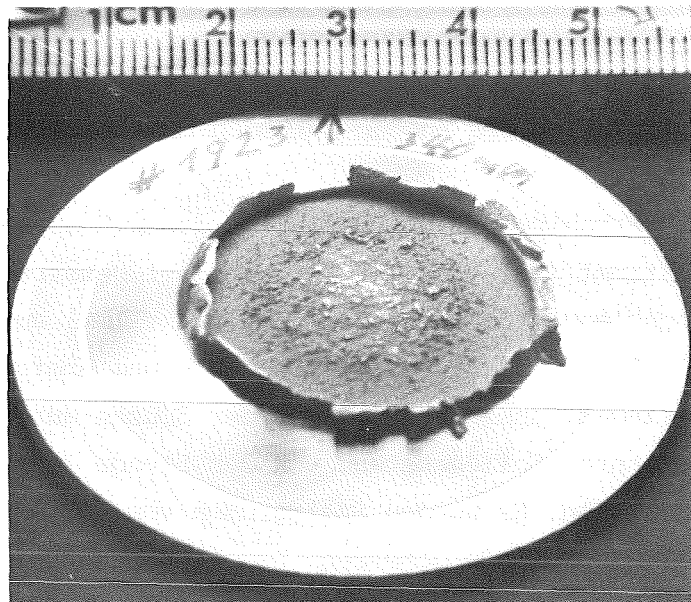


Abb.V.10 Fotografie der Rückseite des Al-Targets nach Ionenbeschuß.

Als maximaler mittlerer Protonenstrom im Fokus der optimierten Diode (V3, siehe Tabelle IV.1) wurden 80 kA gemessen. Nimmt man an, daß der zeitliche Verlauf dieses Stromes dem Ionenstrom ION entspricht, so würde man einen maximalen Protonenstrom von ca. 130 kA erhalten. Außerdem ist aber noch der 'Bunching' - Effekt des Strahls zu berücksichtigen. So ergeben sich 160 kA als maximaler Protonenstrom im Fokus.

Der 'Bunching'-Effekt soll hier noch etwas genauer erläutert werden: Da die Diodenspannung einen endlichen Anstieg, Dauer und Abfall hat, gelangen zu verschiedenen Zeiten Ionen mit verschiedenen Geschwindigkeiten in den Driftraum. Da das Target sich aber in ca. 35 cm Entfernung von der Diode befindet, kommt es vor, daß die ersten, langsameren Ionen von den folgenden, schnelleren, am Target eingeholt werden. Das führt zu einer Leistungsverstärkung am Target. Gerade bei der B_0 -Diode, mit einer Brennweite von mehr als 30 cm, sind solche Laufzeiteffekte von Bedeutung.

Abb. V.9 zeigt die rechnerisch aus den elektrischen Diodendaten ermittelte Leistungsüberhöhung am 34 cm von der Diode entfernten Target. Als Demonstrationsbeispiel für die am Target auftretenden Schockwellen ist eine Fotografie des Al-Targets nach einmaligem Ionenbeschuss in Abb. V.10 dargestellt. Die am Target umgesetzte Strahlenergie betrug ca. 6 kJ.

3. Fokussierungseigenschaften

3.1 Einfluß des Anoden-Kathoden-Spalt.

Das Strahlprofil bei Variation des A-K-Spalt wurde mit der Shadowbox bestimmt (vgl. Abb.III.3). Der Teilchenstrahl der Diode fällt durch eine Lochblende (Durchmesser 1 mm, Dicke 1mm) auf eine wärmeempfindliche Folie (IR-Folie /3M 87/), die sich in einem Abstand von 30-40 mm von der Blende befindet. Aus der Zuordnung der Spuren auf der Folie und der Blenden bei bekanntem Folienabstand von der Blende läßt sich der Verlauf des Strahles ermitteln. Es wurden Spaltgrößen von 7 bis 10 mm mit der V1 Version (Tab. IV.1) der Diode gemessen. Das Meßergebnis ist in Abb. V.11 dargestellt, wobei die Größe des Elektrodenspalt ($=d$ in Abb. IV.3) variiert wurde.

Bei 10 mm zeigte sich ein sehr wenig fokussierter Strahl mit einem minimalen Durchmesser von ca. 7 cm im Abstand von ca. 30 cm von der Kathodenfront der Diode. Bei einem Spalt von 7 mm wurde eine Überfokussierung

Anoden-Kathoden-Spalt:

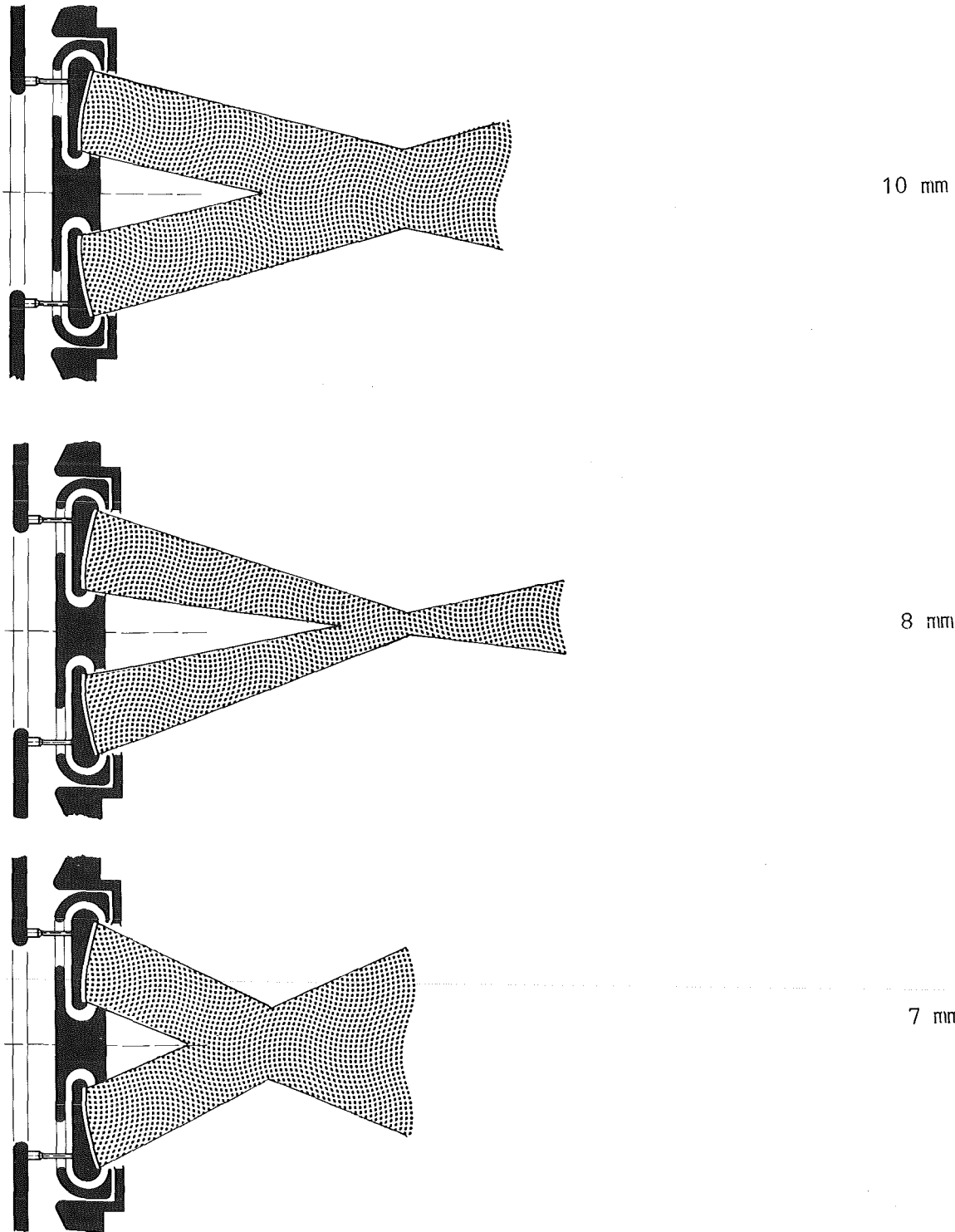


Abb. V.11 Einfluß des A-K-Spaltes auf die Fokussierungseigenschaften der B_0 -Diode.

deutlich. Die 'Brennweite' erstreckte sich über den Bereich von 7 bis 24 cm mit einem Intensitätsmaximum bei 21 cm und einem Strahldurchmesser von ca. 4 cm. Die beste Fokussierung mit dieser Diodenversion wurde beim Spaltabstand von 8 mm erreicht. Die Brennweite wurde mit 32 cm bestimmt, der Fokusbereich ist 2-4 cm je nach verwendetem Anodeneinsatz.

In der Version V3 (Tab.IV.1) der Diode wurden die Anodenstützen magnetisch isoliert, um die Elektronen, die die Anode umkreisen, am Auftreffen zu hindern. Der Einfluß des Beschleunigungsspaltes der Diode auf die Fokussierung wurde durch diese Maßnahme besonders stark. Die beste Fokussierung wurde durch eine genaue Justierung des Diodenspaltes bezüglich der Planparallelität und der Größe erreicht. Die angepaßte Kathodenform stabilisierte die Fokussierung, sodaß die Diode über mehrere Pulse (ca. 10) einen Strahl gleichbleibender Qualität erzeugte. Es zeigte sich, daß eine Justiergenauigkeit bezüglich der Planparallelität der Feldemissionskante zur Anode von besser als 0.1 mm über den ganzen Durchmesser von 300 mm notwendig ist.

Der Fokusbereich wurde mit der nuklearen $^{10}\text{B}(p,\gamma)2\alpha$ -Diagnostik bestimmt (vgl. Abschnitt III. und Abb. III.5). Er betrug für V3 ca. 10 mm im Vergleich zu 16-24 mm für die Version V1. Ein Vergleich der so gemessenen Fokusbereiche zeigt Abb. V.12.

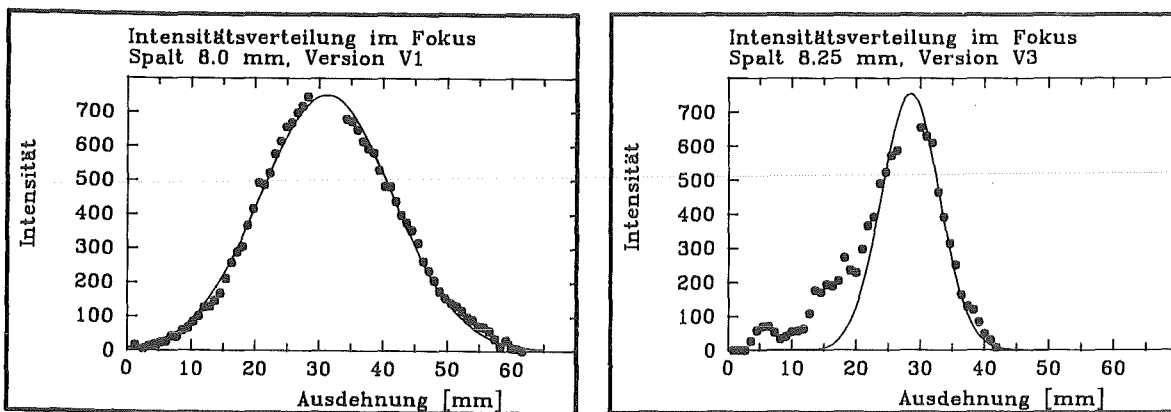


Abb. V.12 Vergleich der Fokusbereiche für die Versionen V1 und V3 der B_0 -Diode gemessen mit der $^{10}\text{B}(p,\gamma)2\alpha$ -Diagnostik.

Die Fokussierungseigenschaften dieser Diode wurden auch mit einem Rechnerprogramm simuliert /Westermann88/. Das Ergebnis der Messung des Strahlprofils (Ablenkwinkel als Funktion des Radius) und der Rechnung ist in Abb. V.13 dargestellt. Hier ist zunächst ersichtlich, daß im Experiment der

Innenbereich der Diode eine starke Überfokussierung zeigt. Die Ursache hierfür ist die starke Verzerrung des elektrischen Feldes durch die Raumladung der Elektronen. Gerade in dieser Region nähert sich die Raumladungswolke der Elektronen sehr stark der Anode. Die Verlustelektronen dieser Wolke verursachen außerdem noch die Erosion dieser Anodenregion. Im Bereich der Feldemissionskante (außen) wird der Strahl zu wenig fokussiert, während er im Innenbereich zu stark fokussiert ist. Diese Effekte an den Enden des Bereichs des Anodenplasmas werden auch von den Rechnungen gezeigt. Sie sind dort eine Folge des Einflusses der virtuellen Kathode auf die Feldverhältnisse im Diodenspalt.

Die Empfindlichkeit der Fokussierung auf Geometrieänderung zeigt Abb. V.14. Hier wurde versucht die experimentell festgestellte Überfokussierung der Version V1 im Innenbereich durch eine Änderung der Anodenform zu kompensieren. Hierfür wurde ein anderer Krümmungsradius für den Innenbereich der Anode verwendet, was zu der Diodenversion V2 führte. Der Unterschied der beiden Formen (V1 und V2) betrug maximal im Innenbereich 1.5 mm und ist in Abb. V.14 b) aufgetragen. Das Ergebnis dieser Maßnahme ist nachteilig: Die Version V2 lieferte einen Ringfokus, der auch durch Rechnersimulationen bestätigt wurde /Westermann88a/. Die innersten Anodenradien zeigten auch bei der Version V2 weiterhin eine Überfokussierung, deren Ursprung in den dynamischen Prozessen im Innenbereich der Diode zu suchen ist. Eine Analyse dieser Prozesse wird in Abschnitt VI gegeben.

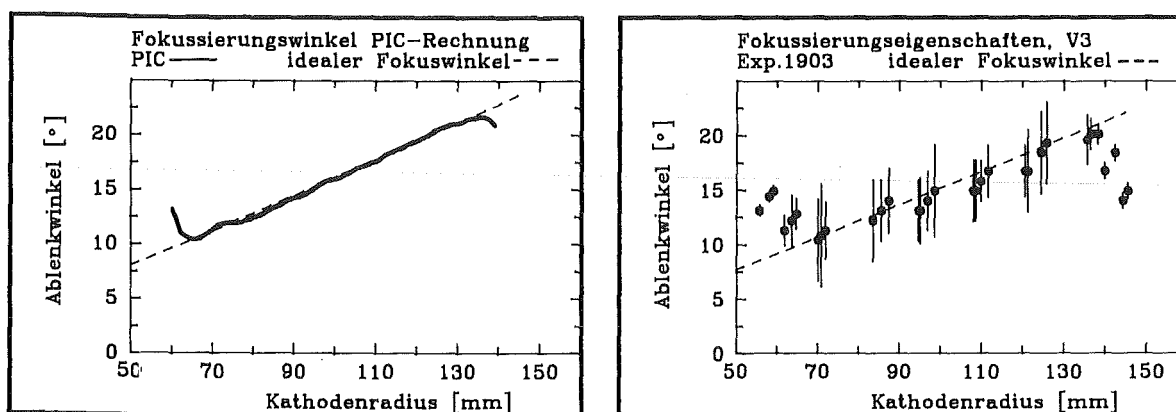


Abb.V.13 Vergleich des Experimentes mit der Rechnersimulation für die Version V3 der B_{θ} -Diode

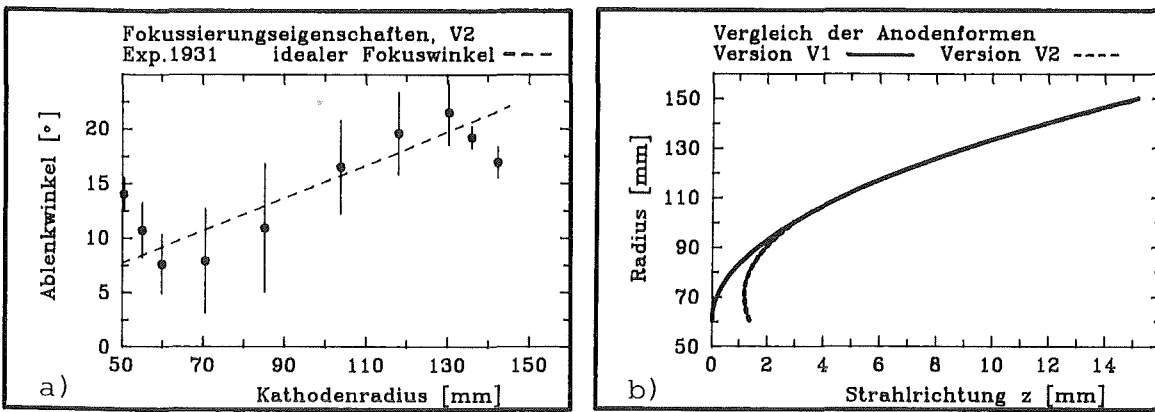


Abb.V.14 a) Die Fokussierung der biradialen Anode (V2). b) Der Vergleich der Anodenformen von V2 und V3.

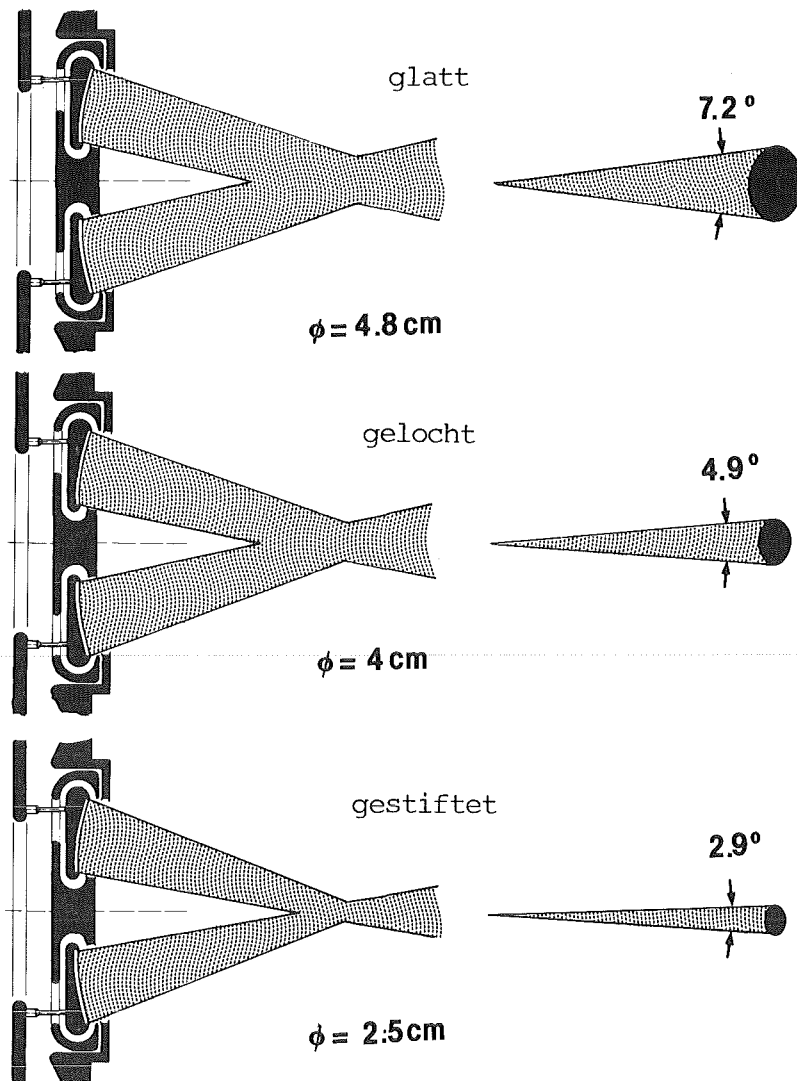


Abb. V.15 Strahlprofil, Fokusdurchmesser, und Divergenzwinkel für glatte, gelochte und gestiftete Anodeneinsätze der Version V1. ϕ = Fokusdurchmesser.

3.2 Mikro- und Makrodivergenz des Strahls

Die azimuthale (Mikro-) Divergenz des Ionenstrahles ist der Öffnungswinkel des gerichteten Ionenstrahls gemessen in azimuthaler Richtung. Dem entsprechend ist auch die radiale (Mikro-) Divergenz des Strahls definiert. Im Experiment ist die radiale Mikrodivergenz jedoch von der radialen zeitabhängigen Fehlfokussierung (= Makrodivergenz) überlagert. Deshalb wird für die Strahlmikrodivergenz stets der azimuthale Öffnungswinkel verwendet.

Die Mikrodivergenz des Strahls wird zunächst durch die Qualität des Anoden-Oberflächenplasmas bestimmt. Über weitere Effekte eventueller Instabilitäten oder Inhomogenitäten des elektrischen Feldes ist bisher experimentell nichts bekannt, deshalb wird hier nur der Einfluß des Anodenplasmas diskutiert. Das Oberflächenplasma wird durch direkten Elektronenbeschuß bei Pulsbeginn und durch Oberflächengleitentladungen längs des vorerst isolierten Anodeneinsatzes, der aus Plexiglas besteht, gebildet. Die Oberflächengleitentladung wird begünstigt durch eine Strukturierung der Plexiglasoberfläche ('Berg und Tal'), die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes bei Pulsbeginn erzeugen. Die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes verursacht die Gleitentladungen.

Alle Anodeneinsätze werden aus Plexiglasscheiben entsprechend der Anode heiß geformt und ihre Oberfläche verschieden behandelt. Es wurden glatte Oberflächen, sowie Flächen mit Bohrungen oder mit metallischen Stifteinsätzen erprobt. Die gebohrten und gestifteten Einsätze werden vor der Formgebung mit 1 mm ϕ Bohrungen im Raster von 5 mm versehen. Alle Einsätze werden nach der Formgebung geschliffen und bei der gestifteten Version werden in die Bohrungen Edelstahl-Stifte eingeklebt. Diese Stifte verzerren das angelegte elektrische Feld und erhöhen dadurch die Oberflächenkomponente des elektrischen Feldes.

Die azimuthale Mikrodivergenz des Strahls in Abhängigkeit von der Struktur des Anodeneinsatzes wurde aus der Brennfleckgröße der IR-Folie in einer Shadowbox bestimmt. Die Shadowbox wurde im Abstand von 80 mm von der Kathodenfront aufgestellt. Die Auswertung zeigt im Mittel bei glatter Anode einen Divergenzwinkel von 7.2°, bei gebohrter und bei gestifteter Anode 4.9° bzw. 2.9° (Abb.V.15). Ähnliches Verhalten wurde schon früher bei den Untersuchungen von Anoden mit konzentrischen Rillenstruktur, in die ein Kunstharz gegossen wurde, beobachtet /Bluhm82/.

Die Divergenzbestimmung mit der IR-Folie ist nur grob, sie dient hier nur einem einfachen relativen Vergleich der Anodeneinsätze. Die minimale Energiemenge, die zur Schwärzung der Folie führt ist unbekannt. Damit ist auch die energetische Reaktionsschwelle der Folie unbekannt. Die IR-Folie reagiert unabhängig von der Teilchenart und -Energie, deshalb sind die so bestimmten Divergenzwinkel zu groß.

Eine genauere Bestimmung der Mikrodivergenzen, der Fokussierungsfehler und der relativen Protonen-Stromdichten von der Anode wurde mit der in Abschnitt III.2 (Abb.III.4) beschriebenen Diagnostik durchgeführt. Vor den Nachweisfilm (PM355) wurde eine 8 μm dicke Aluminium-Folie angebracht, so daß nur Protonen mit Energien vom mehr als 750 keV registriert wurden /Northcliffe70/. Ein typisches Divergenzprofil für die Bestimmung des azimuthalen Öffnungswinkels α_θ zeigt Abb. V.16. Die Mikrodivergenz wird als der volle Winkel berechnet, der sich aus dem Verhältnis der Halbwertsbreite der angepaßten Gauß'schen Intensitätsverteilung bezogen auf den Abstand der Lochblende bis zum Auftreffpunkt der Protonen (Ta-Blech Abb.III.4) ergibt. Zuvor wird von der Halbwertsbreite der Lochdurchmesser der Blende von 1 mm abgezogen (siehe auch Anhang A4). Die über alle Radien (Stromdichten) gemittelte Mikrodivergenz beträgt für den gestifteten Anodeneinsatz $1.1^\circ \pm 0.3^\circ$. Es wurden Hinweise gefunden /VanDevender88/, daß die Mikrodivergenz mit steigenden Ionenstromdichten zunimmt. Trägt man die im Experiment #2120 für verschiedene Radien gefundenen Mikrodivergenzwinkel über die auf die Anodenfläche normierten Intensitäten (Stromdichten) so ergibt sich Abb. V.17.

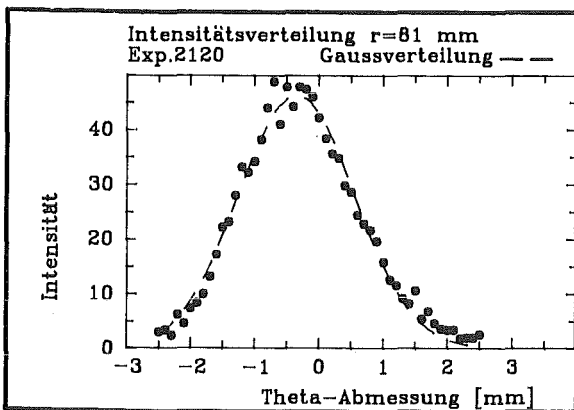


Abb.V.16 Beispiel einer Intensitätsverteilung der Protonen nach einer $d = 1$ mm Lochblende.

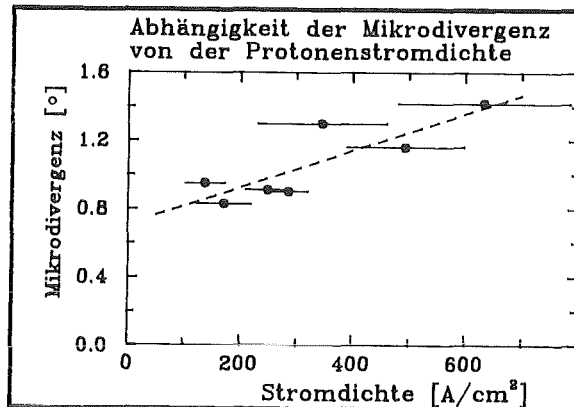


Abb.V.17 Abhängigkeit des Divergenzwinkels von der radial abhängigen Protonenstromdichte.

Die Divergenz von 1.1° würde eine Fokussierung des Protonenstrahles auf einen Durchmesser von ca. 6 mm bei einer Brennweite von 350 mm erlauben. Experimentell wurde ein Fokusedurchmesser von ca. 10 mm erreicht.

Ähnlich wie die azimuthale Mikrodivergenz läßt sich auch die radiale Divergenz des Ionenstrahles aus der radialen Intensitätsverteilung bestimmen. Im Unterschied zur azimuthalen Divergenz zeigt die radiale Divergenz für die Radien mehr oder weniger starke Abweichungen von der Gaußverteilung. Die Ursache hierfür ist die Überlagerung der Strahlmikrodivergenz und der sich zeitlich verändernden Fokussierung. Die gemessenen radialen Intensitätsverteilungen sind in Abb. V.18 dargestellt. Die Abweichung von einer Gaußverteilung ist besonders bei den unter 180° (unten) gemessenen Radien von 69 und 91 mm zu beobachten. Als Ursache hierfür wird eine eventuelle, möglicherweise zeitliche, Unsymmetrie im elektrischen Feld der Diode vermutet. Für die Auswertung (Abb. V.17 und VI.4) wurde daher nur die linke Flanke der Verteilung für $r=69$ mm und die rechte für $r=91$ genommen.

Der durch das Magnetfeld der Diode verursachte Ablenkwinkel wurde für verschiedene Radien nach (5) berechnet. Hierfür wurden dem Experiment entsprechend für zwei Grenzwerte für Spannung und Strom von 0.8 MV/400 kA und 1.7 MV/700 kA die Ablenkwinkel berechnet. Die Differenz der beiden Ablenkwinkel kann als Maß für den "Fokussierungsfehler" (Makrodivergenz) genommen werden. Tabelle V.1 faßt die Ergebnisse der Rechnung zusammen und erlaubt einen Vergleich mit dem Experiment. In Spalte 3 der Tabelle ist das Verhältnis der Breiten der Intensitätsverteilung in radialer und azimuthaler Richtung angegeben. In Spalte 4 wird die gerechnete Ablenkwinkelabweichung $\Delta\alpha_B$ zwischen dem 400 kA und dem 700 kA Puls mit der Mikrodivergenz α_θ in Bezug gesetzt. Der Vergleich der Spalten 3 und 4 liefert im Mittelwert die Bestätigung, daß der radiale Fokussierungsfehler (Makrodivergenz) zeitabhängig ist.

Tabelle V.1. Vergleich der Strahldivergenzen.

r [mm]	$\Delta\alpha_B [^\circ]$	α_r/α_θ	$(\alpha_\theta + \Delta\alpha_B)/\alpha_\theta$
70	1.76	1.15	1.75
80	1.62	2.43	1.63
90	1.50	1.20	1.55
110	1.31	1.71	1.58
140	1.09	1.70	1.46
150	1.03	0.70	1.43
Mittelwert:		1.5 ± 0.6	1.6 ± 0.2

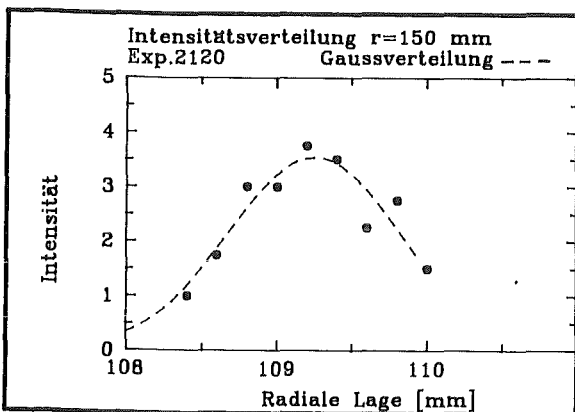
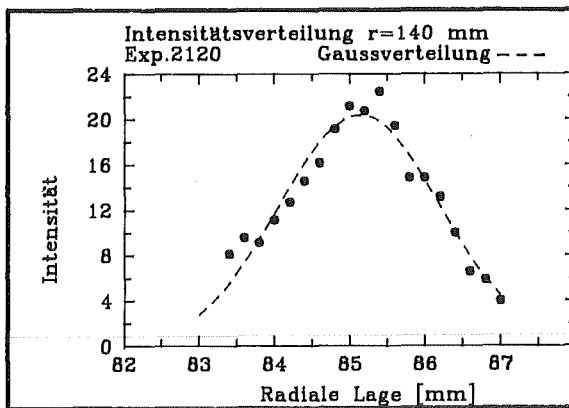
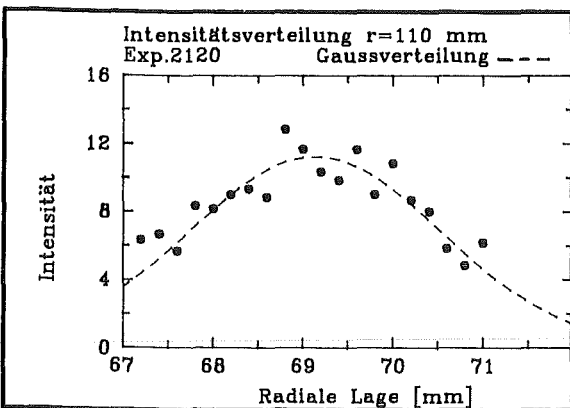
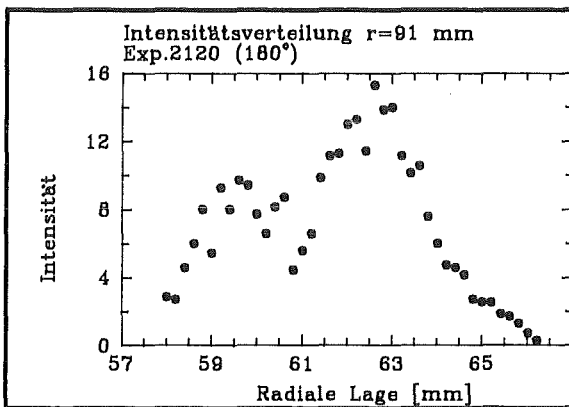
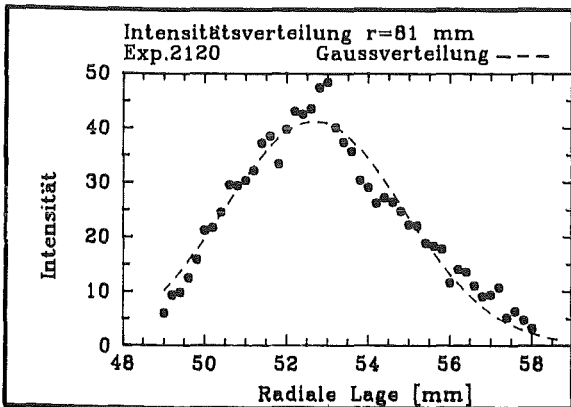
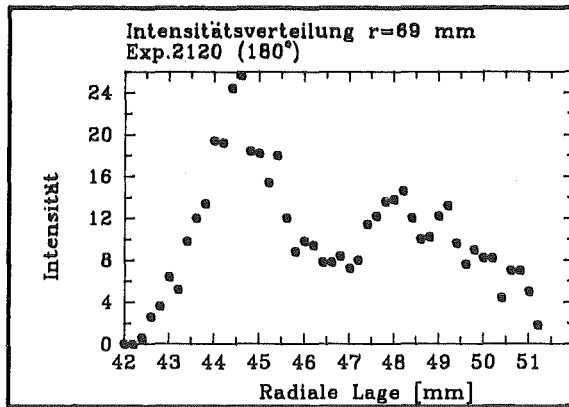
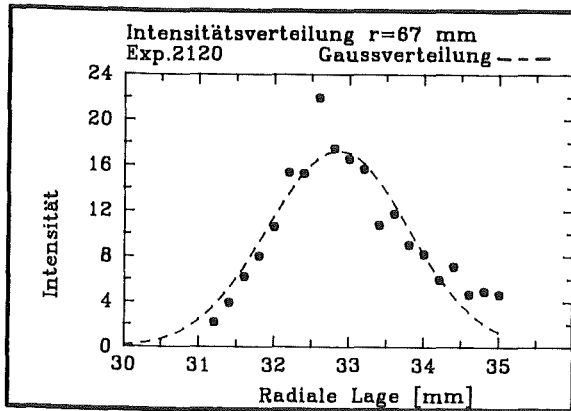


Abb.V.18 Die radiale Intensitätsverteilung für verschiedene Anodenradien gemessen in einem Abstand von 80 mm von der Kathodenfront. Die Intensitäten sind in gleichen aber willkürlichen Einheiten angegeben.

4. Leistungsdichten im Fokus

Aus dem Protonenstrom am Target, der Protonenenergie (= Diodenspannung) und der Auftreff-Fläche der Protonen am Target kann die Leistungsdichte des Protonenstrahles berechnet werden. Im Maximum der Leistung beträgt der Protonenstrom 160 kA und die dazu korrelierte Energie 1.7 MeV. Der kleinste, experimentell erreichte Fokusbereich für die V3-Version der B_0 - Diode betrug 10 mm. Dies ergibt eine maximale Leistungsdichte von 0.35 TW/cm^2 . Die während eines Pulses von 60 ns Dauer auf die Targetfläche von 3 cm^2 deponierte mittlere Energie beträgt ca. 7 kJ. Diese Leistungsdichten sind hauptsächlich durch die verbesserte Fokussierung der V3-Version erreicht worden. Mit den Versionen V1 und V2 erhält man typisch 0.05 bis 0.1 TW/cm^2 . Wie in V.2 beschrieben, erreichen nur 40-50% des Ionenstromes, d.h. der Protonenanteil, den Fokus.

Mit einem reinen Wasserstoff-Anodenplasma sollte deshalb möglich sein, die Leistungsdichten im Fokus der gegenwärtigen B_0 - Diode um den Faktor zwei zu erhöhen. Eine weitere Steigerung des Wirkungsgrades ist durch eine bessere Impedanzanpassung zu erreichen. Die Diodenimpedanz liegt zur Zeit bei etwa $3-4 \Omega$, während die Generator (KALIF) Impedanz 2.25Ω beträgt. Über den dadurch zu erreichenden Diodenstrom wird die magnetische Isolation der Diode verbessert und dadurch der Wirkungsgrad erhöht (Kap. V.7 und Abb.V.22).

Es ist von Interesse, Leistungsdichten von mehr als 1 TW/cm^2 zu erreichen, für die Überprüfung der Zustandsgleichung der Targetmaterie unter diesen extremen Bedingungen. Die ersten Experimente mit der bisher erreichten Leistungsdichte erlauben das Testen der diagnostischen Mittel und den Vergleich mit herkömmlichen Schock-Experimenten (Sprengstoff). Aus diesen Vergleichen läßt sich auf die am Target auftretenden Ablationsdrücke schließen. Abb. V.20 zeigt die Rückseite von 3 Schockwellen-Targets:

a) 2 mm dickes, reines Al (DIN1100),

b) 2 mm dickes Al/Cu (DIN2024), und

c) ist die 6 mm dicke Cu-Trägerscheibe des LiF-Targets, die für die nukleare Diagnose des Protonenstromes benutzt wurde.

Aus dem Ausmaß der Spallation der Targets a) und b) schließt man auf einen Ablationsdruck des Targetplasmas in der Größenordnung von 10 GPa /Müller85/. Der Ablationseffekt am Target c) ist bisher ungeklärt: Um die Größe des Effektes zu erreichen müßte entweder der Ablationsdruck mindestens eine Größenordnung höher liegen, oder die Pulsdauer länger sein. Beide Erklärungen führen jedoch zu Widersprüchen mit den elektrischen Messungen. Dieses kann nur durch weitere Untersuchungen mit Schockwellentargets /Karow88/ geklärt werden.

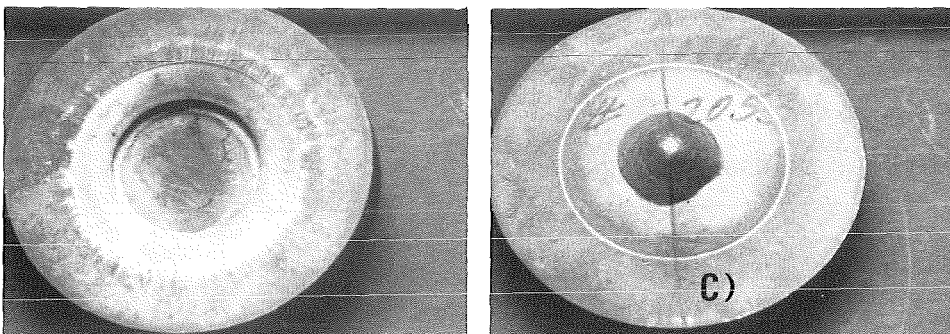
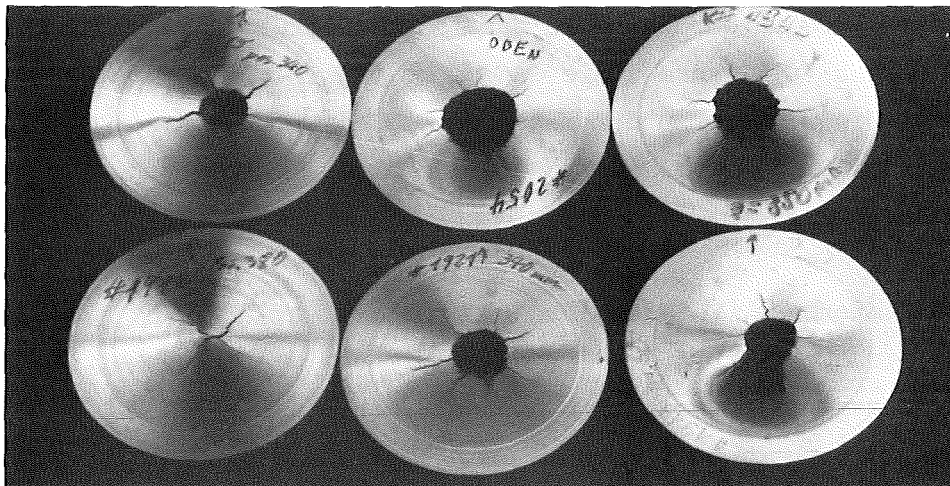
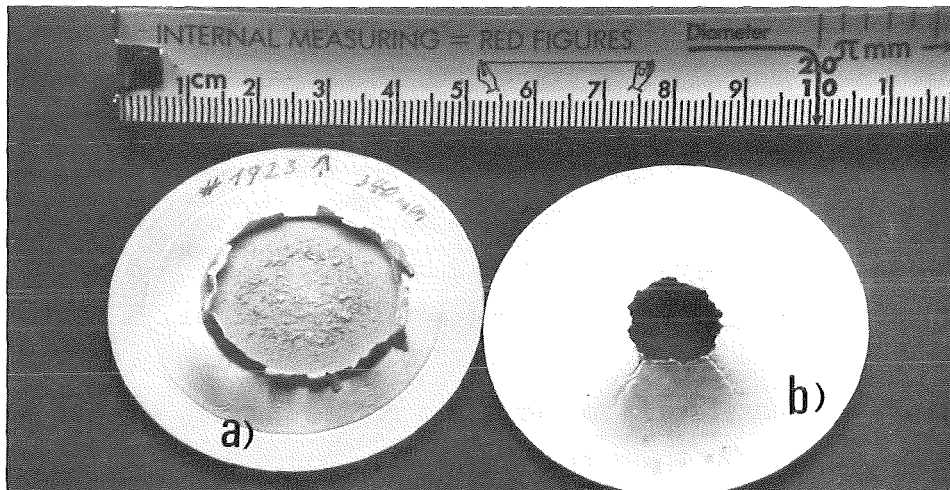


Abb. V.19 Schockwellen-Targets nach Beschuß im Fokus des Protonenstrahles der Version V3 der B_0 -Diode. Leistungsdichte ca. 0.3 TW/cm^2 . Erläuterungen der Materialien a), b), c) siehe Text.

5. Reproduzierbarkeit

Bei vielen Targetexperimenten mit intensiven Ionenstrahlen ist es nicht möglich, alle benötigten Parameter gleichzeitig zu messen. Deshalb werden Meßergebnisse aus anderen Experimenten hierfür übernommen. Die dadurch entstehenden Unsicherheiten sind wegen der guten Reproduzierbarkeit der Diode akzeptabel:

Die Fokussierungseigenschaften der B_0 -Diode werden sehr stark von der genauen Justierung des Beschleunigungsspalt beeinflusst. Diese Einstellung bleibt trotz der Einwirkung starker Kräfte während der Pulse über die gesamte jetzige "Betriebsdauer" von ca. 15 Pulsen erhalten. Damit ist eine gleichbleibende Fokussierung gewährleistet.

Die Stabilität der Diodengeometrie ist nicht allein entscheidend für die Fokussierung. Auch der Zustand der Emissionsfläche der Anode hat einen Einfluß auf die Strahl-Mikrodivergenz. Aufgrund bisher noch ungeklärter Ursachen reicht im Innenbereich der Anode für $r < 80$ mm die magnetische Isolation während längeren Pulsperioden nicht aus. Dieser Teil der Anode unterliegt einem starken Elektronenbeschuß und zeigt schon nach wenigen Pulsen massive Schädigung der Oberfläche. Der Einfluß dieser Schädigungen auf die Fokussierung wurde durch wiederholte 'Shadowbox'-Messungen bestimmt: Die Mikrodivergenz des Protonenstrahles ändert sich vom 1. bis zum 7. Puls einer Anode um nicht mehr als 0.5° .

Die größten Abweichungen in den Eigenschaften des Protonenstrahles dieser Diode sind nicht von dieser verursacht, sondern von den äußeren Bedingungen des Pulsgenerators. Die Höhe, der Anstieg, die Dauer und die symmetrische Zuführung der Spannung an die Diode haben einen stärkeren Einfluß als die mechanischen Änderungen an den Diodenteilen. Die Abweichungen dieser Parameter liegen in der Größenordnung von 10-15%. Durch die permanente Messung der elektrischen Signale am Ausgang des Pulsgenerators lassen sich verschiedene Pulse miteinander vergleichen. Aus diesen Gründen ist es nötig auf eine hohe Reproduzierbarkeit des Generators zu achten. Die Diode ermöglicht in angemessenen Zeiten eine gute Statistik der Pulse zu gewinnen, da es gelang in diesem Experiment die Repetierfähigkeit auf etwa 15 Pulse zu steigern.

6. Repetierfähigkeit, die Anodenstützen

Ein leitender Gesichtspunkt bei der Konzipierung dieser Diode durch Zieher war eine beschränkte Repetierfähigkeit. In einem nach dem Prinzip der Trägheitfusion arbeitendem Reaktor sollte die Diode mindestens mehrere Tage bei einer Frequenz von einigen Herz arbeiten. Dies würde eine Lebensdauer von mehreren 100000 Pulsen erfordern, an die die gegenwärtigen Konzepte bei weitem noch nicht herankommen.

Die Verwendung einer Feststoff-Anode, aus der der gewünschte Ionenstrom gezogen werden soll, würde bei Ionenströmen in der Größenordnung von 1 MA und einer Anoden-Oberfläche von 500 cm² eine Abtragung von wenigen nm/Puls verursachen. Diese Material-Abtragung von der Anode würde für 10⁵ Pulse keine prinzipielle Grenze darstellen, wenn die Abtragung gleichmäßig erfolgt.

Anders verhält sich dies in der jetzigen B₀-Diode: Die Anode wird von Elektronen, die die Anode thermisch zerstören, getroffen. Dies geschieht, wie in Kap.V.5 erwähnt, insbesondere im Innenbereich der Anode sowie an den 9 (18 bei der Versionen V1 und V2) Anodenstützen (siehe Abb. V.20 und V.21). Das abgelöste Anodenmaterial wird an anderen Stellen abgelagert und erhöht dort durch Spitzenbildung das Risiko eines elektrischen Überschlages in der Diode. Die Abtragung ist in der Größenordnung 0.1 mm/Puls im von Elektronen getroffenen Gebiet der Anode. Eine Erhöhung der Repetierfähigkeit dieser Diode kann durch Reduzierung dieser Verluste erreicht werden.

Trotz der empfindlichen Abhängigkeit von der Elektroden-Geometrie, werden die Fokussierungseigenschaften dieser Diode nicht besonders durch die Materialabtragung beeinflusst. Dies ist auf die Wirkung der Stahl-Stifte in dem Plexiglas-Anodeneinsatz zurückzuführen, die die "elektrische" Oberfläche bestimmen. Die Anodenerosion legt zur Zeit die Grenze der Repetierfähigkeit dieser Diode auf ca. 15 Pulse fest. Diese Grenze kann deutlich angehoben werden, wenn man einen Weg findet, das die Elektronen isolierende Magnetfeld in der Stärke und im Profil besser zu gestalten.

Zu Beginn der Arbeit mit dieser Diode war eine Repetierfähigkeit von nur 2-5 Pulsen gegeben. Ein Hauptproblem stellten damals die die Anode haltenden Stützen (siehe Abb.V.20). Diese wurden nach wenigen Pulsen durch

Elektronen unabhängig vom verwendeten Material (Al, Cu, Stahl) zerstört. Unter der Annahme, daß es die um die Anode driftenden Elektronen sind, die auf die Stützen auftreffen, wurde versucht, die Magnetfeldverhältnisse an den Stützen zu ändern. Die Felder im Bereich der Stützen sind in Abb. V.21 wiedergegeben.

Es wurden neu gestaltete Stützen (siehe Abb.V.20 b und d) eingebaut. Durch die Wendelform der Stützen wurde eine Komponente des Magnetfeldes parallel zur Richtung der Stützen erzeugt, die als zusätzlicher Führungseffekt der Elektronen wirken sollte. Es stellte sich aber heraus, daß der überwiegende Teil der Elektronen, die auf die Stützen auftreffen, nicht die driftenden sind, sondern die, die von den Rändern der Durchführungsöffnungen der Kathoden-Rückwand der Diode durch Feldemission gezogen werden. Durch Vergrößerung dieser Öffnungen und durch Reduzierung der Anzahl der Stützen von 18 auf 9 konnten dann die Verluste reduziert und die Lebensdauer der Stützen drastisch (Faktor 10) erhöht werden (Abb.V.20 c, d im Vergleich zu a und b).

Mit dieser Verbesserung der Lebensdauer der Stützen sollte gleichzeitig eine Erhöhung des Wirkungsgrades der Diode erreicht werden; es wurde aber nur eine Erhöhung der Diodenimpedanz beobachtet (Abschnitt 7). Die Elektronen, die um die Anode drifteten, treffen nun in der Stützegegend auf veränderte Magnetfelder. Sie werden auf die Anodenrückseite unterhalb der Stützen gelenkt. Dort verursachen sie zwar ebenfalls Schäden in der Anode, da sie sich aber auf eine größere Fläche verteilen, können sie nach geeigneter Wahl des Anodenmaterials (Edelstahl) und durch massive Ausführung (3 cm Dicke) nicht mehr entscheidend die Repetierfähigkeit beeinflussen. Die Anode ohne den Plexiglas-Einsatz hat jetzt eine Lebensdauer von etwa 50 Pulsen.

Die Lebensdauer der Kathode konnte ebenfalls verlängert werden. Durch die an die Anode angepaßte Geometrie wurde gleichzeitig eine mechanisch größere Stabilität erreicht. Durch Reduzierung der Anzahl der Lamellen in der Kathode von 120 auf 60 wurde die Transparenz von 82% auf 84% erhöht, ohne daß die Ionenstromneutralisierung dabei abnimmt. Außerdem wurden zusätzlich 4 azimuthale Draht-Ringe als Elektronenquellen für den zu neutralisierenden Ionenstrom in die Kathode eingebaut. Diese Draht-Ringe

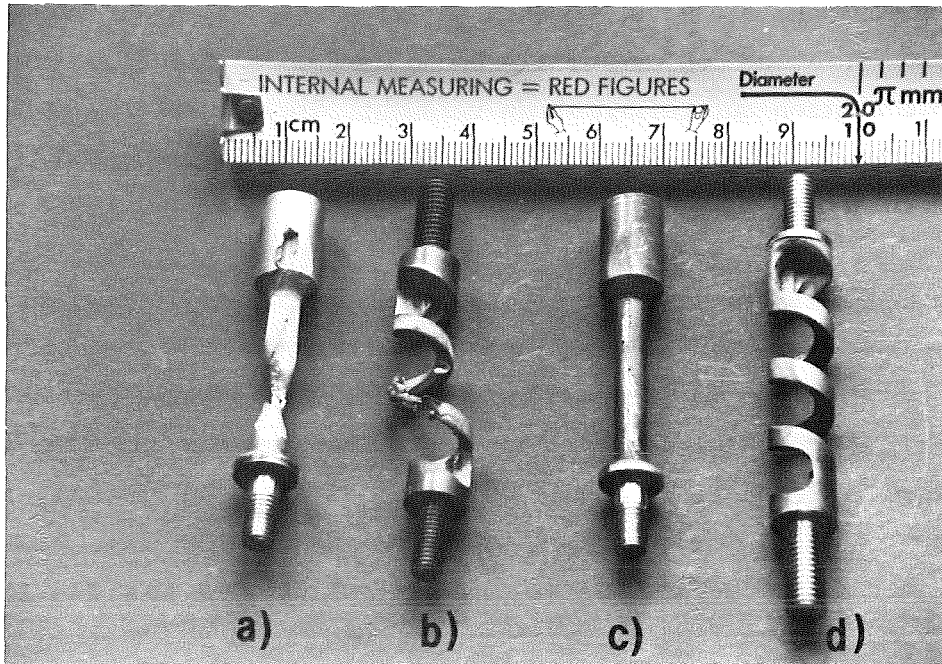


Abb. V.20 Die Anodenstützen. a) Version V1 (Edelstahl) nach 8 Pulsen stark geschädigt durch Elektronenbeschuß, b) Version V2 (Kupfer) Spiralförmig zerstört nach 3 Pulsen, c) Version V3 (Edelstahl) unzerstörte Stütze nach 12 Pulsen, d) Spiralförmige Edelstahl-Stütze eingesetzt in der V3 Geometrie ebenso unbeschädigt nach 7 Pulsen.

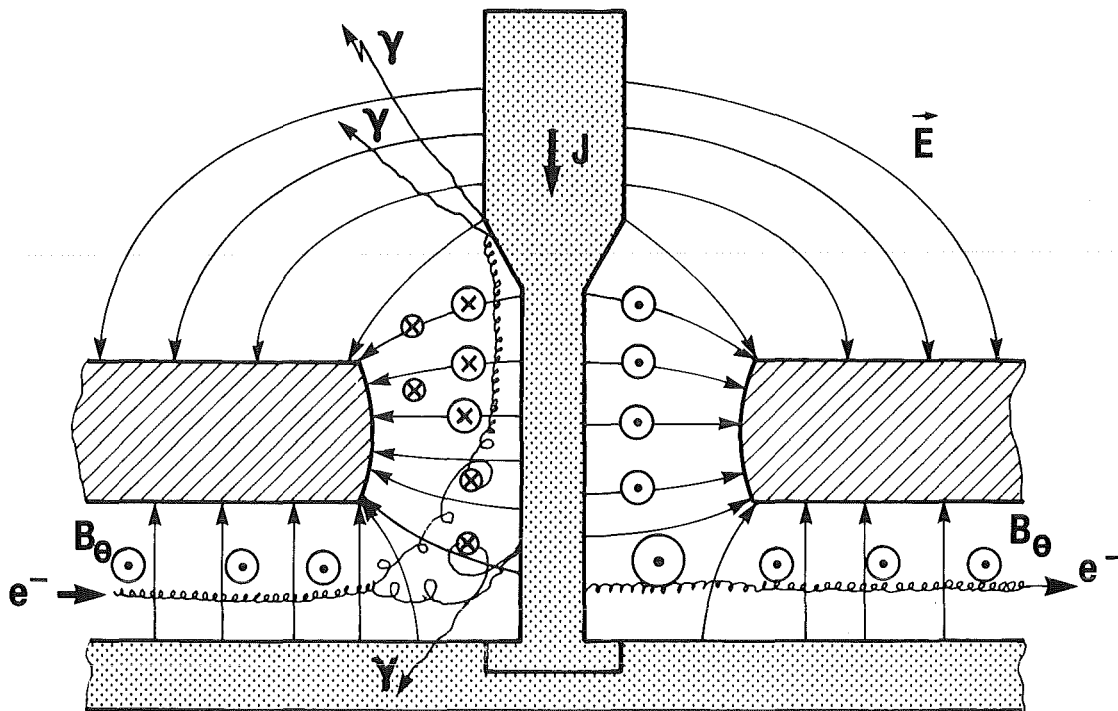


Abb. V.21 Die Geometrie der Stützen und die Feldverhältnisse.

stabilisieren zusätzlich die Kathode in azimuthaler Richtung und beugen dadurch Verformungen vor, die durch die starke Wechselwirkung der Magnetfelder der Ströme in den benachbarten Lamellen zu weiteren Verformungen führen, und die Lebensdauer der Kathode begrenzen würden. Die frühere "gerade" Kathode überstand etwa 10-20 Pulse, die jetzige bleibt bis auf die Neutralisationsringe, die nach etwa 30 Pulsen ersetzt werden müssen, unbeschädigt.

Aufgrund der Zerstörungen am Plexiglaseinsatz der Anode kann die B_0 -Diode ohne Austausch von Teilen zur Zeit 10-15 mal bei nahezu gleichbleibender Strahlqualität eingesetzt werden. Die höchste erreichte Wiederholfrequenz mit dieser Diode am Pulsgenerator KALIF mit Austausch von Diagnostik und Targets war generatorabhängig und betrug 8 Pulse/Arbeitstag.

7. Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad der Diode wird als das Verhältnis des Ionenstromes zu dem Gesamtdiodenstrom verstanden. Der Gesamtionenstrom ist die Differenz der Ströme IDA und IDI. Da der Wirkungsgrad der Diode eine zeitlich veränderliche Größe ist, wird im Weiteren der Wirkungsgrad zum Zeitpunkt der höchsten Leistung angegeben.

Durch die Verbesserungen an den Anoden-Stützen wurde der Elektronen-Verluststrom reduziert. Dies führte zu einer Erhöhung der Diodenimpedanz und damit zu einem Rückgang des Gesamtstromes in der Diode. Dieses beeinflusste das isolierende Magnetfeld in der Diode und führte zu einer Erniedrigung des Wirkungsgrades der Diode. Um die Impedanz wieder anzugleichen sollte nach Gleichung (3) der Elektrodenabstand d verkleinert werden. Damit würden sich aber auch die Fokussierungseigenschaften (siehe Gleichung (5)) ändern, was eine neue Anodenform erfordern würde.

In Abb. V.22 ist der Ionenwirkungsgrad der B_0 -Diode in Abhängigkeit vom isolierenden Magnetfeld dargestellt. Für die Abszisse wurde das Verhältnis des mittleren Magnetfeldes in der Diode (aus IDA bei $r = 10$ cm Radius) und des kritischen Magnetfeldes für die Diodenspannung mit dem mechanischen Elektrodenabstand d gewählt. Die beiden letzten Punkte sind mit der Version V1 gemessen worden, die mit 18 Anodenstützen einen höheren (Elektronenverlust-) Strom hatte. Der Ionenwirkungsgrad der jetzigen Diode (V3) beträgt 55-60%.

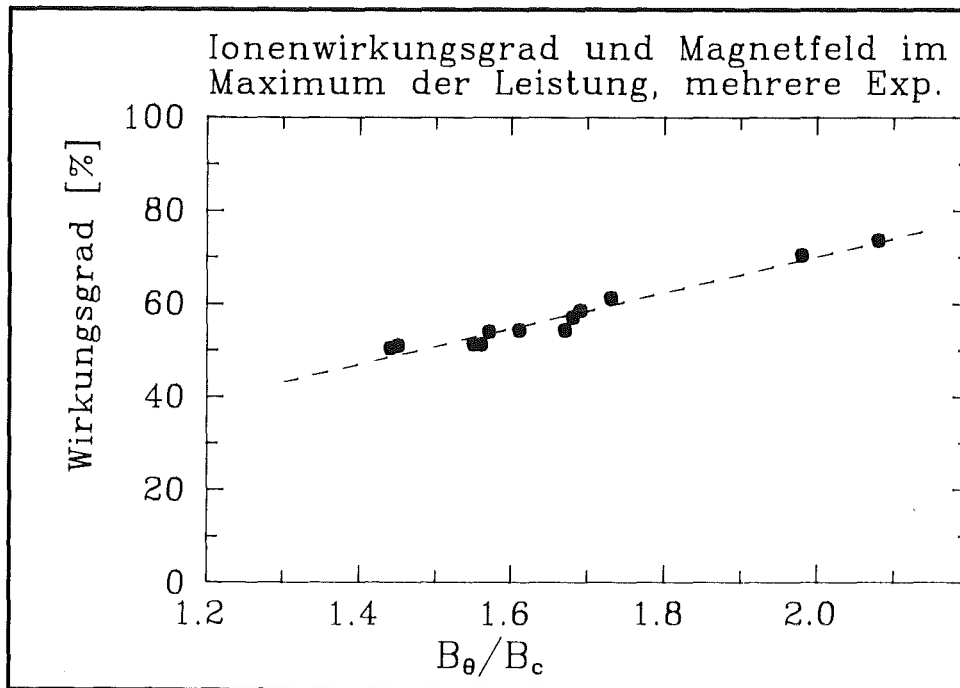


Abb.V.22 Der Ionenwirkungsgrad der B_θ -Diode in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Durch eine Erniedrigung der Diodenimpedanz um 30% (von 3 auf 2 Ohm) und damit durch eine Erhöhung der Magnetfeldstärke in der Diode sollte es nach Abb. V.22 möglich sein, den Wirkungsgrad der Diode auf Werte von 80% zu erhöhen.

Der nutzbare Teil des erzeugten Ionenstrahls reduziert sich im Fokus auf eine gewünschte Ionensorte wie z.B. Protonen. Durch die Benutzung von Kohlenwasserstoffen als Anodenmaterial werden neben Protonen auch noch mehrfach ionisierte Kohlenstoffionen erzeugt. Bei der B_θ -Diode wurde Plexiglas (Summenformel: $C_5H_8O_2$) eingesetzt.

Der Protonenanteil im Ionenstrahl konnte mit der nuklearen Methode mit einer Genauigkeit von ca. 10 % bestimmt werden. Der Protonenanteil im Fokus ist nahezu 100%.

Die Protonenleistung im Fokus stellt etwa 20-30% der elektrischen Dioden-Eingangsleistung dar. Von den von der Anode emittierten Protonen erreichen 70% den Fokus mit 1-2 cm Durchmesser, der Rest sind die divergenten Protonenstrahlen (Innen- und Außenbereich der Anode) und Kohlenstoffionen. Durch den Einsatz von reinen Wasserstoff emittierender (aktiven-) Anode wäre es möglich, den Protonenwirkungsgrad der Diode etwa zu verdoppeln.

8. Impedanzverhalten

Da die B_θ -Diode die Elektronen durch das eigene Magnetfeld isoliert, ergibt sich ein Rückkopplungseffekt des Stromes und damit auch der Impedanz der Diode: Erhöht sich der Diodenstrom, so werden die Elektronen gleichzeitig besser isoliert, so daß sich dadurch die Impedanz dynamisch

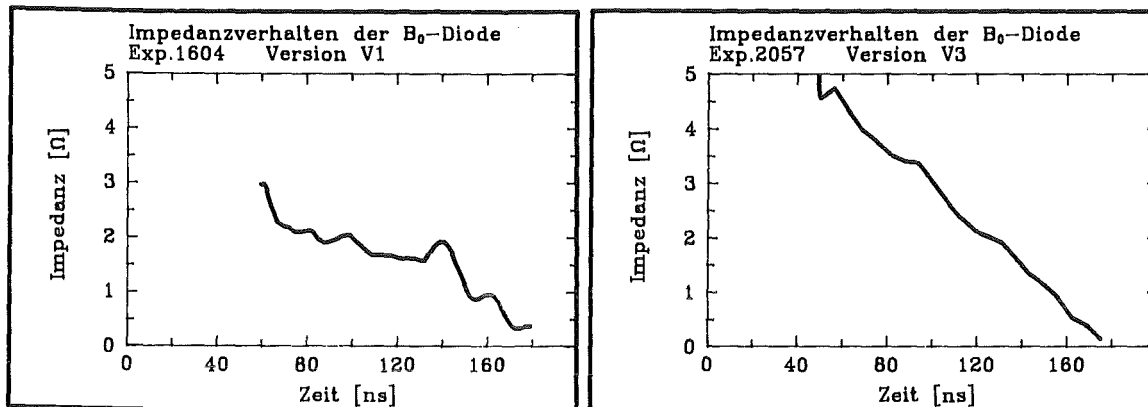


Abb.V.23 Typischer Impedanzverlauf für die Versionen V1 und V3 der B_θ -Diode.

stabilisiert. Tatsächlich wird bei den früheren Versionen der Diode (V1) eine konstante Diodenimpedanz beobachtet (Abb.V.23, V1-Diode)

Durch die Unterdrückung des Elektronen-Verluststromes in der Umgebung der Anodenstützen wurde eine Erhöhung der Diodenimpedanz von ca. 2 Ohm auf 3-4 Ohm verursacht. Gleichzeitig zeigte sich auch eine zeitliche Abhängigkeit der Diodenimpedanz (Abb.V.23, V3-Diode).

Es ist zu vermuten, daß der Rückkopplungsmechanismus der Version V1 zum überwiegenden Anteil von dem Elektronen-Verluststrom an den Anodenstützen erzeugt wurde. Diese Elektronen wurden 'nach Bedarf' entsprechend der Diodenspannung durch Feldemission extrahiert und erhöhten zusätzlich den Diodenstrom. Sie stellten eine Art spannungsabhängigen Shunt-Widerstand zur Diodenimpedanz dar und stabilisierten so die Diodenimpedanz.

Dieser Rückkopplungsmechanismus ist bei der Version V3 weitgehend ausgeschaltet. Der Impedanzabfall der Diode kann als ein Effekt der sich nähernden Elektrodenplasmen verstanden werden. Entsprechend der Gleichung (3) ist die Impedanz direkt proportional dem effektiven Spaltabstand d .

Wenn dieser sich während des Pulses z.B. durch die zu erwartende Ausdehnung der Elektrodenplasmen verkleinert, dann ist auch ein Absinken der Diodenimpedanz zu erwarten. Messungen (z.B. /Maron88a/) zeigen, daß sich sowohl das Anodenplasma mit der Geschwindigkeit von einigen $\text{cm}/\mu\text{s}$, als auch die Raumladung der virtuellen Kathode aufeinander zubewegen.

Für die B_{θ} -Diode wird aus dem Impedanzabfall z.B. der Abb.V.23 (V3) eine Elektroden-Näherungsgeschwindigkeit von $6 \text{ cm}/\mu\text{s}$ errechnet. Dieser Wert ist höher, als die Geschwindigkeit des Anodenplasmas in direkten Messungen /Maron88a/. Dies führt zu dem Schluß, daß auch die virtuelle Kathode an dem Impedanzkollaps beteiligt ist.

Den Einfluß des Elektrodenabstandes d der B_{θ} -Diode auf die Impedanz zeigt Abb. V.24. Die Meßwerte sind Mittelwerte über mehrere Pulse im Maximum der Leistung. Aus dem Vergleich der Impedanzskalierung mit dem Wellenwiderstand des Pulsgenerators KALIF (2.25 Ohm) sollte der optimal angepaßte Elektrodenabstand bei der Version V3 7.4 mm betragen. Obwohl der Wirkungsgrad der Diode sich durch eine Impedanzanpassung erhöhen würde, die Leistungsdichten im Fokus würden, wegen der Empfindlichkeit der Fokussierungseigenschaften der Diode vom Elektrodenabstand (Gl. (5)), sich durch diese Maßnahme erniedrigen. Deshalb müßte für diesen Elektrodenabstand eine neue Gestaltung der Elektrodengeometrie vorgenommen werden.

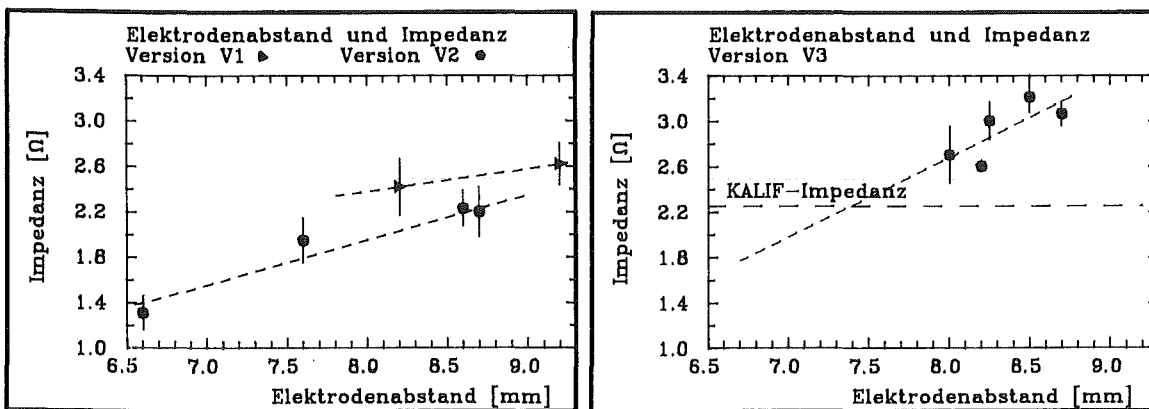


Abb. V.24. Impedanzskalierung mit dem Elektrodenabstand für verschiedene Versionen der B_{θ} -Diode.

9. Zustand des Anodenplasmas

Aus den Messungen mit dem Thomson-Parabel-Spektrometer wurde die Zusammensetzung des Ionenstrahls, dessen Ursprung das Anodenplasma ist, bestimmt. Aus der Höhe der Ionisationspotentiale für Kohlenstoff, und der Tatsache, daß Kohlenstoffionen nur maximal 4-fach geladen die gesamte Diodenspannung durchlaufen, ist die Temperatur der Elektronen im Anodenplasma auf Werte zwischen 64 eV und 392 eV festgelegt /Handbook75/.

Aus der Energieverteilung der verschiedenen Ionensorten, vor allem aber aus der fehlenden Energie der 5- und 6-fach ionisierten Kohlenstoffionen, kann geschlossen werden, daß die 5- und 6-fach geladenen Kohlenstoffionen nur durch Umladungsprozesse und nicht direkt im Anodenplasma durch Stöße erzeugt werden.

Durch eine Messung mit 3 kollimierten PIN-Dioden /Quantrad87/ wurde die Intensität der Bremsstrahlung der Elektronen an drei verschiedenen Anodenradien zeitaufgelöst gemessen (Abb. V.25). Die Intensitäten der Bremsstrahlung sind bei gleicher Elektronenenergie proportional zu den Elektronenstromdichten an diesen Stellen. Die bei zwei verschiedenen Pulsen gemessenen relativen Intensitäten der Bremsstrahlung der Elektronen von der Anode in Abhängigkeit vom Radius zeigt Abb.V.26. Dieses Verhalten wird mit den Protonenstromdichten von der Anode in Abschnitt VI verglichen.

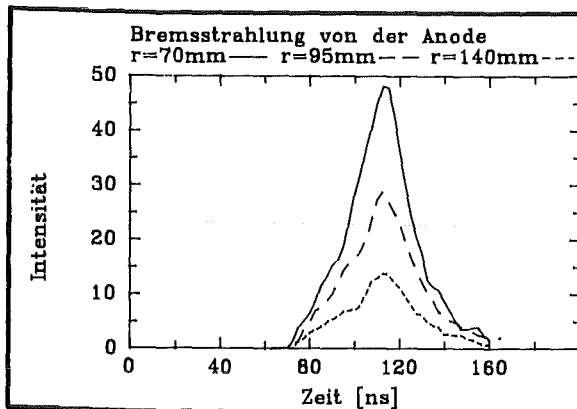


Abb.V.25 Der zeitliche Verlauf der Bremsstrahlung der Elektronen von der Anode für verschiedene Radien.

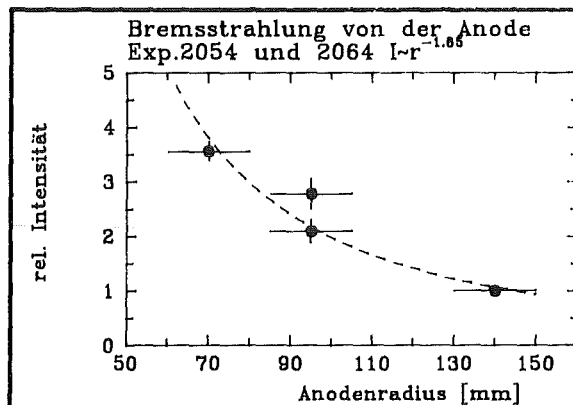


Abb.V.26 Die relativen Intensitäten der Bremsstrahlung in Abhängigkeit vom Auftreffradius.

VI. Diskussion der Meßergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen diskutiert, untereinander und mit den theoretischen Modellen verglichen. Die Diskussion und Analyse beziehen sich hauptsächlich auf die neuen und zum Teil unverständlichen Phänomene der virtuellen Kathode und der Dynamik des Anodenplasmas.

1. Die Ionenstromdichten

Aus den Messungen in Kap.V.9 ist bekannt, daß in der Schadensregion der Anode (innere Radien $r < 80$ mm) große Elektronenströme fließen. Dies weist auf eine fehlende Isolation der Elektronen in dieser Region. Berechnet man das kritische Magnetfeld in dieser Region mit Hilfe des mechanisch eingestellten Elektrodenabstandes ($d = 8$ mm für V3) und vergleicht dies mit dem aus den Diodenströmen berechneten Magnetfeld, so ist das anliegende Magnetfeld stets 1.2-1.9 mal größer als das notwendige kritische Magnetfeld.

Diese bisherige Abschätzung gilt unter der Annahme, daß die Lage der virtuellen Kathode unabhängig vom Radius ist. Rechnet man dagegen mit einem Verlauf der virtuellen Kathode, der sich aus den PIC-Rechnungen /Westermann88a/ ergab, so ist das kritische Magnetfeld (Gl. (2)) im Innenbereich nicht mehr erreicht. Damit können in dieser Region hohe Elektronenverluste auftreten. Allerdings wird der maximale Elektronenstrom durch den Abstand der Feldemissionskante von der Anode bestimmt. Deshalb wird diese Diode auch trotz lokal fehlender Isolation nicht beliebig niederohmig werden.

Der höhere Elektronen-Verluststrom trägt außerdem zu einer Eigenisolation der Elektronen bei und seine Stromstärke regelt sich in Abhängigkeit von der Elektronendichte im Spalt. Die typische Zeit für diesen Prozeß der Stromregelung ist die Driftzeit der Elektronen von der Feldemissionskante bis zur Anode, die vergleichbar mit der Beschleunigungsdauer der Ionen im Spalt der Diode von etwa ≤ 1 ns sein muß. Diese schnellen Stromänderungen für diesen Regelungsprozeß, können bisher jedoch mit den verwendeten Geräten (z.B. Tektronix Oszilloskop 7844) nicht beobachtet werden. All diese Effekte sind als Folge der sich einwärts zur Anode verlagernden virtuellen Kathode erklärbar. Die in inhomogenen Magnetfeldern auftretende

"B x gradB"-Drift der Elektronen ist für die Lage der virtuellen Kathode in der B_θ -Diode mitbestimmend. Für die z-Komponente der Elektronengeschwindigkeit gilt /Chen84/:

$$V_z(r) = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (8)$$

mit dem Larmor-Radius $r_L = \frac{mv_{\perp}}{eB} \quad (9)$

Das azimuthale Magnetfeld in der Diode wurde aus dem inneren Diodenwandstrom IDI und dem Ionenstrom ION berechnet. Aus dem Ampereschen Gesetz folgt wegen der azimuthalen Symmetrie:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{1}{r} (IDI + ION \frac{r - R_i}{R_a - R_i}) \quad (10)$$

Gibt man einem Elektron, das sich zwischen Anode und der Feldemissionskante befindet, die Gyrationengeschwindigkeit, die dem Potential an dieser Stelle entspricht, so läßt sich die axiale Geschwindigkeit V_z nach (8) in Abhängigkeit vom Ort (r, z) berechnen. Die radiale Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit V_z ist schwach und in der Größenordnung von $\pm 6\%$; dabei steht das "+" Zeichen für die Innenradien und das "-" Zeichen für die Außenradien der Diode. Für den Parametersatz: $R_i = 6$ cm, $R_a = 15$ cm, $d = 6$ mm, $IDI = 400$ kA $ION = 300$ kA, und $U_d = 1500$ kV wurde ein Geschwindigkeitsprofil der Elektronen in z-Richtung berechnet (Abb. VI.1).

Beachtet man zusätzlich die E/B - Drift der Elektronen, so ergibt sich eine radiale Driftgeschwindigkeit $v = -E_z/B_\theta$. Die B x gradB-Drift ist der stets dominanten E/B-Drift überlagert. Das Gyrationzentrum der Bahn eines Elektrons als Überlagerung der beiden Driften wurde in Abb.VI.2 dargestellt. In diesem Beispiel fällt das 0.65 mm von der Feldemissionskante zur Anode entfernte Elektron, daß mit einer Gyrationenergie von 0.1 MeV gestartet wurde, nach ca. 0.4 ns auf die Anode bei einem Radius von 70 mm.

Die Driftzeit und der Auftreffort auf der Anode ist nur sehr schwach von der Spannung und den damit verkoppelten Strömen, aber sehr stark von der Gyrationengeschwindigkeit des Elektrons (und damit von der z-Koordinate in diesem Modell) abhängig. Elektronen, die von der Feldemissionskante ($z =$

8 mm) starten, gewinnen keine Geschwindigkeit in z-Richtung (da $V_z = 0$) und driften in diesem Modell gemäß der E/B-Drift radial einwärts ohne sich der Anode zu nähern. Die kleinste Abweichung in z-Richtung be-

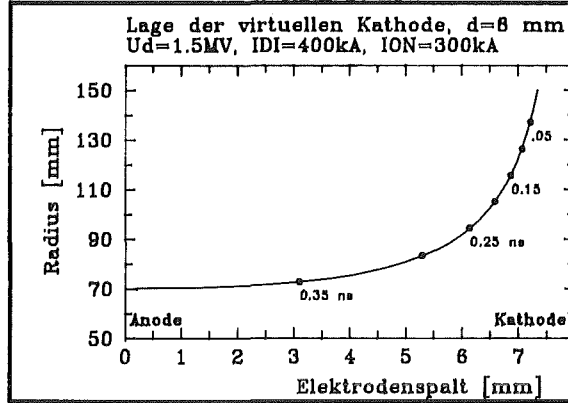
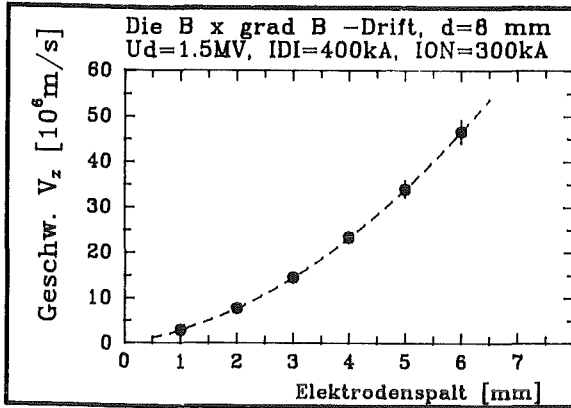


Abb.VI.1 Die B x gradB - Drift der Elektronen in Abhängigkeit von der z-Koordinate.

Abb.VI.2 Die Bahn eines Elektrons im Beschleunigungsspalt der B_θ -Diode unter Berücksichtigung der B x gradB und E/B-Drift.

wirkt eine Drift zur Anode hin. Wenn sich ein Elektron in diesem Modell um mehr als 0.5 mm von der Feldemissionskante in Richtung auf die Anode zu befindet, so wird es innerhalb eines Halbumlaufs um die Anode die Anode erreichen. Im anderen Fall benötigt das Elektron mehrere Umläufe. Die Bedingungen (Startort $z=0.65$ mm) in der Abb.VI.2 sind so gewählt, daß der Auftreffpunkt des Elektrons auf der Anode der experimentell festgestellten Schädigungsstelle entspricht.

Das ursprünglich von der Feldemissionskante emittierte Elektron kann durch mehrere Prozesse aus der ursprünglichen Bahn ($V_z=0$) geworfen werden. Hierzu zählen vor allem die Unstetigkeitsstellen beziehungsweise die Symmetriestörungen in den elektrischen und magnetischen Feldern. Solche Stellen sind z.B. die Anodenstützen, die in den PIC-Rechnungen nicht berücksichtigt werden können, und die Grenzen der Ionenemission auf der Anode (Übergang Plexiglas - Metall).

Die Elektronenverteilung im Beschleunigungsspalt der Diode hat einen starken Einfluß auf die Ionenstromdichten, die von der Anode gezogen werden können. Um aus experimentellen Intensitätsverteilungen der Protonen

die mittleren Stromdichten zu berechnen, muß die emittierende Fläche der Anode bekannt sein. Unter Berücksichtigung der Geometrie der Protonenstrahlen wird aus der Fläche der Teilchenspuren auf die Anodenfläche geschlossen (Anhang A4). Die mittleren Stromdichten ergeben sich aus den gemessenen Intensitätswerten, bezogen auf die nach Anhang A4 berechneten Anodenflächen und anschließender Normierung auf den Gesamtstrom von 160 kA. Dazu wurde die Strahlwinkelabhängigkeit aus Abb.VI.3 benutzt. Das Ergebnis ist in Abb.VI.4 dargestellt. Durch die starke radiale Abhängigkeit des Ablenkwinkels und dem Meßfehler in radialer Richtung (Projektion!) sind die Meßpunkte mit großen Fehlern behaftet. Versucht man an diese Punkte eine Anpassung der Form $j(r)=j \cdot r^\beta$ zu finden, so ergibt sich für β der Wert von -1.74 . Diese Anpassung ist ebenfalls in Abb.VI.4 eingezeichnet.

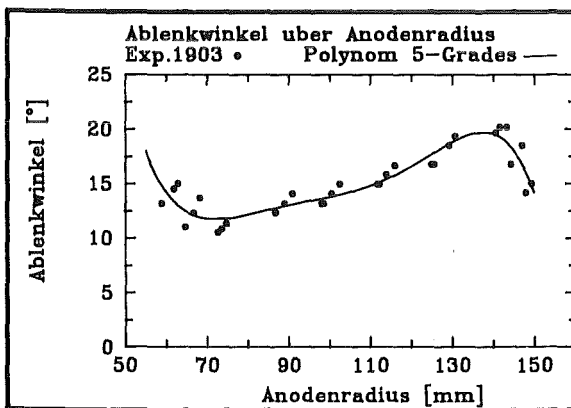


Abb.VI.3 Der Fokussierungswinkel in Abhängigkeit vom Radius. Vergleich der Messung mit der angepassten Kurve (Polynom 5-Grades).

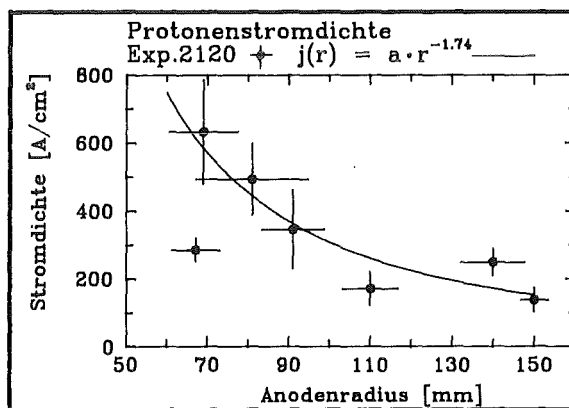


Abb.VI.4 Die Protonen-Stromdichten an der Anode. Meßpunkte und angepasster Verlauf $j(r)=j \cdot r^{-1.74}$.

Aus den 'particle-in cell' (PIC) Simulationen /Westermann88a/ wurde eine ähnliche Anpassung durchgeführt. Der Exponent des sehr gut angepassten Verlaufs ist -1.75 und wird durch diese Messung trotz der Meßfehler sehr gut bestätigt.

Das Verhältnis der lokalen Stromdichte zu der durch das Child-Langmuir (1) Gesetz bei monopolarer Ionenfluß gegebenen Stromdichte wird als Verstärkungsfaktor f definiert.

$$f = f(r) = \frac{j(r)}{j_{CL}} = \left[\frac{d}{d_{eff}(r)} \right]^2 \cdot c \quad (11)$$

Dieser Verstärkungsfaktor ist als Folge unterschiedlicher Ladungsverteilung und damit auch unterschiedlicher effektiver Abstände im Beschleunigungsspalt zu verstehen. Dabei ist $c=1$ für monopolaren Teilchenfluß, $c=1.86$ für den bipolaren und 5.55 für eine homogene Elektronenverteilung zwischen den Elektroden (/Mendel87/ und /Cook88/).

Bildet man das Verhältnis der gemessenen Stromdichten zu den bei vorgegebener Diodespannung und -Geometrie monopolaren Child-Langmuir Stromdichten, so erhält man den Verstärkungsfaktor $f(r)$ als Funktion des Radius. In Abb. VI.5 ist $f(r)$ für die auf einen Gesamtprotonenstrom von 160 kA normierten Stromdichten, für eine Diodespannung von 1.5 MV und einen Elektrodenabstand von 8.2 mm , dargestellt. Die radiale Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors kann als ein radial abhängiger effektiver Abstand

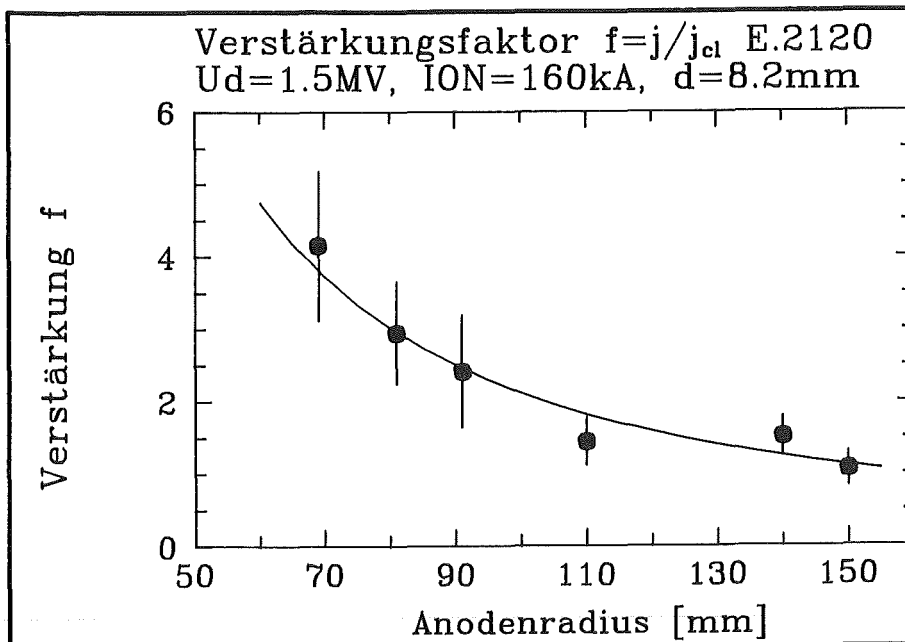


Abb. VI.5 Der Verstärkungsfaktor als Funktion des Radius.

zwischen Anode und der Elektronenwolke (virtuelle Kathode) gedeutet werden. In diesem Fall wird das lokale, eindimensionale Child-Langmuir Gesetz durch eine Variation des Elektrodenabstandes $d=d(r)$ in die radiale Richtung erweitert. Unter der Annahme, daß die Stromdichte $j(r)$ sich wie

$$j(r) = a \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^\beta \quad \text{verhält, so ist} \quad d(r) = d_0 \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{\beta/2}$$

Dabei ist d der bei $R = 150 \text{ mm}$ mechanisch eingestellte Elektrodenabstand ($d = 8.2 \text{ mm}$). Für β wurde aus dem Experiment der Wert von -1.74 gefunden.

Mit dieser Messung und den PIC-Simulationen /Westermann88a/ wurde eine Abweichung der radialen Abhängigkeit der Ionenstromdichte $j(r)$ von dem durch K.W. Zieher /Zieher84a/ angenommenen $1/r$ -Verhalten festgestellt. Diese veränderte Stromdichtenverteilung hat einen Einfluß auf die Fokussierungseigenschaften der Diode und muß durch eine veränderte Diodengeometrie korrigiert werden. Sehr erfolgversprechend können hierfür die PIC-Rechnungen benutzt werden.

2. Anmerkungen zu Strahl-Target Wechselwirkung

Bei den Versuchen, die Leistungsdichte des Protonenstrahles der B_0 -Diode mit Hilfe einer Röntgen-Schatten-Fotografie eines dünnen Al-Targets zu bestimmen, wurden neue Phänomene beobachtet /Rogner88/. Bei diesem Meßverfahren wird durch die Ionenstrahl-Target Wechselwirkung ein Plasma auf der Targetoberfläche erzeugt. Durch Ablation des Plasmas wird ein Druck aufgebaut, der das Target bewegt. Diese Targetbewegung sollte mit Hilfe einer Röntgen-Streak-Kamera und einer Röntgen-Blitzquelle auf der Basis einer Pseudofunkendiode (/Rogner89/, /Citron88/) gemessen werden. Zu den beobachteten Phänomenen zählt vor allem eine intensive Röntgenstrahlung mit einer maximalen Energie von mehreren keV, die am Target erzeugt wird. Der Mechanismus der zu solch hohen Quantenenergie der Röntgenstrahlung führt, ist insofern interessant, als aufgrund der ersten Untersuchungen nur hochenergetische Elektronen als Ursprung dieser Strahlung in Frage kommen. Betrachtet man die wegen der Stromneutralisation des Ionenstrahls dem Strahl folgenden Elektronen, so sind ihre Geschwindigkeiten in der gleichen Größenordnung wie die der Ionen. Wegen der kleinen Masse sollte die Elektronenenergie $1/1836$ der Protonenenergie betragen und damit maximal 1 keV sein. Auch eine Anregung des Targets und damit die Erzeugung der K_α - Strahlung erklärt nicht die hohen γ -Energien (für Al ist $K_\alpha = 1.49$ keV /Handbook75/). Möglicherweise ist der Ursprung der beobachteten Targetstrahlung ein Effekt des nicht vollständig neutralisierten Ionenstrahls, der Elektronen aus der Umgebung beschleunigt und zu Bremsstrahlung dieser Elektronen am Target führt /Rogner89/.

Ein anderer Aspekt der Strahl-Target Wechselwirkung ist die Untersuchung der Zustandsgleichung der Materie unter extremen Bedingungen. Durch den Ablationsdruck des Oberflächenplasmas wird eine Schockwelle im Target erzeugt, die zu einer Materieverdichtung führt. Der Effekt der Targetverdichtung durch den Protonenstrahl der B_0 -Diode wurde in den ersten Messungen der Schallgeschwindigkeit in Al-Targets beobachtet /Karow88/.

VII. Skalierbarkeit zu höheren Leistungsdichten

Für die Erzeugung hoher Energiedichten durch Beschuß von Materie mit Ionenstrahlen ist die Frage der Fokussierbarkeit von entscheidender Bedeutung. Die Dioden-Eingangsleistung ist durch die technischen Daten der Pulsgeneratoren vorgegeben. Im Weiteren werden daher die Fragen der Erhöhung des Wirkungsgrades und der Verbesserung der Fokussierung für eine selbstmagnetisch B_0 -isolierte Ionendiode diskutiert.

Eine grundsätzliche Möglichkeit zur Erhöhung der Leistungsdichten im Fokus ist die Verkürzung der Brennweite der Diode. Durch eine Verkürzung der Brennweite werden die Fokussierungsfehler, die quadratisch (12) in die Leistung eingehen, verkleinert. Eine Abschätzung für die Leistungsdichten im Fokus bei einer Verkürzung der Brennweite von derzeit 32-35 cm auf etwa 16 cm soll hier betrachtet werden.

$$F = \pi(f \cdot \tan \delta / 2)^2 \quad \text{und} \quad \phi = 2 \cdot f \cdot \tan \delta / 2 \quad (12)$$

Dabei ist F die minimal erreichbare Fokusfläche und ϕ der dabei erzielbare Fokusdurchmesser bei einer Brennweite f und einem totalen Divergenzwinkel δ .

Eine Verkürzung der Brennweite ist mit einer Verkleinerung des Diodendurchmessers verbunden. Ein realistisches Konzept für eine $f=16$ cm Diode /Schimassek88a/ erlaubt einen Diodendurchmesser von 20 cm gegenüber 30 cm bei der untersuchten Diode mit $f = 34$ cm. Für eine gute Energieumsetzung in der Diode muß eine angepaßte Impedanz von ca. 2 Ohm gefordert werden. Dadurch wird die mittlere Ionenstromdichte der Anode um den Faktor 2.5 erhöht. Die mittlere Mikrodivergenz von 1.1° bei einer Stromdichte von ca. 400 A/cm^2 und einer Brennweite von 34 cm erlaubt eine Fokussierung auf einen Durchmesser von 6.5 mm. Es ist damit zu rechnen, daß durch die Erhöhung der Stromdichte um das 2.5-Fache auf 1 kA/cm^2 auch eine Erhöhung der Mikrodivergenz von 1.1° mit sich bringt. Nach Abb. V.17 würde die Mikrodivergenz auf 1.9° ansteigen. Daraus folgt eine Fokussierung auf einen Durchmesser von 5.3 mm bei 16 cm Brennweite. Die Leistungsdichte im Fokus würde sich dadurch um den Faktor 1.5 erhöhen.

Der Fokussierungsfehler (Makrodivergenz) ist als Folge der zeitlichen Variation der Felder (z.B. die Spannung ändert sich während signifikanter Ionenemission zwischen 0.8-1.7MV) in der Diode zu verstehen. Bisher ist der Wert der Makrodivergenz $\approx 2^\circ$. Eine Verkürzung der Brennweite würde den Fokusbereich nach (12) von den derzeit 10-11 mm auf 5.6 mm reduzieren und damit zu einer um den Faktor 4.5 höheren Leistungsdichte führen. Durch die Erhöhung der Stromdichten, der Magnetfelder und der Energiedichten insgesamt können die bisher noch unsichtbaren Einflüsse auf die Makrodivergenz offenbar werden. Der Faktor 4.5 in der Leistungsdichtenerhöhung ist deshalb als das beste zu erwartende Ergebnis zu werten, wenn man den Durchmesser der B_θ - Diode von 30 auf 20 cm verkleinert.

Nach (3) muß bei Verkleinerung des Radius R gleichzeitig der Elektrodenabstand d im gleichen Maße verkürzt werden, wenn die Diodenimpedanz und die übrigen Parameter unverändert bleiben sollen. Dieser Abstand geht aber in das kritische Magnetfeld für die Elektronen von der Kathode ein. Um die Impedanz gleichzuhalten muß der Elektrodenabstand von derzeit 8.2 mm auf 5.2 mm reduziert werden. Das kritische Magnetfeld B_c erhöht sich für eine Spannung von 1.7 MV von 0.79 T um den Faktor 1.6 auf 1.25 T. Das mittlere isolierende Magnetfeld in der Diode selbst würde sich aber nur um den Faktor 1.4, falls man von einer $1/r$ -Abhängigkeit des magnetischen Feldes ausgeht und das Verhältnis der mittleren Radien $105/75=1.4$ ist. Dies würde zu einer Erniedrigung des Wirkungsgrades der Diode von etwa 60% auf 50% führen, wenn man sich an den Ergebnissen der Abb. V.22 orientiert.

Im Folgenden sind die Effekte noch einmal aufgelistet, mit denen bei einer Verkleinerung des Diodendurchmessers der B_θ - Diode von 30 cm auf 20 cm zur Erhöhung der Ionen-Leistungsdichte im Fokus zu rechnen ist:

	Fokusbereich		Leistungs-dichten-Faktor
	f=34 cm	f=16 cm	
Mikrodivergenz	6.5 mm	5.3 mm	1.5
Makrodivergenz	11 mm	5.6 mm	4.5 (maximal)
beide Divergenzen geom. gemittelt:	12.8 mm	7.7 mm	2.8 (realistisch)
	Wirkungsgrad-Faktor		
B_θ/B_c	1.7	1.5	0.85 (vgl. Abb.V.23)

Es ist ersichtlich, daß die Fokussierung der gegenwärtigen B_{θ} - Diode im großen Maße von der Makrodivergenz abhängig ist. Der Einfluß der Mikrodivergenz auf den Fokusdurchmesser ist bei der $f = 34$ cm Diode noch gegenüber der Makrodivergenz zu vernachlässigen. Nach einer Verkürzung der Brennweite werden jedoch beide Effekte von gleicher Bedeutung.

Aus der Auflistung kann eine Erhöhung der Protonen-Leistungsdichte am Target um den Faktor 2.4 errechnet werden. Welche Verbesserung jedoch die derzeitige Protonenleistungsdichte von 0.35 TW/cm² am Target durch die Verkürzung der Brennweite erreicht werden kann, muß das Experiment zeigen.

Zwei weitere Aspekte, die zu einer Erhöhung der Protonen-Leistungsdichte im Fokus führen, sollen hier noch erwähnt werden. Betrachtet man die Abbildung V.13, so erkennt man leicht eine Fehlfokussierung im Innen- und Außenbereich der Anode. Durch Änderungen der Form der Anode und der Feldemissionskante, könnte man versuchen, den Fokussierungsfehler zumindest im Außenbereich der Anode zu verkleinern. Wegen der höheren Stromdichten entstehen aber wesentlich höhere Verluste im Innenbereich der Diode.

Numerische Rechnungen /Westerman88a/ haben gezeigt, daß die Raumladungswolke der Elektronen dort das Feld verzerrt. Es wird schwierig sein, dies besser zu kontrollieren und die Fokussierungsfehler in dieser Region zu eliminieren.

Durch die Verwendung einer 'aktiven' Anode, die eine reine Protonenquelle ist, sollte die Leistungsdichte der Protonen um den Faktor 2 gesteigert werden, da der jetzige Protonen-Anteil im Strahl nur ca. 50% beträgt. Außerdem würde man eine bessere Anpassung der Impedanz in der Frühphase des Pulses erreichen, da das Anodenplasma von Beginn an vorhanden ist. Die zeitintegrale Effizienz sollte sich somit erhöhen.

VIII. Zusammenfassung

Eine selbstmagnetisch B_θ -Isolierte Ionendiode wurde untersucht und weiterentwickelt unter dem Aspekt der Erzeugung hoher Energiedichten durch fokussierte Protonenstrahlen in Materie. Die dabei erzielten Ergebnisse sind in den Tabellen VIII.1 und VIII.2 zusammengefaßt.

Tab. VIII.1: Die Diodendaten.

Diodenspannung (max.)	1.6-1.8 MV
Diodengesamtstrom IDA	0.6-0.8 MA
Dioden-Innenstrom IDI	0.3-0.4 MA
Ionenstrom	0.3-0.4 MA
Pulsdauer	50-60 ns
Wirkungsgrad (Ionen)	50-70 %
Repetierfähigkeit	10-15 Pulse
Impedanz (Leistungsmax.)	4-2 Ohm

Tab. VIII.2 Die Ionenstrahldaten.

Ionenstrom (gesamt)	0.3-0.4 MA
Fokus. Protonenstrom	0.16 MA
Pulsdauer am Target	50 ns
Brennweite	0.34 m
Strahl-Mikrodivergenz	1.1 °
Fokus-Durchmesser	10 mm
Strahlneutralisation	>95 %
Protonen-Wirkungsgrad	20 %
Leistungsdichte (Fokus)	0.35 TW/cm ²

Mit dieser Diode wurde gezeigt, daß die Fokussierung eines intensiven Ionenstrahls im Vakuum auf große Entfernungen möglich ist. Messungen der Strahlprofile und der Intensitätsverteilung im Fokus zeigen zeitintegral einen homogenen Strahlfluß ohne "heiße" Stellen. Innerhalb dieser Arbeit wurde der Fokusdurchmesser von ca. 3 cm auf Werte um 1 cm verbessert und damit eine Steigerung der Protonenleistungsdichte um nahezu den Faktor 10 auf 0.35 TW/cm² erreicht.

Aus den Untersuchungen der Strahlmikrodivergenz mit glatten, gelochten und mit Metallstiften versehenen Anodeneinsätzen wurde die kleinste Mikrodivergenz von 1.1° für die gestifteten Einsätze gefunden. Zusätzlich wurde eine radiale Abhängigkeit der Mikrodivergenz gefunden, die entweder als Folge unterschiedlicher Ionenstromdichten der Anode gedeutet werden kann, oder als Folge von anderen Ursachen, wie Instabilitäten, über die bisher aber keine Einzelheiten bekannt sind.

Eine für die Fokussierung und damit für die Anodengestaltung wichtige Frage der radialen Abhängigkeit der Protonenstromdichte der Anode wurde durch Messungen beantwortet. Diese Messung bestätigt zugleich das Ergebnis der PIC-Rechnungen über die Lage der virtuellen Kathode, die von Westermann /Westermann88a/ durchgeführt wurden.

Durch Änderung der Form der Anodenstützen konnte die Ursache der hohen Elektronenverluste an diesen Stützen geklärt und beseitigt werden. Dadurch konnte die ursprüngliche Repetierfähigkeit von 2-5 Pulsen auf 10-15 bei gleichbleibender Strahlqualität gesteigert werden.

Die Strahlzusammensetzung und die Energieverteilung der Ionen wurden bestimmt. Der Protonenanteil im Strahl beträgt nur ca. 50% und sollte durch den Einsatz 'aktiver' Anoden verbessert werden. Die Diodenspannung wurde sowohl elektrisch, als auch aus der Teilchenenergie gemessen. Dabei zeigten sich Hinweise auf eine Energieverschmierung der Ionen von ca. ± 100 keV um die Werte der elektrisch gemessenen Diodenspannung. Aus der Energieverteilung der Ionen wurden die Grenzen für die Elektronentemperatur im Anodenplasma bestimmt.

Der Ionenstrom wurde elektrisch, und seine Protonenkomponente mit nuklearer Diagnostik gemessen. Der Ionenstrom bildet dabei 50-70% des Gesamtdiodenstromes. Da der nichtneutralisierte Anteil des Ionenstromes kleiner als 5% des gesamten Ionenstromes ist, kann auf eine gute Isolation der Kathode geschlossen werden.

Die Verbesserung an den Anodenstützen der B_0 - Diode führte zu einer Erhöhung der Diodenimpedanz. Der wünschenswerte Rückkopplungseffekt des Diodenstromes auf die Impedanz wurde geschwächt, was zu einem zeitlichen Abfall der vorher konstanten Diodenimpedanz führte. Dieser zeitliche Abfall erlaubt jetzt aber Rückschlüsse auf die Plasmadynamik in der Diode.

Es wurde eine lineare Abhängigkeit des Ionen-Wirkungsgrades der Diode von dem isolierenden Magnetfeld gefunden. Zusammen mit einer Impedanzanpassung und damit Stromerhöhung sollte der Wirkungsgrad der Diode auf Werte von derzeit 50-70% auf bis zu 80% steigen.

Ein starker Einfluß der Elektrodengeometrie (Form) auf die Fokussierung wurde gefunden. Der Einfluß des Elektrodenpaltes auf die Fokussierung und die Diodenimpedanz wurde untersucht und mit empirischen Aussagen verglichen. Es stellte sich dabei als notwendig heraus, daß eine Justiergenauigkeit von besser als 0.1 mm über den gesamten Diodendurchmesser von 30 cm eingehalten werden muß.

Mit diesem Strahl wurden erste Targetexperimente zur Untersuchung des Materiezustands bei extremen Bedingungen von Temperatur und Dichte durchgeführt. Außerdem wurde eine Diode mit kürzerer Brennweite zur Erhöhung der Leistungsdichte im Fokus vorgeschlagen.

Anhang

In diesem Anhang wird die Herleitung der im Text aufgestellten Formeln gegeben. Die Herleitung ist an die Arbeiten von K.W. Zieher /Zieher84a/ angelehnt, ist aber um die neuesten Erkenntnisse, besonders über die Ionenstromdichten an der Anode, erweitert. Ursprünglich wurde von Zieher angenommen, daß die Ionenstromdichte sich wie $1/r$ verhält. Nach dem neuesten Wissensstand gilt $J_i(r) \sim 1/r^\beta$, mit $\beta = 1.75$ (siehe Kap.VI.1).

A1 Herleitung der Diodenimpedanz

Das mittlere Magnetfeld $\langle B_\theta \rangle$ in der Diode wird aus dem Diodenstrom I_d nach dem Ampereschen Gesetz berechnet:

$$\langle B_\theta \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d B_\theta(R,z) dz = \frac{\mu_0 I_d}{2\pi R} \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) \quad (A1)$$

Dabei ist α eine Korrektur zur Berücksichtigung der Elektronen zwischen Anode und Feldemissionskante FE. Nach Zieher variiert α zwischen 0.6-0.7.

Es ist zu erwarten, daß bei vorgegebener Diodenspannung U_d sich der Diodenstrom I_d so einstellt, daß $\langle B_\theta \rangle$ in der Nähe des kritischen Magnetfeldes $B_c(2)$ liegt. Im Folgenden wird daher immer:

$$B_\theta = \xi \cdot B_c \quad \text{mit} \quad \xi \geq 1 \quad (A2)$$

Zur Berechnung der Impedanz Z_d der Diode wird (2) und (A1) in (A2) eingesetzt und man erhält:

$$\frac{\mu_0 I_d}{2\pi R} \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) = \frac{\sqrt{eU_d(eU_d + 2mc^2)}}{ecd} \xi \quad (A3)$$

Löst man nach I_d auf, so erhält man:

$$I_d = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{R}{d} \frac{\sqrt{eU_d(eU_d + 2mc^2)}}{ec} \frac{\xi}{(1 + \alpha/2)} \quad (A4)$$

Mit $Z_d = U_d/I_d$ und $1/c = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ folgt:

$$Z_d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{d}{R} \sqrt{\frac{e^2 U_d^2}{eU_d(eU_d + 2mc^2)}} \frac{(1 + \alpha/2)}{\xi} \quad (A5)$$

Nach weiteren Umformung und mit $\gamma = 1 + \frac{eU_d}{mc^2}$ (A6)

gewinnt man für die Diodenimpedanz Z_d :

$$Z_d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{d}{R} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \frac{(1+\alpha/2)}{\xi} \quad (3)$$

In dem Faktor $(1+\alpha/2)/\xi$ ist die Unsicherheit, die von der mangelnden Kenntnis der Elektronenströme im Elektrodenspalt und des genauen Betriebspunktes $\langle B_0 \rangle$ herrührt, zusammengefaßt.

Die Abhängigkeit der Diodenimpedanz von der Geometrie (d/R) ist für verschiedene Diodenspannungen in Abb. A1.1 dargestellt.

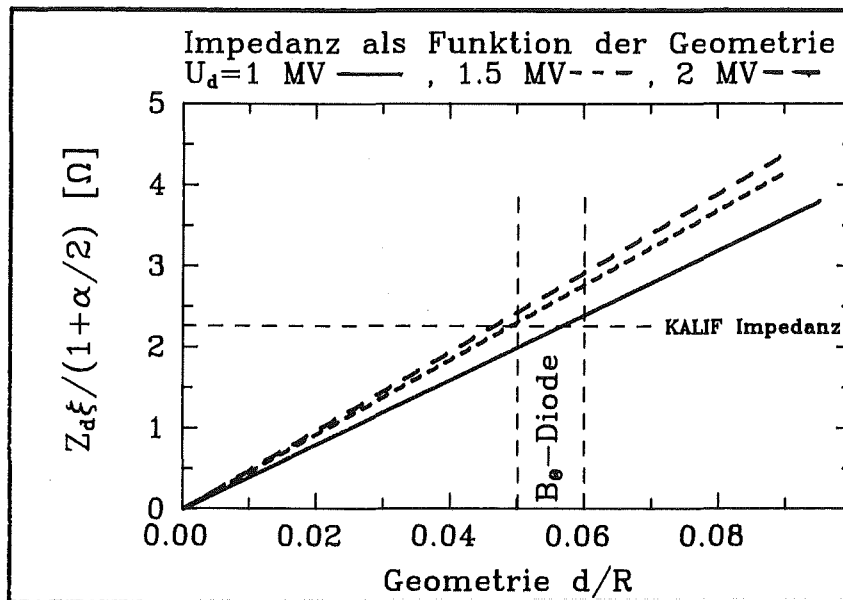


Abb.A1.1 Die Diodenimpedanz als Funktion der Diodenspannung und der Geometrie (d/R).

A2 Ionenwirkungsgrad der Diode

Nimmt man eine gesättigte Emission geladener Teilchen von den beiden Elektroden an und benutzt die Impulserhaltung an beiden Elektroden unter Vernachlässigung des Elektronenimpulses /Adler81/ /Mendel83/, so erhält man:

$$\frac{B_a^2}{2\mu_0} = \frac{B_k^2}{2\mu_0} + J \sqrt{\frac{2MU_d}{Ze}} \quad (A7)$$

Für die Magnetfelder B_a an der Anode und B_k an der Kathode werden folgende Abschätzungen verwendet:

$$B_a = \frac{\mu_0 I_d}{2\pi R} (1+\alpha) \quad B_k = \frac{\mu_0 I_d}{2\pi R} \quad (A8)$$

Damit läßt sich der Ionenstrom J aus (A6) bestimmen:

$$J \sqrt{\frac{2MU_d}{Ze}} = \frac{\mu_0 I_d^2}{8\pi R^2} [(1+\alpha)^2 - 1] \quad (A9)$$

Mit $f = \frac{4\pi}{\mu_0 I_d} \sqrt{\frac{2MU_d}{Ze}}$ folgt:

$$\frac{J\pi R^2}{I_d} = \frac{\alpha(\alpha+2)}{2f} \quad (A10)$$

Der Ionenwirkungsgrad η der Diode ist definiert durch:

$$\eta = \frac{I_i}{I_d} = \frac{\alpha(\alpha+2)}{2fk} \quad (A11)$$

wobei die Abkürzung $k = \frac{J\pi R^2}{\int_{R_i}^R J_i(r) 2\pi r dr}$ (A12)

verwendet wurde. Für die Ionenstromdichten $J_i(r) \sim 1/r^\beta$ folgt:

$$k = \frac{(2-\beta)R^{2-\beta}}{2(R^{2-\beta} - R_i^{2-\beta})} \quad (A13)$$

Damit ist der Ionenwirkungsgrad der Diode η gegeben durch:

$$\eta = \frac{\alpha(\alpha+2)}{f} \frac{R^{2-\beta} - R_i^{2-\beta}}{(2-\beta) R^{2-\beta}} \quad (4)$$

Zur Veranschaulichung wurde die Abhängigkeit des Wirkungsgrades η der Diode von α für verschiedene β in Abb.A2.1 dargestellt:

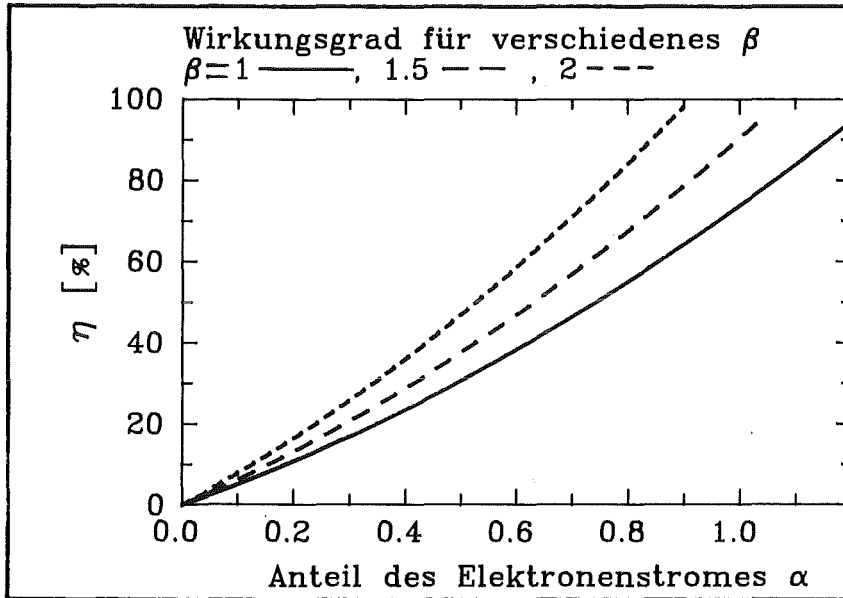


Abb.A2.1 Abhängigkeit des Ionen-Wirkungsgrades der B_0 -Diode von α .

A3 Berechnung der Fokussierung

Die Ionen erfahren in dem Anoden - Kathoden Spalt Ablenkung durch die radiale Komponente des elektrischen Feldes sowie durch das azimuthale Magnetfeld. Zur Berechnung dieser Ablenkung geht man von der nicht-relativistischen Bewegungsgleichung für die Ionen der Masse M aus, die für die radiale und axiale Komponente lautet:

$$M \frac{d}{dt} v_r = Ze(E_r - v_z B_\theta) \quad (A14)$$

$$M \frac{d}{dt} v_z = ZeE_z \quad (A15)$$

Wegen der azimuthalen Symmetrie gilt zwar die Erhaltung des kanonischen Impulses in θ -Richtung. Dies führt lediglich zu der Aussage, daß $v_\theta = \text{const.}$

Gesucht ist der Winkel $\alpha(r)$, mit $\sin\alpha(r) = \delta v_r / v$, beim Austritt der Ionen in den Driftraum, in dem sich die Teilchen kräftefrei bewegen. Eine analytische Berechnung von $\alpha(r)$ ist leider nicht durchführbar, so daß hier nur eine Abschätzung abgeleitet werden kann.

Dafür ist es zweckmäßig im Elektrodenspalt zwei Bereiche zu unterscheiden (siehe Abb.A3.1):

- a) Der Bereich zwischen Anode und virtueller Kathode mit der Breite d^* , in dem sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld wirkt.
- b) Der Bereich zwischen virtueller Kathode und den Kathodenlamellen mit der Breite \hat{d} , in dem das magnetische Feld wirkt. Es wird angenommen, daß sofort beim Eintritt in die Lamellenstruktur die Ionen strom- und ladungsneutralisiert werden und sich kräftefrei weiterbewegen.

Integration von (A14) liefert:

$$\begin{aligned} \delta v_r &= \frac{Ze}{M} \int E_r dt - \frac{Ze}{M} \int B_\theta dz \\ &= \delta v_r^e + \delta v_r^m \end{aligned} \quad (A16)$$

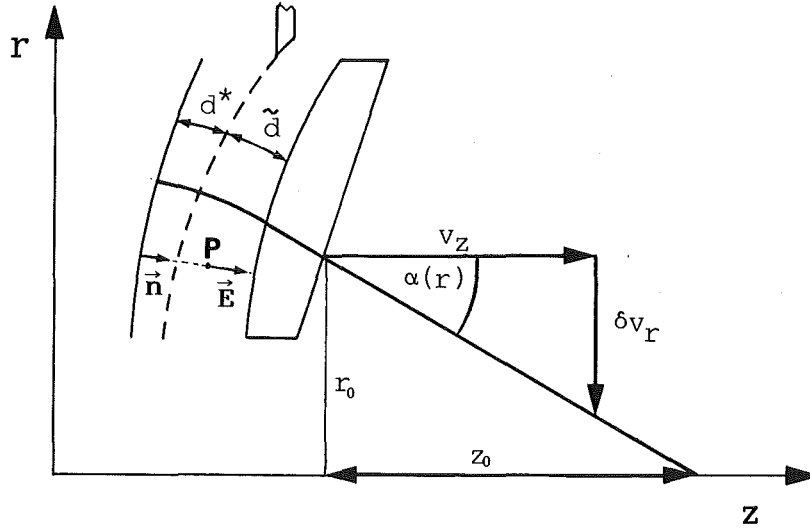


Abb.A3.1 Die Geometrie zu Berechnung des Ablenkwinkel $\alpha(r)$.

Zunächst wird der magnetische Anteil δv_r^m in den beiden Bereichen a) und b) berechnet, in denen $\int B_\theta dz$ wie folgt approximiert wird:

$$a) \quad \int B_\theta dz \approx \langle B_\theta(r) \rangle d^* \quad (A17)$$

$$b) \quad \int B_\theta dz \approx \tilde{d} \frac{\mu_0}{2\pi r} \int_{R_i}^r 2\pi r' dr' [J_e(r') + J_i(r')] \\ \approx \tilde{d} \frac{\mu_0}{2\pi r} (I_e + \lambda(r) I_i) \\ \approx \tilde{d} \frac{\mu_0}{2\pi r} I_d [\eta \lambda(r)] \quad \text{mit} \quad \lambda(r) = \frac{r^{2-\beta} - R_i^{2-\beta}}{R^{2-\beta} - R_i^{2-\beta}} \quad (A18)$$

hierbei wurde $J_i(r) \sim 1/r^\beta$, $I_d = I_e + I_i$ und $I_i = \eta \cdot I_d$ benutzt.

Analog zu (A1) ist die Berechnung von $B_\theta(r)$:

$$\langle B_\theta(r) \rangle = \frac{1}{d^*} \int_0^{d^*} B_\theta(r, z) dz \approx \\ \approx \frac{\mu_0}{2\pi r} [I_e(1 + \alpha/2) + \lambda(r) I_i] \\ \approx \frac{\mu_0 I_d}{2\pi r} [(1 + \alpha/2)(1 - \eta) + \lambda(r) \eta] \quad (A19)$$

Folglich erhält man für die magnetische Ablenkung δv_r^m :

$$\begin{aligned} \delta v_r^m &= - \frac{Ze}{M} \int B_\theta dz \approx \\ &\approx - \frac{Ze}{M} \frac{\mu_0 I_d}{2\pi r} [(1+\alpha/2)(1-\eta)d^* + \lambda(r)\eta(d^* + \tilde{d}) + \tilde{d}] \end{aligned} \quad (A20)$$

Sei

$$\sin(\alpha_B) = \frac{\delta v_r^m}{v} \quad (A21)$$

Zur Berechnung von $\sin \alpha_B$ wird die Größe $(-\frac{Ze \cdot \mu_0 I_d}{2\pi M v})$ benötigt. Mit Hilfe von $v = \sqrt{2ZeU_d/M}$ und (A4) erhält man:

$$-\frac{Ze}{M} \frac{\mu_0 I_d}{2\pi v} = \frac{R}{d} \frac{\xi}{1+\alpha/2} \sqrt{\frac{Zm}{M}} \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \quad (A22)$$

Mit Hilfe von (A20) und (A22) kann (A21) geschrieben werden als:

$$\sin(\alpha_B) = -\frac{R}{r} \frac{\xi}{1+\alpha/2} \sqrt{\frac{Zm}{M}} \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} [(1+\alpha/2)(1-\eta) \frac{d^*}{d} + \lambda(r)\eta \frac{d^* + \tilde{d}}{d} + \frac{\tilde{d}}{d}] \quad (5)$$

Die Tabelle A3.1 beinhaltet den magnetischen Ablenkwinkel α_B für verschiedene Radien und unter Verwendung folgender Parameter:

$U_d = 1.6$ MV, $I_d = 750$ kA, $\beta = 1.75$, $d = 8$ mm, $R = 150$ mm, $R_i = 60$ mm, $\eta = 50\%$ und damit $\alpha = 0.58$, $\xi = 1.6$. Für d^* wird $d \cdot (r/R)^\beta$ angenommen. Zum Vergleich werden auch die im Experiment #2120 gemessenen Ablenkwinkel angegeben. Der Winkel δ ist die Differenz des Strahlwinkels α_f und des Neigungswinkels α_i der Anode. Dieser Winkel entspricht α_B .

Tabelle A3.1. Beispiel für den magnetischen Ablenkwinkel und ein Vergleich mit dem Experiment.

r [mm]	α_i [°]	α_f [°]	δ [°]	α_B [°]
69	1.9	12.0	10.1	9.5
81	4.4	12.3	7.9	8.6
91	6.5	13.2	6.7	7.9
110	10.5	14.9	4.4	7.0
140	16.9	19.5	2.6	5.8
150	19.1	14.4	-4.7	5.5

Bezeichnungen: r = Anodenradius,
 α_i = Neigungswinkel der Anode,
 α_f = Gemessener Strahlwinkel,
 $\delta = \alpha_f - \alpha_i$,
 α_B = Berechneter Ablenkwinkel im
 Diodenmagnetfeld nach (5)

A4 Berechnung der Ionenstromdichten

Die radiale Abhängigkeit der Ionenstromdichte an der Anode wurde aus dem Experiment mit der Rutherford-Shadowbox Abb.III.5 gewonnen. Dabei wurden zeitintegral Protonen auf einem Teilchenfilm (PM355) gezählt. Berechnet man die Ursprungsfläche dieser Protonen auf der Anode, so lassen sich die Protonendichten bestimmen. Die Geometrie dieser Messung zeigt Abb. A4.1.

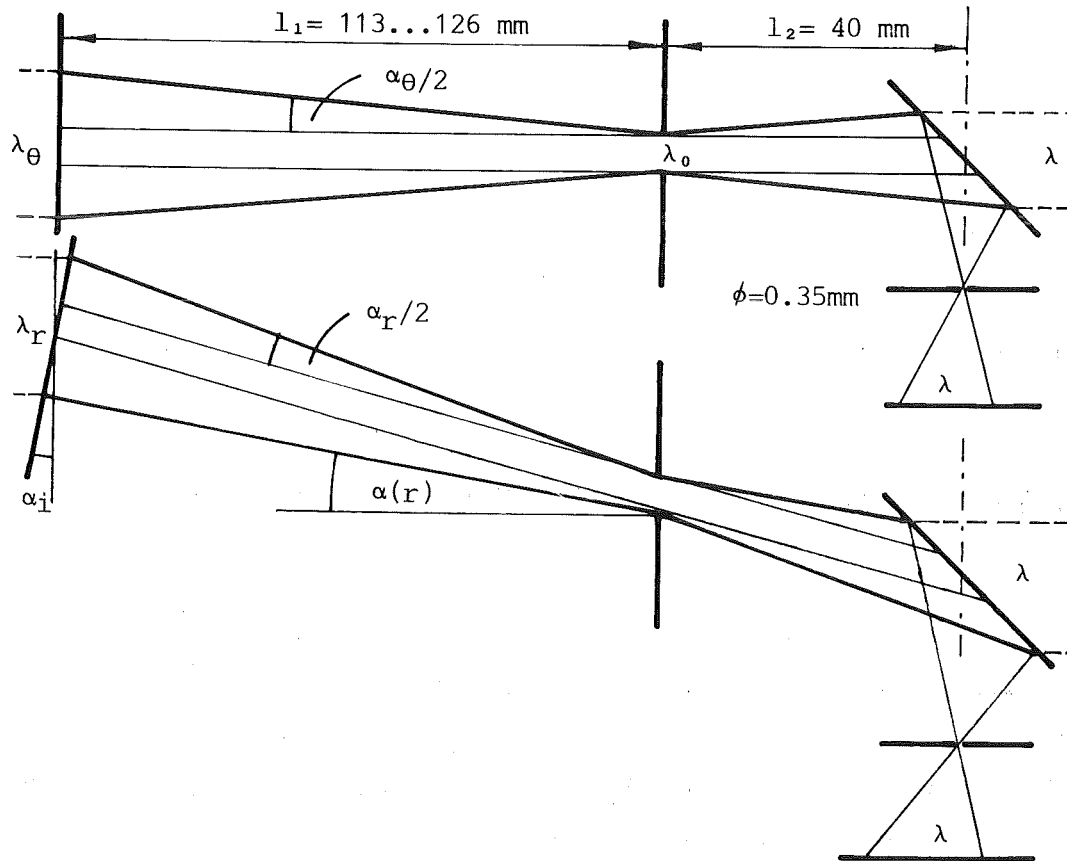


Abb. A4.1 Geometrie der Shadowbox. Oben: In θ -Richtung, Unten: in r -Richtung.

Der Durchmesser λ der Teilchenspuren ist eine 1:1 Abbildung der Intensitätsverteilung der Protonen am Tantalblech der Shadowbox. Wegen der Anodenkrümmung ist der Abstand l_1 der Shadowbox von der Anode von r abhängig, der Abstand l_2 ist dagegen fest (40 mm).

Wegen der Mikrodivergenz α_θ des Strahls ist der Durchmesser der Intensitätsverteilung der Protonen am Tantalblech in azimuthaler Richtung um den Betrag $l_2 \cdot 2 \cdot \tan(\alpha_\theta/2)$ gegenüber dem Blendendurchmesser λ_0 vergrößert.

Die emittierende Anodenfläche hat nach Abb. A4.1 in dieser Richtung die Abmessung:

$$\lambda_{\theta} = \lambda_0 + 2 \cdot l_1 \cdot \tan(\alpha_0/2) \quad (A24)$$

In radialer Richtung ist der Sachverhalt, da der Strahl nicht senkrecht auf die Shadowbox trifft, etwas komplizierter. Sowohl der Strahlwinkel $\alpha(r)$ (siehe Abb. VI.3) als auch der Neigungswinkel α_i (10) der Anode sind bekannt. Berücksichtigt man diese Winkel so ergibt sich für die radiale Ausdehnung λ_r der emittierenden Anodenfläche:

$$\lambda_r = \frac{\lambda_0 \cdot \cos \alpha(r) + 2 \cdot l_1 \cdot \tan(\alpha_r/2)}{\cos \delta} \quad \text{mit} \quad \delta = \alpha(r) - \alpha_i \quad (A25)$$

Der Rand der emittierenden Fläche ist eine Ellipse mit den Achsen λ_{θ} und λ_r , so daß für die Fläche F gilt:

$$F = \frac{\pi}{4} \cdot \lambda_{\theta} \cdot \lambda_r \quad (12)$$

Literaturverzeichnis

- /Bieg88/ K.W. Bieg, T.R. Lockner, D.J. Johnson, J.R. Woodworth, A.L. Pregonzer, C.L. Ruiz, R.J. Leeper, J.E. Maenchen, W.A. Stygar, P.F. McKay, T.A. Mehlhorn, R.E. Olson, R.A. Gerber, Lithium Ion Source Experimentes on PBFATII Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, 1988, pp.587-592
- /Bluhm82/ H. Bluhm, J. Greenly, D.A. Hammer, G.D. Rondeau, R.N. Sudan, Studies of the Time Evolution of a "Surface Flashover" Anode Plasma Ion Source and of the Extracted Intense Ion Beam, Laboratory of Plasma Studies, Cornell University, Ithaca, New York 14853, September 1982, (LPS 304)
- /Bluhm86/ H. Bluhm, K. Böhnelt, P. Hoppe, H.U. Karow, W. Ratajczak, D. Rusch, Experiments with Pinch-Reflex Diodes on Ion Beam Focussing and Deposition at KfK's Pulse Generator KALIF, Proceedings of the 6th Internation Conference on High-Power Particle Beams, Kobe (Japan), June 1986
- /Chen84/ F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Volume 1: Plasma Physics, Second Edition, Plenum Press 1984, New York, Chapter 2.
- /Child11/ C.D. Child, Phys. Rev. **32**, pp. 492-, (1911)
- /Citron88/ A. Citron, F. Hoffmann, G. Jung, A. Kitamura, A. Rogner, C. Schultheiß, The X-Ray emission of the Pseudo Spark, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conference on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, 1988, pp.1216-1221
- /Cook88/ D.L. Cook, Intense Light Ion Beam Diodes, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, 1988, pp.35-46
- /Ehrler89/ H. Ehrler, Aufbau eines optoelektronischen Meßsystems zur elektrischen Feldstärkemessung und Anwendung bei Hochleistungs-Pseudofunkendioden, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1989
- /Handbook75/ Handbook of Chemistry and Physics, 55th Edition, Editor: Robert C. Weast, Ph.D., CRC Press 18901 Cranwood Parkway, Cleveland, Ohio 44128
- /Humphries80/ S. Humphries, Jr., Review Paper: Intense Pulsed Ion Beam for Fusion Applications, Nuclear Fusion, Vol.20, No.12, pp. 1549-1612 (1980)
- /Johnson83/ D.J. Johnson, P.L. Dreike, S.A. Slutz, R.J. Leeper, E.J.T. Burns, J.R. Freeman, T.A. Mehlhorn, J.P. Quintenz, Applied-B field ion diode studies at 3.5 TW, J. Appl. Phys. **54** (5), pp. 2230-2241, (1983)

- /Jory69/ H.R. Jory, A.W. Trivelpiece, Exact Relativistic Solution for the One-Dimensional Diode, J. Appl. Phys. **40**, pp. 3924-3926, (1969)
- /Karow86/ H.U. Karow, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1, private Mitteilung
- /Karow88/ H. Bachmann, H. Bluhm, H. Cardenes, B. Goel, P. Hoppe, H.U. Karow, C.D. Munz, F. Müller, D. Rusch, I. Schub, J. Singer, Experiments on Ablative Generation of Shock Waves by Intense Proton Beams: KALIF Experiments and Numerical Simulations, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conference on High-Power Particle Beams, Karlsruhe July 4-8 1988, pp.827-832
- /Kasuya87/ K. Kasuya, K. Horioka, H. Yoneda and the PICA Group, Intense Pulsed Ion Source in Tokyo Institute of Technology, 6th IEEE Pulsed Power Conference, Arlington, 1987 pp.619-622
- /Klumpp86/ A. Klumpp, H. Bluhm, Untersuchungen zur Diagnostik von intensiven gepulsten Protonenstrahlen mit Hilfe der $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ -Reaktion, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK-Bericht Nr. 4130, September 1986
- /Kühn85/ W. Kühn, A. Rogner
unveröffentlichter Bericht,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, Dezember 1985
- /Langmuir13/ I. Langmuir, The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum, Phys.Rev. **2**, pp. 450-486, (1913)
- /Leeper83/ R.J. Leeper, Lecture Notes on Nuclear Reaction Diagnostics for Intense Particle Beam Measurements presented at the NATO Advanced Study Institute Course on Fast Electrical and Optical Diagnostic Principles and Techniques, Castelvecchio Pascoli, Italy, Jul. 1983, Sandia National Lab. Albuquerque, New Mexico
- /Lockner88/ T.R. Lockner, D.J. Johnson, R.J. Leeper, J.E. Maenchen, C.L. Ruiz, W.A. Stygar, T.A. Mehlhorn, S.E. Rosenthal, R.S. Coats, J.P. Quintenz, M.P. Desjarlais, R.P. Knesek, Ion Focusing Experiments on PBFA II, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conference on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, July 4-8 1988, pp.311-318
- /Lovelace74/ R.V. Lovelace, E. Ott, Theory of magnetic insulation, The Physics of Fluids, Vol. **17**, No.6, (1974)

- /Maron88/ Y. Maron, E. Sarid, O. Zahavi, L. Perelmutter, M. Sarfaty, Particle Velocity Distribution and Expansion of a Surface-Flashover Plasma in the Presence of Magnetic Fields, Weizmann Institute of Science, Physics Department, 76100 Rehovot, Israel, private Mitteilung
- /Mendel87/ C.W. Mendel, Jr., J.P. Quintenz, L.P. Mix, D.M. Zagar, R.L. Noak, T. Grasser, J.A. Webb, 15cm hybrid ion diode on PBFA-I J. Appl. Phys., Vol.62 No.9, November 1987
- /Müller85/ F. Müller, Bestimmung von Zustandsgleichungen bei hohen Drücken, Überlegungen und Voruntersuchungen für ein Experiment am KALIF, Bericht des Physikalischen Instituts I der Universität Düsseldorf, August 1985
- /Nassisi79/ V. Nassisi, A. Luches "Rogowski coils: theory and experimental results", Rev. Sci. Instrum. 50 (7), Jul. 1979
- /Northcliffe70/ L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nucl. Data, Sec. A; 7, pp. 253-255, 1970
- /Pal82/ R. Pal, D.A. Hammer, and M.A. Greenspan, Study of an "Applied- B_0 " Magnetically Insulated Ion Diode, J. Appl. Phys. Vol.53 No.10, pp.6655-6662, (1982)
- /Rogner88/ A. Rogner, X-Ray Backlighting of Ion-Beam Targets, Proc. of the BEAMS'88 7th International Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, July 4-8, 1988, pp. 1437-1442
- /Rogner89/ A. Rogner, Emission von Röntgenstrahlung aus Pseudofunkenkammern, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1989
- /Schimassek86/ W. Schimassek, Nukleare Diagnose intensiver gepulster Protonenstrahlen, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1986
- /Schimassek88/ W. Schimassek, Chr. Schultheiß, O. Stoltz, Development of an Active Anode for Ion Diodes, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, July 4-8, 1988, pp. 593-598
- /Schimassek88a/ W. Schimassek, W. Bauer, B_0 -Diode F200, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Postfach 3640, D-7500 Karlsruhe 1, private Mitteilung
- /Schultheiß86/ Chr. Schultheiß, A. Rogner, "The Rutherford-Shadowbox, a new diagnostic tool for high intensity beams", Nucl. Instr. Meth. A249 (1986), pp.161-170
- /Sudan73/ R.N. Sudan, R.V. Lovelace, Generation of Intense Ion Beams in Pulsed Diodes, Phys. Rev. Lett. 31, pp.1174-1177, (1973)

- /VanDevender88/ J.P. VanDevender, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conference on High-Power Particle Beams, Karlsruhe July 4-8 1988, pp. 1499-1503
- /Westermann88/ T. Westermann, PIC Simulations in the Self-Magnetically Insulated B_0 Diode, Proceedings of the BEAMS'88 7th International Conference on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, July 4-8 1988, pp.569-574
- /Westermann88a/ T. Westermann, Numerische Simulationen von technisch relevanten Ionen-Dioden mit der Particle-in-Cell Methode, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1988
- /Zieher81/ K.W. Zieher, O. Stoltz, Proc. 4th Int. Topical Conf. on High-Power Elektron & Ion-Beam Research & Technology, Paliseau France (1981), Eds. H.J. Doucet and J.M. Buzzi, p.379
- /Zieher84/ K.W. Zieher, Necessary Conditions for Current Neutralization of an Ion Beam Propagating into Vacuum from a Self-Magnetically B_0 -Insulated Ion Diode, Nucl. Instr. Meth., **228**, pp. 169-173 (1984)
- /Zieher84a/ K.W. Zieher, Investigation of a Pulsed Self-Magnetically B_0 -Insulated Ion Diode, Nucl. Instr. Meth., **228**, pp. 161-168 (1984)

Andere Quellen

- /Adelhelm87/ Dr.Ch. Adelhelm, Institut für Material- und Festkörperforschung, Chemische Analytik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1, Analyse der Leit-C-Plast-Paste Nr.112/87 vom 3. Juli 1987
- /Hitec87/ Firma Hitec-Materials, Dr.Ing. H.Keschtkar GmbH & Co KG, Gustav-Schönleberstr. 4, 7500 Karlsruhe 21, Postfach 3666 7500 Karlsruhe 1, Tel. 0721/590664, Hersteller der LiF/Cu-Targets mit Heißpreßverfahren.
- /Neubauer87/ Gerhard Neubauer Chemikalien, Südstr. 16, Postfach 5726, D-4400 Münster, Lieferant der Leit-C-Plast Paste.
- /Quantrad87/ Firma: Quantrad Corporation, Sensor Division, 19900 S. Normandie Ave., Torrance, Calif. 90502, PIN-Dioden Type: 025-PIN-250 HN-BG
- /3M 87/ Infrarot-Kopierfolie Type 574 der Firma 3M-Deutschland GmbH in 4040 Neuss 1, zu beziehen im Büro-Fachhandel.