



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5528

Die Erzeugung gepulster Megaampere-Ionenströme für die Materie- und Trägheitsfusionsforschung

H. Bluhm

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

März 1995

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5528

**Die Erzeugung gepulster Megaampere-Ionenströme für die Materie-
und Trägheitsfusionsforschung**

H. Bluhm

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1995

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Die Erzeugung gepulster Megaampere-Ionenströme für die Materie- und Trägheitsfusionsforschung

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden die physikalischen und technischen Grundlagen der Erzeugung intensiver Strahlen leichter Ionen für Anwendungen in der Materie und Trägheitsfusionsforschung dargestellt. Zunächst werden die notwendigen Anforderungen an die Leistung und Qualität der Ionenstrahlen abgeleitet, die bei der Trägheitsfusion bei Leistungsdichten von über 100 Terawatt pro cm^2 liegen können. Danach werden die grundlegenden Konzepte der Beschleunigung intensiver Ionenstrahlen in ein- und zweistufigen Vakuumdioden diskutiert und die elektrotechnischen Grundlagen der Erzeugung von Hochspannungsimpulsen mit Terawatt-Leistung beschrieben. Schließlich werden die Funktionsweise und die Bedingungen und Grenzen für den Transport und die Fokussierung der Ionenstrahlen geschildert und anhand der am Impulsgenerator KALIF gewonnenen Ergebnisse illustriert.

Generation of Megaampere Ion Currents for Matter- and Inertial Confinement Fusion-Research

Abstract

In this work the physical and technical foundations of intense light ion beam production for applications in matter- and inertial confinement fusion-research are presented. First, the necessary requirements to the power and quality of these ion beams are derived, which in the most extreme case of inertial confinement fusion surmount power densities as high as 100 terawatt per cm^2 . Then, the basic concept of intense ion beam acceleration in one- and twostage vacuum diodes is discussed and the electrotechnical foundations of generating high voltage pulses with terawatt power are described. Finally the operation of magnetically insulated high-power diodes and the conditions and limitations of ion beam transport and focussing are depicted and illustrated with results obtained at the pulse generator KALIF.

Inhaltsverzeichnis

1.	Anforderungen	= 1
1.1	Einleitung	= 1
1.2	Materieforschung	= 2
1.3	Röntgenlaser	= 8
1.4	Experimente zur Trägheitsfusion	= 16
1.4.1	Grundlagen	= 16
1.4.2	Energiedeposition	= 23
1.4.3	Symmetrie der Bestrahlung	= 29
1.4.4	Impulsform	= 33
1.4.5	Reinheit	= 34
1.4.6	Wirkungsgrad, Kosten	= 34
1.5	Zusammenfassung	= 37
2.	Konzepte zur Erzeugung intensiver Strahlen leichter Ionen	= 39
2.1	Optionen für die Ionenstrahlerzeugung	= 39
2.2	Einstufige Beschleunigung (Diode)	= 40
2.2.1	Quellbegrenzungen für die Stromdichte	= 40
2.2.2	Raumladungsbegrenzung (Child-Langmuirsches Gesetz) bei unipolarem Stromfluß	= 45
2.2.3	Raumladungsbegrenzung bei bipolarem Stromfluß	= 48
2.2.4	Raumladungsbegrenzung bei relativistischen Energien	= 51
2.2.5	Das Child-Langmuirsche Gesetz für zeitabhängige Beschleunigungsspannungen	= 52
2.3	Zweistufige Ionenbeschleunigung	= 54
3.	Generatoren zur Erzeugung hoher elektrischer Impulsleistungen	= 58
3.1	Einleitung	= 58
3.2	Marxgeneratoren	= 59
3.3	Impulsformung durch aufeinanderfolgendes Speichern und Schalten	= 64
3.3.1	Flüssigkeitsisolierte Impulsformungsleitungen	= 64
3.3.2	Induktive Impulskompression im Vakuum	= 73
3.4	Leistungsfluß im Vakuum und selbstmagnetische Isolation	= 82
3.5	Messung der Impulsspannung im Vakuum	= 97

3.6	Leistungs- und Spannungsaddition	= 104
3.6.1	Leistungsaddition	= 104
3.6.2	Spannungsaddition (Laufzeitisolation)	= 105
3.6.3	Spannungsaddition (induktive Isolation)	= 107
4.	Ionendioden	= 113
4.1	Funktionsweise der magnetisch isolierten Vakuumdiode	= 113
4.2	Magnetische Isolation in Zylindergeometrie	= 116
4.2.1	Grundbegriffe	= 116
4.2.2	Eigenschaften der Faßdiode mit axialem Magnetfeld	= 120
4.2.3	Eigenschaften der Extraktionsdiode mit radialem Magnetfeld	= 122
4.2.3	Berechnung gepulster Magnetfelder	= 124
4.3	Anodenplasmaerzeugung	= 129
4.3.1	Anforderungen	= 129
4.3.2	Passiv erzeugte Ionenquellen	= 130
4.3.2.1	Dielektrische Anoden	= 130
4.3.2.2	EHD getriebene Metallionenquellen	= 134
4.3.3	Aktiv erzeugte Ionenquellen	= 136
4.3.3.1	Wasserstoffanoden	= 136
4.3.3.2	Li-Ionenquellen	= 155
4.3.4	Magnetohydrodynamik und Instabilitäten in der Anodenplasmaschicht	= 158
4.3.5	Ladungsaustauschprozesse und Magnetfelddiffusion	= 170
4.4	Materielle und virtuelle Kathoden	= 173
4.4.1	Kathodenplasma	= 173
4.4.2	Gleichgewichtslage der virtuellen Kathode	= 179
4.5	Diodenmodelle	= 184
4.5.1	Zykloidale und laminare Elektronendrift	= 184
4.5.2	Diodenmodell mit laminarer Elektronendrift	= 186
4.5.3	Diodenmodell mit zyklidenartiger Elektronendrift	= 190
4.5.4	Diodenmodell mit laminarer Elektronendrift und freier Elektronenschicht (virtueller Kathode)	= 193
4.5.5	Kritik der Diodenmodelle	= 201
4.5.6	Particle-in-cell (PIC)-code Simulationen	= 203
4.6	Die fremdmagnetisch isolierte Extraktordiode an KALIF	= 206
4.6.1	Entwurfskriterien und Aufbau	= 206

4.6.2	Betriebsverhalten der Diode: Experimentelle Ergebnisse	= 214
4.6.3	PIC-Code-Simulation	= 216
5.	Fokussierung und Transport	= 219
5.1	Elektromagnetische Eigenfelder und Stromgrenzen für Ionenstrahlen	= 219
5.2	Raumladungs- und Stromneutralisation	= 226
5.2.1	Neutralisation im Vakuum	= 227
5.2.2	Neutralisation in einem Gasraum	= 234
5.3	Liouvillesches Theorem, Strahlungsdichte und Emittanz	= 242
5.4	Grenzen und Fehler bei der Fokussierung	= 252
5.4.1	Ballistische Fokussierung ohne Abbildungsfehler	= 252
5.4.2	Sphärische Aberrationen	= 258
5.4.3	Chromatische Aberrationen	= 268
5.4.4	Magnetfelddiffusion und kanonischer Drehimpuls der Ionen	= 273
5.4.5	Skalierung mit Ionenenergie, Masse und Beschleunigungsspannung	= 274
5.5	Ursachen der Ionenstrahldivergenz	= 276
5.5.1	Begriffsdefinitionen	= 276
5.5.2	Inhomogenitäten im Anodenplasma	= 277
5.5.3	Instabilitäten in der Diode	= 279
5.5.4	Kleinwinkelstreuungen	= 289
5.6	Diagnostik der Strahleigenschaften	= 292
5.6.1	Divergenz und Steuerfehler	= 292
5.6.2	Strom und Leistungsdichte im Fokus	= 295
5.7	Fokussierungseigenschaften der KALIF-Diode	= 306
6.	Wege zur Steigerung der Ionenstrahlleistungsdichte	= 315
	Literaturverzeichnis	= 320

1. Anforderungen

1.1 Einleitung

Die Erforschung der Eigenschaften von Materie in Zuständen hoher Energiedichte ($> 1 \text{ MJ/g}$) hat in den letzten 10 Jahren eine stürmische Entwicklung erfahren /1.1, 1.2./. Diese Entwicklung beruht vor allem auf der Verfügbarkeit intensiver gepulster Strahlungsquellen mit denen es möglich ist, in sehr kurzen Zeiten beträchtliche Energien in einem Medium hoher Dichte freizusetzen. Der so erzeugte Materiezustand bleibt für einen durch die Massenträgheit bestimmten Zeitraum erhalten. Seine Erzeugung ist daher nicht mehr durch die Druck- und Temperaturfestigkeit eines Behältnisses, wie bei statischen Versuchen, begrenzt. Dadurch ist es möglich, den Bereich der zugänglichen Versuchsbedingungen erheblich zu erweitern. Dieser ist praktisch nur durch die Leistungsfähigkeit der verfügbaren Strahlungsquellen begrenzt. Bei dieser dynamischen Energiezufuhr durchläuft die Materie nacheinander Druck- und Temperaturbereiche bei denen sich unterschiedliche Aggregatzustände einstellen können. Bei sehr hoher Energiezufuhr ist der Endzustand immer ein dichtes Plasma. Von grundlegender Bedeutung sind die thermodynamischen, elektrophysikalischen und optischen Eigenschaften dieser Materiezustände.

Neben dem grundsätzlichen Interesse an der Erschließung eines noch weitgehend unbekanntem ausgedehnten Gebiets im Phasendiagramm der Materie, ist die Erwartung neuartiger Anwendungen Antriebsmotor dieser Forschung. Mögliche Anwendungen liegen im Bereich der Energieforschung (Trägheitsfusion, leistungsstarke MHD-Generatoren), der industriellen Plasmachemie, der Materieforschung (gezielte Phasenumwandlung, Oberflächenmodifikation, explosionsartige stöchiometrische Verdampfung) und der Plasmalaser (Röntgenlaser).

Als mögliche Strahlungsquellen zur Erzeugung hoher Energiedichten in Materie sind intensive Photonen- und Ionenquellen geeignet. Unter diesen treten die Strahlen leichter Ionen (Wasserstoff-Kohlenstoff) dadurch hervor, daß sie besonders effizient und kostengünstig und mit hoher Impulsenergie erzeugt werden können. Intensive Strahlen leichter Ionen sind daher auch kleineren Laboratorien zugänglich.

Ziel dieser Arbeit ist die Darstellung der physikalischen und technischen Grundlagen zur Erzeugung intensiver Strahlen leichter Ionen.

In den folgenden einleitenden Kapiteln werden zunächst die Grundlagen der drei Hauptanwendungsgebiete intensiver Ionenstrahlen - Materieforschung, Röntgenlaser und Trägheitsfusion - beschrieben und die notwendigen Anforderungen an die Leistung und Qualität der Ionenstrahlen abgeleitet.

1.2 Materieforschung

Bei der Erforschung von Materie in Zuständen hoher Energiedichte sind vor allem solche Zustandsbereiche von Interesse, für die die theoretische Beschreibung bisher lückenhaft oder durch große Unsicherheit gekennzeichnet ist oder für die attraktive Anwendungen erwartet werden. Eine unter diesen Gesichtspunkten durchgeführte Klassifizierung der Materiezustände ist in dem Dichte-Temperatur-Diagramm der Abb. 1.1 dargestellt /1.1/.

Im Bereich des idealen Plasmas übersteigt die mittlere kinetische Energie der Teilchen die Energie ihrer elektrostatischen Coulombwechselwirkung erheblich /1.3/. Als Wechselwirkungsparameter Γ bezeichnet man das Verhältnis von elektrostatischer zu kinetischer Energie. Für das ideale Plasma gilt also

$$\Gamma = \frac{e^2}{(4 \pi \epsilon_0 \lambda_D kT)} \ll 1$$

($\lambda_D =$ Debye-Länge $= \{\epsilon_0 kT/n_e e^2\}^{1/2}$, $T =$ Elektronentemperatur, $n_e =$ Elektronendichte, $\epsilon_0 =$ Dielektrizitätskonstante des Vakuums, $e =$ Elementarladung, $k =$ Boltzmann-Konstante). Zur Beschreibung dieses Plasmas ist das Modell des idealen Boltzmann-Gases geeignet, wobei die Coulomb-Wechselwirkung der Teilchen als Korrektur im Rahmen der klassischen Debye-Hückel-Theorie berücksichtigt wird /1.4/. Allerdings ist eine korrekte Beschreibung der Plasmaeigenschaften ohne Berücksichtigung der langreichweitigen Coulomb-Wechselwirkung selbst im Falle $\Gamma \ll 1$ nicht möglich. Das Gebiet des idealen Plasmas liegt im n - T -Diagramm unterhalb der Kurve $\Gamma = 1$ und wird in Abb. 1.1 durch einen Pfeil mit der Beschriftung Debye gekennzeichnet.

Verdichtet man dieses Plasma, so wächst die Energie der Coulombwechselwirkung an. Wird sie der kinetischen Energie vergleichbar, so versagt die auf störungstheoretischen Ansätzen beruhende Beschreibung mit der Debye-Hückel Theorie, und man erreicht das Gebiet des nichtidealen Plasmas. Dieses ist durch einen hohen Grad an theoretischer Unsicherheit gekennzeichnet. Für seine

Beschreibung existieren bisher nur qualitative Modelle, deren Parameter aus experimentellen Daten ermittelt werden müssen /1.1/.

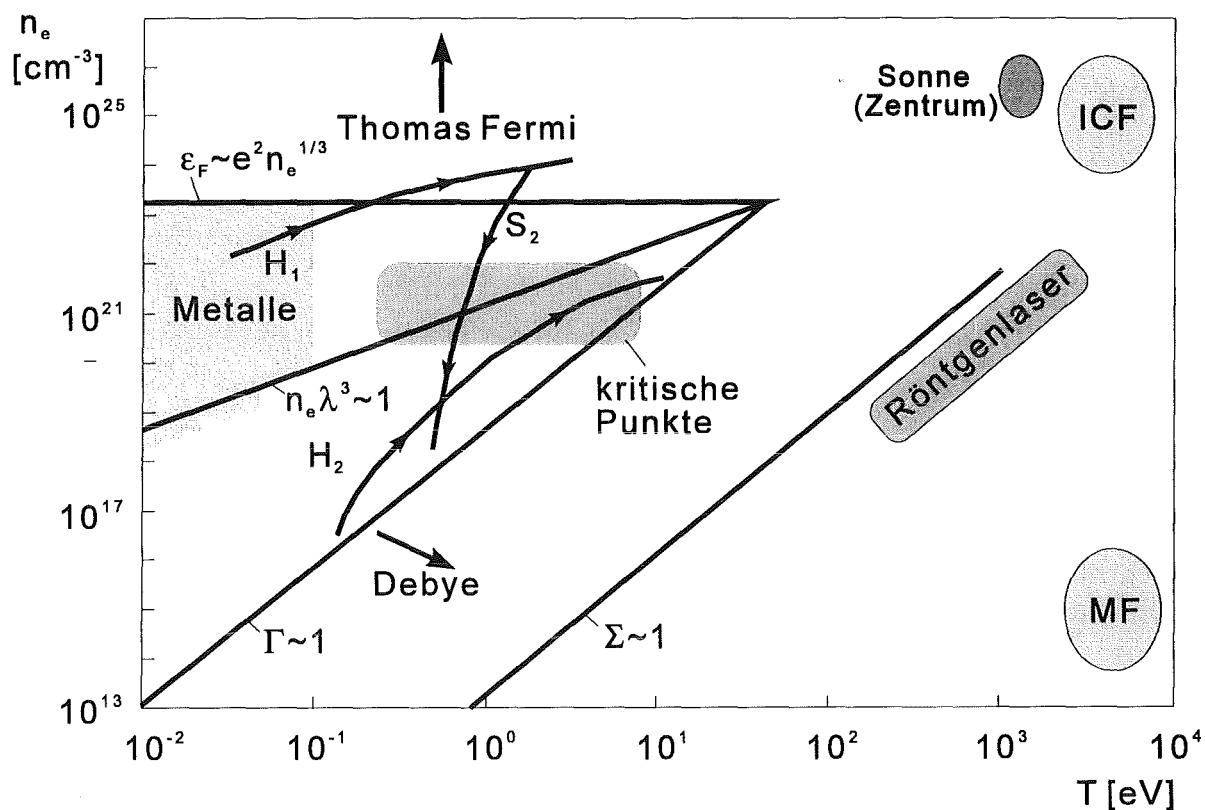


Abb. 1.1: Dichte-Temperatur-Diagramm zur Klassifizierung von Materiezuständen /nach 1.1/. Das nichtideale Plasmagebiet mit starker Wechselwirkung zwischen den Teilchen liegt innerhalb des durch die Geraden $\Gamma \sim 1$ und $\epsilon_F \sim e^2 n_e^{1/3}$ eingeschlossenen Gebiets. H_1 beschreibt die Schockkompression eines metallischen Targets, H_2 diejenige eines gasförmigen Targets. S_2 entspricht der adiabatischen Ausdehnung eines stoßverdichteten Metalls. Unterhalb der Geraden $\Sigma \sim 1$ nimmt die Bedeutung von Strahlung in der Energiebilanz des Targets zu. In den mit ICF bzw. MF bezeichneten Gebieten findet die kontrollierte Kernfusion mit Trägheitseinschluß bzw. mit magnetischem Einschluß statt.

Wird das Plasma noch weiter komprimiert, so nimmt seine Nichtidealität beim Überschreiten der Entartungsgrenze wieder ab. Die Entartung des Plasmas wird durch den Parameter $n_e \lambda^3$ bestimmt. Er beschreibt die Anzahl der Elektronen, die sich innerhalb eines Kubus mit der Kantenlänge λ befinden, wobei λ die den Elektronen mit der Temperatur T zugeordnete deBroglie-Wellenlänge ist: $\lambda = (h^2/m_e kT)^{1/2}$. Beim Überschreiten der Entartungsgrenze $n_e \lambda^3 = 1$ wird in

zunehmendem Maße die Fermienergie zum Maßstab für die kinetische Energie. Der Grund für die mit steigender Kompression zunehmende Idealität des Plasmas liegt im Anwachsen der Fermienergie $\varepsilon_f = (3/8\pi)^{2/3} h^2/2m_e n_e^{2/3}$ mit der Dichte n_e . Zur Beschreibung des idealen entarteten Plasmas existieren wieder konsistente theoretische Ansätze, unter denen das Thomas-Fermi-Modell besonders populär ist [1.1]. Im Zustandsdiagramm liegt der Bereich des nichtidealen Plasmas daher innerhalb des Dreiecks mit den Grenzen $\varepsilon_f = e^2 n_e^{1/3}/4\pi\epsilon_0$ und $\Gamma = 1$. Wie in Abb. 1.1 angedeutet, befinden sich innerhalb dieses Dreiecks nicht nur die Metalle und Halbleiter, sondern auch die relativ dichten Plasmen, die in Magnetohydrodynamischen Generatoren zum Einsatz kommen. Für Untersuchungen mit statischen Methoden ist nur der Bereich bis zu Dichten von 10^{23} cm^{-3} und bis zu Temperaturen von einigen 1000 °K zugänglich. Mit dynamischen Verfahren ist dagegen auch das Parameterfeld in der Nähe der Dreiecksspitze des nichtidealen Plasmagebiets erreichbar.

Einige Modelle zur Beschreibung der Zustandsgleichung des nichtidealen Plasmas sagen in diesem Gebiet "exotische Phasenübergänge" vorher, die von der starken Wechselwirkung der Teilchen untereinander und der Bildung von Clustern herrühren. Neben diesen exotischen Plasmaphasen sind die Struktur der Phasendiagramme und insbesondere die Parameter der kritischen Punkte der Metalle von wissenschaftlichem Interesse. Obwohl 80% der Elemente des Periodischen Systems Metalle sind, ist der kritische Punkt nur von wenigen bekannt. Das Gebiet um die Dreiecksspitze des nichtidealen Plasmabereichs wird auch bei der Kompression eines Trägheitsfusionstargets durchlaufen und ist daher für technische Anwendungen ebenfalls von Bedeutung.

Die dynamischen Verfahren zur Bestimmung der thermodynamischen Zustandsdaten der nichtidealen Plasmen beruhen hauptsächlich auf der Stoßverdichtung eines Gases oder Festkörpers sowie auf der adiabatischen Expansion eines vorverdichteten und irreversibel erwärmten Mediums. Beim Einsatz intensiver Strahlungsquellen wird die Stoßverdichtung durch einen vom Ablationsdruck an der Materieoberfläche ausgelösten Schock erzeugt. Sehr hohe Druckamplituden lassen sich durch die Beschleunigung eines Projektils (Flyer Plate) auf große Endgeschwindigkeiten bewirken. Der Verdichtungsstoß wird ausgelöst, wenn das Projektil am Ende seiner Beschleunigungsphase auf das Target trifft. Diese Methode ist besonders vorteilhaft, wenn bei relativ geringer Strahlleistungsdichte eine hohe Impulsenergie zur Verfügung steht. Zur Erläuterung der erreichbaren Materiezustände sind im Zustandsdiagramm von Abb. 1.1 einige

Schockadiabaten (H_1, H_2) sowie Kurven adiabatischer Expansion (S_2) eingetragen. Um in das Gebiet der Dreieckspitze des nichtidealen Plasmazustands vordringen zu können, sind Druckspitzen bis zu 10 Mbar notwendig. Druckstöße dieser Größenordnung werden auch benötigt, um im Verlaufe einer isentropen Expansion der vorverdichteten Materie, Zustände beim kritischen Punkt verschiedener Metalle erreichen zu können. Die Anforderungen lassen sich erheblich reduzieren, wenn die Porosität der Ausgangsmaterialien erhöht wird /1.1/. Um diese Druckspitzen zu erzeugen, sind typischerweise Projektilgeschwindigkeiten von bis zu $2 \cdot 10^4$ m/s notwendig.

Die Diagnostik der beschriebenen dynamischen Verfahren beruht auf dem Zusammenhang zwischen thermodynamischen und hydrodynamischen Größen. Wenn die Voraussetzungen für die Selbsterhaltung einer stationären Schockwelle erfüllt sind, läßt sich dieser Zusammenhang in sehr allgemeiner Form aus den Erhaltungssätzen für die Masse, den Impuls und die Energie ableiten:

$$\frac{V}{V_0} = \frac{D-u}{D} \quad (1.1)$$

$$P = P_0 - \frac{Du}{V_0} \quad (1.2)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) (V_0 - V) \quad (1.3)$$

Hierbei bezieht sich der Index 0 auf Werte vor der Schockfront. Im einzelnen bedeuten: V = Volumen, D = Schockgeschwindigkeit, u = Partikelgeschwindigkeit, P = Druck, E = innere Energie. Wurden zwei der fünf Parameter in den Gleichungen 1.1-1.3 gemessen, so lassen sich die übrigen mit Hilfe der Gleichungen berechnen. Im allgemeinen werden bei den dynamischen Verfahren die Schockgeschwindigkeit D und die Partikelgeschwindigkeit u gemessen.

Auf diese Weise ist es möglich, eine kalorische Zustandsgleichung $E = E(P,V)$ zu bestimmen. Da die innere Energie E jedoch bezüglich der Variablen P, V kein thermodynamisches Potential bildet, muß zur vollständigen thermodynamischen Beschreibung der Zusammenhang zwischen T und P, V bestimmt werden. Dieser ergibt sich aus der aus dem 1. Hauptsatz unter Verwendung der Integrabilitätsbedingungen ableitbaren Differentialgleichung /1.1/:

$$T = \left[P + \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_P \right] \frac{\partial T}{\partial P} - \left(\frac{\partial E}{\partial P} \right)_V \frac{\partial T}{\partial V} \quad (1.4)$$

Die spezifische Energiefreisetzung von Ionen in Materie hängt von ihrer Reichweite und der Flächenleistungsdichte des Ionenstrahls an der Oberfläche des Targets sowie von der Impulsdauer ab. Beachtliche spezifische Leistungsdichten von ca. 20 TW/g lassen sich bereits mit 1 MeV Protonenstrahlen bei einer Flächenleistungsdichte von 0,1 TW/cm² erzielen. Da bei gleicher Flächenleistungsdichte allein die Ionenreichweite für die spezifische Energiefreisetzung entscheidend ist, sind alle Ionenarten mit gleicher Reichweite gleichwertig. Der mit den obigen Strahlparametern erreichbare Ablationsdruck liegt bei ca. 140 kbar. Generell gilt folgender Zusammenhang zwischen dem Ablationsdruck und der Flächenleistungsdichte von 1 MeV Protonen /1.5/:

$$P_a \text{ [Mbar]} = 0,6 (L \text{ [TW cm}^2])^{0,63} \quad (1.5)$$

Wird mit dem Ablationsdruck von 140 kbar eine dünne Al-Folie (30 µm) über einen Zeitraum von 60 ns beschleunigt, so wird eine Endgeschwindigkeit von mehr als 10 km/s erreicht. Trifft die Folie mit dieser Geschwindigkeit auf eine zweite, so wird ein Druckstoß von mehr als 1 Mbar erzeugt /1.6/. Dieses Beispiel soll verdeutlichen, daß die Schwelle für relevante Stoßwellenuntersuchungen im nichtidealen Plasmagebiet bei relativ bescheidenen Strahlleistungsdichten von ca. 0,1 TW/cm² liegt. Da die Planarität der Schockwellen für die Interpretation der Messungen von großer Bedeutung ist, muß der Fokusbereich bei diesen Experimenten sehr groß gegenüber dem Laufweg der Schockwelle sein. Da sich Ionenstrahlimpulsenergien von mehr als 10 kJ relativ leicht herstellen lassen, ist diese Forderung mit Ionenstrahlen leicht zu erfüllen (siehe Kapitel 4 und 5).

Die Konzentration der Energiedeposition auf den letzten Abschnitt des Ionenflugwegs im sogenannten Bragg-Peak (s. Abschnitt 1.4.2) kann bei genügender Reichweite der Ionen zum Aufbau einer Verdämmung in mehrschichtigen Targets eingesetzt werden. Dadurch ist eine erhebliche Steigerung der Materiebeschleunigung möglich, und es lassen sich Druckzustände im Multi-Megabar-Bereich erreichen /1.5/. Dazu muß die Ionenreichweite ca. 50 mg/cm² betragen. Diese Reichweite wird z.B. von 5-6 MeV Protonen erzielt.

Da Ionenstrahlen im Gegensatz zu intensiven Laserstrahlen ihre Energie in einem Volumen deponieren, ist neben den beschriebenen Stoßwellenverfahren auch eine direkte adiabatische Heizung zur Erzeugung von heißen dichten Plasma-

zuständen möglich. Um diese Zustände herzustellen, kann z.B. eine Folie, deren Dicke kleiner als die Reichweite der Ionen ist, für die Dauer des Ionenimpulses volumetrisch geheizt werden. Welche Zustände sich dadurch erreichen lassen hängt vor allem von der spezifischen Leistungsdichte (gemessen in TW/g) des Ionenstrahls ab. Abgesehen von transienten Effekten wird die Dichte des erzeugten Zustands unterhalb der Festkörperdichte ρ_0 , meist bei 1/10-1/100 ρ_0 liegen. Jedoch sind Temperaturen von mehr als 20 eV (220 000 °K) auch bereits mit relativ kleinen Leistungsdichten unterhalb von 100 TW/g erreichbar. Damit gelangt man zu Zuständen, die sich im n-T-Diagramm von Abb. 1.1 unmittelbar an das durch die Gerade $\Gamma = 1$ abgegrenzte Gebiet der nichtidealen Plasmazustände anschließen. Ist die adiabatisch zugeführte Energie bekannt und wurden Temperatur und Dichte des Plasmas gemessen, so lassen sich auch aus diesem Typ von dynamischen Experimenten thermodynamische Zustandsdaten bestimmen.

Solange die zugeführte spezifische Energie unterhalb von ca. 100 TW/g liegt, kann Strahlung in der Energiebilanz der Experimente vernachlässigt werden. Dies gilt generell, solange die erzeugten Zustände in Abb. 1 oberhalb der mit $\Sigma = 1$ bezeichneten Geraden liegen. Unterhalb dieser Grenze wird die Strahlungsenergiedichte größer oder gleich der inneren Energie des Plasmas. Generell wird die zugeführte Ionenstrahlenergie in innere Energie, hydrodynamische Bewegungsenergie und Strahlungsenergie umgesetzt. Da die Strahlungsenergiedichte mit einem höheren Exponenten in der Temperatur anwächst als die hydrodynamische Energie, verschiebt sich die Energiebilanz mit wachsender Temperatur immer mehr zu Gunsten des Strahlungsenergieanteils. Daher läßt sich die Energie eines Ionenstrahls bei einer spezifischen Energiedeposition von einigen 100 TW/g mit hohem Wirkungsgrad in weiche Röntgenstrahlung konvertieren. Das Schema eines solchen Konversionstargets ist in Abb. 1.2 skizziert. Es besteht aus einem Konverter geringer Dichte aus Elementen mit geringer Ladungszahl (z.B. $(\text{CH}_2)_n$ -Schaum) der von einer dünnen Hülle aus einem Material mit hoher Ladungszahl (z.B. Au) umgeben ist. Die erzeugte Röntgenstrahlung wird von der Hülle absorbiert und wieder reemittiert. Ist die Zahl der Reemissionen während der Dauer des Ionenimpulses groß, so baut sich in der Kavität ein Strahlungsfluß sehr hoher Intensität auf. Dieser Strahlungsfluß kann sowohl für Grundlagenexperimente, z.B. für Untersuchungen des Strahlungstransports, als auch für Anwendungen, z.B. im Bereich der indirekt getriebenen Hohlraumtargete in der Trägheitsfusion, verwendet werden (s. Abschnitt 1.4).

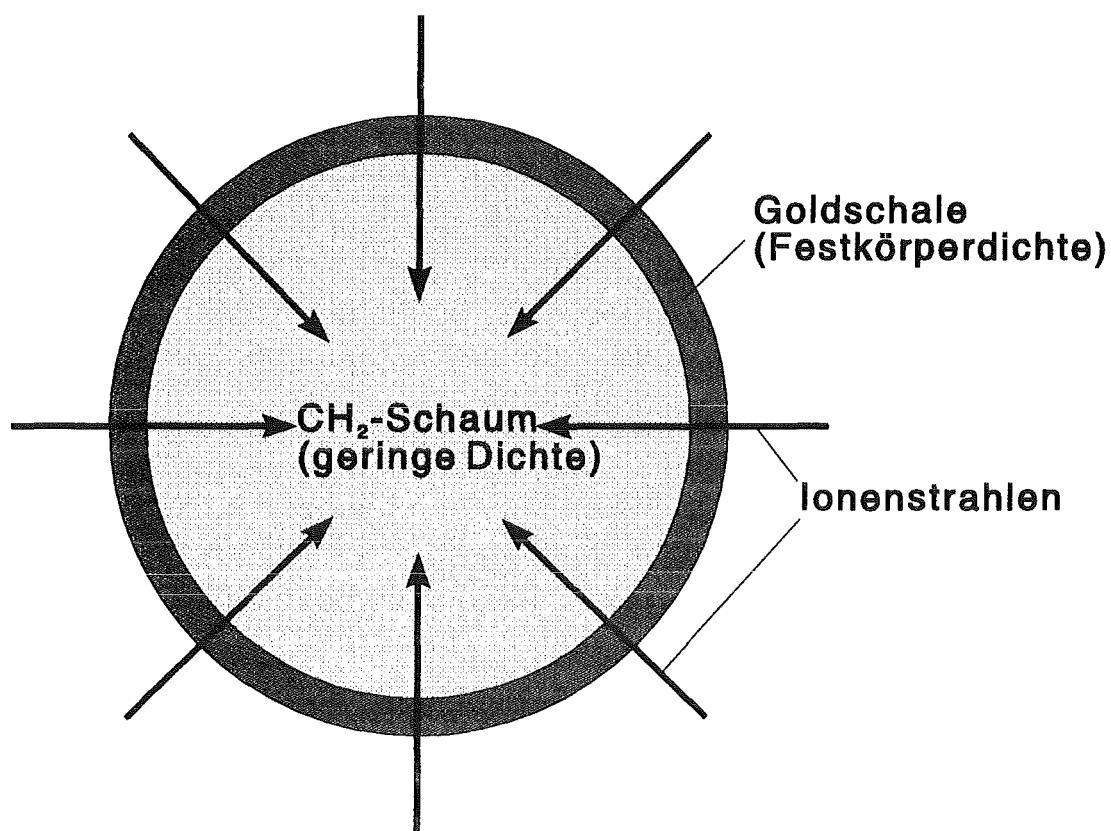


Abb. 1.2: Schema eines Konversionstargets zur Erzeugung eines intensiven Planckschen Strahlers.

Sowohl die Berechnungen der Konversionswirkungsgrade als auch der Einschlußqualität (Zahl der Reemissionen) der Kavitäten beruhen auf groben Modellen, deren Vorhersagen experimentell überprüft werden müssen. Für diese Untersuchungen sind Ionenstrahlleistungsdichten von mindestens 200 TW/g erforderlich.

1.3 Röntgenlaser

Das zweite mögliche Anwendungsgebiet intensiver Ionenstrahlen ist die Erzeugung geeigneter Pumpbedingungen für Laser im Röntgengebiet. Der Röntgenlaser gilt als attraktive wissenschaftliche Zielsetzung, da er die diagnostischen Möglichkeiten, die Röntgenstrahlung zur Bestimmung der Struktur von Molekülen, Kristallen, Proteinen, Genen etc. besitzt, revolutionär erweitern würde.

Eine breitere Anwendung der heute bereits existierenden Röntgenlaser mit Wellenlängen zwischen 100 und 200 Å /1.7/ scheitert vor allem am enormen Raum- und Energiebedarf dieser Anordnungen, der letztendlich auf die Ineffizienz der als primäre Pumpquelle eingesetzten lichtoptischen Laser zurückzuführen ist. Weitere Gründe für die bisher spärlichen Anwendungen sind die noch nicht ausreichend kurzen Wellenlängen und die unbefriedigende Kohärenz der Strahlung. Um z.B. holographische Aufnahmen von biologischen Objekten durchführen zu können, muß die kohärente Röntgenstrahlung im Wellenlängenbereich zwischen den K-Absorptionskanten von Kohlenstoff (43,6 Å) und Sauerstoff (23,3 Å), im sogenannten "Wasserfenster" liegen.

Wie jedes Lasersystem benötigt auch der Röntgenlaser im wesentlichen drei Komponenten: 1. Ein aktives oder verstärkendes Medium, in dem der lasende Übergang stattfindet; 2. ein Wirtsmedium (Gas, Plasma etc.), in dem das aktive Medium eingebettet ist und 3. einen Pumpmechanismus zur Erzeugung der Besetzungsinversion. Ein Resonator ist zwar wünschenswert, jedoch nicht unbedingt erforderlich, wenn die Verstärkung bei einem Durchgang durch das Medium genügend groß ist. Obwohl bei der Entwicklung von geeigneten Fenster- und Resonatormaterialien für das weiche Röntgengebiet in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte gemacht wurden und Reflektivitäten von mehr als 50% bei senkrechtem Einfall erreicht werden, ist die Güte der damit realisierbaren Resonatoren noch weit von der optischer Resonatoren entfernt. Alle bisher bekannten Röntgenlaser arbeiten daher nach dem Prinzip der Verstärkung spontan emittierter Strahlung (in der englischsprachigen Literatur ASE = Amplified Spontaneous Emission genannt).

Ein nach diesem Prinzip arbeitender Röntgenlaser kann auf zwei Arten gepumpt werden. Bei der ersten Art wird die Besetzungsinversion in einer Zeit erzeugt, die kurz gegenüber der Zerfallszeit des angeregten Niveaus ist. Da die Lebensdauern der angeregten Zustände im Röntgenbereich zwischen 10^{-15} und 10^{-12} s liegen, wird für diese Art der Anregung ein extrem kurzer Pumpimpuls mit einer äußerst hohen Leistung benötigt. Als mögliche Pumpquellen werden in diesem Zusammenhang Excimerlaser im ultravioletten Spektralbereich mit Subpikosekunden-Impulsdauern angesehen /1.8/. Da die Reichweite des Lichts während der kurzen Lebensdauern der Laserniveaus jedoch nur 0,3-300 µm beträgt, kann die beschriebene Pumpmethode nur dann zu einem praktisch nutzbaren Röntgenlaser führen, wenn gleichzeitig eine Wanderwellenanregung realisiert wird, bei der die Pumpfront mit der Laserimpulsfront mitläuft, so daß die durch stimulierte

Emission erzeugten Photonen stets frisch erzeugte Inversion vorfinden. Eine auf einem Glaskegel basierende Fokussierungsoptik, die dieses leistet, wurde vor kurzem vorgeschlagen /1.8/. Der Vorteil dieses Pumpmechanismus liegt in seinem prinzipiell höheren Wirkungsgrad.

Da es unmöglich erscheint derartig kurze Ionenstrahlimpulse bei zugleich extrem hoher Leistungsdichte zu erzeugen, ist für Ionenstrahlen nur das zweite Verfahren praktikabel. Bei diesem bleibt die Besetzungsinversion für die Dauer des im Vergleich zur Lebensdauer der Niveaus langen Pumpvorgangs erhalten. Diese Art des Pumpens ist möglich, wenn das untere Laserniveau schneller zerfällt als das obere, wenn also während der gesamten Impulsdauer der Nichtgleichgewichtszustand im Lasermedium aufrechterhalten werden kann. Gemessen an den Lebensdauern der Niveaus ist ein so realisierter Laser als "Dauerstrichlaser" anzusehen. Seine Effizienz liegt im günstigsten Fall - bei Sättigung - bei ca. 10⁻⁶. Daher erscheint es besonders wichtig eine Pumpquelle mit hohem Wirkungsgrad einzusetzen.

Auch bei diesem zweiten Verfahren sind die Anforderungen an den Treiber zur Erzeugung der Pumpbedingungen noch enorm. Dies hängt damit zusammen, daß das Verhältnis von spontaner zu stimulierter Emission mit abnehmender Wellenlänge stark anwächst. Je nach wirksamem Linien-Verbreiterungsmechanismus ist dieses Verhältnis proportional zu λ^{-4} bis λ^{-5} .

Damit am Ausgang des Verstärkers überwiegend kohärente Strahlung austritt muß das Wegintegral der stimulierten Emission das der Spontanemission deutlich übertreffen. Ist J_s die Intensität der Spontanemission pro Weglänge und G der Verstärkungsfaktor, so gilt für die stimulierte Emission I am Ausgang eines Verstärkers der Länge L :

$$I = \frac{J_s}{G} \left(e^{G \cdot L} - 1 \right) \quad (1.6)$$

Für die Intensität der Spontanemission erhält man dagegen: $I_s = J_s \cdot L$, also

$$\frac{I}{I_s} = \frac{e^{G \cdot L} - 1}{GL} \quad (1.7)$$

Damit ein Lasereffekt eintritt muß das Produkt $G \cdot L$ daher sehr groß werden. G hängt von der Inversion ΔN und dem Wirkungsquerschnitt σ für die stimulierte Emission ab: $G = \sigma \cdot \Delta N$

$$\Delta N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 = N_2 \cdot \left(1 - \frac{N_1}{N_2} \frac{g_2}{g_1} \right) = N_2 \cdot F \quad (1.8)$$

Dabei bedeuten N_2 und N_1 die Besetzungsdichten im oberen bzw. unteren Laserniveau und g_2, g_1 die zugehörigen statistischen Gewichte.

Ein Mindestwert für die erforderliche Leistung des Treibers läßt sich ohne genaue Kenntnis des Pumpmechanismus nicht angeben. Dagegen lassen sich generelle Aussagen über die erforderliche Reichweite der Ionen zur effizienten Erzeugung der Pumpbedingungen treffen. Die Reichweite der Ionen hängt außer von ihrer Energie von der Dichte und der Temperatur des Lasermediums ab. Zur Qualifikation der Anforderungen an die Reichweite des Ionenstrahls genügt es daher die erforderliche Ionendichte des Lasermediums abzuschätzen. Diese ergibt sich aus der gewünschten Durchgangsverstärkung. Im allgemeinen wird für $G \cdot L$ ein Mindestwert von 5 gefordert. Für den $n = 3$ nach $n = 2$ Übergang in wasserstoffartigen Ionen erhält man dann:

$$N_3 \cdot L = \frac{2 \cdot 10^{17}}{\lambda_{32}} [\text{cm}^{-2}], \quad \lambda_{32} \text{ in nm}$$

Für das Verhältnis der Besetzungsdichten im oberen Laserniveau N_3 und im Grundzustand gilt typischerweise $N_3/N_0 \approx 3 \cdot 10^{-3} / 1.9$. Damit wird:

$$N_0 \cdot L = \frac{2 \cdot 10^{20}}{\lambda_{32}} [\text{cm}^{-2}]$$

Setzt man weiterhin für die gesamte Ionendichte $N_i \approx 3 N_0$ und für die Elektronendichte bei einem Element im unteren Z-Bereich $N_e \approx 10 N_i$ so erhält man

$$N_i \cdot L = \frac{2 \cdot 10^{21}}{\lambda_{32}} [\text{cm}^{-2}]$$

$$N_e \cdot L = \frac{2 \cdot 10^{22}}{\lambda_{32}} [\text{cm}^{-2}]$$

Um eine Reichweite von $10^{21}/\text{cm}^2$ in kaltem Aluminium zu erzielen ($Z = 13$), müssen Protonen auf 4,5 MeV, Li-Ionen auf 35 MeV oder Kohlenstoffionen auf 100 MeV beschleunigt werden. Die Divergenz des erzeugten Laserstrahls hängt vom Verhältnis zwischen dem Durchmesser d und der Länge L des Lasermediums ab. Um einen Strahl hoher Leuchtdichte zu erzeugen, muß $d/L \ll 1$ sein. Da es sehr schwierig ist, intensitätsstarke Ionenstrahlen mit geringer Reichweite (d.h. niedriger Teilchenenergie) herzustellen, erscheint ein effektives Pumpen des Röntgenlasers mit Ionenstrahlen nur parallel zur Strahlachse möglich.

Zur weiteren Abschätzung der erforderlichen Energie- und Leistungsdichte eines Ionenstrahltriebels für Röntgenlaser müssen die konkreten Pumpmechanismen analysiert werden. Alle bisher realisierten Röntgenlaser basieren auf optischen Übergängen in hochionisierten Atomen. Dabei besteht die Aufgabe des Treibers meist "nur" in der Herstellung von geeigneten Pumpbedingungen innerhalb des Wirtsmediums. Der Treiber ist also i.a. an der Erzeugung der Besetzungsinversion nicht direkt beteiligt. Damit jedoch eine Besetzungsinversion stattfinden kann, muß das Laserplasma sich in einem Nichtgleichgewichtszustand befinden. D.h. die Treiberenergie muß dem Plasma in Zeiten zugeführt werden, die kurz gegenüber den wesentlichen Relaxationszeiten sind.

In den bisherigen Experimenten zum Röntgenlaser wurden hauptsächlich zwei Pumpmechanismen untersucht:

Der erste Mechanismus beruht auf der Erzeugung hochionisierter Atome mit einer Edelgasschalenkonfiguration in einem heißen dichten Plasma, das mit Hilfe einer intensiven Strahlungsquelle impulsartig geschaffen wird. Der Laserübergang ist der von den optischen Edelgaslasern her bekannte $3p \rightarrow 3s$ Übergang, wobei die Verschiebung der Laserwellenlänge ins weiche Röntgengebiet durch Verwendung schwererer Elemente erreicht wird. In dem durch den Treiber präparierten Plasma wird durch starke Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand des edelgasartigen Ions der $3p$ ($J = 0$) Zustand gepumpt und die $3p$ ($J = 0$), $3s$ ($J = 1$) Besetzung invertiert, da der $3s$ Zustand rasch durch spontane Übergänge in den Grundzustand entvölkert wird. Ob und wie lange die $3p - 3s$ -Inversion erhalten bleibt, hängt empfindlich von den Plasmaparametern Elektronendichte N_e und -temperatur T_e ab. Insbesondere darf die Rate der durch Elektronenstöße induzierten Übergänge vom oberen in das untere Laserniveau die Rate der Spontanemissionen aus dem unteren Laserniveau nicht übertreffen. Daher gibt es für diesen Pumpmechanismus eine wellenlängenabhängige obere Grenze

für die Elektronendichte. Auf der anderen Seite erfordert eine hohe Inversion auch eine hohe Pumprate. Folglich gibt es eine optimale Elektronendichte, die in /1.9/ mit

$$(N_e)_{opt} = \frac{3.5 \cdot 10^{25}}{\lambda_{21}^{3.75}} [\text{cm}^{-3}]$$

für λ in nm angegeben wird.

Das beschriebene Verfahren wurde zuerst in Livermore /1.10/ erfolgreich eingesetzt, um eine Laserverstärkung in neonartigem Selen (Se^{24+}) bei Wellenlängen um 200 \AA zu realisieren. Als Treiber wurden dabei zwei Strahlen des frequenzverdoppelten Nd:Glas-Lasers Nova verwendet, die auf eine 750 \AA dicke Selenschicht in einem Streifen von $0,1 \text{ mm} \times (10-50) \text{ mm}$ fokussiert wurden. Die typischen Parameter des erzeugten Plasmas lagen bei $T_e \approx 1 \text{ keV}$ und $N_e \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Die mittlere Intensität des Pumpasers betrug $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ bei einer Impulsenergie von 2 kJ.

Um die gleichen Plasmabedingungen mit einem Ionenstrahl herzustellen, müßte seine Flächenleistungsdichte bei einer Anpassung seiner Reichweite an die Länge der Plasmasäule ca. 100-500 mal so groß wie die des Pumpasers in den Livermore-Experimenten sein. Dies ist eine Folge der im Gegensatz zu Lasern volumemäßigen Energiedeposition der Ionenstrahlen. Selbst bei Reduktion der Elektronendichte um den Faktor 10 bei gleichzeitiger Verlängerung der Plasmasäule um den gleichen Faktor erscheint die benötigte Ionenstrahlleistungsdichte noch unerreicht hoch. Daher ist dieser Pumpmechanismus vermutlich mit Ionenstrahlen nicht zu realisieren.

Durch die seit kurzem verfügbare effiziente Röntgenoptik (Kumakhovlinse) /1.11/ könnte sich jedoch ein indirekter Weg für den Ionenstrahltrieb auf tun: Dazu wäre die Ionenstrahlenergie zunächst in weiche Röntgenstrahlung zu konvertieren, was mit hohem Wirkungsgrad möglich ist. Die erzeugte Röntgenstrahlung wäre dann in einem zweiten Schritt mit Hilfe der Röntgenlinse auf die für die Präparation des Röntgenlaserplasmas erforderlichen Leistungsdichten zu fokussieren. Diese Leistungsdichte könnte dann von der gleichen Größenordnung wie bei den lasergetriebenen Experimenten sein.

Die Verfügbarkeit einer intensiven breitbandigen Strahlungsquelle im weichen Röntgengebiet eröffnet auch neue Wege zu photonengepumpten Röntgenlasern /1.12/.

Das zweite bisher realisierte Konzept für einen Röntgenlaser beruht auf dem Pumpen des oberen aktiven Laserniveaus durch Rekombination von stark ionisierten Atomen bei gleichzeitiger rascher Entvölkerung des unteren Laserniveaus durch spontane Übergänge. Damit Inversion eintritt muß die Rekombination hauptsächlich zur Besetzung der oberen Energieniveaus führen. Dies wird erreicht, wenn die Elektronenstoßrekombination gegenüber der Strahlungsrekombination überwiegt. Daher muß die Elektronendichte gewisse Mindestwerte überschreiten. Andererseits darf sie nicht zu groß werden, damit die Übergänge zwischen den aktiven Niveaus nicht durch Elektronenstöße sondern durch spontane Emissionen erfolgen. Für wasserstoffartige Ionen und für Inversion zwischen Niveaus mit den Hauptquantenzahlen $n = 3$ und $n = 2$ ergibt sich daher

$$10^{13} \cdot Z^7 < N_e < 10^{14} Z^7 \text{ [cm}^{-3}\text{]}, \quad (1.9)$$

wobei Z die Kernladungszahl des Ions bedeutet. Damit eine Lichtverstärkung eintreten kann, muß die Rate der spontanen Strahlungsübergänge aus dem unteren Laserniveau die Rate der spontanen Übergänge zwischen den aktiven Niveaus übertreffen. Für $n, n-1$ Übergänge ($n \geq 3$) in wasserstoffartigen Ionen ist dies immer der Fall, da die Lebensdauer der angeregten Niveaus proportional zu $n^{9/2}$ zunimmt.

Die Realisierung einer starken Inversion erfordert vor allem eine sehr schnelle Abkühlung des hochionisierten Plasmas nachdem die Ionisationsquelle abgeschaltet ist. Insbesondere muß die charakteristische Zeit für die Abkühlung des Plasmas kürzer sein als die Rekombinationszeit. Ausreichend schnelle Abkühlungszeiten lassen sich durch rasche adiabatische Expansion, durch Wärmestrahlung oder durch Wärmeleitung realisieren. In diesem Laserkonzept besitzt die primäre Strahlungsquelle zunächst nur die Aufgabe für eine ausreichend hohe Elektronentemperatur ($> 4 Z^2$ eV) und damit für einen hohen Ionisationsgrad zu sorgen.

Die ersten erfolgreichen Experimente mit rekombinationsgepumpten Röntgenlasern wurden an wasserstoffartigem C^{5+} durchgeführt. Als Targetmaterial dienten dabei zunächst Kohlenstoff-Fibern mit einigen μm Durchmesser, auf die

ein CO₂ Laserimpuls mit weniger als 1kJ Impulsenergie und einer Impulsdauer von 75 ns fokussiert wurde /1.13/. Dabei entstand ein heißes Plasma mit einem hohen Anteil an sechsfach ionisiertem Kohlenstoff. Die Besetzungsinversion zwischen den $n = 3$ und $n = 2$ Niveaus von wasserstoffartigem C⁵⁺ erfolgte während der raschen Expansion der dünnen Plasmasäule. Ein Nachteil der Kühlung durch freie Expansion ins Vakuum ist jedoch die schnelle Abnahme der Elektronendichte (und damit der Rekombinationsrate). Außerdem stellte es sich als schwierig heraus ausreichend lange und homogene Plasmasäulen herzustellen und die Kühlungsrate zu steuern.

Um diese Probleme zu vermeiden, wurde daher in späteren Experimenten /1.14/ die Plasmasäule in einem starken axialen Magnetfeld von 9 Tesla eingeschlossen, daß insbesondere eine zu schnelle Abnahme der Elektronendichte verhindern sollte. Die Kühlung des Plasmas erfolgte in diesen Experimenten hauptsächlich durch Strahlungsverluste. Diese Kühlung ist aufgrund der intensiven Linienstrahlung bei Elementen mit hohem Z besonders effektiv. Daneben spielte Wärmeleitung zu messerartigen Schneiden aus Kohlenstoff, die mit der Plasmasäule in Kontakt standen, eine Rolle. Die Plasmasäule wurde durch die Wechselwirkung des CO₂-Lasers mit einem festen Kohlenstofftarget erzeugt. Maximale Verstärkung der 182 Å Laserlinie wurde für eine Laserenergie von 0,3 kJ, bei einer Impulsdauer von 75 ns und einer Flächenleistungsdichte von $5 \cdot 10^{12}$ W/cm² erreicht. Während der Rekombinationsphase lag die maximale Elektronendichte bei (6-7) 10^{18} cm⁻³ und die Ausdehnung der Plasmasäule betrug ca. 1 cm. Die Rekombinationszone befand sich in einem dünnen Hohlzylinder mit 100-200 µm Wandstärke bei einem mittleren Radius von 1,3 mm. Während die Temperatur im Zentrum des Zylinders mehr als 250 eV erreichte, lag sie in der Rekombinationszone bei 20-30 eV. Die Leistung des Röntgenlasers lag bei 100 kW, seine Impulsdauer bei 20-30 ns, sodaß sich eine Impulsenergie von 1-3 mJ errechnet. Mit diesen Daten ist der Rekombinationslaser ca. 100 mal effizienter als der oben beschriebene elektronenstoßgepumpte Laser. Die große Impulsdauer prädestiniert ihn auch für die Verwendung in einem Resonator.

Das Konzept des magnetisch eingeschlossenen Rekombinationslasers erscheint auch für die Verwendung von Ionenstrahlen zur Erzeugung der Pumpbedingungen geeignet. Da die Reichweiten von leichten Ionen mit MeV-Energien jedoch relativ groß sind, muß man an die obere Grenze der zulässigen Dichte in der Plasmasäule gehen. Zur Abschätzung der notwendigen Ionenstrahlleistung werden die Daten des Kohlenstofflasers der Princeton-Gruppe zugrunde gelegt.

Nimmt man für die Dichte der Kohlenstoffionen in der Plasmasäule $N_i = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und für ihre Ausdehnung $L = 10 \text{ cm}$ an, so entspricht dies der Reichweite von 0,5 MeV Protonen, 1,7 MeV He-Ionen oder 2,5 MeV Li-Ionen in kalter Materie. In der heißen hochionisierten Plasmasäule können die Reichweiten um den Faktor 2 reduziert sein. Nimmt man nun weiter an, daß der Ionenstrahl zur Erzeugung der Pumpbedingungen die gleiche Energie von 26,7 keV/Atom in der gleichen Zeit von 75 ns wie bei den Princeton-Experimenten zuführen muß, so berechnet man eine Flächenleistungsdichte von $P_F = 2,8 \text{ TW/cm}^2$. Diese Leistungsdichte erscheint auch mit den relativ geringen Ionenenergien sicher erreichbar. Ob ein solcher Laser realisiert werden kann, hängt mehr davon ab, ob eine genügend homogene Plasmasäule mit der erforderlichen Ionendichte erzeugt werden kann.

Durch Wahl einer höheren Kernladungszahl Z läßt sich die Wellenlänge zu kleineren Werten skalieren. Für wasserstoffartige Ionen gilt $\lambda \sim Z^{-2}$. Da auch die Elektronentemperatur des Lasermediums proportional zu Z^2 anwachsen muß, muß auch die Ionenstrahlleistungsdichte mindestens entsprechend ansteigen. Tatsächlich steigt auch die abgestrahlte Leistung sehr stark mit der Temperatur an ($P_{\text{Str}} \sim T^4 \sim Z^8$) und dominiert schließlich die Energiebilanz. Von Vorteil ist, daß auch die zulässige Elektronendichte mit Z stark anwächst ($\sim Z^7$), sodaß ein dichteres Plasma und daher energiereichere Ionen eingesetzt werden können.

1.4 Experimente zur Trägheitsfusion

1.4.1 Grundlagen

Zur Nutzung des praktisch unerschöpflichen Vorrats an Fusionsbrennstoff für die Erzeugung von thermischer und elektrischer Energie werden in der Forschung gegenwärtig zwei Konzepte untersucht: Der quasistationäre Einschluß eines dünnen heißen Plasmas mit starken Magnetfeldern und der transiente, durch die eigene Massenträgheit bewirkte Einschluß eines hochverdichteten Fusionsbrennstoffs. Für die praktische Verwertung der Fusionsenergie müssen zwei Voraussetzungen erfüllt sein: Erstens muß der Brennstoff auf sehr hohe Temperaturen geheizt werden, damit Fusionsreaktionen zwischen den stoßenden Kernen einsetzen können. Für die D-T-Fusion sind Temperaturen von 5-10 keV ausreichend. Dagegen sind für die D-D-Fusion 30-100 keV notwendig. Zweitens muß die im

zeitlichen Mittel freigesetzte Fusionsenergie größer sein als die zur Initiierung oder Unterhaltung der Fusionsreaktionen aufgewendete Energie.

Diese Forderung wird durch das Lawson-Kriterium ausgedrückt, das besagt, daß das Produkt aus Teilchendichte n und Einschlußzeit τ gewisse Mindestwerte überschreiten muß. Der Wert dieses Produkts beträgt für die D-T Fusion $n \cdot \tau = 10^{14} \text{ s cm}^{-3}$ und für die D-D-Fusion $n \cdot \tau = 10^{16} \text{ s cm}^{-3}$.

Der magnetische und der Trägheitseinschluß unterscheiden sich drastisch in den einzelnen Faktoren dieses Produkts. Während die magnetische Einschlußzeit im Bereich von Sekunden liegen muß, beträgt die charakteristische Zeit des Trägheitseinschlusses 10^{-9} s. Dementsprechend unterscheiden sich die Plasmadichten ebenfalls um 9 Dekaden.

Aufgrund dieser fundamentalen physikalischen Unterschiede ist klar, daß ein thermonukleares Kraftwerk basierend auf dem Trägheitseinschluß vollständig anders aufgebaut sein wird wie ein Kraftwerk, bei dem das Fusionsplasma magnetisch eingeschlossen wird.

Ob die Fusionsenergie zu einer praktisch nutzbaren Energiequelle werden kann entscheidet sich vor allem daran, ob praktikable Lösungen für die vielen noch offenen technischen Probleme gefunden werden können. Die Belastung der Reaktorkammerwand durch die hohen Strahlungsflüsse und durch Plasmadisruptionen, die Abfuhr der Heliumasche (bei der DT-Fusion) und die Zugänglichkeit und Handhabung der möglicherweise oft zu wechselnden aktiven Komponenten sind Beispiele für einige der noch zu lösenden technischen Probleme.

Viele dieser Probleme tauchen so bei der technischen Nutzung der Trägheitsfusion nicht auf, und für einige bietet die Trägheitsfusion einfachere Lösungen. So ist beispielsweise ein hohes Vakuum in der Reaktorkammer nicht erforderlich. Dadurch scheint es möglich, die Kammerwand mit einem Flüssigkeitsvorhang zu schützen. Auch besteht eine viel größere Freiheit bei der Wahl der Wandmaterialien, da eine Kontamination des Plasmas mit Atomen aus der Wand, die den Fusionsbrand zum Erliegen bringen können, bei der Trägheitsfusion keine Rolle spielt. Es soll hier nicht der Eindruck erweckt werden, als ob alle technischen Probleme der Trägheitsfusion leichter zu lösen seien. Natürlich sind mit der pulsartigen Freisetzung von Energie in der Reaktorkammer wieder andere Belastungen verbunden, für die neuartige ingenieurtechnische Lösungen gefunden

werden müssen /1.15, 1.16/. Solange jedoch kein technisch und ökonomisch überzeugendes Konzept für den Magnetfusionsreaktor gefunden worden ist, erscheint es sinnvoll, die Option der Trägheitsfusion offen zu halten. Ein ganz wichtiger Aspekt hierbei ist auch die Nutzung der D-D-Fusion, die mit dem Prinzip des Trägheitseinschlusses einfacher zu realisieren scheint als mit dem magnetischen Einschluß. Diese Möglichkeit würde einige der wesentlichen Ursachen für technische Probleme beseitigen: Es wäre nicht mehr nötig, Tritium in einem technisch aufwendigen Brutmantel zu erzeugen und das Tritiuminventar und damit auch das radiologische Gefährdungspotential eines solchen Reaktors wäre um Größenordnungen geringer.

Generell gilt, daß bisher nur ein geringer Prozentsatz der gesamten für die Fusionsforschung aufgewandten Mittel in die Untersuchung der zivilen Nutzung der Trägheitsfusion geflossen ist. Demgemäß sind die physikalischen Grundlagen der zivilen Trägheitsfusion weit weniger erforscht. Gelitten hat die Trägheitsfusionsforschung auch unter ihrer Nähe zu militärischen Anwendungen im Bereich der Wasserstoffbombenentwicklung. Dadurch wurde und wird der internationale Austausch von Forschungsergebnissen stark behindert.

Auf der anderen Seite demonstriert die Existenz der Wasserstoffbombe, daß die Trägheitsfusion, wenngleich in einem unakzeptablen Maßstab im Prinzip funktioniert. Wichtiger als diese generelle Gewißheit ist die ebenfalls aus unterirdischen Kernwaffenversuchen stammende Erkenntnis, daß auch D-T Mikrotargets, deren Energiefreisetzung in einer Reaktorkammer beherrschbar ist, in einem homogenen Strahlungsfeld stabil implodiert und gezündet werden können und daß der dafür höchstens notwendige Energieaufwand zwischen 5 und 10 MJ beträgt /1.17/.

Die einfache Heizung eines gefrorenen D-T-Kügelchens auf Fusionstemperaturen ist kein geeigneter Weg zur Erzeugung eines großen Energiegewinns. Eine einfache Bilanz zwischen der aufzuwendenden thermischen Energie und der freigesetzten Fusionsenergie ergibt:

$$E_{\text{Fusion}} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{n^2}{4} \langle \sigma v(\theta_0) \rangle W \cdot t \quad (1.10)$$

$$E_{\text{th}} = \frac{4}{3} \pi r^3 3n \theta_0 \quad (1.11)$$

dabei bedeuten r = Radius des Brennstoffkugelchens, n = Teilchendichte des Brennstoffs, $\langle \sigma v(\theta_0) \rangle$ = über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung gemittelter Fusionsratenkoeffizient, θ_0 = Temperatur in Energieeinheiten (eV) gemessen, W = pro Fusionsreaktion freigesetzte Energie (für D-T = 17,6 MeV), t = Reaktionszeit. Zur Abschätzung wird hier für t die Zeit eingesetzt, die eine Verdünnungswelle von der Targetoberfläche zum Targetzentrum benötigt

$$t = \frac{r}{v_{\text{Schall}}} \quad (1.12)$$

Für die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur gilt:

$$v_{\text{Schall}} = v_0 \cdot \theta^{1/2} \quad (1.13)$$

$$v_0 = 3,5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}; \quad \theta \text{ in keV}$$

Setzt man diese Ausdrücke in die Gleichung für E_{Fusion} ein und fordert einen Energiegewinn G , sodaß

$$E_{\text{Fusion}} = G \cdot E_{\text{th}} \quad (1.14)$$

so erhält man schließlich,

$$E_{\text{th}} = 4 \pi G^3 \left(\frac{n_s}{n} \right)^2 \cdot \frac{\theta_0}{n_s^2} \left[12 \theta_0^{3/2} \frac{v_0}{W \langle \sigma v(\theta_0) \rangle} \right]^3 \quad (1.15)$$

Dieser Ausdruck besitzt für die D-T-Reaktion zwischen 20 und 70 keV ein breites Minimum von ca. 1,6 MJ ($n = n_s = 4,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $G = 1$). Damit wird

$$E_{\text{th}} = G^3 \left(\frac{n_s}{n} \right)^2 \cdot 1,6 \text{ MJ} \quad (1.16)$$

Wenn die für die Aufheizung verwendete Treiberenergie vollständig in thermische Energie umgewandelt wird, beschreibt der obige Ausdruck auch die notwendige Treiberenergie. Abhängig vom Wirkungsgrad des Treibers sind Gewinnfaktoren von 10-1000 für eine insgesamt positive Energiebilanz erforderlich. Dies führt auf unerreichbar hohe Treiberenergie von mindestens 1600 MJ. Diese Energie müßte außerdem innerhalb der Desintegrationszeit des Targets von weniger

als 10 ns zugeführt werden. Tatsächlich ist die Treiberenergie zur direkten Heizung eines Fusionspellets nochmals um einen Faktor 600 größer als in der obigen einfachen Abschätzung. Dies rührt hauptsächlich daher, daß zunächst nur die Elektronen geheizt werden und daß die zur Verfügung stehende Zeit bei der Dichte des festen Brennstoffs nicht ausreicht, um thermisches Gleichgewicht zwischen den Elektronen und den Ionen herzustellen.

Eine erhebliche Reduktion der notwendigen Energie läßt sich jedoch erreichen, wenn das Target auf wesentlich höhere Dichten als Festkörperdichte komprimiert wird. Dies läßt sich auch aus Gleichung 1.16 ablesen, die zeigt, daß die Treiberenergie quadratisch mit dem Kompressionsverhältnis sinkt. Das Verhältnis von aufzubringender Treiberenergie zu gewonnener Fusionsenergie läßt sich weiter verringern, wenn nur ein kleiner zentraler Bereich des Pellets auf Zündtemperatur gebracht wird und wenn der angrenzende kältere Brennstoff durch die Fusionsprodukte geheizt wird. Damit die bei der D-T-Fusion entstehenden α -Teilchen ihre Energie im Target abgeben können, muß $\rho \cdot r > 0,24 \text{ g/cm}^2$ bei $\theta = 10 \text{ keV}$ sein. Ist dies erfüllt, so kann sich ein Fusionsbrand vom Zentrum des Targets nach außen fortpflanzen.

Hohe Verdichtungen sind auch erwünscht, um einen großen Abbrand und damit eine effektive Ausnutzung des Brennstoffs zu erreichen. Um dies zu zeigen, betrachten wir die Abnahme der Teilchendichte durch Fusionsprozesse in einem D-T-Brennstoffgemisch:

$$\frac{dn_T}{dt} = -n_D \cdot n_T \langle \sigma_{DT} v \rangle \quad (1.17)$$

Bei gleicher Dichte von Deuterium und Tritium $n_D = n_T = n/2$ ergibt die Integration dieser Gleichung über die Abbrandzeit τ_d :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \frac{1}{2} \langle \sigma \cdot v \rangle \tau_d \quad (1.18)$$

Verwendet man als Abbrandzeit wieder die Desintegrationszeit, genauer die Zeit in der die Dichte des Targets sich durch Expansion auf die Hälfte reduziert:

$$\tau_d = \frac{r}{4 v_{\text{Schall}}}$$

so erhält man schließlich für den prozentualen Abbrand:

$$f = \frac{n_o - n}{n_o} = \frac{\rho \cdot r}{\left(\frac{8 m_i v_{\text{Schall}}}{\langle v \sigma \rangle} \right) + \rho r} \quad (1.19)$$

$\rho = n \cdot m_i$ (= 0,2 g/cm³ für festes DT)

m_i = mittlere Teilchenmasse = $(m_D + m_T)/2$.

Für den Zahlenwert des Klammerausdrucks im Nenner von Gleichung 1.19 erhält man für DT-Brennstoff im Bereich von 20-70 keV 6,3 g/cm². Damit wird

$$f = \frac{\rho \cdot r}{6,3 + \rho r} \quad (1.20)$$

Ein prozentualer Abbrand von 30% erfordert daher $\rho \cdot r = 3$ g/cm².

Wird die Targetmasse auf $M = 10^{-3}$ g beschränkt, so bedeutet dies:

$$M = \frac{4}{3} \pi \rho r^3 = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho r)^3}{\rho^2}$$

$$\rho = 330 \text{ g/cm}^3 \quad (1.21)$$

Dies entspricht der 1700-fachen Dichte von gefrorenem D-T-Brennstoff.

Die Beschränkung der Brennstoffmasse im Target auf 1 mg D-T erscheint deswegen sinnvoll, weil mit der vollständigen Verbrennung von 1 mg DT 350 MJ freigesetzt werden. Dies entspricht der Explosionsenergie von 87 kg TNT. Ein Drittel dieser Energiefreisetzung, bei 30% Abbrand, ist gerade noch ohne zu großen technischen Aufwand in einer Reaktorkammer beherrschbar. In jedem Fall sind die bei der zivilen Nutzung der Trägheitsfusion involvierten Brennstoffmassen klein.

Die geforderten hohen Verdichtungen des Brennstoffs lassen sich nur durch einen stetig anwachsenden Kompressionsdruck oder äquivalent durch eine Folge von Schockwellen mit wachsender Stärke erreichen. Diese Schocksequenz muß so abgestimmt sein, daß die einzelnen, in dem jeweils vorverdichteten Material laufenden Schockwellen gemeinsam das Zentrum des kugelförmigen Targets errei-

chen. Der Energieaufwand ist minimal, wenn die Kompression isentrop erfolgt. Daher ist eine den Schockwellen vorausseilende Vorheizung des Brennstoffs zu vermeiden. Diese Vorheizung kann z.B. durch energiereiche Elektronen, harte Röntgenstrahlung oder andere Strahlen mit großer Reichweite verursacht werden.

Auch bei isentroper Kompression des Brennstoffs sind enorme Drücke aufzuwenden. In diesem Fall ist mindestens der Druck des entarteten Elektronengases zu überwinden. Bei Temperaturen, bei denen die thermische Energie der Elektronen klein gegen die Fermienergie ist, ist dieser Druck nur dichteabhängig. Bei einer Kompression auf 10^3 -fache Flüssigkeitsdichte ($n_e = 5 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-3}$) beträgt er $p_e \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ bar}$.

Die bei der zivilen Anwendung der Trägheitsfusion verfolgte Idee zur Erzeugung dieser Drücke besteht nun darin, einen Licht- oder Teilchenstrahl sehr hoher Intensität zur Heizung und Ablation der Hülle eines kugelförmigen den Brennstoff enthaltenden Targets zu verwenden und diese über den Rückstoßeffect mit sehr hoher Geschwindigkeit zu implodieren. Durch die sphärische Konvergenz der Implosion und die Reflexion im Zentrum läßt sich der erreichbare Druck nochmals um den Faktor 33 steigern.

Die Implosiongeschwindigkeit der Hülle muß von gleicher Größenordnung wie die thermische Geschwindigkeit der Ionen bei der Zündung sein. Wenn für die Zündtemperatur 3 keV angesetzt werden, so muß $v_{\text{impl}} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ betragen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß zur Erreichung eines hohen Energiegewinns bei der Trägheitsfusion die folgenden Bedingungen erfüllt sein müssen: 1.) Hohe Dichte im Brennstoff, 2.) Zentrale Zündung eines kleinen Teils des komprimierten Brennstoffs, 3.) Selbstheizung durch Propagation des Fusionsbrands in den übrigen Brennstoff.

Absolut isentrope Kompression erfordert eine sorgfältig abgestimmte Energiezufuhr, bei der die letzte Verdopplung der inneren Energie des Targets innerhalb des letzten tausendstel Bruchteils der gesamten Kompressionszeit erfolgt /1.18/. Dies führt auf Leistungen von 10^{16} W/cm^2 , die mit den meisten Treibern nicht erreicht werden können.

Als mögliche Strahlen zur Erzeugung des Ablationsdrucks kommen im wesentlichen nur Laserstrahlen und Ionenstrahlen sowie die von diesen erzeugte Sekundärstrahlung - vor allem weiche Röntgenstrahlung - in Betracht.

1.4.2 Energiedeposition

Laser und Ionenstrahlen unterscheiden sich vor allem durch die Art ihrer Energiedeposition im Target. Die Laserenergie wird durch kollektive Prozesse im Bereich der kritischen Elektronendichte, wo die Plasmafrequenz der Laserfrequenz entspricht, absorbiert. Von dort muß sie durch Elektronenwärmeleitung zur Ablatoroberfläche transportiert werden. Diese Wärmeleitung kann durch thermisch erzeugte Magnetfelder stark behindert werden. Insbesondere bei der Absorption von langwelliger Laserstrahlung können energiereiche Elektronen entstehen, die zur Vorheizung des Brennstoffs führen und so hohe Kompressionen verhindern. Ein wesentlicher Teil der Laserfusionsforschung der letzten Jahre war daher der Aufklärung dieser Prozesse gewidmet und hat zu der Erkenntnis geführt, daß Infrarotlaser keine geeigneten Treiber für die Trägheitsfusion sind.

Ionenstrahlen erzeugen dagegen bei ihrer Wechselwirkung mit Materie keine suprathemischen Elektronen oder Röntgenstrahlen. Zwar entstehen bei der Wechselwirkung von Ionen mit Materie auch K_{α} -Strahlen und durch Stöße mit Targetkernen, wenn die Projektilionen eine höhere Masse besitzen, auch Sekundärionen mit erheblich größerer Reichweite, doch sind die Ausbeuten in beiden Fällen so gering, daß dadurch keine ernsthafte Vorheizung des Brennstoffs entstehen kann.

Überraschende "anormale" Effekte als Folge der hohen Strahlintensität werden bei der Energiedeposition von Ionenstrahlen hoher Leistungsdichte in Materie nicht erwartet. Ein wesentlicher Grund hierfür ist, daß selbst bei Ionenstrahlen mit Leistungsdichten von 100 TW/cm^2 der mittlere Abstand zwischen den Strahlionen noch groß gegenüber der charakteristischen Länge im Plasma ist, innerhalb derer Abweichungen von der Quasineutralität auftreten können. Diese charakteristische Abschirmlänge folgt entweder aus der Debye-Hückel Theorie für Temperaturen, $kT \gg \epsilon_F$:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{n e^2} \right)^{1/2}$$

wobei ε_F die Fermi-Energie und n die Elektronendichte im Plasma bedeuten, oder aus der Thomas-Fermi Theorie für niedrige Temperaturen und hohe Dichten

$$\lambda_{TF} \sim (0,61 r_s)^{1/2}$$

$$r_s = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} a_0^{-1}; a_0 = \text{Bohrradius} = \frac{\hbar^2}{m_e^2}$$

Der Zwischenteilchenabstand in einem 100 TW/cm², 5 MeV Protonenstrahl beträgt ca. 290 Å. Im Plasma eines typischen Ablators mit $n = 10^{22}$ cm⁻³ und $T = 100$ eV beträgt die Abschirmlänge dagegen $\lambda_D = 6,9$ Å.

Diese einfachen Betrachtungen zeigen, daß es erlaubt ist, die Energiedeposition intensiver Ionenstrahlen als Wechselwirkung zwischen einzelnen voneinander unabhängigen Strahlionen mit dem Plasma zu behandeln. Dies bedeutet jedoch keinesfalls, daß die für den Energieverlust von Ionen in kalter Materie bestimmenden Parameter auch für heiße, dichte Plasmen verwendet werden dürfen.

In einem partiell ionisierten Plasma tragen sowohl die gebundenen als auch die freien Elektronen und die Atomkerne zum Energieverlust bei. Die nukleare Coulombstreuung trägt jedoch nur bei Ionenenergien unterhalb von 10 keV pro atomarer Masseneinheit und für kleine Projektil- und Targetkernladungszahlen wesentlich zum Energieverlust bei. Die Wechselwirkung mit den gebundenen Elektronen wird durch die klassische Bethe-Formel /1.19/ beschrieben, die um Schalenkorrekturterme ergänzt werden muß, um ihren Gültigkeitsbereich zu niedrigeren Ionenenergien hin zu erweitern:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_b = \frac{4\pi N_T Z_{\text{eff}}^2 e^4}{m_e v^2} (Z_T - q) \ln \Lambda_b \quad (1.22)$$

$$\ln \Lambda_b = \ln \frac{2 m_e v^2}{\langle J \rangle} - \beta^2 - \sum_i \frac{C_i}{Z_T} \quad (1.23)$$

Dabei bedeuten:

- N_T = Teilchenzahldichte des Targetmaterials
- Z_T = Kernladungszahl des Targets
- q = Ionisationsgrad des Targetatoms

Z_{eff}	= effektive Ladungszahl des Projektils
v	= Geschwindigkeit des Projektils
e, m_e	= Ladung und Masse des Elektrons
$\langle J \rangle$	= mittleres Ionisationspotential
β	= v/c
$\beta^2 - \sum_i C_i / Z_T$	= Schalenkorrekturterm

Ohne diese Korrekturterme ist die Bethe-Formel nur für Ionenenergien oberhalb 0,34 MeV pro atomarer Masseneinheit gültig. Der wichtigste Parameter in der Betheschen Theorie ist das mittlere Ionisierungspotential. Zu seiner Berechnung und zur Berechnung der Schalenkorrekturen muß über die Beiträge der einzelnen atomaren Niveaus zur Ionisation und zur Anregung für jede Plasmatemperatur, Dichte und Projektilgeschwindigkeit gemittelt werden. Diese aufwendigen Berechnungen lassen sich natürlich nur approximativ durchführen.

Das Bremsvermögen der freien Elektronen wird durch die dielektrische Funktion des Plasmas beschrieben, die von der Elektronendichte und Temperatur sowie von der Geschwindigkeit der Strahlionen abhängt. Mit Hilfe der dielektrischen Funktion läßt sich das Polarisationsfeld berechnen, das beim Eindringen des Projektilions in das Targetplasma induziert wird und eine Art Reibungskraft auf das Ion ausübt. Die Berechnung dieser Reibungskraft führt auf einen der Betheschen Formel formal ähnlichen Ausdruck:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{frei}} = \frac{\omega_p^2 Z_{\text{eff}}^2 e^2}{c^2 \beta^2} G\left(\frac{v}{v_e}\right) \ln \Lambda_{\text{frei}} \quad (1.24)$$

$$\Lambda_{\text{frei}} \approx \frac{m_e v^2}{h \omega_p}$$

ω_p ist hier die Plasmafrequenz, ansonsten gelten dieselben Bezeichnungen wie in der Betheschen Formel. Die Funktion $G(v/v_e)$ entsteht bei der Mittelung der relativen Geschwindigkeit zwischen Projektilionen und Targetelektronen über eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung. Sie ist gegeben durch $G(x) = \text{erf}(x) - x \text{erf}'(x)$, wobei $\text{erf}(x)$ die gewöhnliche Fehlerfunktion darstellt.

Man kann sich das Bremsvermögen der freien Elektronen aus zwei Termen zusammengesetzt denken.

$$\ln \Lambda_{\text{frei}} = \ln \left(\frac{m_e v \lambda_D}{\hbar} \right) + \ln \frac{v}{\omega_p \lambda_D} \quad (1.25)$$

Der erste Term beschreibt die binären Stöße mit nichtabgeschirmten Elektronen innerhalb der Debye-Kugel. Der zweite Term enthält die Beiträge aufgrund von angeregten Plasmaschwingungen. Für die typischen Parameter eines Ablatorplasmas mit $T = 100 \text{ eV}$, $n_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ überwiegt der Beitrag der binären Stöße. Dies gilt auch für niedrigere Elektronendichten. Generell gilt, daß das Bremsvermögen von freien Elektronen stärker ist als das von gebundenen Elektronen. Da die Zahl der freien Elektronen mit steigender Temperatur zunimmt, führt dies zu einer verstärkten Energiedeposition und daher zu einer Reichweitenverkürzung bei höheren Targettemperaturen. Solche Reichweitenverkürzungen wurden in der Tat experimentell beobachtet /1.20-1.22/. Wird die mittlere Elektronengeschwindigkeit des Plasmas jedoch, bei noch höheren Temperaturen, größer als die Geschwindigkeit der Strahlionen, so nimmt die Reichweite wieder zu. Man kann davon ausgehen, daß das Bremsvermögen der freien Elektronen mit genügender Genauigkeit berechnet werden kann. Allerdings müssen Effekte der Fermistatistik bei der Berechnung der dielektrischen Funktion in einem entarteten Elektronengas mit sehr hoher Dichte beachtet werden /1.23/.

Dringen Strahlionen in dichtes Targetmaterial ein, so erreicht ihre effektive Ladungszahl Z_{eff} innerhalb weniger Zehntel μm einen neuen Gleichgewichtswert, der nahezu bis zum Ende ihrer Reichweite beibehalten wird. Außer bei sehr hohen Ionengeschwindigkeiten hängt dieses Z_{eff} sehr stark von der Plasmatemperatur ab und liegt bei hohen Temperaturen deutlich über dem Z_{eff} in kalter Materie. Da das Bremsvermögen quadratisch von Z_{eff} abhängt, ist eine genaue Bestimmung von Z_{eff} unerlässlich /1.24/.

Nach dieser Beschreibung der wichtigsten Wechselwirkungsprozesse bei der Energiedeposition von Ionenstrahlen in Materie, wenden wir uns nun wieder der Frage zu, wie sich die Energiedepositionscharakteristik von Ionen auf die Targetphysik auswirkt.

Ionenstrahlen können tief in das Material eindringen und ihre Energie daher in einer Zone hoher Dichte deponieren. Da Ionenstrahlen nicht reflektiert werden, geben sie ihre Energie vollständig ab. Im Gegensatz dazu wird die Energie von Laserstrahlen bei Leistungsdichten zwischen 100 und 1000 TW/cm^2 , abhängig von der Wellenlänge, zu 20-50% reflektiert.

Eine weitere aus der Sicht des Targetdesigners vorteilhafte Eigenschaft der Ionen besteht darin, daß ihr spezifischer Energieverlust am Ende der Ionenspur im sogenannten Bragg-Peak konzentriert ist. Dadurch ist es möglich, das äußere Targetmaterial zur Verdämmung der Zone, in der die Energie überwiegend deponiert wird, zu nutzen. Durch diesen Effekt und durch die große Eindringtiefe der Ionen läßt sich der hydrodynamische Wirkungsgrad, d.h. die Umwandlung der Treiberenergie in Bewegungsenergie, erheblich steigern. Während mit Lasertreibern 5-8% üblich sind, werden mit Ionenstrahlen mehr als 20% erreicht.

Aufgrund dieser Eigenschaften muß ein durch Ionenstrahlen getriebenes Target einen anderen optimalen Aufbau besitzen als ein Lasertarget.

Ein typisches direkt getriebenes Ionentarget ist in Abb. 1.3 dargestellt /1.25/. (Bei einem direkt getriebenen Target wird der Impuls zur Erzeugung der Implosiongeschwindigkeit unmittelbar durch die von der Treiberstrahlung im Target deponierte Energie erzeugt. Bei einem indirekt getriebenen Target wird die Primärstrahlung zunächst in weiche Röntgenstrahlung konvertiert und meist in einem Hohlraum homogenisiert. Die Bedeutung dieser unterschiedlichen Targetentwürfe wird weiter unten diskutiert.)

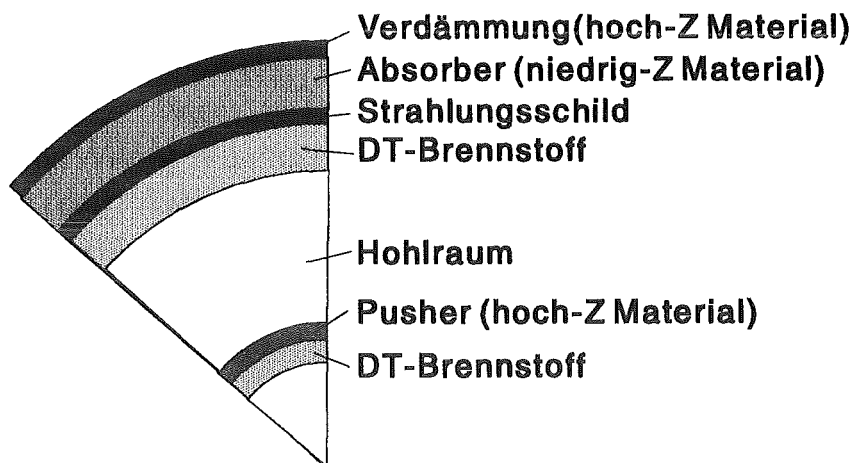


Abb. 1.3 Direkt getriebenes Ionentarget mit zweischaligem Aufbau. Der Radius dieses Targets beträgt typischerweise 6 mm

Die äußere Schale des Targets in Abb. 1.3 besteht aus einem Material mit hoher Ordnungszahl (z.B. Gold) und dient zur Verdämmung der Absorptionszone, die aus einem Material mit niedriger Ordnungszahl besteht. Bei diesem Aufbau ist der Verdämmungseffekt besonders effektiv, da der spezifische Energieverlust in einem Material mit niedrigem Z höher ist als in einem Material mit großem Z . Außerdem ist bei gegebener Schalenmasse die Dicke der Schale für Materialien mit niedrigem Z größer und daher weniger anfällig gegen hydrodynamische Instabilitäten. Der Brennstoff aus gefrorenem DT wurde auf zwei durch ein Gas sehr geringer Dichte getrennte Zonen verteilt. Von der zentralen Brennstoffzone geht bei der Reflexion der Schockwellen im Zentrum die Zündung des gesamten Brennstoffs aus. Dieser zweischalige Aufbau reduziert die Anforderungen an die Leistungsdichte des Ionenstrahls, da beim Zusammenstoß der beiden Schalen eine Geschwindigkeitsmultiplikation eintritt. Mehrschalige Targets sind jedoch hydrodynamisch weniger effizient und benötigen daher eine höhere Energiezufuhr. Dies kommt jedoch den meisten Ionenquellen entgegen, die stärker durch die erreichbaren Leistungsdichten als durch die erreichbaren Strahlenergien begrenzt sind. Für das in Abb. 1.3 dargestellte Target ergeben Computer-Simulationen einen Energiegewinnfaktor von 200 bei einer Strahlenergie von 2 MJ und einer Strahlleistung von 80 TW. Der Durchmesser des Targets beträgt etwa 6 mm.

Um den Verdämmungseffekt vorteilhaft nutzen zu können muß die Reichweite der Ionen zwischen 25 und 100 mg/cm² betragen. Ein Vergleich der Reichweiten verschiedener Ionen in kalter Materie ist in Abb. 1.4 dargestellt. Als Treiber für die Implosion eines Trägheitsfusionstargets sind alle Ionen mit der gleichen Reichweite nahezu äquivalent. Für das Target von Abb. 1.3 wurde eine Reichweite von 50 mg/cm² zugrunde gelegt. Diese kann daher entweder durch 5 MeV Protonen oder durch 5 GeV Uranionen realisiert werden. Allerdings sind die in beiden Fällen zu transportierenden Ionenströme sehr unterschiedlich, und daher sind auch sehr verschiedene Neutralisations- und Transportkonzepte erforderlich (s. Abschnitt 5).

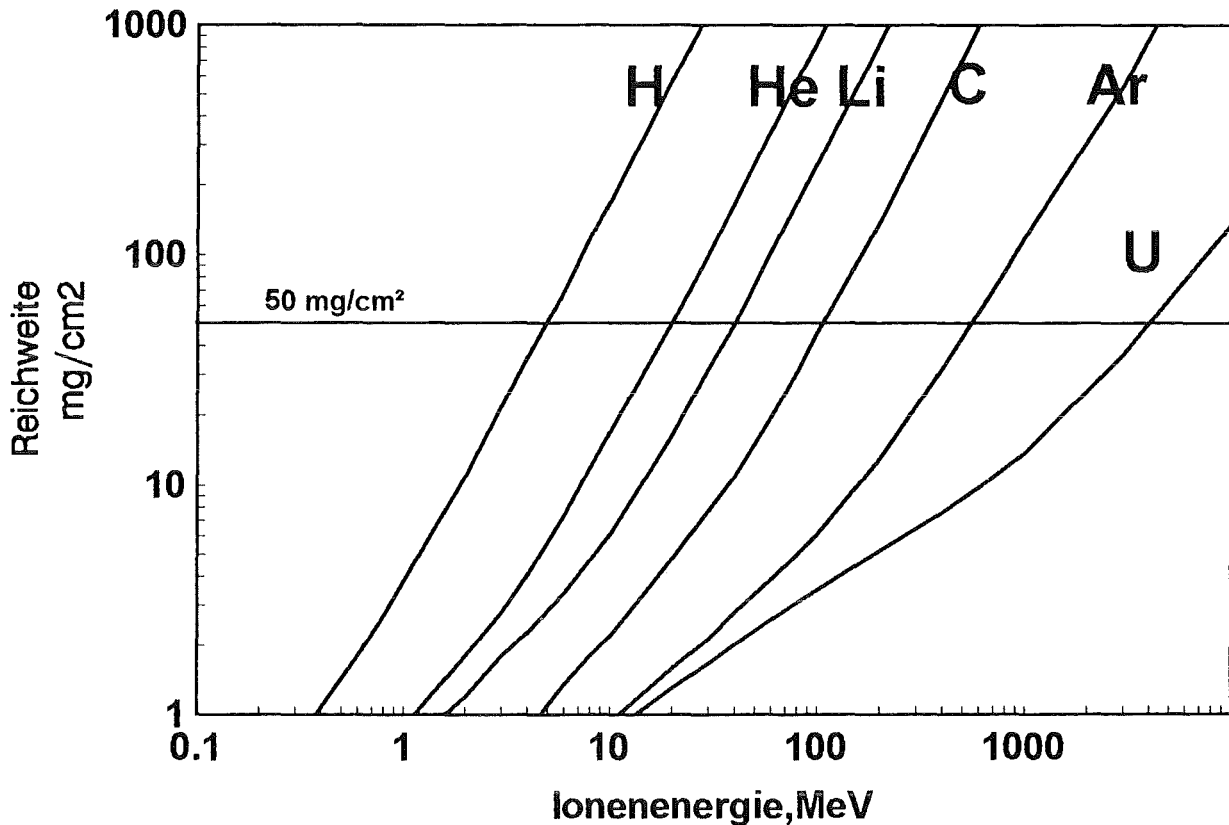


Abb. 1.4 Reichweite verschiedener Ionen in kalter Festkörpermaterie (hier in Al)

1.4.3 Symmetrie der Bestrahlung

Wenn die ursprüngliche Brennstoffdichte durch die Kompression um den Faktor 1000 erhöht werden soll, so muß der Radius der äußeren Brennstoffschale bei einem typischen Aspektverhältnis von 0,1 auf 1/15 des ursprünglichen Werts reduziert werden. Damit die Implosion stabil abläuft, darf bereits aus rein geometrischen Gründen die Implosiongeschwindigkeit auf der Oberfläche der Kugelschale um nicht mehr als 3% variieren. Da außerdem noch die Entstehung von hydrodynamischen Instabilitäten, vor allem das Auftreten der Rayleigh-

Instabilität /1.26/, vermieden werden muß, sind die zulässigen Intensitätsschwankungen auf der Oberfläche des Kügelchens auf 1 bis 2 Prozent begrenzt. Diese Forderung läßt sich nur durch eine große Zahl symmetrisch um das Target verteilter Ionenstrahlen erfüllen. Abschätzungen der Gleichförmigkeit der Bestrahlung als Funktion der Anzahl der Strahlen ergeben, daß unter der Annahme eines Gaußschen Strahlprofils mindestens 32 Strahlen notwendig sind. Die Erzeugung, die Synchronisation und der Transport einer so großen Anzahl von Ionenstrahlen sind sowohl für ein Zündexperiment im Labormaßstab als auch für ein Fusionskraftwerk zu aufwendig. Nicht viel günstiger ist die Situation für Laserstrahlen, wo die für die direkte Heizung eines ablationsgetriebenen Targets unerwünschte Kohärenz auf der Targetoberfläche zu Interferenzen und daher zu ungleichförmiger Bestrahlung führen kann.

Die für ein solches Zündexperiment im Labormaßstab entwickelte Ionenquelle der 100 TW, 1 MJ PBFA II-Anlage kann ohne zusätzliche Maßnahmen nur eine äquatoriale Zone des Targets homogen ausleuchten /1.27/ (s.a. Abschnitt 3). Im Prinzip kann zwar auch mit dem Ionenstrahl dieser Quelle eine gleichförmige Bestrahlung des Targets erreicht werden, wenn dieses in eine Schaumhülle mit geeigneter Geometrie und in ein starkes axiales Magnetfeld eingebettet wird, doch sind die Anforderungen an die Qualität und Reproduzierbarkeit des Ionenstrahls sehr hoch /1.28/. Die Wirkung dieser "Schaumlinse" beruht auf der geometrisch definierten Unterbrechung der Stromneutralisation und der dadurch möglichen Ablenkung der Ionen in ihren Eigenmagnetfeldern (s.a. Abschnitt 5).

Ob eine ausreichend homogene Bestrahlung des Targets durch diese Maßnahmen erzeugt werden kann, ist ungewiß. Ein sehr homogenes Strahlungsfeld läßt sich jedoch in einer Hohlkugel herstellen, wenn deren innere Wand durch den Ionenstrahl auf hohe Temperaturen aufgeheizt wird. Auch hier ermöglicht die Konzentration des Energieverlusts im Bragg-Peak am Ende der Ionenbahn einen mehrschaligen Aufbau der Hohlkugel, bei dem die Ionenenergie hauptsächlich in einer inneren Schale mit geringer Dichte deponiert wird, während die erzeugte weiche Röntgenstrahlung durch die aus einem dichten Material mit hohem Z bestehende äußere Schale eingeschlossen bleibt. Da Reflektionen im Bereich der weichen Röntgenstrahlen eine untergeordnete Rolle spielen, werden Photonen, die auf die äußere Schale treffen, absorbiert. Deshalb kann das Strahlungsfeld nur im thermischen Gleichgewicht mit der Wand existieren. Um den Hohlraum zu verlassen, muß die Strahlung durch die Wand diffundieren. Dies ist

nur über viele Absorptions- und Reemissionsprozesse möglich. Der in der Kavität zirkulierende Strahlungsfluß wird durch die Zahl der Reemissionen bestimmt. Ist diese Anzahl groß, tritt eine starke Homogenisierung ein, und der Hohlraum wird gleichmäßig mit Strahlung erfüllt. Experimente mit Laserstrahlen zeigen, daß eine gleichmäßige Expansion der Hohlraumkugel bereits bei Heizung mit einem einzigen Strahl eintritt /1.29/. Dies beweist die sehr wirksame Homogenisierung der Strahlung. Energieverluste entstehen durch Heizung von kälterem Wandmaterial und durch Konversion von thermischer Energie in kinetische Energie der expandierenden Wand.

Berechnungen zeigen, daß der Wirkungsgrad für die Konversion von Ionenstrahlenergie in die Energie der weichen Röntgenstrahlung mehr als 80% beträgt, wenn die Leistungsdichte des Ionenstrahls größer als 2000 TW/g wird /1.29, 1.30/.

Die Untersuchung dieser Konversion und des damit verbundenen Strahlungstransports in Materie gehört zu den notwendigen Grundlagenexperimenten für die Trägheitsfusion. Leider ist der internationale Kenntnisaustausch gerade auf diesem Gebiet durch die aus militärischen Gründen für notwendig erachtete Geheimhaltung stark eingeschränkt.

Der mögliche Aufbau eines strahlungsgetriebenen Targets ist in Abb. 1.5 dargestellt /1.31/. Als Konverter geeignet ist ein Material mit hoher Kernladungszahl aber geringer Dichte. Die Homogenisierung erfolgt in dem nahezu materiefreien Zwischenraum zwischen dem Konverter und dem Ablator. Werden die Dichte und die Dicke des Konverters richtig gewählt, so kann eine Pulskompression und daher eine Leistungsmultiplikation eintreten /1.32/. Die Ursache hierfür sind die stark nichtlinearen Eigenschaften der Strahlungsdiffusion. Die absorbierte Ionenenergie wird in die thermische Energie der Elektronen und in die Energie des Strahlungsfeldes, daß sich mit den Elektronen im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, konvertiert. Die von der Absorptionszone ausgehende Strahlungswelle und die Wärmeleitungswelle breiten sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus. Bei geeigneter Wahl der Konverterdichte und Temperatur ist die Geschwindigkeit der Strahlungswelle größer. In diesem Fall wird die vom Ionenstrahl gelieferte Energie zwischen der Front der Strahlungswelle und der Verdämmschale zwischengespeichert. Die Temperatur in dieser Zone steigt stark an und beim Durchbruch der Welle durch die innere Wand des Konverters wird die Strahlungsleistung $\sigma \cdot T^4$ freigesetzt ($\sigma \approx$ Stefan-Boltzmannsche

Strahlungskonstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Watt/m}^2 \text{ Grad}^4$). In einseitig offener planarer Geometrie wird keine Leistungsverstärkung eintreten, da die Strahlungstemperatur deutlich unter der zentralen Temperatur liegt. Anders in der Geometrie des Hohlraumtargets, hier sind Strahlungstemperatur und Temperatur im Inneren des Konverters nahezu identisch, da von dem zentralen Target ein Teil der Strahlung zurückemittiert wird.

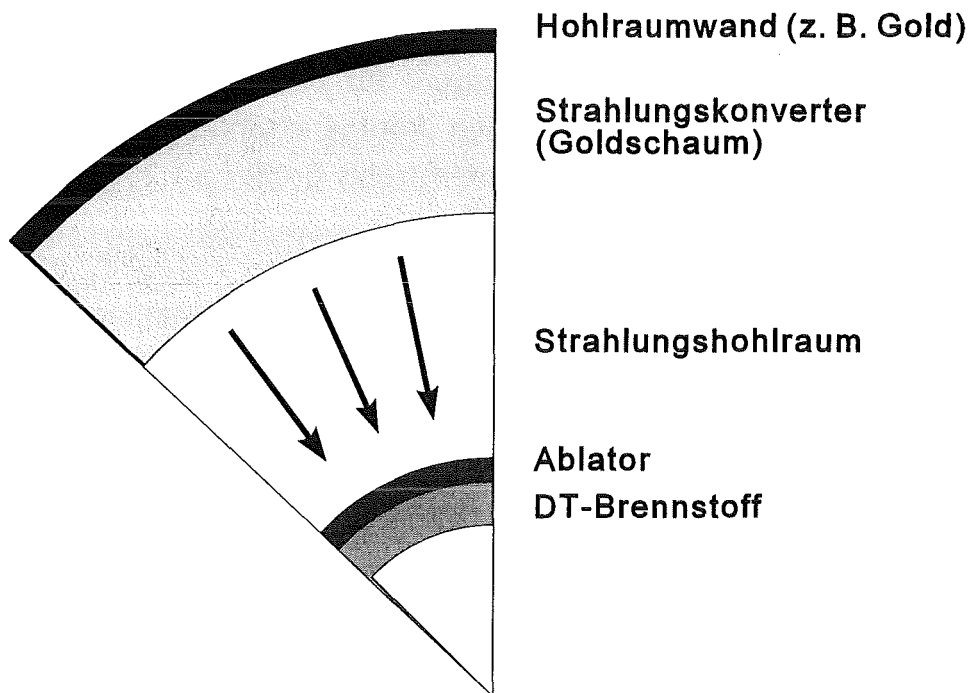


Abb. 1.5: Schema eines strahlungsgetriebenen Hohlraumtargets. Der Ionenstrahl wird zunächst in einem Konverter in ein homogenes Strahlungsfeld gewandelt. Dieses heizt den Ablator des zentralen Targets und erzeugt so die Kompression.

Ob mit der beschriebenen Konfiguration eine Leistungsverstärkung erreicht werden kann, ist umstritten, da ein Teil der absorbierten Ionenenergie in hydrodynamische Bewegungsenergie umgewandelt wird und eine Schockwelle der Strahlungswelle vorausziehen kann [1.33]. Eine Klärung dieser wichtigen Frage läßt sich vermutlich nur durch geeignete Experimente erreichen. Ein solches Experiment wurde von Yabe vorgeschlagen [1.34], läßt sich aber sinnvoll erst bei Ionenstrahlleistungsdichten von mehr als 200 TW/g durchführen.

Natürlich ist der Gesamtwirkungsgrad der indirekten, durch den Strahlungsfluß vermittelten hydrodynamischen Kompression geringer als bei der direkten Ab-

lation durch den Ionenstrahl. Aus diesem Grund sind für die indirekt getriebenen Hohlraumtargets hohe Strahlenergien erforderlich. Dies kommt, wie bereits erwähnt, den Möglichkeiten eines Leichtionenstrahls entgegen. Vorteilhaft aus der Sicht der Ionenstrahlen ist auch, daß der Durchmesser eines Hohlraumtargets größer sein kann, wodurch die Anforderungen an die Fokussierung geringer werden.

1.4.4 Impulsform

Zur Erzeugung sehr hoher Dichten im Brennstoff mit dem geringsten Energieaufwand ist eine isentrope Kompression des Brennstoffs erforderlich. Dies setzt eine bestimmte Impulsform und sehr hohe Leistungsdichten voraus, die vermutlich mit Ionenstrahlen nicht zu erreichen sind. Zum Glück genügt auch eine Serie von 2-3 zeitlich aufeinander abgestimmten Schocks mit wachsender Amplitude, um eine erheblich größere Materiedichte bei gleichem Enddruck als mit einer einzelnen Schockkompression entlang der Hugoniot-Kurve zu erreichen.

Allerdings muß die Dauer der letzten Schockkompression der Implosionszeit des Ablators, von ca. 10 ns angepaßt sein. Die im allgemeinen erheblich längeren Leichtionenimpulse lassen sich komprimieren, wenn die Ionengeschwindigkeit mit der Zeit anwächst. Auf dem Weg von der Ionenquelle zum Target können dann die früher gestarteten langsameren Ionen von den später gestarteten schnelleren Ionen eingeholt werden. Dieser mit "Bunching" bezeichnete Vorgang erhöht dadurch auch die Ionenleistung am Ort des Targets gegenüber der Leistung am Ort der Ionenquelle. Das Verhältnis der Impulsdauer am Ort des Targets τ_T und am Ort der Quelle τ_Q ist durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{\tau_T}{\tau_Q} = 1 - \frac{L}{v_e} \left(\frac{1}{v_a} - \frac{1}{v_e} \right) \quad (1.26)$$

Dabei bedeuten: L = Länge des Transportwegs von der Quelle zum Target, v_a , v_e = Ionengeschwindigkeit am Anfang bzw. am Ende des Impulses.

Aus zwei Gründen darf die Variation der Ionengeschwindigkeit nicht zu groß werden: Die erste Grenze ist durch die starke Abhängigkeit der Ionenreichweite von der Energie gegeben. Die zweite Grenze wird durch die chromatischen Aberationen des Fokussierungssystems bestimmt (s. Abschnitt 5). Da es schwierig

erscheint sehr kurze Impulse (< 10 ns) leichter Ionen zu erzeugen, ist "Bunching" möglicherweise der einzige Weg. Damit unter den erwähnten Restriktionen genügend hohe Bunchingfaktoren (τ_Q/τ_T) erreicht werden können, darf der Transportweg nicht zu kurz sein.

Wie die Geschwindigkeitsrampe erzeugt werden kann, wird in Abschnitt 2 beschrieben.

1.4.5 Reinheit

Wenn die Ionenquelle verschiedene Ionensorten enthält wird ein entsprechendes Ionengemisch im beschleunigten Strahl auftreten. Da Ionen mit gleicher kinetischer Energie aber unterschiedlicher Masse und Kernladungszahl stark verschiedene Reichweiten in Materie besitzen, ist das Target nur für eine Ionenart optimal geeignet. Im Extremfall, z.B. bei der Beschleunigung von Li-Ionen auf 30 MeV aus einer mit Protonen kontaminierten Quelle, kann es durch die große Reichweite der Protonen zu einer Vorheizung des nichtkomprimierten Brennstoffs kommen, wodurch eine starke Verdichtung des Brennstoffs unmöglich wird. Der zulässige Grad an Verunreinigung durch Protonen ist in diesem Fall äußerst gering ($< 1\%$). Zum Glück lassen sich 30 MeV Protonen von 30 MeV Li-Ionen durch starke Magnetfelder trennen. Solche Magnetfelder sind in den Ionenquellen immer vorhanden (s. Abschnitt 4), so daß die Einhaltung der erforderlichen Reinheit in diesem Fall kein grundsätzliches Problem darstellt. Die Verunreinigung der Ionenquelle kann jedoch die Effizienz der Ionenstrahlerzeugung beeinträchtigen. Erheblich schwieriger zu lösen ist das Problem der Reinheit einer Deuteronenquelle, da die unvermeidbaren Kontaminationen mit Protonen nicht so leicht abgetrennt werden können.

1.4.6 Wirkungsgrad, Kosten

Obwohl in dieser Arbeit nur einige wissenschaftliche Aspekte der zivilen Nutzung der Trägheitsfusion betrachtet werden, ist es für die Anwendungsperspektiven dieser Forschung nützlich, einige der mit dem Treiber verbundenen Voraussetzungen für eine ökonomische Energieproduktion zu verdeutlichen.

Im Prinzip muß jeder Inertfusionsreaktor mit dem folgenden Energiezyklus arbeiten: Der Treiberimpuls mit dem Energieinhalt E_{Treiber} induziert in dem Fusionstarget eine Fusionsreaktion bei der die Energie E_{Fusion} freigesetzt wird. Diese Energie wird mit Hilfe eines Generators mit dem Wirkungsgrad η_{th} in elektrische Energie umgewandelt. Ein Teil dieser elektrischen Energie wird zur Erzeugung des nächsten Treiberimpulses mit dem Wirkungsgrad η_{Tr} benötigt. Unter Verwendung des Fusionsenergiegewinns

$$G = \frac{E_{\text{Fusion}}}{E_{\text{Treiber}}}$$

erhält man für die von dem Kraftwerk nach außen abgebbare elektrische Energie E_{netto} :

$$\begin{aligned} E_{\text{netto}} &= \eta_{\text{th}} E_{\text{Fusion}} - \frac{E_{\text{Treiber}}}{\eta_{\text{Tr}}} \\ &= \left(1 - \frac{1}{G \cdot \eta_{\text{th}} \cdot \eta_{\text{Tr}}} \right) \eta_{\text{th}} E_{\text{Fusion}} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Damit das Kraftwerk Energie produzieren kann, muß der Fusionsenergiegewinn $G \geq (\eta_{\text{th}} \eta_{\text{Tr}})^{-1}$ sein. Für eine ökonomische Betriebsweise ist darüberhinaus zu fordern, daß der Bruchteil der im Kraftwerk zurückgeführten zirkulierenden Leistung klein bleibt. Wird dieser Bruchteil mit ε_z bezeichnet, so gilt die strengere Forderung

$$G = \frac{1}{\eta_{\text{th}} \eta_{\text{Tr}} \cdot \varepsilon_z} \quad (1.28)$$

Realistische Berechnungen des Fusionsenergiegewinns G zeigen, daß selbst bei sehr hohen Treiberenergien G kaum größer als 200 wird /1.35/ (Abb. 1.6). Nimmt man für $\eta_{\text{th}} = 0,35$ und $\varepsilon_z = 0,2$ an, so muß der Wirkungsgrad des Treibers

$$\eta_{\text{Tr}} > 7\%$$

betragen. Solch hohe Wirkungsgrade lassen sich zwar mit Ionenstrahlgeneratoren leicht erreichen, nicht jedoch mit kurzwelligen Lasern, die zur Induzierung der Trägheitsfusion geeignet sind. Aus diesen Betrachtungen folgt auch, daß Targets mit kleinen Gewinnfaktoren nur mit sehr effizienten Treibern

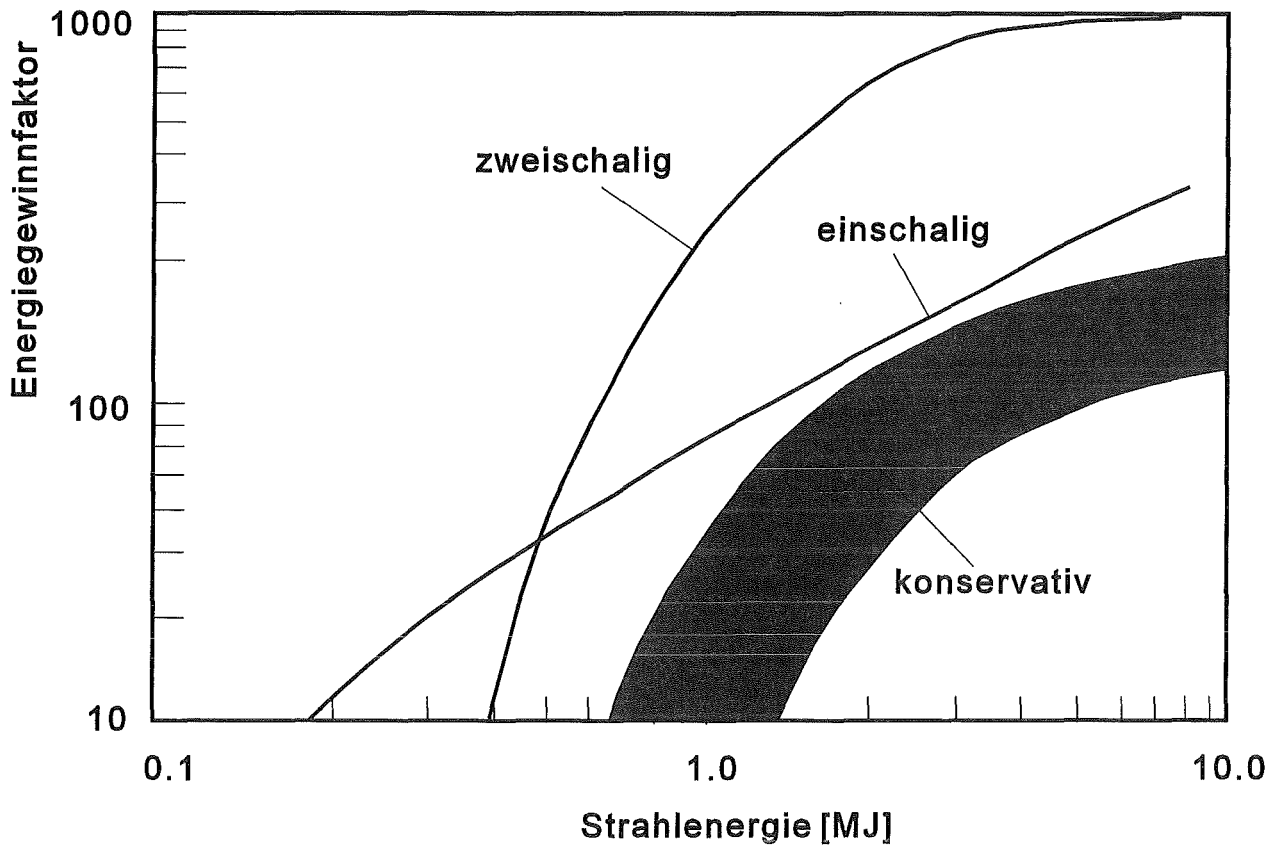


Abb. 1.6: Energiegewinnfaktor G als Funktion der absorbierten Strahlenergie für verschiedene Targetentwürfe (nach 1.35). In dem mit konservativ bezeichneten Band für G wurden Abweichungen von der idealen eindimensionalen Kompression berücksichtigt.

ökonomisch verwendet werden können. Mit den in Abschnitt 3 beschriebenen Leichtionengeneratoren lassen sich Wirkungsgrade von 20-30% erreichen. Diese Generatoren besitzen gegenwärtig als einzige das Potential, die zur Zündung eines Inertfusionstargets mit hohem energetischen Gewinn erforderliche Strahlenergie von 5-10 MJ effektiv und ökonomisch bereitstellen zu können. Mit Kosten von 10 \$ pro Joule für die reine Anlagentechnik und von 25 \$ pro Joule unter Einschluß der notwendigen Gebäude und Hilfseinrichtungen, sind mittelgroße Anlagen mit Strahlenergien von einigen 100 kJ auch für kleinere wissenschaftliche Institute tragbar [1.36]. Laser- und Schwerionentreiber benötigen dagegen zur Zeit bis zu hundertmal höhere Investitionskosten. Dadurch erhält selbst die Erstellung einer Anlage für die Zündung eines Pellets mit dem Energiegewinn von 1, zu der ca. 1 MJ Strahlenergie benötigt wird, den Rang einer großen nationalen oder internationalen Forschungseinrichtung.

Ein Grund für den Kostenvorteil der Leichtionengeneratoren basiert auf der Tatsache, daß die meisten ihrer Komponenten einfache mechanische Gebilde aus billigen Materialien wie Stahl, Aluminium, Öl, Wasser usw. sind, die großzügige Toleranzen besitzen. Der zweite Grund liegt in ihrem hohen Wirkungsgrad.

1.5 Zusammenfassung

In ionenenergieunabhängiger Form lassen sich die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Anforderungen an die Leistungsdichte der Ionenstrahlen mit Hilfe des folgenden Diagramms darstellen (Abb. 1.7). Dort ist die Targettemperatur als Funktion der spezifischen deponierten Ionenstrahlleistung aufgetragen /1.37/. Dabei wurde der aus theoretischen Analysen folgende funktionale Zusammenhang $T \sim \epsilon^q$ zwischen der Temperatur T und der Leistungsdichte ϵ zugrunde gelegt. Abhängig vom Aggregatzustand der Materie liegt der Exponent q zwischen $1/3$ für gasförmige und $1/2$ für feste Targets. Da in dieser Arbeit vor allem das Potential leichter Ionen untersucht werden soll, wurde die Abzisse durch zwei weitere Skalen mit den zugehörigen fokussierten Flächenleistungsdichten für 1,7 MeV Protonen und 30 MeV Li-Ionen ergänzt. Natürlich dienen die eingetragenen Schwellen für die unterschiedlichen physikalischen Experimente nur der groben Orientierung. Insbesondere ist die untere Grenze für neue Experimente zur Untersuchung der Eigenschaften von Materie bei hohen Drücken und Temperaturen mit dynamischen Methoden fließend. Oberhalb der mit Strahlungsphysik bezeichneten Schwelle beginnt auch der Bereich möglicher Experimente zum Röntgenlaser und zur Konversion von Ionenstrahlenergie in weiche Röntgenstrahlung. Für Implosionsexperimente als Vorstufe zur Zündung eines Trägheitsfusionstargets sind fokussierte Leistungsdichten von mindestens 10 TW/cm^2 für 1,7 MeV Protonen bzw. 30 TW/cm^2 für 30 MeV Li-Ionen erforderlich.

Neben der spezifischen Energiedeposition, die sicherlich den wichtigsten Parameter der Strahl-Target-Wechselwirkung darstellt, spielen andere Gesichtspunkte eine wesentliche Rolle bei der Auswahl der Ionenenergie und Ionenart. So sind, wie in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert wurde, z.B. zur optimalen Nutzung des Verdämmungseffekts bei der Beschleunigung von Materieschichten gewisse Mindestreichweiten der Ionen erforderlich. Um z.B. die gewünschten 50 mg/cm^2 zu erreichen, sind Protonenenergien von mindestens 5 MeV notwendig.

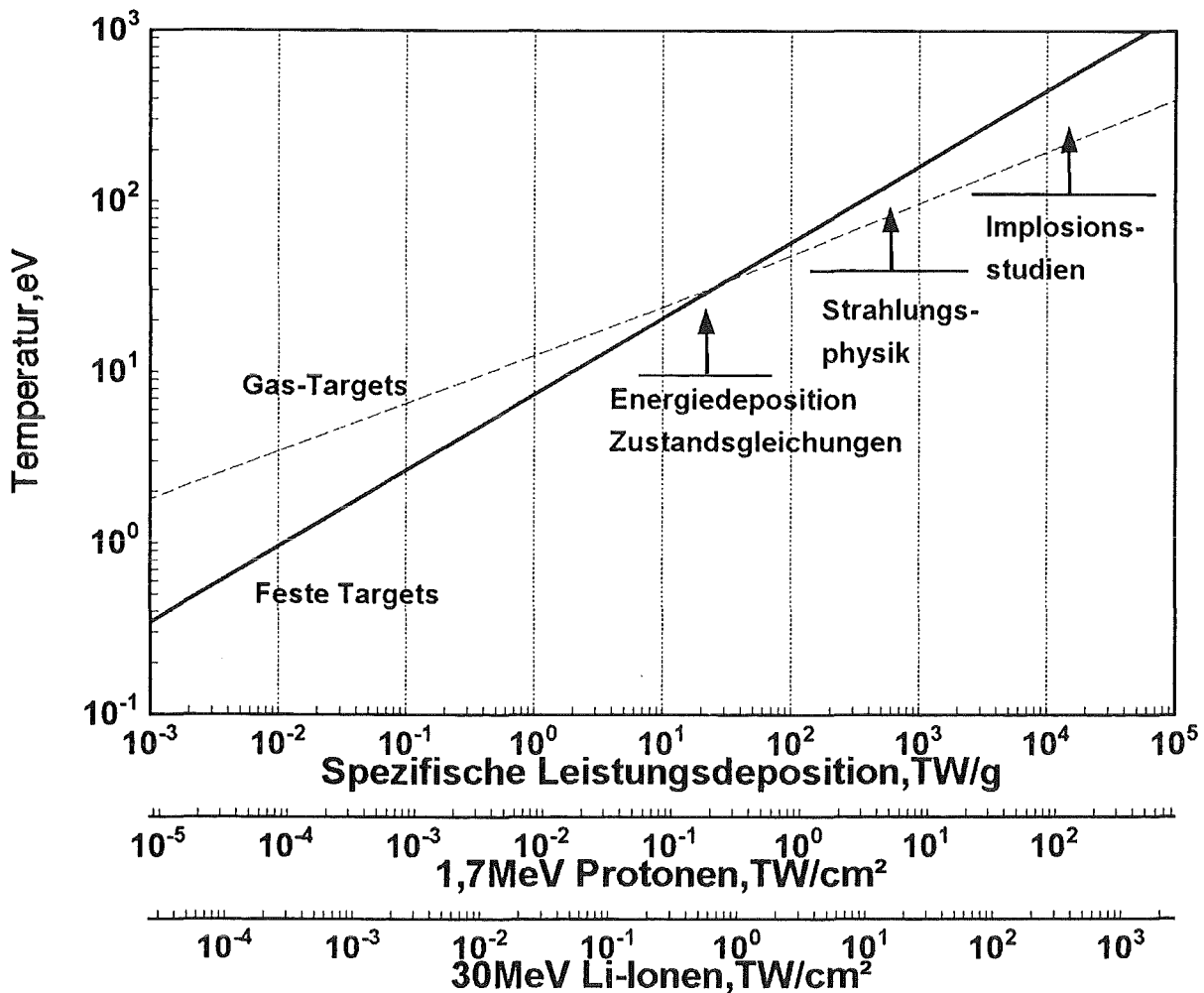


Abb. 1.7: Targettemperatur als Funktion der spezifischen deponierten Ionenstrahlleistung

Weitere Gesichtspunkte ergeben sich aus der Erzeugung und der Fokussierung der Ionenstrahlen. Ionenstrahlen mit hohen Energien und großen Massen lassen sich i.a. erheblich besser fokussieren. Dieser Aspekt wird in den folgenden Kapiteln ausführlich diskutiert.

2. Konzepte zur Erzeugung intensiver Strahlen leichter Ionen

2.1 Optionen für die Ionenstrahlerzeugung

Gegenwärtig werden vier Methoden zur Erzeugung von gepulsten Ionenstrahlen mit Leistungen bis zu 100 TW untersucht:

1. Einstufige Beschleunigung von Strahlen leichter Ionen mit Teilchenenergien bis ca. 30 MeV und sehr hohen Strömen. Diese Methode erfordert einen ladungs- und stromneutralisierten Transport der Ionenstrahlen zum Target. Mit ihr befassen sich die folgenden Abschnitte dieser Arbeit.
2. Mehrstufige Beschleunigung von mittelschweren Ionen mit mittleren Strömen und Energien von 100-500 MeV pro Teilchen /2.1/. Wegen der hohen Eigenfelder ist auch hier eine Neutralisation zwischen den einzelnen Beschleunigungsstufen erforderlich. Die zweistufige Version, die bei der Erzeugung der für das Strahlbunching notwendigen Geschwindigkeitsrampe einige Vorteile besitzt, wird in diesem Abschnitt kurz diskutiert /2.2-2.3/.
3. Konventionelle Hochfrequenz- oder lineare Induktionsbeschleuniger zur Erzeugung von schweren Ionen mit geringen Strömen, aber Teilchenenergien bis zu 10 GeV. Im Vergleich zu den in Hochenergiebeschleunigern üblichen Strömen sind die für die Trägheitsfusion benötigten Ströme immer noch enorm (1-10 kA). Um diese Ströme zu erreichen, werden u.a. Speicherringe verwendet, in denen viele Strahlpakete akkumuliert und zu einem Ionenimpuls verschmolzen werden. Die Größe dieser Schwerionenbeschleuniger ist daher immens. Ihre Abmessungen können mehrere Kilometer betragen /2.4/.
4. Elektrostatisch auf 30-1000 keV beschleunigte impulsstarke mittelschwere Ionen /2.5, 2.6/. In diesem Konzept werden die Ionen aus vielen kugelsymmetrisch auf einem Radius von ca. 10 m angeordneten Plasmaquellen mit sehr kleiner Divergenz auf die am Target benötigte Implosiongeschwindigkeit von einigen 10^7 cm/s beschleunigt und neutralisiert. Die zum Kugelmittelpunkt hin konvergierenden Strahlen propagieren zunächst stoßfrei und rein ballistisch. Ihre radiale Geschwindigkeit steigt an und wird so gewählt, daß alle Ionen des ursprünglich ca. 50 μ s langen Impulses zur gleichen Zeit das Zentrum erreichen. Dadurch und durch die räumliche

Konvergenz wächst die Dichte des Strahls in der Nähe des Mittelpunkts stark an, und es kommt zu Ionisationsstößen zwischen den Strahlionen. Die von diesen Strahlen transportierte Masse entspricht der Masse des Ablators in einem Inertfusionstarget. Der Strahl überträgt seinen hohen Impuls auf die Targethülle und beschleunigt sie auf die benötigte Implosionsgeschwindigkeit.

Experimentelle und theoretische Untersuchungen befinden sich noch im Anfangsstadium. Es gibt zwei kritische Punkte in diesem Konzept. Der erste betrifft die hohen Anforderungen an die Divergenz der Ionenquelle. Der zweite hängt mit dem stoßdominierten Kollaps des Ionenstrahls zusammen, bei dem ein großer Teil der inneren Energie der Ionen abgestrahlt wird.

2.2 Einstufige Beschleunigung (Diode)

In Anlehnung an die Verhältnisse in einer Vakuumelektronenröhre, wird eine aus zwei Elektroden bestehende Anordnung zur Erzeugung intensiver Strahlen geladener Teilchen im Vakuum als Diode bezeichnet. Wie bei der Elektronenröhre müssen die zu beschleunigenden Teilchen auf der ihrer Polarität entsprechenden Elektrode zur Verfügung stehen. Bei einer Ionenstrahldiode muß die Anode daher mit einem Plasma bedeckt sein, das die gewünschte Ionensorte enthält. Diese Plasmaquelle muß den zur Aufrechterhaltung der Stromdichte in der Diode notwendigen Ionenfluß bereitstellen.

2.2.1 Quellbegrenzungen für die Stromdichte

Für ein stationäres Plasma bestimmen entweder der thermische Ionenfluß oder das Bohmsche Grenzschichtkriterium die erreichbaren Stromdichten. Besitzen die Ionen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, so ist der thermische Fluß durch eine Ebene durch den folgenden Ausdruck gegeben [2.7]

$$\Phi_i = \frac{1}{4} n_i \langle v_i \rangle \quad (2.1)$$

Hierbei bedeuten n_i = Ionendichte im Plasma; $\langle v_i \rangle = (8 kT_i / \pi m_i)^{1/2}$ = mittlere Geschwindigkeit der Ionen; T_i = Ionentemperatur; m_i = Ionenmasse, k = Boltzmann'sche Konstante.

Der Ausdruck 2.1 entspricht jedoch nur dann der verfügbaren Ionenstromdichte, wenn das folgende Bohmsche Kriterium erfüllt ist /2.8, 2.9/

$$\langle v_i^{-2} \rangle \leq v_s^{-2} = (kT_e / m_i)^{-1} \quad (2.2)$$

Physikalisch beruht dies darauf, daß wegen ihrer höheren Geschwindigkeit mehr Elektronen als Ionen das Plasma verlassen wollen. Dadurch baut sich am Plasmarand eine Raumladungsschicht auf, bis die Höhe der entstehenden Potentialbarriere garantiert, daß der Elektronenfluß und der Ionenfluß zur Plasmagrenze gleich werden. Die Potentialstörung am Plasmarand bleibt wegen der Debyeschen Abschirmung auf einen Bereich von wenigen Debyelängen

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_e e^2}}$$

beschränkt (T_e = Elektronentemperatur, n_e = Elektronendichte).

Wegen seines fundamentalen Charakters für die Diodenphysik sei die Ableitung des Bohmschen Kriteriums hier kurz skizziert /2.10/. Hierzu wird die in Abb. 2.1 dargestellte planare Geometrie vorausgesetzt: Zwischen dem Plasmarand und der Kathode befinde sich die Potentialdifferenz $V_0 = \psi(0) - \psi(d)$. Ferner sei angenommen, daß auf der Kathode keine Ladungsträger zur Verfügung stehen. Alle Ionen treten mit der gleichen Anfangsgeschwindigkeit v_0 in die Randschicht ein. Für die Elektronen wird hingegen eine thermische Geschwindigkeitsverteilung mit der Temperatur T_e vorausgesetzt. Aus dem Energiesatz folgt für die Ionengeschwindigkeit:

$$v_i = \left(v_0^2 - \frac{2Ze\psi(x)}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Hier wurde $\psi(0) = 0$ $\psi(x) = -|\psi(x)|$ angenommen.
e ist hier der Betrag der Elementarladung.

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung für die Ionen erhält man die Ionendichte in der Randschicht und im Beschleunigungsspalt:

$$n_{r0} v_0 = n_i(x) v_i(x)$$

$$n_i(x) = n_{r0} \left(1 - \frac{2Ze\psi}{m_i v_0^2} \right)^{-1/2} \quad (2.4)$$

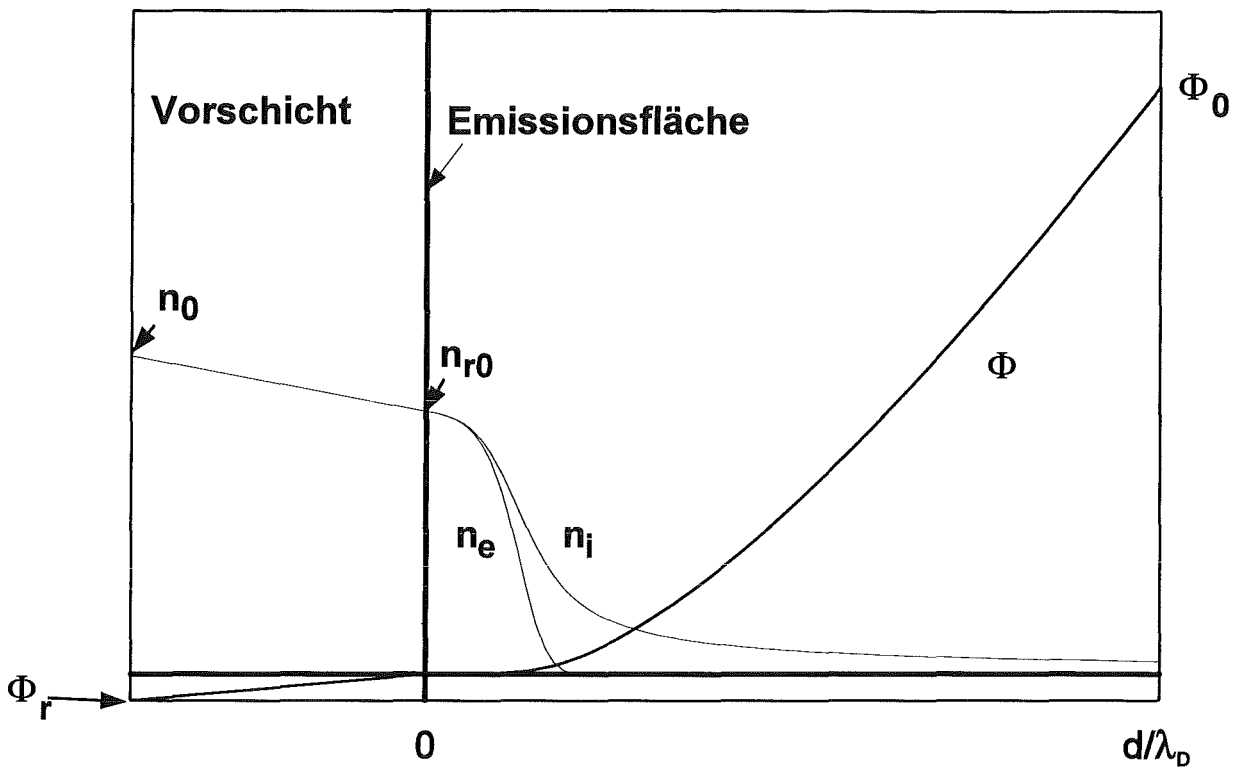


Abb. 2.1: Dichte und Potentialverteilung in der Plasmarandschicht und im Vakuumspalt bei Anliegen eines äußeren Extraktionsfeldes

Die Dichte der Elektronen folgt dagegen im stationären Zustand der Boltzmann-Verteilung:

$$n_e(x) = n_{re} \exp(e\psi/kT_e) \quad (2.5)$$

Für die Poisson-Gleichung ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\psi}{dx^2} &= \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - Zn_i) \\ &= \frac{e}{\epsilon_0} Zn_0 \left\{ \exp(e\psi/kT_e) - \left(1 - \frac{2Ze\psi}{m_i v_0^2}\right)^{-1/2} \right\} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Führt man hierin die folgenden dimensionslosen Größen ein

$$\Phi = -\frac{e\psi}{kT_e} \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D} = x \sqrt{\frac{n_{oe} e^2}{\epsilon_0 kT_e}}$$

$$u_0 = \frac{v_0}{(kT_e/m_i)^{1/2}} \quad n_{re} = Z \cdot n_{ro}$$

so wird Gleichung 2.6:

$$\frac{d^2\phi}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{2Z\phi}{u_0^2}\right)^{-1/2} - e^{-\phi} \quad (2.7)$$

Gleichung (2.7) läßt sich einmal integrieren:

$$\frac{1}{2} \phi'^2 = \frac{u_0^2}{Z} \left[\left(1 + \frac{2Z\phi}{u_0^2}\right)^{1/2} - 1 \right] + e^{-\phi} - 1 \quad (2.8)$$

Hier wurde angenommen, daß die elektrische Feldstärke im Plasma selber annähernd Null ist. Da die linke Seite von Gleichung 2.8 stets positiv ist, muß auch die rechte Seite für alle Werte von $\phi(x)$ positiv bleiben. Insbesondere muß dies auch für sehr kleine Werte von ϕ in der Nähe der Plasmarandschicht gelten.

Entwickelt man nun die rechte Seite in Form einer Taylor-Reihe für $\phi \ll 1$, so folgt:

$$\frac{u_0^2}{Z} \left\{ 1 + \frac{Z\phi}{u_0^2} - \frac{1}{2} \frac{Z^2\phi^2}{u_0^4} + \dots - 1 \right\} + 1 - \phi + \frac{1}{2} \phi^2 + \dots - 1 > 0$$

$$\frac{1}{2} \phi^2 \left\{ -\frac{Z}{u_0^2} + 1 \right\} > 0$$

Daraus folgt schließlich

$$\frac{u_0^2}{Z} > 1 \quad \text{oder} \quad v_0 > \sqrt{\frac{Z \cdot kT_e}{m_i}} \quad (2.9)$$

Gleichung (2.9) ist die Form des Bohmschen Kriteriums für den Fall mono-energetischer Ionen der Geschwindigkeit v_0 .

Der physikalische Inhalt des Bohmschen Kriteriums läßt sich durch folgende Überlegungen verdeutlichen: In der Plasmarandschicht kommt es zu einer unterschiedlichen Abnahme der Elektronen- und Ionendichte. Wenn die Ionen mit hoher Geschwindigkeit in die Randschicht eintreten, fällt ihre Dichte dort langsamer ab, da ihr relativer Geschwindigkeitszuwachs durch das Randschichtpotential gering ist. Würden die Ionen dagegen die Randschicht mit zu kleiner Geschwindigkeit erreichen, so würden sie dort stärker verdünnt werden als die Elektronen. In diesem Fall wäre $n_e - Z \cdot n_i$ in der Randschicht positiv und die Poissongleichung (2.6) sagt, daß eine solche Ladungsdichteverteilung nur mit einer nach oben gekrümmten Potentialverteilung kompatibel ist. Dies ist im Gegensatz zur Forderung, daß die Schicht die Elektronen abstoßen muß. Das Bohmsche Kriterium postuliert nun, daß es im Plasma einen Mechanismus gibt, der verhindert, daß der letzte Fall eintritt. Daß dies nicht trivial ist, ergibt sich aus der Feststellung, daß in den meisten durch elektrische Entladungen entstandenen Plasmaquellen die Elektronentemperatur sehr viel größer ist als die Ionentemperatur. In diesem Fall reicht die thermische Geschwindigkeit der Ionen nicht aus, um das Bohmsche Kriterium zu erfüllen. Daher müssen im Plasma andere Prozesse einsetzen, die die Ionengeschwindigkeit in Richtung Randschicht erhöhen. Über die Art dieser Prozesse sagt das Bohmsche Kriterium nichts aus, und es ist in dieser Hinsicht unvollständig. Tatsächlich ist die Feldstärke an der Schichtkante nicht Null wie oben angenommen. Vielmehr liegt vor der Schichtkante eine gestörte Übergangsschicht, die als Vorschicht bezeichnet wird und in der das nicht abgeschirmte Restfeld die Ionen auf die nach dem Bohmschen Kriterium notwendige Geschwindigkeit beschleunigt. Die selbstkonsistente Behandlung der Vorschicht und der Schicht erfordert eine genauere Modellierung des Plasmasystems und der in ihm dominierenden atomaren Stoß- und Austauschprozesse /2.8/.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch die an der Randschicht verfügbare Ionenstromdichte unter Benutzung des Bohmschen Kriteriums angegeben werden: Der notwendige Spannungsabfall in der Vorschicht zur Erzeugung der gerichteten Ionengeschwindigkeit

$$v_0^2 = \frac{Z k T_e}{m_i}$$

ist

$$\phi_r = -\frac{1}{2}$$

Die Elektronendichte beim Eintritt in die Randschicht ist daher geringer als im ungestörten Plasma:

$$n_{re} = n_{oe} e^{-1/2} = Z n_o e^{-1/2} \quad (2.10)$$

Wegen der kleinen Feldstärken kann auch in der Vorschicht Quasineutralität angenommen werden:

$$Z \cdot n_{ro} = n_{re}$$

Damit erhält man für die Ionenstromdichte:

$$j_B = Z e n_o e^{-1/2} \cdot \sqrt{\frac{Z k T_e}{m_i}} \quad (2.11)$$

Für $Z = 1$:

$$j_B = 0,6 e n_o \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \quad (2.12)$$

Ist $T_e \gg T_i$, so kann aus dem Plasma eine Stromdichte extrahiert werden, die größer ist als der thermische Fluß.

Wird der Bohmsche Grenzwert überschritten, so kommt es zur Erosion des Plasmas, d.h. die Plasmaoberfläche weicht soweit zurück bis wieder ein Gleichgewicht entsteht.

2.2.2 Raumladungsbegrenzung (Child-Langmuirsches Gesetz) bei unipolarem Stromfluß

Der maximale Strom, der in einer Diode erzeugt werden kann, wird durch das Child-Langmuirsche Gesetz für raumladungsbegrenzten Stromfluß beschrieben. Der wesentliche Punkt beim raumladungsbegrenzten Stromfluß ist, daß die elektrische Feldstärke an der emittierenden Elektrode Null wird. Dies entspricht bei unbegrenzter Emissionsfähigkeit einem stabilen Gleichgewichtszustand, wie man sich durch die folgenden, für Ionen gültigen, Überlegungen überzeugen kann:

Wenn die Feldstärke vor der Anode negativ wäre, würden von dort startende Ionen zurückreflektiert werden, und es könnte kein Strom in der Diode fließen. Wäre die Feldstärke hingegen positiv, würden mehr Ionen die Anode verlassen, dadurch würde sich die Raumladung solange erhöhen bis wiederum die Feldstärke Null erreicht wäre.

Im Folgenden wird die Ableitung des Child-Langmuirschen Gesetzes für die nichtrelativistische planare Diode skizziert.

Auf der Anode wird wiederum eine Plasmaschicht vorausgesetzt, die einen genügend hohen Ionenfluß bereitstellen kann. Die im vorigen Abschnitt beschriebene Plasmarandschicht wird als klein gegenüber dem Elektrodenabstand angenommen, es wird also nur der von Elektronen freie Bereich des Beschleunigungsspalts betrachtet. Außerdem wird angenommen, daß die Anfangsgeschwindigkeit der Plasmaionen sehr klein ist. Gleichung 2.7 reduziert sich unter diesen Bedingungen auf:

$$\frac{d^2 \phi}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{2Z\phi}{u_0^2} \right)^{-1/2} \approx \frac{u_0}{\sqrt{2Z\phi}} \quad (2.13)$$

Die einmalige Integration dieser Gleichung ergibt:

$$\frac{1}{2} \phi^2 = \sqrt{\frac{2}{Z}} \sqrt{\phi} u_0$$

Hierbei wurde $\phi'(\xi_0) = \phi(\xi_0) = 0$ angenommen.

ξ_0 = Koordinate der Plasmaoberfläche.

Die nochmalige Integration dieser Gleichung zwischen ξ_0 und $\xi_0 + d_\xi$ ergibt:

$$\frac{4}{3} \phi_d^{3/4} = (2)^{3/4} Z^{-1/4} \sqrt{u_0} \cdot d_\xi \quad (2.14)$$

oder

$$u_0 = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2}{Z}} \frac{\phi_d^{3/2}}{d_\xi^2} \quad (2.15)$$

Setzt man hierin die Ausdrücke für u_0 , ϕ_d und d_ξ ein, so erhält man schließlich

$$j_o = \frac{4 \epsilon_o}{9} \left[\frac{2Ze}{m_i} \right]^{1/2} \frac{V_o^{3/2}}{d^2} \quad (2.16)$$

Diese Form des Zusammenhangs zwischen der Stromdichte j_o und der an zwei planaren Elektroden mit dem Abstand d anliegenden Beschleunigungsspannung V_o gilt für alle Teilchenarten.

Für Ionen bzw. Elektronen sind die folgenden Berechnungsformeln nützlich:

$$j_i = 54,4 \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} \frac{V_o^{3/2}}{d^2} \quad (2.17)$$

$$j_e = 2,33 \cdot 10^3 \frac{V_o^{3/2}}{d^2} \quad (2.18)$$

Hier sind V_o in MV und d in cm einzusetzen um j in A/cm² zu erhalten.

Gleichung 2.16 ist auch für andere Geometrien eine gute Approximation, solange der Krümmungsradius der Elektroden groß gegenüber ihrem Abstand ist.

Das elektrische Feld innerhalb der Beschleunigungsstrecke variiert wie

$$E_x = - \frac{d\phi}{dx} = \frac{4 V_o x^{1/3}}{3 d^{4/3}} \quad (2.19)$$

Das Maximum wird für $x = d$ erreicht und beträgt

$$E_{\max} = \frac{4 V_o}{3d} \quad (2.20)$$

Die maximale Ionenstromdichte, die in einem einfachen Ioneninjektor erzeugt werden kann, ist durch die Durchbruchfeldstärke auf der Kathode gegeben. Typischerweise beträgt sie 100 kV/cm. Bei höheren Feldstärken kommt es zur Elektronenemission auf der Kathode. Welche physikalischen Prozesse im einzelnen hierzu führen, wird in Abschnitt 4.4 beschrieben. Stehen Elektronen an der Kathode und Ionen an der Anode zur Verfügung, so entsteht in der Diode ein bipolarer Stromfluß, bei dem der überwiegende Teil der elektrischen Leistung von den Elektronen absorbiert wird, wie gleich weiter unten gezeigt werden

wird. Führt man nun in das Child-Langmuirsche Gesetz (2.16) die maximale Feldstärke (2.20) ein

$$j_0 = \frac{\epsilon_0}{4} \left[\frac{2Ze}{m_i} \right]^{1/2} \frac{E_{\max}^2}{V_0^{1/2}} \quad (2.21)$$

so erkennt man, daß die in einer unipolaren Ionendiode maximal erreichbare Ionenstromdichte mit zunehmender Beschleunigungsspannung abnimmt. In Abschnitt 1 war jedoch gezeigt worden, daß die erforderliche Beschleunigungsspannung durch die optimale Reichweite der Ionen bestimmt wird. Für Protonen liegt sie bei etwa 5 MV und für Li-Ionen bei 30 MV. Damit ergibt sich eine maximale Stromdichte von 0,14 A/cm² für Protonen und 0,021 A/cm² für einfach geladene Li-Ionen. Um die erforderlichen Leistungen von ca. 100 TW erreichen zu können, wären demnach Emissionsflächen von mehr als 10 000 m² erforderlich. Dies ist aus mehreren Gründen völlig unpraktikabel. Das eingangs erwähnte Konzept der impulsstarken mittelschweren Ionen benötigt daher unbedingt einen hohen Leistungsgewinn durch Bunching, um die notwendige Emissionsfläche auf eine praktikable Größe zu reduzieren.

2.2.3 Raumladungsbegrenzung bei bipolarem Stromfluß

Wie bereits erwähnt kommt es bei Überschreiten der Zündfeldstärke von ca. 100 kV/cm zur Elektronenemission von der Kathode. Bei großen Leistungsdichten entsteht dadurch auch auf der Kathode ein dichtes Plasma mit praktisch unbegrenzter Elektronenemissionsfähigkeit (s. Abschnitt 4). In einer Hochleistungsionendiode fließen daher nach kurzer Zeit sowohl Ionen- als auch Elektronenströme. Zur Berechnung der Potentialverteilung und der Stromverhältnisse für diesen Fall benötigt man wiederum die Kontinuitätsgleichung und die Poissongleichung. Aus den Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Ionen erhält man:

$$n_e = \frac{j_e}{e} (2e\phi/m_e)^{-1/2}$$

$$n_i = \frac{j_i}{Ze} \left[2Ze(V_0 - \phi)/m_i \right]^{-1/2} \quad (2.22)$$

Einsetzen in die Poissongleichung ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{dx^2} &= \frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{j_e}{(2e\phi/m_e)^{1/2}} - \frac{j_i}{(2Ze(V_0 - \phi)/m_i)^{1/2}} \right] \\ &= \frac{j_e}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}}} \left[\frac{1}{\sqrt{\phi}} - \frac{1}{\sqrt{V_0 - \phi}} \cdot \frac{j_i}{j_e} \left(\frac{m_i}{Z \cdot m_e} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

Die erste Integration dieser Gleichung ergibt:

$$\left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 = \frac{2j_e}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}}} \left[\sqrt{\phi} + \left\{ \sqrt{V_0 - \phi} - \sqrt{V_0} \right\} \frac{j_i}{j_e} \left(\frac{m_i}{Z m_e} \right)^{1/2} \right] \quad (2.24)$$

Da raumladungsbegrenzter Stromfluß von beiden Elektroden vorausgesetzt wurde, muß $d\phi/dx$ auch für $\phi = V_0$ verschwinden. Dies ist nur möglich, wenn,

$$\frac{j_i}{j_e} = \sqrt{\frac{Z m_e}{m_i}} \quad (2.25)$$

Unter Verwendung dieses Resultats liefert die nochmalige Integration von Gleichung 2.24 schließlich

$$j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2Ze}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \cdot \left[\frac{3}{4} \int_0^1 \frac{d\phi}{[\phi^{1/2} + (1-\phi)^{1/2} - 1]^{1/2}} \right]^2 \quad (2.26)$$

Die Berechnung des bestimmten Integrals auf der rechten Seite von Gleichung 2.26 ergibt

$$j_i \text{ (bipolar)} = 1,86 j_i \text{ (unipolar)} \quad (2.27)$$

Der Faktor 1,86 wird Verstärkungsfaktor genannt und ist auf eine partielle Kompensation der Ionenraumladung in der Diode durch den Elektronenstrom zurückzuführen. Innerhalb des Beschleunigungsspalts verhalten sich die Elektronen- und Ionendichten spiegelbildlich. Die Summe ihrer Ladungsdichten ist Null. Diese Schlußfolgerung hätte man mit Hilfe des Gaußschen Satzes direkt ableiten kön-

nen, wenn man bedenkt, daß die elektrischen Feldstärken auf beiden Elektroden verschwinden.

Für die weiteren Überlegungen von großer Bedeutung ist die Gleichung 2.25. Aus ihr folgt, daß das Verhältnis von Ionenstromdichte zu (nicht relativistischer) Elektronenstromdichte im günstigsten Fall, d.h. für Protonen, 2,3% beträgt. Eine effektive Ionendiode ist daher nur möglich, wenn Maßnahmen zur Reduzierung oder vollständigen Unterdrückung des Elektronenstroms in der Diode ergriffen werden. Naiverweise würde man vermuten, daß eine Begrenzung der Elektronenemissionsfläche auf wenige scharfe Spitzen auch zur Reduktion des Elektronenstroms in der Diode führt. Eine solche Geometrie läßt sich durch Kugelelektroden approximieren. Die Analyse dieses Falls zeigt, daß unterhalb eines bestimmten Verhältnisses der Radien von Emissions- und Kollektorkugel der emittierte Strom nahezu konstant bleibt. Das verstärkte elektrische Feld vor der Emissionsspitze und die reduzierte Emissionsfläche wirken in diesem Fall gegenläufig /2.11/.

Gleichung 2.25 läßt sich auch noch anders interpretieren:

$$\frac{j_i}{j_e} = \frac{\tau_e}{\tau_i} \quad (2.28)$$

Hierbei bedeuten

$$\tau_e = \int_0^d \frac{dx}{v_e} \quad \text{und} \quad \tau_i = \int_d^0 \frac{dx}{v_i}$$

die Verweilzeiten der Elektronen bzw. Ionen im Beschleunigungsspalt. Daß

$$\tau_e / \tau_i = \sqrt{\frac{Z m_e}{m_i}}$$

ist, ergibt sich durch Einsetzen der Ausdrücke für v_e bzw. v_i und Substitution der Variablen x durch ϕ .

Demnach läßt sich der Ionenstromanteil in der Diode durch Erhöhung der Elektronenverweilzeit oder äquivalent durch eine Verlängerung der Elektronenbahn in der Diode steigern. Dies kann durch zwei Methoden erreicht werden:

1. Durch eine oszillierende Bewegung der Elektronen um eine transparente Anode. Dieses Prinzip wird in der Reflextriode /2.12/ und in der Pinch-Reflex-Diode /2.13/ angewendet.
2. Durch Ablenkung der Elektronen in selbst- oder fremderzeugten Magnetfeldern. Selbsterzeugte Magnetfelder werden in der Pinch-(Reflex)-Diode /2.14/, in der Amphion-Diode /2.15/ und in der B_θ -Diode /2.16/ zur Reduzierung des Elektronenstromanteils eingesetzt. Mit Spulen außerhalb der Diode unabhängig vom Diodenstrom erzeugte Magnetfelder werden in den fremdmagnetisch isolierten Dioden zur Unterdrückung des Elektronenstroms benutzt /2.17, 2.18/. Bei genügender Stärke des isolierenden Magnetfeldes und Erfüllung gewisser Stabilitätskriterien läßt sich der Elektronenstrom fast vollständig eliminieren. Die Bedingungen hierfür werden in Abschnitt 4 diskutiert.

2.2.4 Raumladungsbegrenzung bei relativistischen Energien

Bisher wurde der raumladungsbegrenzte Stromfluß in der Diode nur für nicht-relativistische Teilchenenergien behandelt. Bei den üblichen Diodenspannungen zwischen 1 MV und 30 MV ist dies zwar durchweg eine gute Approximation für Ionen, nicht jedoch für Elektronen.

Diese müssen daher im allgemeinen relativistisch behandelt werden. Allerdings ist die Brauchbarkeit der relativistischen Lösung für die planare Diode stark eingeschränkt, da die starken Eigenmagnetfelder in den meisten praktischen Fällen zu starken Abweichungen von der eindimensionalen Bewegung führen. Der Weg zur Lösung des unipolaren Problems ist dem in Abschnitt 2.2.2 eingeschlagenen völlig parallel. Hier soll daher nur das Resultat angegeben werden:

$$j_e = \frac{e_0 m_e c^3}{2e} \cdot \frac{G^2(\gamma_0)}{d^2} \quad (2.29)$$

Hierbei bedeuten $\gamma_0 = 1 + eV_0/m_e c^2$

$$G(\gamma_0) = \int_1^{\gamma_0} \frac{d\xi}{(\xi^2 - 1)^{1/4}}$$

Für den nichtrelativistischen Fall geht Gleichung (2.29) natürlich in (2.16) über. Für den ultra-relativistischen Fall $\gamma_0 \gg 1$ erhält man durch Entwicklung des Integranden von $G(\gamma_0)$:

$$j_e = 2 \epsilon_0 c \frac{V_0}{d^2} \quad (2.30)$$

2.2.5 Das Child-Langmuirsche Gesetz für zeitabhängige Beschleunigungsspannungen

Das oben abgeleitete Child-Langmuirsche Gesetz gilt exakt nur für zeitlich konstante Beschleunigungsspannungen. Es ist nur dann auch für zeitabhängige Probleme eine gute Approximation des Zusammenhangs zwischen Stromdichte und angelegter Spannung, wenn die typischen Zeiten für Änderungen groß gegenüber den Transitzeiten der Teilchen im Diodenspalt sind. Diese Zeiten liegen für die Parameter der Hochleistungsdioden üblicherweise bei 1-2 ns. Treten daher Oszillationen der Beschleunigungsspannung mit Frequenzen von mehr als 500 MHz auf, so müssen die Abweichungen vom stationären raumladungsbegrenzten Stromfluß beachtet werden. Zur Orientierung betrachten wir hier nur den eindimensionalen unipolaren Fall /2.19/.

Ausgangspunkt der Analyse sind wiederum die Kontinuitätsgleichung und die Bewegungsgleichung in Verbindung mit dem Gauß'schen Gesetz:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0 \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = Ze \frac{E}{m} \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.33)$$

Dabei bedeuten ρ die Raumladungsdichte, j die Stromdichte, v die Geschwindigkeit, $E = E(x,t)$ die Feldstärke, Z und m sind die Ladungszahl und die Masse der Teilchen. Der wesentliche Unterschied zu dem in Abschnitt 2.2.1 betrachteten Fall ist die explizite Zeitabhängigkeit der Raumladungsdichte und der Geschwindigkeit. Dadurch ist eine geschlossene Integration des Gauß'schen Gesetzes nicht

mehr möglich. Induktive Felder können dagegen auch hier vernachlässigt werden. Daher kann das elektrische Feld aus einem Potential abgeleitet werden:

$$\mathbf{E} = - \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{x}}(\mathbf{x}, t).$$

Für raumladungsbegrenzten Stromfluß von der Anode ($E(0, t) = 0$) gilt:

$$j(0, t) = j(\mathbf{x}, t) + \varepsilon_0 \frac{\partial E(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \quad (2.34)$$

d.h. der vom Treiber gelieferte Strom teilt sich in einen Verschiebungs- und einen Leitungsstromanteil auf. An der Kathode tritt der Leitungsstrom nicht sofort mit dem Beginn des Impulses, sondern erst nach einer Transitzeit τ auf. Ist die Geschwindigkeit $v(\mathbf{x}, t)$ bekannt, so läßt sich τ aus der folgenden nichtlinearen Integralgleichung berechnen:

$$\tau(d) = \int_0^d \frac{dx}{v(\mathbf{x}, \tau(\mathbf{x}))} \quad (2.35)$$

Aus dem gekoppelten Differentialgleichungssystem 2.31-2.33 läßt sich der folgende Ausdruck für die Stromdichte an der Kathode nach mehr als einer Transitzeit ableiten /2.19/:

$$j(d, t) = - \frac{\varepsilon_0}{d} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{d} K(t) - \frac{dQ}{dt} \quad (2.36)$$

Dabei bedeuten $V(t)$ das Potential an der Kathode, $K(t) = \int_0^d j(\mathbf{x}, t) dx$, d die Breite des Beschleunigungspaltes, $Q(t) = \int_0^d \rho(\mathbf{x}, t) dx$, die Gesamtladung im Spalt. Man erkennt, daß $j(d, t)$ nicht nur von der momentanen angelegten Spannung, sondern auch von den in der Vorgeschichte der Diode erzeugten Strom- und Ladungsdichteverteilungen abhängt.

Die vollständige Lösung des Differentialgleichungssystems 2.31-2.33 ist nur numerisch möglich. Die Ergebnisse solcher Berechnungen zeigen, daß es bei sehr steilen Flanken der Impulsspannungen zu erheblichen Stromdichtefluktuationen während des Einschwingvorganges kommen kann /2.20/.

2.3 Zweistufige Ionenbeschleunigung

Sowohl die Erzeugung einer Spannungsrampe zur Erhöhung der Ionenstrahlleistung am Ort des Targets durch ballistische Impulskompression ("Bunching") als auch die Beschleunigung von Ionen mit atomaren Massenzahlen zwischen 4 und 12 auf Energien, die der gewünschten optimalen Reichweite im Target entsprechen, ist mit einer einzigen Diodenstufe schwierig. Eine Rampe in der Beschleunigungsspannung kann sich nur ausbilden, wenn die Diodenimpedanz konstant ist oder anwächst. Dies setzt einen stationären effektiven Beschleunigungsspalt sowie eine stationäre Raumladungsverteilung im Spalt voraus. Es gibt viele Gründe, die die Einstellung solcher Bedingungen erschweren (s. Abschnitt 4). Als ein möglicher Grund sei hier nur die thermische Expansion der Elektrodenplasmen in den Spalt erwähnt.

Die Verwendung von leichten Ionen mit höheren Massenzahlen und entsprechend der geforderten Reichweite erhöhten Teilchenenergien ist deswegen attraktiv, weil die gleiche Leistung mit erheblich geringeren Strömen transportiert werden kann. So wird das Problem der Eigenfeldablenkungen in doppelter Weise reduziert: zum einen sind die Ionen wegen ihrer größeren Masse weniger leicht abzulenken zum anderen sind die Eigenfelder geringer. Das Problem der Eigenfeldablenkungen wird in Abschnitt 5 ausführlich diskutiert. Die Anforderungen an die Beschleunigungsspannung ließen sich erheblich reduzieren, wenn die mittelleichten Ionen im mehrfach oder sogar vollständig ionisierten Zustand zur Verfügung stünden. In der einstufigen Diode setzt dies jedoch eine sehr heiße Ionenquelle voraus, denn die Ionisierungsenergie von Li^+ beträgt z.B. bereits 75 eV und die von Li^{2+} 122 eV. Selbst wenn es gelänge derartige Ionenquellen herzustellen, wäre ihre Brauchbarkeit wegen der hohen termischen Expansion fragwürdig.

Für alle diese Probleme bietet die zweistufige Beschleunigung mit zwei virtuell angeordneten Dioden interessante Lösungsmöglichkeiten. Die grundsätzliche Anordnung ist in Abb.2.2 schematisch dargestellt. Der in der ersten Diode erzeugte Ionenstrahl dient als Ionenquelle für die zweite. Auf dem Weg zur zweiten Diode durchquert der Strahl eine dünne Folie, in der er bei genügend hoher Teilchenenergie vollständig ionisiert wird. Wenn beispielsweise Li^+ -Ionen mit 6 MeV Energie die Folie durchqueren, so werden 95% vollständig ionisiert. Werden diese Li^{++} -Ionen mit 8 MV beschleunigt, so entsteht ein Li -Ionenstrahl mit 30 MeV Teilchenenergie.

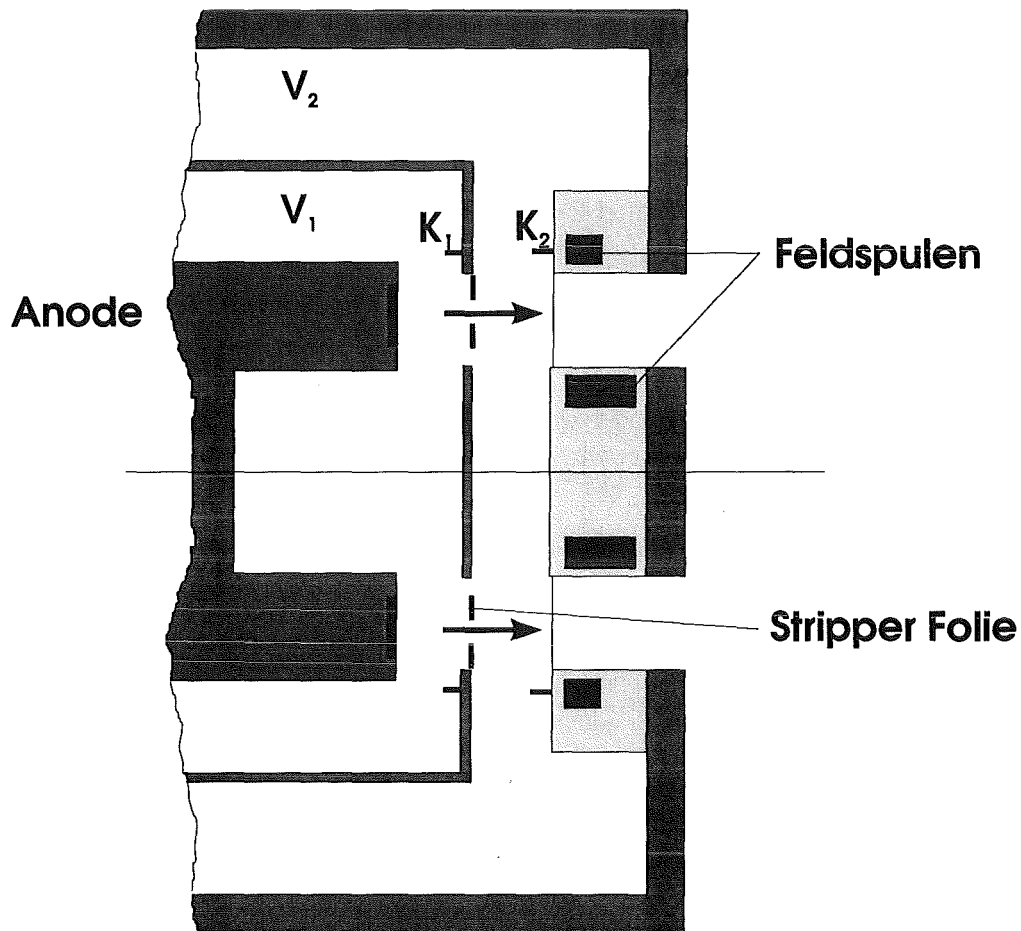


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der zweistufigen Diode. Die Beschleunigungsspannungen in den beiden Teildioden betragen V_1 bzw. V_2

Ist die von der ersten Diode in die zweite injizierte Ionenstromdichte klein, so ist die Ionenstromdichte in der zweiten Diode zunächst quellbegrenzt. Bei weiterer Steigerung des Injektionsstroms wächst der in der zweiten Diode beschleunigte Ionenstrom an bis ein raumladungsbegrenzter Grenzstrom erreicht ist. Die Höhe dieser Grenzstromdichte lässt sich durch folgende Überlegungen bestimmen:

Durch die Raumladung der injizierten Ionen baut sich in der zweiten Diode ein positives Potential auf, dessen Höhe der Energie der Ionen entspricht. Die Ionen erreichen diese, "virtuelle" Anode genannte, Potentialbarriere mit der Geschwindigkeit Null. Von hier können sie im Prinzip in beiden Richtungen weiterfliegen,

d.h. sie können entweder in Richtung Anode zurückreflektiert oder in Richtung Kathode beschleunigt werden. Auf jeder Seite der virtuellen Anode wird die Ionenstromdichte dem Child-Langmuirschen Gesetz für unipolaren Stromfluß folgen. Legt man das Potential der zweiten Kathode auf Null fest, so gilt für das Potential der virtuellen Anode $\phi_A = Z_1/Z_2 V_1 + V_2$. Hierbei bedeuten V_1, V_2 die Beschleunigungsspannungen und Z_1, Z_2 die Ladungszustände der Ionen in den beiden Dioden. Nimmt man nun an, daß sich die virtuelle Anode bei x^* befindet, so gilt für die Ströme j_r, j_l nach rechts bzw. nach links von der virtuellen Anode:

$$j_r = \frac{4}{3} \epsilon_0 \left[\frac{2 Z_2 e}{m_i} \right]^{1/2} \frac{\left(\frac{Z_1}{Z_2} V_1 + V_2 \right)^{3/2}}{\left(d_2 - x^* \right)^2} \quad (2.37)$$

$$j_l = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left[\frac{2 Z_2 e}{m_i} \right]^{1/2} \frac{\left(\frac{Z_1}{Z_2} V_1 \right)^{3/2}}{x^{*2}} \quad (2.38)$$

Nimmt man ferner an, daß der Bruchteil P des injizierten Stroms j_0 die Potentialbarriere überschreitet, so gilt $j_r = P \cdot j_0$. Der Strom auf der linken Seite von der virtuellen Anode setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: dem injizierten Strom j_0 und dem reflektierten Strom $(1-P)j_0$. Bezüglich der Raumladungseffekte ist die Richtung dieser Ströme irrelevant und für j_l gilt daher $j_l = (2-P) j_0$. Man beachte, daß wegen der zusätzlichen Ionisation im Diodenzwischenraum j_0 größer ist als der in der ersten Diode erzeugte Strom j_1 : $j_0 = Z_2/Z_1 j_1$. Setzt man die Ausdrücke für j_r und j_l in 2.37 und 2.38 ein, so läßt sich x^* bestimmen

$$x^* = \frac{d_2}{1 + \left(\frac{Z_2 V_2}{Z_1 V_1} + 1 \right)^{3/4} \cdot \left(\frac{2}{P} - 1 \right)^{1/2}} \quad (2.39)$$

Für den Fall $P = 1$ erhält man die größtmögliche Stromdichte in der zweiten Diode:

$$j_2 = j_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left[\frac{2 Z_2 e}{m_i} \right]^{1/2} \frac{V_2^{3/2}}{d_2^2} F(\psi) \quad (2.40)$$

mit

$$F(\psi) = \psi^{3/2} \left[1 + \left(\frac{1}{\psi} + 1 \right)^{3/4} \right]^2 \quad (2.41))$$

$$\psi = 1 + \frac{Z_1 V_1}{Z_2 V_2}$$

Aus 2.40 erkennt man, daß der raumladungsbegrenzte Strom in der 2. Diode den einfachen Child-Langmuirschen Wert erheblich überschreiten kann. Zur Illustration sei wieder das oben angegebene Beispiel des zweifach beschleunigten Li-Strahls verwendet. Für diesen Fall erhält man:

$$\psi = 1 + \frac{6}{3 \cdot 8} = 1,25 \quad , \quad F(\psi) = 9,12$$

$$x^* = \frac{d_2}{3,8}$$

Bei sehr kleiner Injektionsenergie $Z_1 eV_1 \ll Z_2 eV_2$ geht (2.40) natürlich wieder in das einfache Child-Langmuirsche Gesetz (2.16) über. Wächst der injizierte Strom stark über den nach 2.40 möglichen Grenzwert hinaus, so wird ein Teil dieses Stroms reflektiert. Im Bereich links von der virtuellen Anode fließen dann zwei einander entgegengerichtete Ströme. Diese Situation kann zu Instabilitäten führen und die einfachen obigen Abschätzungen ungültig werden lassen. Bei der Anwendung der zwei- oder mehrstufigen Beschleunigung wird man daher immer in der Nähe des durch 2.40 gegebenen Grenzwertes arbeiten.

3. Generatoren zur Erzeugung hoher elektrischer Impulsleistungen

3.1 Einleitung

Um die für die Trägheitsfusion benötigten intensiven Strahlen leichter Ionen mit Leistungen bis zu 100 TW und Impulsenergien von einigen MJ in einer Vakuumdiode erzeugen zu können, müssen Hochspannungsimpulse von einigen MV mit 10-50 ns Dauer und einigen 100 TW elektrischer Leistung bereitgestellt werden. Die zur Erzeugung einer bestimmten Strahlleistung tatsächlich benötigte elektrische Leistung ergibt sich aus dem Kopplungs- und dem Ionenwirkungsgrad der Diode. Für einige der in Kapitel 1 diskutierten Anwendungen im Bereich der Grundlagenuntersuchungen von Materie in Zuständen hoher Energiedichte genügen Impulsleistungen von 1-10 TW. Da jedoch sowohl die Dioden als auch die Impulsgeneratoren modular aufgebaut werden können, unterscheidet sich eine 1 TW-Anlage nicht grundsätzlich von einer 100 TW-Anlage. Der Aufbau eines Hochleistungsimpulsgenerators ist schematisch in Abb. 3.1 dargestellt. Er besteht aus

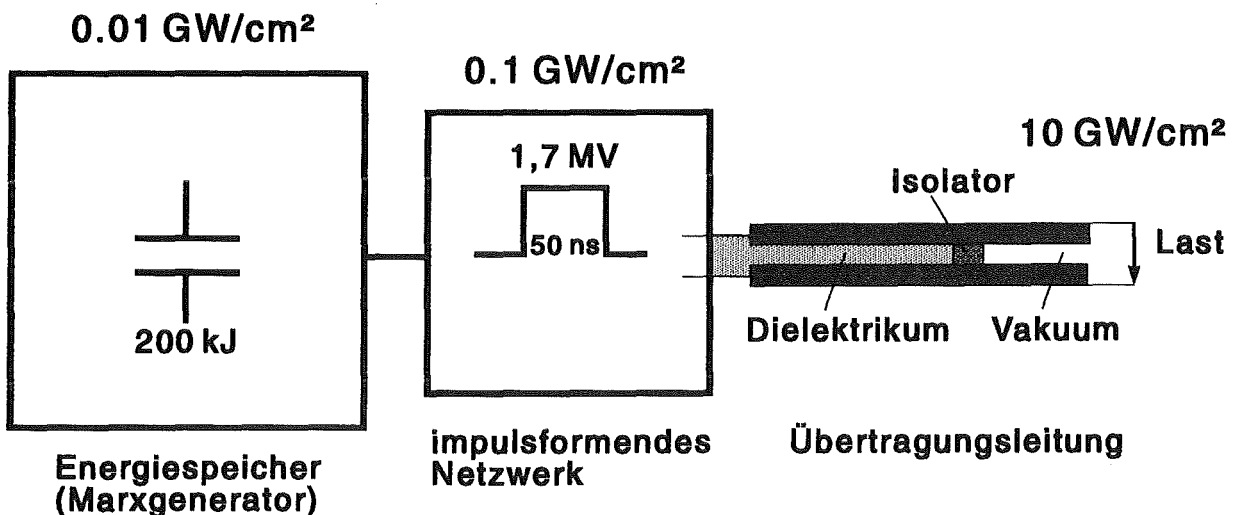


Abb. 3.1 Komponenten eines Hochleistungsimpulsgenerators. Die angegebenen Zahlen entsprechen den Werten der 1,5 TW Anlage KALIF, die im Text näher beschrieben wird.

einem primären Energiespeicher, der in den meisten Anlagen als niederinduktiver Marxgenerator ausgeführt ist, einem impulsformenden Netzwerk, dessen

Hauptaufgabe eine Impulskompression bei gleichzeitiger Leistungssteigerung ist, einer Übertragungsleitung, die meist aus einem dielektrischen und einem Vakuumteil besteht und die Diode mit dem Generator verbindet. Der Übergang in das Vakuum erfolgt dabei durch eine Isolatoranordnung, deren Hochspannungsfestigkeit die erreichbare elektrische Leistungsflußdichte begrenzt.

In den folgenden Abschnitten sollen die einzelnen Komponenten des Impuls-generators kurz beschrieben werden. Dabei wird der Schwerpunkt der Darstellung weniger auf die technischen Details als auf die generellen Konstruktionsprinzipien gelegt. Von überragender Bedeutung für die Ankopplung der Diode an den Generator ist der Leistungsfluß im Vakuum, dessen Grundlage die selbstmagnetische Isolation darstellt. Ihrer Beschreibung wird daher größerer Raum gegeben.

3.2 Marxgeneratoren

Der Aufbau eines typischen Marxgenerators ist in Abb. 3.2 dargestellt. In diesem Beispiel wird die elektrische Energie in 50 Kondensatoren mit einer Kapazität von je $1 \mu\text{F}$ gespeichert. Die Kondensatoren sind in Zweiergruppen mit einer gemeinsamen Masseverbindung angeordnet und werden abwechselnd positiv und negativ auf bis zu 100 kV aufgeladen. Der Ladestrom wird den Kondensatoren parallel über elektrolytische Widerstände zugeführt, die bei der pulsartigen Entladung als offen angesehen werden können. Die Zweiergruppen sind durch Hochspannungsschalter voneinander getrennt. In den meisten Marxgeneratoren werden gasgefüllte Funkenstrecken als Schalter verwendet. Zur Hochspannungs-isolierung befindet sich die gesamte Anordnung in einem mit Transformatorenöl gefüllten Tank. Bei vollständiger Aufladung der Kondensatoren beträgt die gespeicherte Energie des in Abb. 3.2 dargestellten Marxgenerators 250 kJ.

Nach Zündung der Funkenstrecken wird die Kondensatoranordnung in eine serielle Konfiguration übergeführt, und ihre Energie kann impulsartig an eine Last abgegeben werden. Dabei addieren sich die Spannungen der einzelnen Kondensatoren zu einer Leerlaufausgangsspannung der Höhe $V_M \leq N \cdot V_0$. Hierbei bedeuten N die Zahl der Kondensatoren und V_0 der Betrag ihrer Ladespannung.

Um ein zuverlässiges und nahezu synchrones Durchzünden aller Funkenstrecken zu erreichen, werden zwei Verfahren eingesetzt. Beim ersten enthält jede Fun-

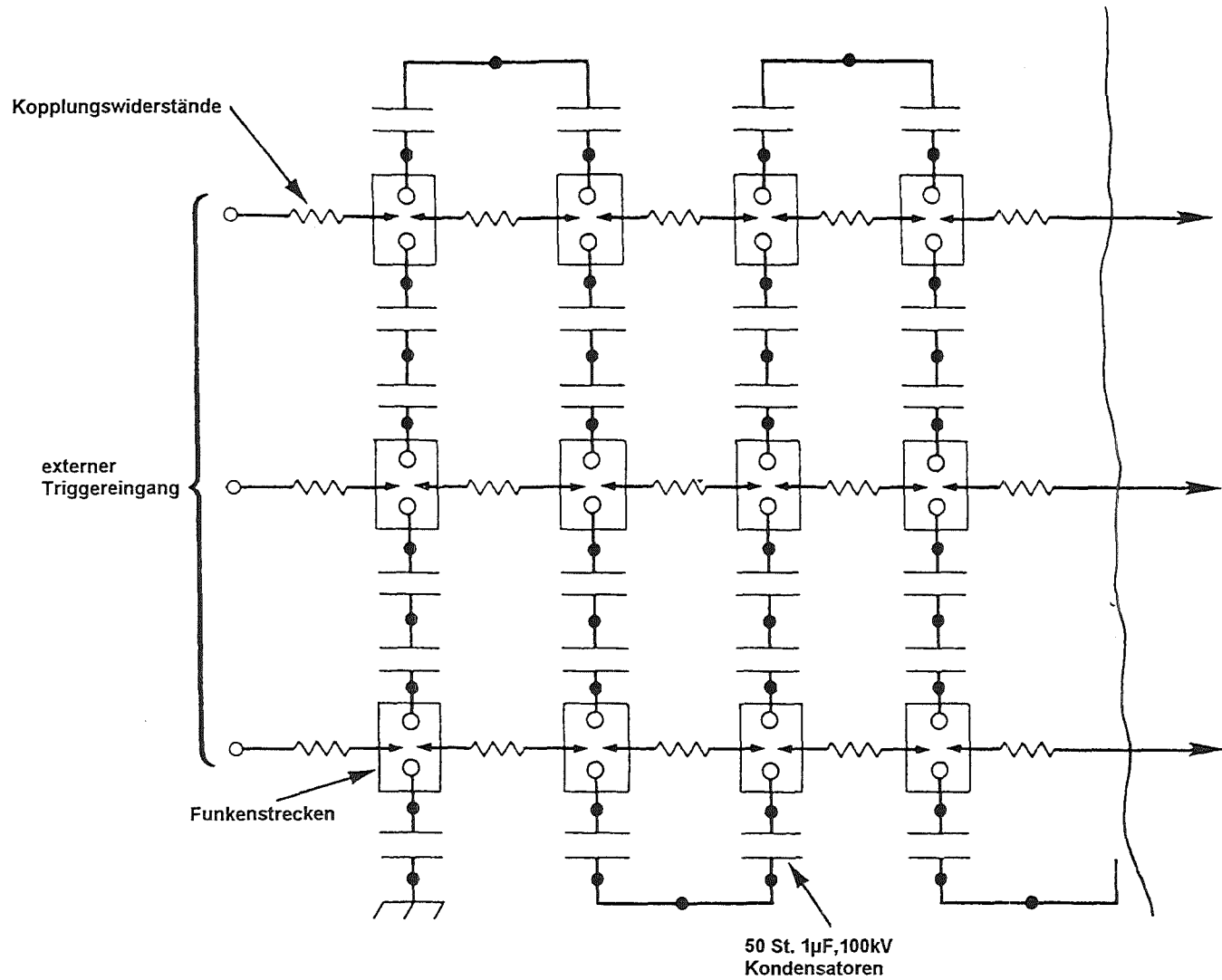


Abb. 3.2: Aufbau des Marxgenerators der Anlage KALIF. Die vollständige Anlage besteht aus 50 1 μ F Kondensatoren und kann bei maximaler Ladespannung 250 kJ speichern.

kenstrecke eine Triggerelektrode und eine kleine Anzahl von ihnen wird auf der Eingangsseite aktiv getriggert. Über ein Widerstandsnetzwerk sind diese Triggerelektroden untereinander verbunden. Nachdem eine Stufe gezündet hat, wird ein Triggerimpuls erzeugt und an die nächste noch nicht gezündete Stufe weitergeleitet. Beim zweiten Verfahren wird durch eine geeignete geometrische Anordnung der Kondensatoren eine im Vergleich zur Streukapazität über den Schaltern große Kopplungskapazität über mehrere Schalter erzeugt. Dies ist für den Fall einer Überbrückung von zwei Funkenstrecken in Abb. 3.3 erläutert. Es wird angenommen, daß alle Funkenstrecken bis zum Punkt A gezündet haben und

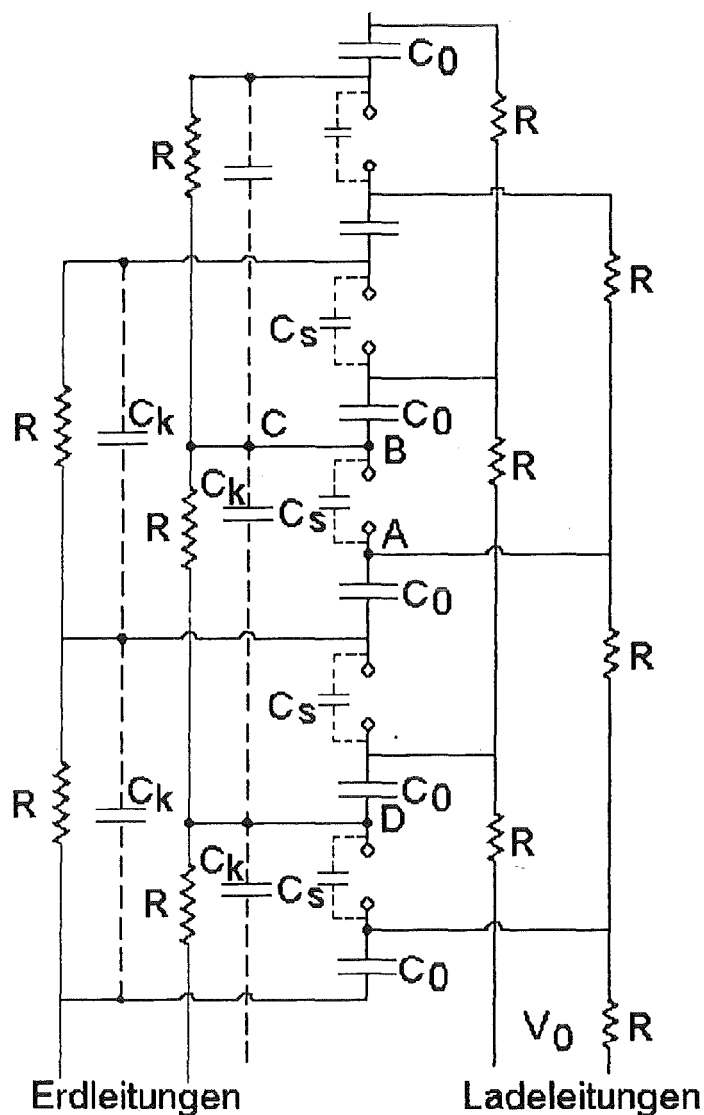


Abb. 3.3: Prinzip der kapazitiven Kopplung zwischen einzelnen Marxstufen zur Verbesserung der Zündigenschaften des Generators

daß das Potential im Punkt A durch $p \cdot V_0$ gegeben ist. Die Streukapazität C_s und die Kopplungskapazität C_K wirken als Spannungsteiler, sodaß das Potential im Punkt B

$$V_B = (p-2) V_0 + 2 V_0 \frac{C_s}{C_s + C_K} \quad (3.1)$$

beträgt. Daher wird die Potentialdifferenz über der Funkenstrecke

$$V_{BA} = \frac{2 V_0 C_K}{C_K + C_s} \quad (3.2)$$

Falls $C_K \gg C_s$ ist, liegt diese Potentialdifferenz sehr nahe bei $2 V_0$ und erreicht exakt $2 V_0$ nach Entladung der Kapazität C_K durch den Widerstand R. Bei dem in Abb. 3.2 dargestellten KALIF-Marxgenerator wird eine Kombination beider Verfahren eingesetzt. Dadurch wird ein sehr zuverlässiges von Vorzündproblemen freies, da auch bei 50% des Selbstdurchbruchs mögliches, Durchzünden garantiert.

Im durchgezündeten Zustand kann der Marxgenerator durch das in Abb. 3.4 dargestellte Ersatzschaltbild repräsentiert werden. Seine serielle Kapazität ist der Zahl der Kondensatoren umgekehrt proportional. Seine serielle Induktivität wächst dagegen mit der Zahl der Kondensatoren und der zwischen ihnen notwendigen Verbindungen und Schalter an. Demnach ist die Impedanz des Generators

$$Z_M = \sqrt{\frac{L_M}{C_M}}$$

der Zahl der Kondensatorstufen direkt proportional. Aus diesem Grund ist es schwierig Marxgeneratoren mit Leistungen im TW-Bereich zu konstruieren. Die maximale Leistung des in Abb. 3.2 dargestellten Generators beträgt beispielsweise 0,2 TW. Außerdem ist die Form des Impulses für den Betrieb einer Ionendiode ungeeignet. Der langsame, im Bereich von μs liegende, Anstieg der Impulsspannung und das Fehlen eines Plateaus sind ungünstige Bedingungen für die Erzeugung von fokussierbaren Ionenstrahlen mit einer Vakuumdiode.

Der Hauptzweck des Marxgenerators in der TW-Impulstechnik ist die pulsartige Aufladung des ersten Elements eines impulsformenden Netzwerks. Dieses Element ist meist ein Wasserkondensator, der wegen der großen Dielektrizitäts-

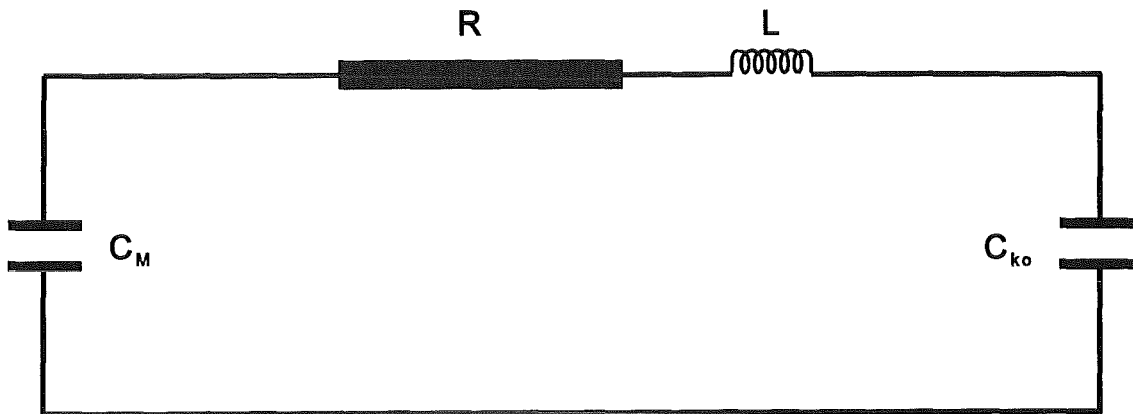


Abb. 3.4: Ersatzschaltbild des durchgezündeten Marxgenerators

konstanten von Wasser eine hohe Energiespeicherdichte erlaubt. Da die elektrische Baulänge des Wasserkondensators i.a. kurz gegenüber der Aufladezeit ist, kann er für den Vorgang der Aufladung als konzentriertes Bauelement angesehen werden. Für den Ladestrom gilt dann:

$$I = \frac{V_M}{L\beta} e^{-\alpha t} \sin \beta t \quad (3.3)$$

mit

$$\alpha = \frac{R}{2L}, \quad \beta = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$$

L bedeutet hier die Gesamtinduktivität von Marxgenerator und Wasserkondensator, R den hauptsächlich mit den Schaltern verküpften Widerstand und $C = C_M \cdot C_{KO} / (C_M + C_{KO})$ die serielle Kapazität von Marxgenerator und Wasserkondensator. Nach der Zeit $T = \pi/\beta$ hat der Wasserkondensator seine maximale Ladung und Energie erreicht. Abgesehen von geringen dissipativen Verlusten in den endlichen Funkenwiderständen der Schalter ist die Energieübertragung vollständig, wenn die Kapazität des Wasserkondensators der seriellen Kapazität des Marxgenerators entspricht.

Da die Durchbruchfeldstärke der Dielektrika von der Belastungszeit abhängt (s. unten) ist die in einem Wasserkondensator speicherbare Energiedichte umso größer je kürzer seine Aufladezeit ist. Er läßt sich also bei kürzerer Ladezeit erheblich kompakter bauen. Bei Vernachlässigung des Schalterwiderstands ist die

Ladezeit proportional zu $\sqrt{L \cdot C}$. Die serielle Kapazität läßt sich durch die Energie W und die Leerlaufspannung V_M ausdrücken: $C \sim W/V_M^2$. L ist dagegen direkt proportional zu V_M , also ist die Ladezeit proportional zu $\sqrt{W/V_M}$. Um eine möglichst hohe Energiedichte im Wasserkondensator erreichen zu können, ist es daher sinnvoll, mehrere Marxgeneratoren zur parallelen Aufladung eines Wasserkondensators einzusetzen. Eine solche Anordnung wurde z.B. in der Proto II Anlage realisiert [3.1]. Bei diesem Betrieb sind jedoch ein geringer Jitter und eine geringe Vorzündwahrscheinlichkeit der Marxgeneratoren von entscheidender Bedeutung.

3.3 Impulsformung durch aufeinanderfolgendes Speichern und Schalten

3.3.1 Flüssigkeitsisolierte Impulsformungsleitungen

Aufgabe des impulsformenden Netzwerks ist es, die für den Betrieb einer Hochleistungsendiode ideale Impulsform, sowie das erforderliche Leistungsniveau bzw. die entsprechende Treiberimpedanz einzustellen. Die ideale Impulsform entspricht annähernd einem Rechteckimpuls mit steilen Flanken und einem Plateau von einigen 10 ns Dauer. Diese Impulsform läßt sich, ähnlich wie in der elektronischen Impulstechnik, mit Hilfe von geladenen Übertragungsleitungen und schnellen Ausgangsschaltern erzeugen. Durch die Ladespannung und die gewählte Impedanz der Übertragungsleitung sind die Leistung des erzeugten Impulses festgelegt.

Der wesentliche Unterschied zwischen der elektronischen Niederspannungs- und der Hochspannungsimpulstechnik besteht in den gespeicherten Energiedichten, die sich um 6-10 Größenordnungen unterscheiden können. Den Isolationseigenschaften des Dielektrikums in der impulsformenden Leitung kommt daher eine überragende Bedeutung zu. Damit die Übertragungsleitung bei einem möglichen Durchschlag nicht zerstört wird, sind meist flüssige oder gasförmige Isolierstoffe vorzuziehen, die nach einem Durchschlag die ursprüngliche Spannungsfestigkeit wiedererlangen. Bei den hohen elektrischen Energiedichten hängt die Spannungsfestigkeit dieser Isolierstoffe von der Dauer der Belastung ab. Dies ist auf die Bildung von positiven und negativen "Streamern" zurückzuführen. Ein Streamer entwickelt sich, wenn die Raumladung am Kopf des Durchschlags einen kritischen Wert übersteigt, sodaß die elektrische Feldstärke in der Umgebung des Kopfes die Durchbruchfeldstärke überschreitet. Eine detail-

lierte theoretische Beschreibung des Streamerdurchschlags wird in Ref. /3.2/ gegeben. Für die Auslegung der Hochspannungsimpulsleitungen werden meist die von J.C. Martin /3.3/ empirisch bestimmten Formeln für die Durchbruchfeldstärke verwendet:

$$E_{DB} = \frac{k}{t_{eff}^{1/3} A^{1/10}} \left[\frac{MV}{cm} \right] \quad (3.4)$$

Hierbei bedeutet A den Teil der Elektrodenfläche in cm², über den die elektrische Feldstärke um nicht mehr als 10% vom Maximalwert abweicht. t_{eff} ist die Zeit, in der die elektrische Feldstärke von $0,63 E_{DB}$ auf E_{DB} anwächst und muß in Gleichung 3.4 in μs eingesetzt werden. Für Transformatorenöl besitzt die Konstante k den Wert 0,5. Für Wasser ist sie polaritätsabhängig: $k_+ = 0,3$, $k_- = 0,6$. Bei homogener Feldstärkeverteilung beginnt der Wasserdurchschlag daher stets auf der positiven Elektrode. Für eine Elektrodenfläche von 10 m² und eine Ladezeit von $t_{eff} = 1 \mu s$ erhält man eine Durchbruchfeldstärke von ca. 10 MV/m für Wasser und von ca. 16 MV/m für Öl. Die entsprechenden Energiedichten liegen bei 35 kJ/m³ für Wasser ($\epsilon = 80$) und 2,7 kJ/m³ für Öl ($\epsilon = 2,4$). Um die gleiche Energiemenge zu speichern muß eine Übertragungsleitung mit Öl als Dielektrikum daher ein ca. 13 mal größeres Volumen besitzen als eine entsprechende Leitung mit Wasser. Da dies nicht ohne eine Vergrößerung der Elektrodenoberfläche erreicht werden kann, sinkt die nutzbare Durchbruchfeldstärke in ölisolierten Leitungen noch unter den im obigen Beispiel angegebenen Wert.

Neben der Zeit für die Ausbildung eines Durchschlags muß insbesondere bei Wasser die Zeit für die Entladung des Kondensators aufgrund der endlichen Leitfähigkeit des Dielektrikums beachtet werden. Diese RC-Zeitkonstante ist durch das Produkt $\rho \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0$ gegeben. Um sie genügend groß zu machen, muß das Wasser entionisiert werden. Mit Hilfe von Ionenfiltern lassen sich Werte für den spezifischen Widerstand ρ von $2 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ ohne Schwierigkeit einstellen. Damit erhält man für $\tau_{RC} \approx 14 \mu s$. Für Ladezeiten von weniger als 1 μs sind ohmsche Verluste daher vernachlässigbar. Dies gilt erst recht während der erheblich kürzeren Entladung der Impulsleitung nach Zünden des Ausgangsschalters.

Die Eigenschaften von Impulsübertragungsleitungen werden in den Lehrbüchern der Hochfrequenztechnik ausführlich behandelt /3.4-3.5/. Solange die Frequenzanteile des erzeugten Impulses oberhalb einer gewissen Grenzfrequenz ω_c klein sind, erfolgt die Ausbreitung in Form von elementaren Grundwellen mit zuein-

ander und zur Propagationsrichtung senkrechten elektrischen und magnetischen Feldern.

Die für die Wellenausbreitung in Hohlleitern wichtigen höheren Moden besitzen eine untere Grenzfrequenz, die für eine Koaxialleitung, bei der der Abstand zwischen den beiden Leitern $R = 1/2 (R_a + R_i)$ ist, für eine H_{11} -Welle, die die tiefste Grenzfrequenz aufweist, durch den folgenden Ausdruck abgeschätzt werden kann:

$$\omega_c = \frac{2 \cdot c}{\sqrt{\epsilon_r} (R_a + R_i)}$$

Für wasserisolierte Impulsformungsleitungen mit Leistungen im TW-Bereich liegt diese Grenzfrequenz typischerweise zwischen 60 und 120 MHz und ist somit keineswegs groß gegenüber der reziproken Impulsanstiegszeit oder Impulsdauer. Man kann daher davon ausgehen, daß sich Impulse mit sehr steilen Anstiegsflanken nicht nur in Form elementarer Wellen ausbreiten. Eine mögliche Konsequenz der Entstehung von Hohlleiterwellen ist ein Verlust von in der Diode nutzbarer elektrischer Energie und die Entstehung von azimuthalen Unsymmetrien im elektrischen Feld. Da Hohlleiterwellen insbesondere beim abrupten Übergang zwischen verschiedenen Leitungsgeometrien entstehen können, muß dieser Übergang möglichst allmählich geschehen.

Trotz dieser möglichen Komplikationen wird die öl- oder wasserisolierte Übertragungsleitung in der Pulsleistungstechnik meist als ideale Leitung modelliert, deren Eigenschaften allein durch die Impedanz Z_0 und die Transitzeit τ_l der elektromagnetischen Welle gegeben sind. Die Impedanz einer Koaxialleitung ist

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{R_a}{R_i} \quad (3.6)$$

und die Laufzeit der Wanderwelle auf dieser Leitung

$$\tau_l = \frac{1 \sqrt{\epsilon}}{c} \quad (3.7)$$

Wird die auf V_0 aufgeladene Leitung durch sehr schnelles Schließen eines Schalters in eine angepaßte Last entladen, so entsteht ein Rechteckimpuls der Dauer $2 \tau_l$ mit der Amplitude $V_0/2$.

Hier zeigt sich erneut der Vorteil der großen Dielektrizitätskonstanten von Wasser. Eine Ölleitung muß ca. 5,8 mal länger sein, um die gleiche Impulsdauer wie eine Wasserleitung zu erzeugen. Auch ist es erheblich schwieriger Hochleistungsgeneratoren mit Öl als Dielektrikum zu realisieren. Öl wird daher meistens in Generatoren mit relativ hohen Impedanzen zur Erzeugung von hohen Impulsspannungen eingesetzt.

Außer von der Impulsleitung selber wird die Form des erzeugten Impulses entscheidend durch die Eigenschaften des Ausgangsschalters bestimmt. Letzterer muß zu einer vorbestimmten Zeit oder bei einem bestimmten Spannungsniveau mit möglichst geringem Jitter schalten. Zu diesem Zweck werden entweder getriggerte oder selbstzündende Systeme verwendet. In einer multimodularen Anordnung, bei der die Synchronisation zwischen den einzelnen Leitungen eine entscheidende Rolle spielt, werden im Ausgang der ersten Wasser- (oder Zwischenspeicher-) Kondensatoren im allgemeinen getriggerte Gasschalter eingesetzt. Ein typisches Beispiel hierfür ist der lasergetriggerte Rimfire-Schalter, der für die Anlage PBFA II entwickelt wurde, aber inzwischen auch in anderen multimodularen Generatoren eingesetzt wird /3.6/.

In monomodularen Generatoren werden dagegen meist selbstzündende Schalter benutzt. Der Durchbruch eines solchen Schalters folgt ähnlichen Gesetzen wie der dielektrische Durchbruch in einem homogenen Feld. Für die mittlere Streamergeschwindigkeit $\langle u_s \rangle$ in dem stark inhomogenen Feld einer Spitze-Platte- oder Kante-Platte-Anordnung gelten die folgenden empirischen Formeln /3.3/

Transformatoröl, $V = 1-5$ MV:

$$\langle u_s \rangle = 80 V^{1,6} d^{-1/4} \quad (3.8)$$

Wasser, $V = 1-3$ MV

$$\langle u_s \rangle = 8,8 V^{0,6} t^{-1/2} \quad (\text{positive Polarität}) \quad (3.9)$$

$$\langle u_s \rangle = 16 V^{1,1} t^{-1/3} \quad (\text{negative Polarität})$$

Hierbei wird $\langle u_s \rangle$ in $\text{cm}/\mu\text{s}$ erhalten, wenn V in MV, t in μs und d in cm eingesetzt werden. Mit Hilfe dieser Formeln läßt sich der für eine bestimmte Ladezeit notwendige Abstand zwischen den Schalterelektroden berechnen.

Die Eigenschaften eines Schalters sind jedoch nicht nur durch seine Durchbruchzeit sondern auch durch die mit ihm mögliche Impulsanstiegszeit charak-

terisiert. Letztere wird durch die Induktivität und durch den fallenden Widerstand des Schaltfunken bestimmt. Die induktive Zeitkonstante τ_L für den Stromanstieg durch einen Schalter, der eine Übertragungsleitung der Impedanz Z in eine angepaßte Last entlädt, ist durch $\tau_L = L/2Z$ gegeben. Hierbei bedeutet L die mit dem Schaltfunken verknüpfte Induktivität. Um sie berechnen zu können, müßte der Durchmesser d des Funkenkanals bekannt sein. Für Abschätzungen genügt jedoch die folgende empirische Formel /3.7/

$$L = \frac{\mu}{2\pi} l \ln \frac{D}{d} \approx 14 \cdot l \text{ [nH]} \quad (3.10)$$

l ist hier der Elektrodenabstand in cm.

Der durch den Funkenkanal fließende Impulsstrom führt zu einer Heizung und Expansion des Kanalplasmas und damit zu einer Abnahme des Widerstands mit einer Zeitkonstanten τ_R , die nach Untersuchungen von J.C. Martin für Flüssigkeiten, der folgenden Beziehung gehorcht:

$$\tau_R = \frac{239}{(2Z)^{1/3} E^{4/3}} \quad (3.11)$$

E ist hier die Schalterspannung dividiert durch die Kanallänge in V/m.

Besteht der Schalter aus einer Anzahl N von parallelen Schaltstrecken, so ist in den Formeln für τ_L und τ_R $N \cdot Z$ anstelle von Z zu setzen. Für große Werte von N begrenzt τ_R daher die Impulsanstiegszeit. Da τ_R sehr stark von E abhängt ist die Ladezeit der letzten Stufe im impulsformenden Netzwerk eines Generators der freie Parameter über den die Anstiegszeit des Ausgangsimpulses beeinflußt werden kann. Je kürzer die Ladezeit, desto größer ist die erreichbare Feldstärke im Schalter und desto kürzer wird die Impulsanstiegszeit.

Da Marxgeneratoren die erforderliche kurze Ladezeit nicht bereitstellen können, sind i.a. mehrere Impulskompressionsstufen notwendig. Dies wird an Hand des schematisch in Abb. 3.5 dargestellten Impulsgenerators KALIF erläutert. In dieser Anordnung werden die Baulänge und die Impedanz von aufeinander folgenden Koaxialleitungselementen um jeweils den gleichen Betrag reduziert, um die Kapazität der Stufen konstant zu halten. Die Impulsdauer einer Stufe entspricht der Ladezeit der nächsten. Wird die Ladezeit reduziert, so kann die transient speicherbare Energiedichte gemäß Gleichung 3.4 stark erhöht werden. Zugleich wird

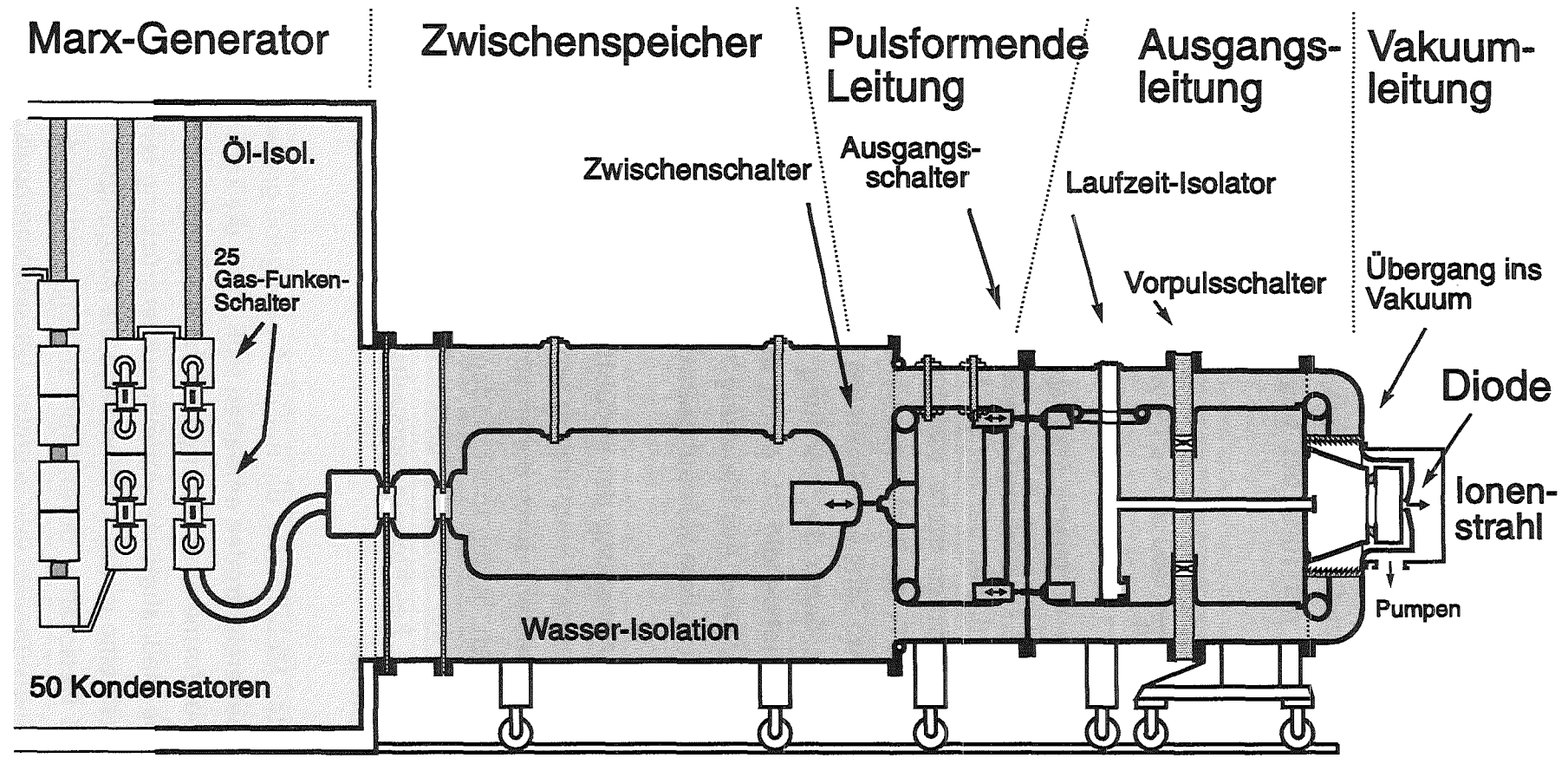


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau des Impulsgenerators KALIF

dadurch auch die Zeitkonstante τ_R reduziert wodurch eine steilere Anstiegsflanke des Impulses erreicht wird. Bei KALIF besteht der Ausgangsschalter der letzten impulsformenden Koaxialleitung aus 14 parallelen selbstzündenden Wasserfunkenstrecken. Daher ist τ_R in der Tat die den Impulsanstieg begrenzende Zeitkonstante. Um zu garantieren, daß alle Funkenstrecken durchzünden, müssen die Kanäle untereinander genügend gut entkoppelt sein. Nach J.C. Martin kann die Zahl der möglichen Kanäle mit Hilfe des folgenden Ausdrucks abgeschätzt werden:

$$2 \sigma_V \left(\frac{V}{dV/dt} \right) \leq 0,1 (\tau_R + \tau_L) + 0,8 T_S \quad (3.12)$$

In Gleichung 3.12 ist σ_V die normierte Standardabweichung des Spannungsdurchbruchs für einen schnell ansteigenden Impuls. Der Ausdruck auf der linken Seite entspricht daher der zeitlichen Varianz des Streamerkurzschlusses. T_S ist die Laufzeit der elektromagnetischen Welle zwischen benachbarten Kanälen. Bei vorgegebener Geometrie ist T_S der Zahl N der parallelen Funkenstrecken umgekehrt proportional. Die rechte Seite von Gleichung 3.12 ist daher die Summe aus der Zeit, die notwendig ist, damit die Spannung auf 90% ihres Maximalwerts absinkt und der Zeit, die notwendig ist, damit dieser Spannungsabfall in benachbarten Kanälen spürbar wird. Aus Gleichung 3.12 geht hervor, daß die Zahl der Kanäle insbesondere bei steilem Spannungsanstieg erhöht werden kann.

Die aufeinander folgende Aufladung der impulsformenden Elemente kann zu einem Vorimpuls führen, der dem Hauptimpuls um einige 10 ns an der Last vorseilt. Dieser Vorimpuls entsteht durch die kapazitive Kopplung zwischen den einzelnen Leitungselementen. In den Ionendioden kann er zur vorzeitigen Entstehung eines Plasmas auf der Kathode führen. Die Expansion dieses Plasmas kann einen Kurzschluß des Beschleunigungsspalts bewirken bevor der Hauptimpuls die Diode erreicht hat.

Mit Hilfe einer geerdeten Metallplatte, die natürlich genügend große Öffnungen an der Position der Schalterelektroden enthalten muß, kann die kapazitive Kopplung zwischen der impulsformenden Leitung und der Ausgangsleitung reduziert werden. Als zusätzliche Maßnahme zur Vorimpulsunterdrückung teilt eine dicke gegossene Epoxidharzscheibe in der KALIF-Anlage die Ausgangsleitung in zwei Hälften. Sie enthält 11 Gasschalter, deren Druck so eingestellt wird, daß sie erst beim Eintreffen des Hauptimpulses durchzünden. Um den Vorimpuls noch weiter zu reduzieren, kann die Vakuumleitung zur Diode durch einen dielektrischen

Ring unterbrochen werden, auf dem erst beim Eintreffen des Hauptimpulses ein Oberflächendurchbruch entsteht.

Bei der in Abb. 3.6 skizzierten aus drei Leitern bestehenden Blumlein-Impulsleitung stellt die Vorimpulsunterdrückung ein geringeres Problem dar, da während des Ladevorgangs beide Leiter der Ausgangsleitung auf gleichem Potential bleiben. Die Blumlein-Übertragungsleitung ist der Spezialfall einer seriellen Leitungsanordnung. Bei ihr werden zwei in der Impedanz gleiche Leitungselemente parallel aufgeladen und nach Zünden einer Funkenstrecke seriell entladen. Bei gleicher Ladespannung ist die Ausgangsspannung einer Blumlein-Anordnung daher doppelt so hoch wie die einer einfachen Doppelleitung.

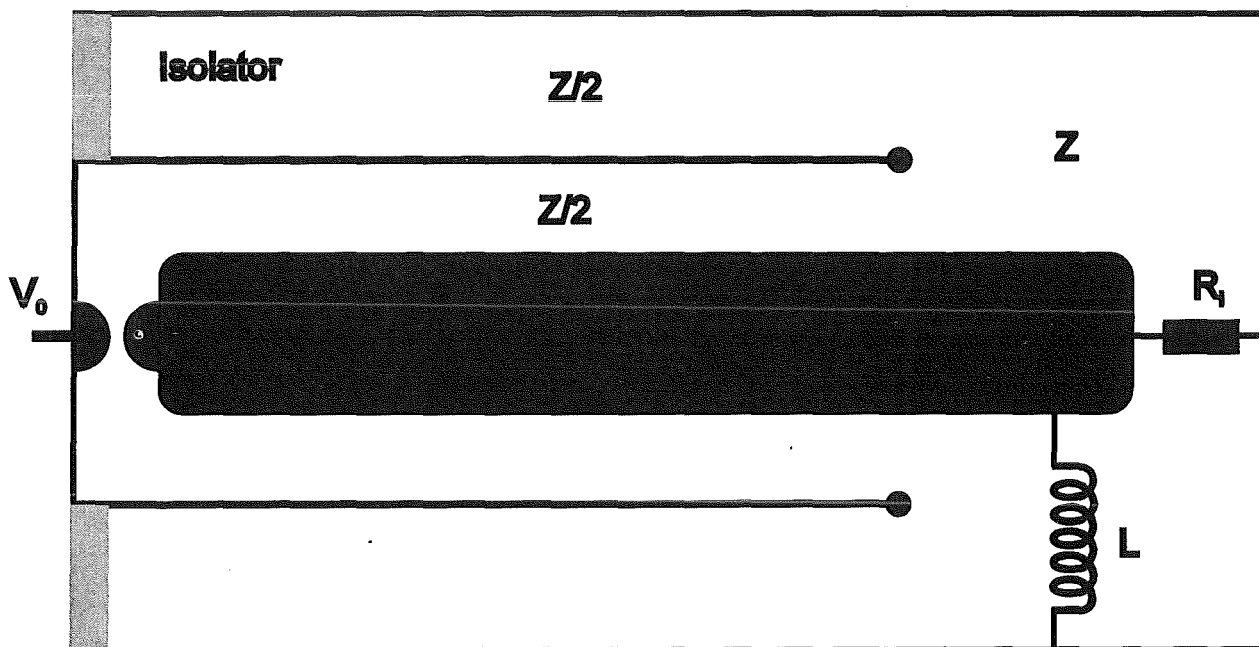


Abb. 3.6: Blumlein-Impulsleitung. Die Impulsspannung dieser Anordnung an eine angepaßte Last $R_L = Z$ beträgt V_0 .

Neben der bereits erwähnten coaxialen Geometrie wird in der Hochspannungsimpulstechnik auch die Plattengeometrie benutzt, die wegen ihres homogenen Feldes einen höheren Energiefüllfaktor ermöglicht. Auch läßt sich die Impedanz des Plattenleiters durch Veränderung des Plattenabstands leicht variieren. Ein Nachteil ist der fertigungstechnisch aufwendige Übergang von der Plattengeometrie der Leitung zur Koaxialgeometrie der Diode. Dieser Übergang wird erleichtert, wenn die äußeren Platten durch eine Anzahl paralleler Stäbe ersetzt

werden. Außerdem ermöglichen stabförmig aufgebaute Leiter die Integration gut entkoppelter niederinduktiver Schalter mit geringer Diskontinuität in der Impedanz der Leitung /3.8/.

Ein kritisches Element jedes Hochleistungsimpulsgenerators ist die isolierende Trennfläche zwischen der impulsformenden Leitung und der Vakuumleitung, die die Verbindung zur Diode herstellt. In den meisten TW-Anlagen besteht dieses "Interface" aus einer zylindersymmetrischen Anordnung, in der Isolatorringe und Metallringe aufeinander folgen, um das elektrische Potential möglichst gleichmäßig über die Interface-Fläche zu verteilen. Auf der Vakuumseite ist die Oberfläche der Isolatorringe mit 45° gegen die Achse geneigt, und zwar so, daß Elektronen, die vom Isolator oder von den Metallringen emittiert werden, von der Oberfläche wegbeschleunigt werden und daher keine Sekundärelektronenlawinen auslösen können. Die maximale Feldstärke, mit der diese Interfaceanordnung belastet werden kann, liegt bei /3.3/:

$$E_{DB} = \frac{7 \cdot 10^5}{t^{1/6} A^{1/10}} \left[\frac{V}{m} \right] \quad (3.13)$$

wobei t die Zeit ist, in der die angewendete Feldstärke $E > 0,9E_{DB}$ wird. A ist in m^2 einzusetzen. Nach Gleichung 3.13 ist für Impulsdauern von 10-50 ns die elektrische Feldstärke auf 10-15 MV/m und die Leistungsflußdichte auf Werte unterhalb von 0,6 TW/ m^2 begrenzt. In der Ionendiode wird jedoch eine ca. 100 fach größere Leistungsdichte benötigt. Daher muß eine geometrisch konvergierende Vakuumübertragungsleitung den Generatorausgang mit der Diode verbinden. Die mit dieser Übertragungsleitung verknüpfte Induktivität liegt für 1 TW-Generatoren zwischen 30 und 60 nH und begrenzt die Stromanstiegszeit in der Diode. Eine Möglichkeit zur Überwindung dieses Problems besteht in der magnetischen Zwischenspeicherung der Impulsenergie in der mit Hilfe eines Plasmaöffnungsschalters am Ausgang kurzgeschlossenen Vakuumleitung. Diese Lösung wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Der elektrische Wirkungsgrad eines monomodularen 1 TW Impulsgenerators liegt zwischen 20 und 30%. Als Beispiel seien die elektrischen Eigenschaften von KALIF angeführt. Ungefähr 22% der ursprünglich im Marxgenerator gespeicherten Energie erreicht die Diodenlast während der Halbwertsbreite des Leistungsimpulses und 75 kJ stehen während der gesamten Pulsdauer zur Verfügung.

3.3.2 Induktive Impulskompression im Vakuum

Ein möglicher Weg zur Überwindung der im vorigen Abschnitt beschriebenen Grenze des Leistungsanstiegs in einer Diode, ist die Zwischenspeicherung der Impulsenergie im Magnetfeld einer an ihrem Ende mit einem Öffnungsschalter kurzgeschlossenen Vakuumkoaxialleitung. Diese Methode besitzt nicht nur das Potential zur Erzeugung kurzer Impulse mit hoher Leistungsdichte, sie kann auch zur Erhöhung der Impulsspannung und -Leistung eingesetzt werden.

Die erreichbare Energiespeicherdichte im Magnetfeld einer kurzgeschlossenen Vakuumleitung ist ca. 100 mal größer als die im elektrischen Feld eines Wasserkondensators (s. Abschnitt 3.3.1). Ein solcher Induktionsspeicher läßt sich also sehr kompakt bauen und den Dimensionen einer Ionendiode anpassen. Verglichen mit der Dauer des vom Generator gelieferten Ladeimpulses ist die Laufzeit der elektromagnetischen Welle im Induktionsspeicher stets kurz. In guter Näherung kann der Induktionsspeicher daher durch eine reine Induktivität beschrieben werden. Zur Beschreibung der wesentlichen Eigenschaften der induktiven Impulskompression ist daher das in Abb. 3.7 dargestellte Modell ange-

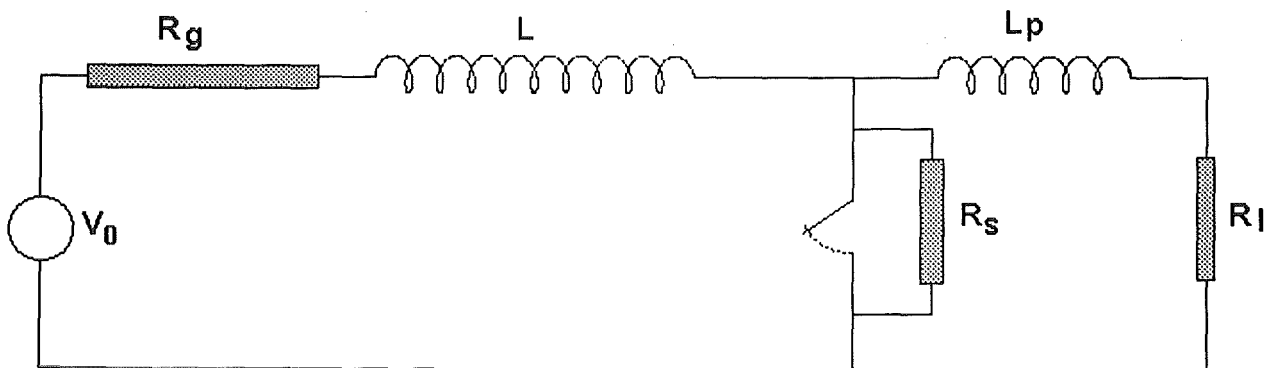


Abb. 3.7: Ersatzschaltbild für die induktive Impulskompression mit Plasma-öffnungsschalter

messen. In diesem Modell wird der Generator als ideale Spannungsquelle mit dem Innenwiderstand R_g und der Öffnungsschalter als idealer Schalter mit dem parallelen Widerstand R_s charakterisiert. Der Induktionsspeicher wird während der Impulsdauer τ_p bei geschlossenem Schalter aufgeladen. Letzterer soll am Ende des Impulses plötzlich öffnen und den Strom über die parasitäre

Induktivität L_p in die Last mit dem Widerstand R_l kommutieren. Während der Leitungsphase, bevor der Schalter geöffnet hat, steigt der Strom im Induktor gemäß der folgenden Gleichung

$$I_o = \frac{V_o}{R_g} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{R_g}{L} t\right) \right\} \quad (3.14)$$

an. Für die am Ende des Impulses im Induktor gespeicherte Energie erhält man:

$$E_L = \frac{1}{2} L I_o^2 = \frac{1}{2} L \frac{V_o^2}{R_g^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{R_g}{L} \tau_p\right) \right\}^2 \quad (3.15)$$

Vergleicht man diese Energie mit dem Energieinhalt

$$E_g = \frac{V_o^2}{4 R_g} \tau_p$$

des Generatorimpulses, so bekommt man, daß der Induktionsspeicher maximal 81,5% dieser Energie aufnehmen kann. Dieses Maximum wird erreicht, wenn $R_g \cdot \tau_p / L = 1,25$ ist. Da das Maximum sehr breit ist, ändern geringe Abweichungen von der obigen Zahl den Anteil der übertragenen Energie nur wenig. Bei der Auswahl der optimalen Speicherinduktivität lassen sich daher noch andere wichtige Gesichtspunkte berücksichtigen. Ein wichtiger Faktor ist beispielsweise die Induktionsspannung $L \cdot di/dt$ an der Trennfläche zwischen Impulsleitung und Induktionsspeicher. Wenn diese Spannung zu groß wird, entsteht auf der Trennfläche ein Oberflächendurchbruch, der den Spitzenstrom im Induktor und damit auch die magnetische Energie begrenzt.

Die Differentialgleichungen des in Abb. 3.7 skizzierten Ersatzschaltbildes lassen sich leicht lösen [3.9]. Unter den Annahmen, daß der Schalter nach der Zeit τ' instantan öffnet, daß der Schalterwiderstand R_s erheblich größer wird als der Generatorwiderstand R_g und der Lastwiderstand R_l und daß die Speicherinduktivität L sehr viel größer ist als die parasitäre Induktivität L_p zwischen Schalter und Last, erhält man für die Ströme $I(t)$ bzw. $I_l(t)$ im Induktor und in der Last:

$$I(t) = \frac{L}{(L+L_p)} I_o \left[\exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} + \frac{L_p}{L} \exp\left\{\frac{-t}{\tau_s}\right\} \right] + \frac{V_o}{R_g + R_l} \left[1 - \exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} \right] \quad (3.16)$$

$$I_1(t) = \frac{L}{L+L_p} I_0 \left[\exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} - \exp\left\{-\frac{t}{\tau_s}\right\} \right] + \frac{V_0}{R_g+R_l} \left[1 - \exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} \right] \quad (3.17)$$

Der Strom durch den Schalter $I_s = I - I_1$ nimmt entsprechend der Gleichung

$$I_s(t) = I_0 \exp\left\{-\frac{t}{\tau_s}\right\} \quad (3.18)$$

ab. Dabei bedeuten:

$$\tau_s = L_p / R_s \quad \tau = \frac{L+L_p}{R_g+R_l}$$

Die Gleichungen gelten für Zeiten $t + \tau' \leq \tau_p$; t ist vom Zeitpunkt des Öffnens ab zu rechnen. τ_s beschreibt die Zeit, innerhalb der der Strom aus dem Schalter in die Last kommutiert wird. Öffnet der Schalter erst am Ende des Generatorimpulses, fallen die zweiten Terme in 3.16 und 3.17 fort. Um einen schnellen Leistungsanstieg in der Last zu erreichen, müssen die parasitäre Induktivität L_p so klein wie möglich und der Endwiderstand R_s des Schalters so groß wie möglich gemacht werden.

Für die Spitzenleistung an der Last erhält man:

$$P_P \approx \frac{R_l L^2 I_0^2}{(L+L_p)^2} \left\{ 1 - \frac{2}{x} |\ln x + 1| \right\} \quad (3.19)$$

mit $x = R_s L / [L_p (R_g + R_l)]$.

x ist im allgemeinen sehr viel größer als 1. Der Leistungsmultiplikationsfaktor M wird definiert als das Verhältnis von P_P zur Leistung P_g des Generators in einer angepaßten Last mit der Impedanz $R_{al} = R_g$.

$$M = \frac{P_P}{P_g} \approx \frac{4 R_l}{R_g} \approx \frac{L^2}{(L+L_p)^2} \cdot \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{R_g \tau_p}{L}\right) \right\} \cdot \left\{ 1 - \frac{2}{x} |\ln x + 1| \right\} \quad (3.20)$$

Um eine hohe Leistungsmultiplikation zu erreichen muß also $R_I \gg R_G$ sein und natürlich $R_S \gg R_I$ und $L \gg L_p$ bleiben.

Bisher wurde angenommen, daß der Schalter instantan öffnet. Besitzt er dagegen die endliche Öffnungszeit τ_{δ} , so ist die tatsächliche Schaltzeit näherungsweise durch die größere der beiden Zeitkonstanten τ_{δ} , τ_S gegeben. Falls $\tau_{\delta} > \tau_S$ ist, kann die Leistungsmultiplikation erheblich geringer ausfallen als der nach 3.20 berechnete Wert.

Der Erfolg der induktiven Impulskompression und ihre Brauchbarkeit für den Betrieb von Ionendioden hängt entscheidend von den Eigenschaften des Öffnungsschalters ab. Für die hier betrachteten kurzen Schaltzeiten und hohen Ströme kommt bisher nur ein Plasmaöffnungsschalter in Betracht. Dieser besteht aus einer Plasmabrücke geringer Dichte, die vor dem Generatorimpuls zwischen den beiden Leitern des Induktionsspeichers hergestellt wird. Zur Erzeugung dieser Plasmaverbindung werden verschiedene Plasmageneratoren eingesetzt, die meist auf dem Prinzip einer initiierten Oberflächengleitentladung beruhen. Der Mechanismus der Plasmaentstehung ist daher ähnlich wie bei der Plasmabildung auf einer Flashoveranode /3.10-3.12/ (s. Abschnitt 4.3.2).

Abhängig von ihrer Dichte erodiert die Plasmaverbindung nachdem eine gewisse Ladungsmenge hindurchgeflossen ist. Dabei geht der Schalter innerhalb weniger ns von einem Zustand hoher Leitfähigkeit in einen Zustand niedriger Leitfähigkeit über. Sehr gute Ergebnisse wurden mit dem Plasmaöffnungsschalter an kleineren Anlagen mit Strömen bis zu 200 kA erreicht /3.13, 3.14/. Ein Ergebnis, daß an dem 0,1 TW-Generator Pollux gewonnen wurde, ist in Abb. 3.8 dargestellt /3.14/. Nachdem der Strom im Induktor seinen Scheitelwert von 160 kA erreicht hat, öffnet der Schalter in weniger als 5 ns und kommutiert den Strom in die Last, die in diesem Fall eine einfache Elektronenpinchdiode mit einer Impedanz von 12 Ω war. Dabei wurde eine Leistungsmultiplikation mit dem Faktor 2 erzielt.

Ähnlich zufriedenstellende und reproduzierbare Ergebnisse konnten an Generatoren mit Leistungen von mehr als 1 TW und Strömen von mehr als 1 MA bisher nicht gewonnen werden /3.15, 3.16/. Ein wesentlicher Grund für den bisher ausgebliebenen Erfolg in diesem Parameterbereich ist das Fehlen einer korrekten Theorie des Plasmaöffnungsschalters aus der sich Skalierungsregeln ableiten ließen. Diese unbefriedigende Situation hat einige Experimentatoren zur Einführung neuer Elemente in den einfachen Plasmaöffnungsschalter geführt. U.a.

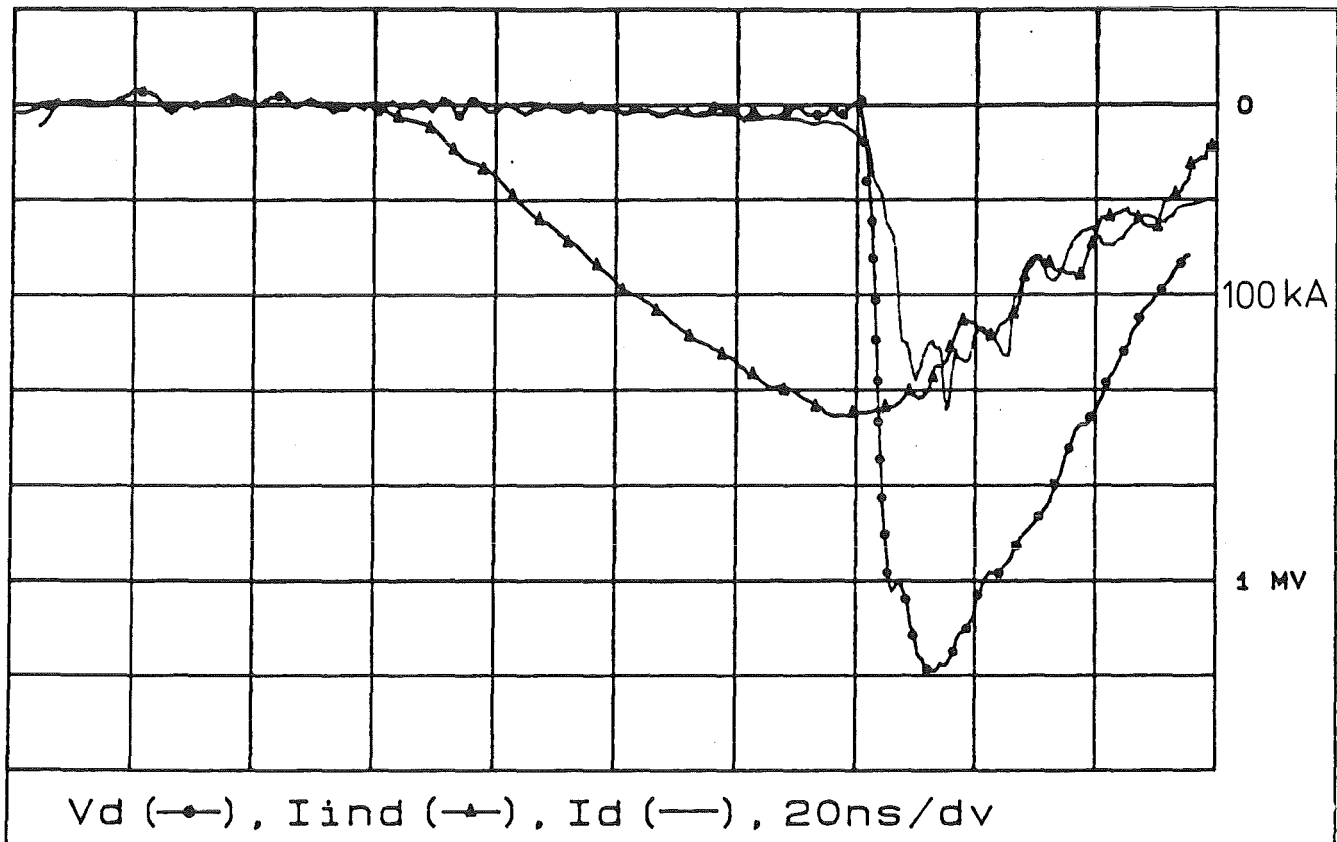


Abb. 3.8: Induktorstrom (I_{ind}), Lastspannung V_d und Laststrom I_d in einem Experiment zur Untersuchung der induktiven Impulskompression an der Anlage Pollux /3.14/

wurde ein zusätzliches Magnetfeld zur Abtrennung von Neutralteilchen aus der Plasmaquelle und zur Steuerung des Öffnungsvorgangs verwendet /3.17/. Auch mit diesen Maßnahmen gelang der Durchbruch bisher nicht.

Die wichtigste theoretische Fragestellung zum Verständnis des Plasmaöffnungsschalters ist die nach dem Eindringen der magnetischen Induktion (oder des elektrischen Stroms) in die Plasmabrücke. Die Magnetfeldpenetration in den Plasmaschalter ist Voraussetzung für sein Öffnen. Das Verhalten des Schalters ist sehr komplex und hängt vermutlich nicht nur von der Plasmadichte, der Injektionsgeschwindigkeit und den Dichtegradienten, sondern auch von den detaillierten Bedingungen an den Grenzflächen zwischen den Elektroden und dem

Plasma ab. Z.B. wird der Verlauf der Randfelder entscheidend durch die geometrische Struktur der Elektroden an der Injektionsstelle und an der ihr gegenüberliegenden Position bestimmt.

Das erste nun bereits klassische Modell des Plasmaöffnungsschalters /3.9/ postulierte die Entstehung eines Erosionsspalts an der Kathode und sagte eine starke Abhängigkeit der Dauer der Leitungsphase von der Plasmainjektionsgeschwindigkeit vorher. Auf welche Weise der Strom in die Plasmabrücke eindringen konnte wurde in diesem Modell nicht beantwortet.

Später wurde ein Modell entwickelt, daß auf der Ausbildung eines stromführenden Kanals mit einem zu den Elektroden parallelen elektrischen Feld beruht, in dem die Elektronen eine diagonale $E \times B$ Drift von der Kathode zur Anode vollführen /3.18/. Das dazu notwendige axiale elektrische Feld wird durch Ladungstrennung erzeugt. Diese entsteht dadurch, daß die Elektronen infolge der auf sie wirkenden Lorentzkraft in Richtung zur Last abgelenkt werden und daher positive Ladung aufdecken. Da diese durch nachströmende Elektronen aus dem Plasmabereich hinter dem Stromkanal fortlaufend kompensiert wird, muß der Stromkanal sich vom generatorseitigen zum lastseitigen Ende der Plasmabrücke bewegen.

In neueren Arbeiten zur Theorie des Plasmaöffnungsschalters steht der advective Transport des Magnetfelds durch den Elektronenstrom im Mittelpunkt des Interesses /3.19-3.22/. Dieser tritt dann in Erscheinung, wenn aufgrund der Unbeweglichkeit der Ionen der Elektronenhalleffekt an Bedeutung gewinnt. In diesem Fall bleibt das Magnetfeld in der Elektronenkomponente eingefroren, d.h. bei der Bewegung des Elektronenfluids bleibt die Größe B/n_e konstant. Bewegen sich die stromtragenden Elektronen aus einem Gebiet niedriger Dichte in ein Gebiet hoher Dichte oder von einem kleinen Radius zu einem großen Radius in zylindrischer Geometrie, so werden sie abgebremst. Daher ist die in ein Volumenelement des Plasmas hineinfließende magnetische Energie größer als die herausfließende. Die Magnetfeldstärke im Plasma wächst also an. Die Geschwindigkeit dieser Magnetfeldpenetration hängt von der Stärke des Hallfeldes ab.

Das injizierte Schalterplasma besitzt i.a. eine Elektronendichte von ca. 10^{13} cm^{-3} und ist im wesentlichen stoßfrei. Das bedeutet, daß der mittlere zeitliche Abstand zwischen Coulomb-Stößen viel größer ist als die charakteristische Zeit des Systems. Eine elektromagnetische Welle kann in ein solches Plasma über die Tiefe

einer Skin-Schicht der Dicke c/ω_{pe} hinaus nicht eindringen, wenn die Frequenz der Welle $\omega < \omega_{pe}$ ist ($\omega_{pe} = (n_e e^2/\epsilon_0 m_e)^{1/2}$ ist die Plasmafrequenz). Auf diesem "normalen" Verhalten des Plasmas beruhen die Schwierigkeiten der oben erwähnten Modellansätze für das Schalterverhalten. Bei einem solchen "normalen" Verhalten des Plasmas bliebe der Schalterstrom auf eine dünne Randschicht begrenzt und würde das lastseitige Ende der Plasmabrücke nicht erreichen. Die stoßfreie Skintiefe ergibt sich allein aus der Massenträgheit des Elektrons.

Wie in /3.20/ gezeigt wurde, kann die Skintiefe an der Grenzschicht zwischen der Metallkathode und dem Plasma jedoch ein Vielfaches des stoßfreien Wertes betragen:

$$\delta \approx \left(\frac{c}{\omega_{pe}} \right) \left(\frac{\Omega_{ce} t c}{\omega_{pe} x} \right)^{1/3} \quad (3.21)$$

In diesem Ausdruck für die Skintiefe an der Grenzfläche bedeuten Ω_{ce} die Elektronenzyklotronfrequenz, c die Lichtgeschwindigkeit, t die Zeit seit Beginn des Stromflusses und x die Koordinate senkrecht zu den Elektroden. Für $\Omega_{ce} t \gg x/(c/\omega_{pe})$ ist die Skintiefe an der Grenzfläche daher sehr viel größer als die klassische stoßfreie Skintiefe. Der Grund für dieses Verhalten an der Grenzfläche liegt darin, daß die emittierten Elektronen eine endliche Zeit benötigen um auf ihre Strömungsgeschwindigkeit beschleunigt zu werden.

Es wurde bereits oben erwähnt, daß Gradienten in der Plasmadichte zu einem advektiven Transport von Magnetfeld mit dem Elektronenstrom führen können. Dies setzt voraus, daß Hallströme im Plasma dominieren und daß die Geschwindigkeit v_e der den Strom tragenden Elektronen erheblich größer als die Ionenschallgeschwindigkeit c_s und die Alfvén-Geschwindigkeit v_A ist

$$v_e \gg c_s, v_A$$

Außerdem muß gelten $\Omega_{ci} \tau \ll 1$. Dabei bedeuten

$$c_s = \{2 k (T_i + T_e)/m_i\}^{1/2}$$

$$v_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$$

$$\Omega_{ci} = ZeB/m_i = \text{Ionenzyklotronfrequenz}$$

τ = charakteristische Zeit des Systems.

Unter diesen Bedingungen folgen aus den gewöhnlichen magnetohydrodynamischen Gleichungen, die Gleichungen der Elektronmagnetohydrodynamik:

$$\mathbf{v}_e = -\frac{1}{\mu_0 n_e} \cdot \nabla \times \mathbf{B} \quad (3.22)$$

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$$

Unter Verwendung des Faradayschen Gesetzes ergibt sich hieraus

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \\ &= \frac{1}{2\mu_0 n_e} \left(\nabla \frac{1}{n_e} \times \nabla B^2 \right) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Man erkennt, daß unter den gemachten Annahmen ein Mechanismus zum Transport des Magnetfeldes in das Plasma existiert, wenn ein Dichtegradient besteht. In zylindrischer Geometrie ist dieser Dichtegradient wegen der $1/r$ Abhängigkeit von $\nabla \times \mathbf{B}$ nicht unbedingt erforderlich. Damit eine Feldpenetration stattfinden kann, muß die Dichte des Plasmas in Richtung Anode ansteigen oder bei zylindrischer Geometrie die Anode auf größerem Radius liegen als die Kathode. Numerische Simulationen /3.21/ für einen linearen Dichtegradienten zeigen, daß der von der Kathode eintretende Elektronenstrom zunächst parallel zur Kathode fließt und dann in Form einer schockfrontartigen Stromschicht das Plasma durchquert, vor der Anode eine 90° Wende vollführt und schließlich nahezu tangential in die Anode eintritt. Ein Teil der transportierten Feldenergie wird im Plasma, ein anderer Teil vor der Anode, wo die Elektronendichte einen Sprung macht, dissipiert. Im Plasma wächst die thermische Energie der Elektronen daher an.

Die Geschwindigkeit, mit der die Stromschicht in die Plasmabrücke vordringt, wird in /3.20/ abgeschätzt zu:

$$\mathbf{u} = \frac{B}{\mu_0 n_e} \frac{1}{g} \quad (3.24)$$

$$\frac{1}{g} = \frac{d(\ln(nr))}{dr}$$

Diese Geschwindigkeit ist erheblich größer als die klassische Diffusionsgeschwindigkeit. Ein wichtiges Auslegungskriterium für den Plasmaöffnungsschalter ergibt sich aus der Forderung, daß $u > v_A$, die Alfven Geschwindigkeit, sein muß. Im entgegengesetzten Fall wirkt der Magnetfelddruck wie ein Kolben und erzeugt starke hydrodynamische Schocks und Bewegungen im Plasma. Aus der Forderung, daß die Alfven Geschwindigkeit v_A während des gesamten Induktorladevorgangs kleiner als u sein soll, ergibt sich für die maximal im Schalter zugelassene Ladung:

$$\frac{Q}{2 \pi r} \leq \left(\frac{m_i}{\mu_0 Z e} \right) \frac{1}{g} \leq 0,1 \frac{1}{g} \frac{\text{Coulomb}}{\text{m}} \quad (3.25)$$

Insbesondere für Schalter mit sehr großen Stromtragzeiten könnte diese Grenze zu einem Problem werden.

Da Dichtegradienten und Fluktuationen stets im Plasma vorhanden sind, ist der advective Transport des Magnetfelds mit dem Elektronenfluß sicher ein wichtiger und möglicherweise sogar der dominante Mechanismus der Feldpenetration in das Schalterplasma. Die mit der Dissipation des Magnetfelds im Plasma verbundene Widerstandserhöhung reicht jedoch nicht aus, um den Anstieg der Schalterimpedanz während des Öffnungsvorgangs zu erklären.

Daher wird der eigentliche Öffnungsvorgang vermutlich doch durch eine Plasmaerosion an der Kathode eingeleitet /3.23/.

Der Plasmaöffnungsschalter ist ein stark nichtlineares Element, dessen Eigenschaften im geöffneten Zustand auch von der Last abhängen. Zur Erzeugung von Impulsen mit höherer Leistung und Spannung für den Betrieb einer Ionendiode sind nicht nur der Wirkungsgrad der Stromkommutation aus dem Schalter in die Last, sondern auch die Form des Impulses und der Anteil des Elektronenstroms am Gesamtstrom von Bedeutung. Der i.a. exponentielle Abfall der Impulsspannung ist für den Betrieb einer fokussierenden Ionendiode ungünstig. Wegen chromatischer Aberrationen der wirksamen Fokussierungselemente ist nur ein kleiner Teil des Impulses optimal fokussierbar (näheres s. Kapitel 5). Das Restplasma im Bereich des geöffneten Schalters ist außerdem eine ständige Quelle für einen Elektronenschichtstrom. Da dieser in der Diode nicht in Ionenstrom umgesetzt werden kann, ist der Kopplungswirkungsgrad einer Ionendiode an einen induktiven Speicher mit Plasmaöffnungsschalter meist kleiner als 80%.

Ein Plasmaschalter, der jedoch nur kurzzeitig einen relativ kleinen Strom tragen muß, ist dagegen ein wertvolles Element zur Impulsschärfung, zur kurzzeitigen Impulsstromumlenkung und für andere Zwecke.

3.4 Leistungsfluß im Vakuum und selbstmagnetische Isolation

Der von einer ebenen elektromagnetischen Welle im Vakuum transportierte Leistungsfluß ist durch den Poyntingschen Strahlvektor \vec{S} gegeben.

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (3.26)$$

Da für die Beträge der elektrischen und der magnetischen Feldstärke in einer ebenen Vakuum-Welle die folgende Verknüpfung gilt: $\sqrt{\mu_0} \cdot H = \sqrt{\epsilon_0} E$, kann der Betrag des Poyntingvektors auch durch die elektrische Feldstärke alleine ausgedrückt werden:

$$S = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E^2 \quad (3.27)$$

Setzt man in diese Gleichung die Durchbruchfeldstärke $E = 200 \text{ kV/cm}$ ein, bei der auf dem negativen Leiter einer Vakuumleitung eine explosionsartige Elektronenemission mit Plasmabildung beginnt (s. Abschnitt 4.), so erkennt man, daß diese Leistungsflußdichte in einer reinen elektromagnetischen Welle auf Werte unterhalb von

$$S \leq 0,1 \text{ GW/cm}^2 \quad (3.28)$$

beschränkt ist. Dies ist lediglich ein Hundertstel der für den optimalen Betrieb einer Hochleistungsdioden erforderlichen Leistungsdichte (Abschnitt 4.1).

Ohne magnetische Isolierung des nach dem Durchbruch einsetzenden Elektronenstroms ist ein effektiver Transport hoher elektrischer Leistungen ($>0,1 \text{ GW/cm}^2$) in einer Vakuumleitung nicht möglich. Die magnetische Isolation der Elektronen in der Vakuumleitung kann entweder durch ein extern erzeugtes Magnetfeld oder durch den in der Leitung fließenden Strom selber erzeugt werden. In diesem Abschnitt wird nur die selbstmagnetische Isolation diskutiert. Isolation mit Hilfe von externen Magnetfeldern wird in Abschnitt 4.2 behandelt.

Maßgebend für den Isolationsstrom ist entweder das Verhalten einer am Ende der Leitung angeschlossenen Last oder der sich aus Verschiebungsstrom und Elektronenstrom zusammensetzende Eigenstrom der Leitung. Insbesondere wenn die Dauer τ_p des Impulses oder seine Anstiegszeit τ_r kleiner als die Laufzeit l/c der Welle auf der Leitung werden, ist der Eigenstrom für den Wirkungsgrad des Energietransports und die Impedanz der Leitung bestimmend. In diesem Fall bildet sich am Kopf der Welle ein Elektronenverluststrom aus, der einen zur Propagationsrichtung parallelen Elektronenschichtstrom hinterläßt, dessen Existenz für das Zustandekommen der magnetischen Isolation hinter der Kopfwelle wesentlich ist. Zur Beschreibung der Ausbreitung einer nichtlinearen elektromagnetischen Welle in Gegenwart einer Elektronenraumladung ist die simultane Lösung der Bewegungsgleichungen des Elektronenfluids und der Maxwell'schen Gleichungen erforderlich. Die Formulierung dieses Problems führt auf ein System von nichtlinearen gekoppelten partiellen Differentialgleichungen, das nur numerisch gelöst werden kann /3.24/. Die Gleichungen besitzen jedoch eindimensionale stationäre Lösungen, die die magnetische Isolation der Leitung hinter der Kopfwelle beschreiben.

Die gleichen selbstkonsistenten Lösungen für den in der Leitung transportierten Strom lassen sich aus expliziten Annahmen über die Elektronentrajektorien vor der Kathode ableiten /3.25-3.28/.

Beim laminaren Modell wird vorausgesetzt, daß sich die Elektronen kräftefrei auf geraden Bahnen senkrecht zu \vec{E} und \vec{B} mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$ entlang von Potentialflächen bewegen und daß ihre kinetische Energie derjenigen der Potentialflächen entspricht /3.28/.

Beim quasilaminaren Modell wird angenommen, daß sich die Elektronen auf Zykloidenbahnen bewegen, die auf der Kathode beginnen und enden /3.25/.

Beide Modelle führen zu ähnlichen Ergebnissen /3.29/. Da jedoch das laminare Modell für eine größere Zahl von Geometrien untersucht worden ist, konzentriert sich die weitere Diskussion auf dieses Modell.

Die Bewegung der Elektronen im Raum zwischen den beiden Leitern der Vakuumleitung kann aus der Lagrange-Funktion des Systems abgeleitet werden /3.30/

$$L = - m_0 c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} + eV - e \vec{v} \vec{A} \quad (3.29)$$

Dabei bedeuten: \vec{v} die Geschwindigkeit der Elektronen, V das elektrostatische und \vec{A} das Vektorpotential. Beide Potentiale schließen Eigenfeldeffekte mit ein. Wir beschränken uns im weiteren auf einen Koaxialleiter, in dem der Strom parallel zur Achse fließt und in dem das elektrostatische Feld im stationären Fall nur vom Radius abhängt. In einem solchen System ist die z-Koordinate zyklisch, und der zu ihr konjugierte Impuls bleibt demnach erhalten:

$$P_z = \frac{\partial L}{\partial \dot{z}} = \gamma m_0 \dot{z} - e A_z = \text{const} \quad (3.30)$$

Da P_z auf der Kathode Null wird, gilt $P_z = 0$ im gesamten Bereich. Die Auflösung von Gleichung 3.30 nach A_z ergibt daher:

$$A_z = \frac{m_0 c}{e} \gamma \frac{\dot{z}}{c} \quad (3.31)$$

Neben dem kanonischen Impuls P_z ist die Gesamtenergie eine Erhaltungsgröße:

$$\gamma m_0 c^2 - eV = m_0 c^2 \quad (3.32)$$

Wenn die Elektronentrajektorien die Anode berühren, gilt sowohl im laminaren wie auch im quasilaminaren Modell $\dot{z}/c = \beta_a$ und $\gamma = \gamma_a$. β_a ist dabei der auf die Lichtgeschwindigkeit bezogene Betrag der Geschwindigkeit, der sich aus der Energieerhaltung an der Anode ergibt. Ebenso ist γ_a die auf die Ruheenergie bezogene kinetische Energie der Elektronen an der Anode. Für A_z erhält man demnach

$$A_z^a = \frac{m_0 c}{e} \beta_a \gamma_a \quad (3.33)$$

In der angenommenen coaxialen Geometrie gilt außerdem:

$$B_\theta = - \frac{\partial A_z}{\partial r} = \frac{\mu_0 I(r)}{2 \pi r} \quad (3.34)$$

$I(r)$ ist hier der Strom, der innerhalb des Radius r fließt. Die Integration von Gleichung 3.34 zwischen Kathode und Anode ergibt schließlich:

$$\int_{r_c}^{r_a} \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r} dr = \frac{m_0 c}{e} \beta_a \gamma_a = A_z^a \quad (3.35)$$

Nur wenn das Integral auf der linken Seite von Gleichung 3.35 größer ist als die rechte Seite wird durch den in der Leitung fließenden Strom eine selbstmagnetische Isolierung erreicht. Da sich der Strom in der Leitung im allgemeinen in einen Elektronenschichtstrom (laminar oder quasilaminar) und in einen Wandstrom im metallischen Leiter aufteilt und in seiner Verteilung a priori nicht bekannt ist, besteht auch keine einfache Beziehung zwischen dem Gesamtstrom I_0 in der Leitung und der Isolationsbedingung 3.35. D.h. die Isolationsbedingung läßt sich durch eine Vielzahl von Stromverteilungen in der Leitung realisieren. Fließt der Strom nur als Leitungsstrom in der Wand, so wird das Integral 3.35:

$$\frac{\mu_0}{2\pi} I_c \ln \frac{r_a}{r_c} = \frac{m_0 c}{e} \beta_a \gamma_a \quad (3.36)$$

$I_c = I_a g \beta_a \gamma_a$ wird als kritischer Strom bezeichnet. ($I_a = m_0 c^2 / e 2\pi / \mu_0 c \approx 8500$ A). $g = (\ln r_a / r_c)^{-1}$ ist der für die gewählte koaxiale Geometrie charakteristische Geometriefaktor. Bei Verwendung der entsprechenden Geometriefaktoren bleibt die obige Gleichung für I_c auch für andere Leitungsgeometrien gültig /3.28/.

Beim Überschreiten der Durchbruchfeldstärke auf der Kathode entsteht immer ein Elektronenschichtstrom. Bezeichnet man die Energie der Elektronen am Rande des Schichtstroms mit ε_m und den zugehörigen relativistischen Faktor mit γ_m , so wird der Gesamtstrom (oder der Anodenstrom) einer selbstmagnetisch isolierten Leitung im laminaren Modell /3.28/

$$I_0 = g \cdot I_a \cdot \gamma_m \left\{ \ln \left[\gamma_m + (\gamma_m^2 - 1)^{1/2} \right] + \frac{\gamma_a - \gamma_m}{(\gamma_m^2 - 1)^{1/2}} \right\} \quad (3.37)$$

Dabei ist

$$\gamma_m = 1 + \frac{e V_m}{m_0 c^2} \quad 1 \leq \gamma_m \leq \gamma_a \quad (3.38)$$

V_m ist das Randpotential der Elektronenschicht. Falls $V_m = V_o$ gilt, füllt der Schichtstrom die Leitung vollständig aus. Man spricht in diesem Fall vom Sättigungsstrom. Für das Verhältnis von Gesamtstrom I_o und Wandstrom I_w ergibt das laminare Modell:

$$I_o / I_w = \gamma_m \quad (3.39)$$

Trägt man I_o für ein bestimmtes γ_a als Funktion von γ_m auf, so erkennt man, daß I_o ein absolutes Minimum I_l besitzt. Für den Fall $V_o = 2$ MV ist dies in Abb. 3.9 dargestellt. Die Differenz zwischen dem ebenfalls eingetragenen Wandstrom und dem Anodenstrom entspricht dem Elektronenschichtstrom. Er wächst mit zunehmendem Randpotential stark an.

Welche Aufteilung sich zwischen den Strömen einstellt, hängt davon ab, wie die Leitung belastet wird. Arbeitet sie selbstbegrenzend, so ergeben die experimentellen Befunde einen Strom in der Nähe des Minimums I_l . Ist die Leitung kurz und der Laststrom größer als I_l , so stellt sich der entsprechende Arbeitspunkt links vom Minimum ein.

Für den Betrieb einer Ionendiode ist dieses Verhalten insofern von großer Bedeutung als praktisch nur der Wandstrom in Ionenstrom umgesetzt werden kann. Da es schwierig ist, einen einmal in der Leitung entstandenen Elektronenschichtstrom wieder auf der Kathode einzufangen, muß zur Erlangung eines hohen Kopplungswirkungsgrads zwischen der Diode und dem Generator der Schichtstromanteil von vornherein minimiert werden. Am besten gelingt dies mit einer im Vergleich zur Leitungsimpedanz kleinen Diodenimpedanz.

Der Zusammenhang zwischen dem Minimalstrom I_l und γ_a läßt sich aus Gleichung 3.37 ableiten und in der folgenden Form parametrisch darstellen:

$$I_l = I_\alpha \cdot g \cdot \gamma_l^3 \ln [\gamma_l + (\gamma_l^2 - 1)^{1/2}] \quad (3.40)$$

$$\gamma_a = \gamma_l + (\gamma_l^2 - 1)^{3/2} \ln [\gamma_l + (\gamma_l^2 - 1)^{1/2}]$$

Die sich ergebenden Werte für γ_l und I_l sind im laminaren und quasilaminaren Modell nahezu gleich.

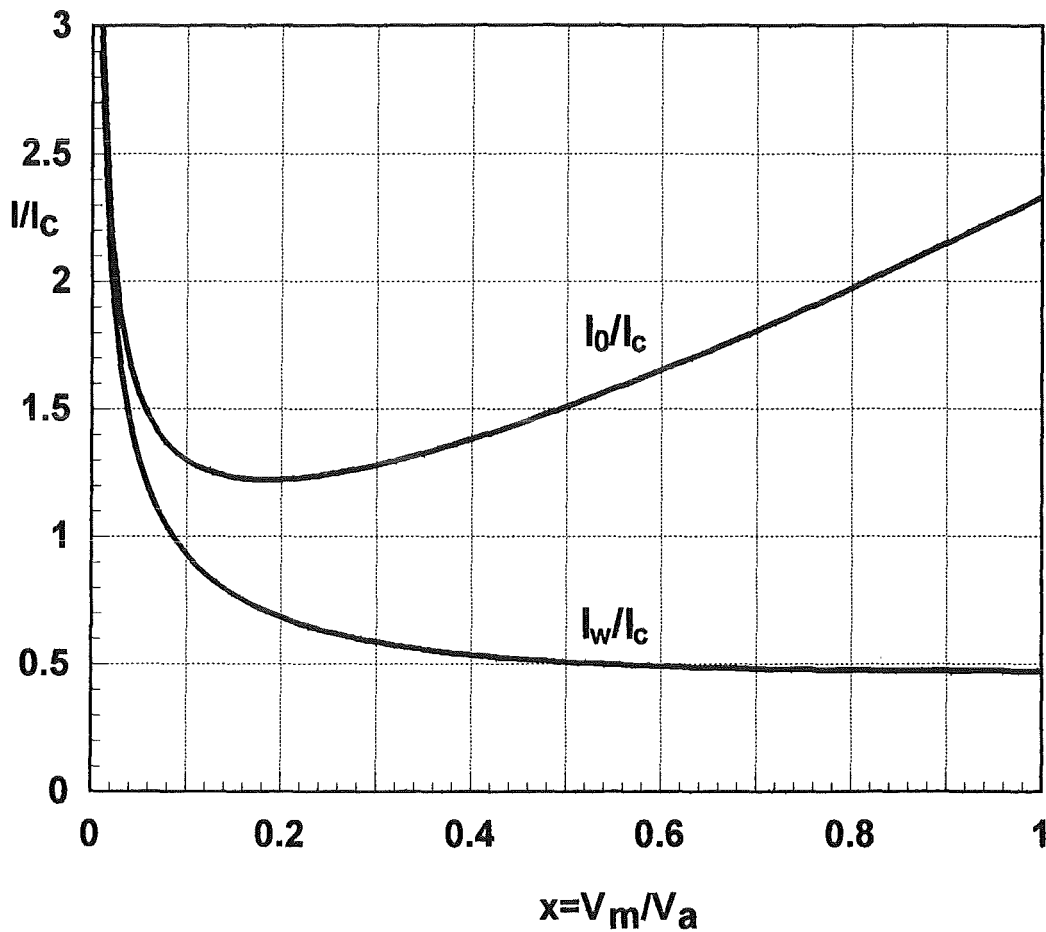


Abb. 3.9: Transportierbarer Strom I_0 und Wandstrom I_w in einer selbstmagnetisch isolierten Vakuumleitung bezogen auf den kritischen Strom I_c als Funktion des Randschichtpotentials und für ein Anodenpotential von 2 MV

Daß der Arbeitspunkt einer sich selbst begrenzenden Übertragungsleitung tatsächlich beim Minimalstrom I_l liegt, läßt sich auch aus einer Energiebetrachtung ableiten /3.31/. Die Energieerhaltung in einem System von elektromagnetischen Feldern und geladenen Teilchen wird durch die folgende Gleichung beschrieben /3.32/:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \left(\frac{1}{2} \mu_0 H^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{T}{q} \rho \right) dV = \quad (3.41)$$

$$= - \oint \left(\vec{E} \times \vec{H} + \frac{T}{q} \vec{j} \right) d\vec{f}$$

Links steht die zeitliche Änderung der Gesamtenergie von Feld und Teilchen. Das Integral auf der rechten Seite beschreibt den Energiestrom durch die gesamte Oberfläche des betrachteten Gebietes. (T bedeutet hier die kinetische Energie eines Teilchens, ρ die Ladungsdichte und q die Ladung eines Teilchens.) Geht man wiederum von einem laminaren Modell aus, so ist der einzige freie Parameter das Randpotential V_m (oder γ_m) der Elektronenschicht.

Alle in Gleichung 3.41 auftretenden Größen lassen sich im laminaren Modell durch γ_m ausdrücken und man kann daher die Energie des Systems in großer Entfernung von der Kopfwelle bezüglich γ_m minimieren. Eine Durchführung dieser Rechnung zeigt, daß der Punkt minimaler Energie sehr nahe beim Punkt minimalen Stroms liegt. Die Energie des Systems läßt sich in die Feldenergie innerhalb und außerhalb der Elektronenschicht W_{Fi} bzw. W_{Fa} sowie die kinetische Energie W_{KE} der Teilchen aufteilen. Diese Aufteilung und die Summe der Energien ist in Abb. 3.10 als Funktion des Randpotentials γ_m dargestellt. Man erkennt, daß die kinetische Energie der Elektronen bei γ_1 nur einen Bruchteil der Feldenergie ausmacht.

Das gemeinsame Charakteristikum der bisher diskutierten laminaren und quasi-laminaren Modelle ist die Annahme, daß der kanonische Impuls zwischen den Leitern Null ist. Übergänge zwischen Leitungstücken mit unterschiedlichen Impedanzen oder unterschiedlichen Randpotentialen können jedoch zu von Null verschiedenen Komponenten des kanonischen Impulses führen. Eine natürliche Erweiterung der bisherigen Modelle ist daher die Annahme vorgegebener Verteilungen des kanonischen Impulses /3.33, 3.34/. Die so verallgemeinerte Theorie führt jedoch rasch auf komplexe unübersichtliche Ausdrücke und kann hier nicht im Detail diskutiert werden. Ein fundamentales Problem bei ihrer Anwendung besteht darin, daß über die auftretenden Verteilungen des kanonischen Impulses a priori wenig bekannt ist. Von der Verteilungsfunktion kann jedoch vorausgesetzt werden, daß sie sich über eine Gyrationperiode der Elektronen nur wenig ändert. Im eindimensionalen Fall ist die Verteilungsfunktion dann bis auf einen konstanten Faktor mit der zirkulierenden Stromdichte senkrecht zur Fließrichtung des Elektronenschichtstroms identisch. Der zirkulierende Strom entsteht aufgrund der zykliden Bewegung der Elektronen und ist eine Funktion des kanonischen Impulses μ und der normierten Gesamtenergie w der Elektronen. Im Folgenden wird ein elektrisches Feld in y -Richtung und ein Transport in x -Richtung vorausgesetzt. Das Magnetfeld zeigt dann in z -Richtung. Die normierten Impulse und Energien werden wie folgt definiert:

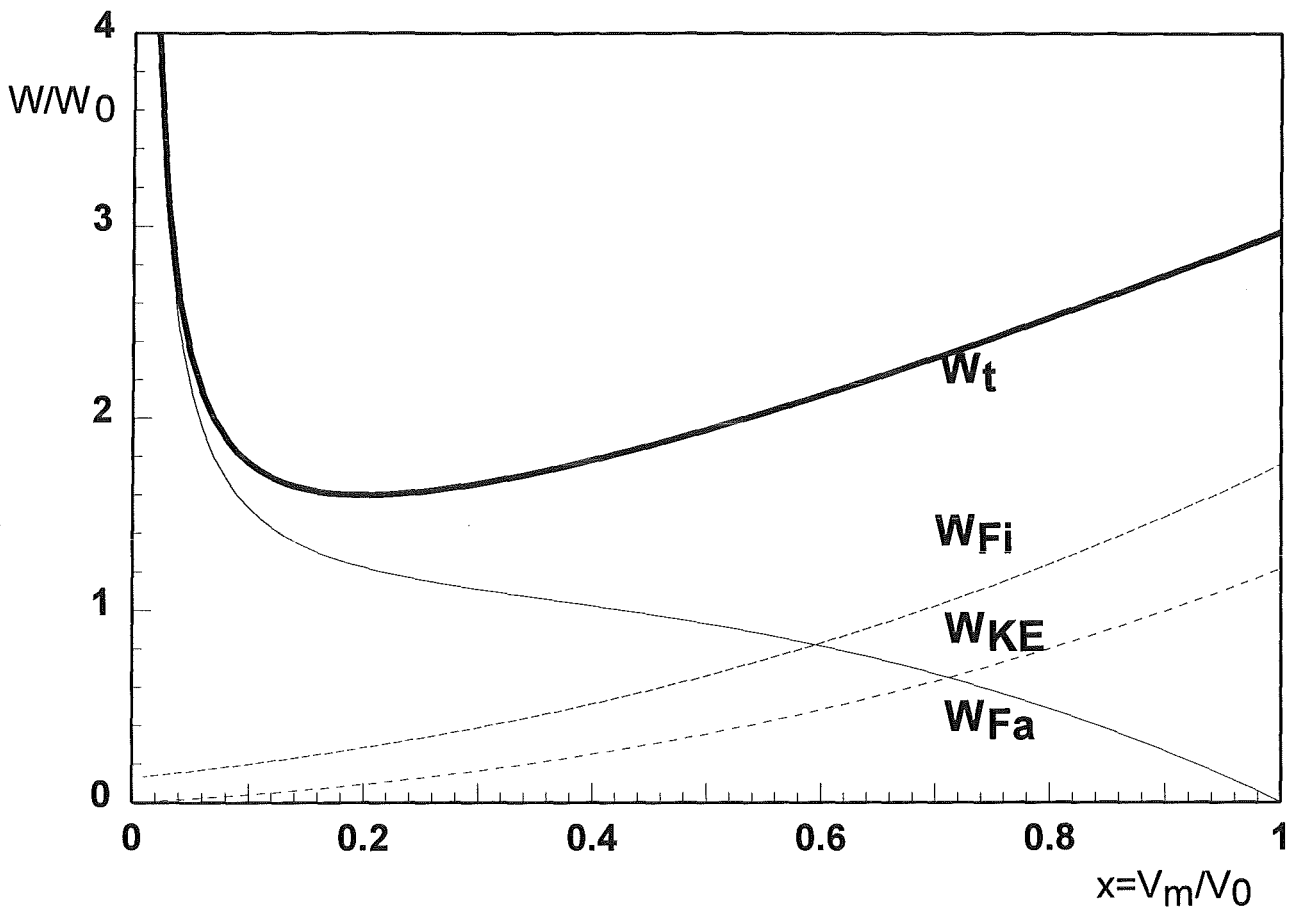


Abb. 3.10: Aufteilung des Energiestroms in einer selbstmagnetisch isolierten Vakuumleitung in Feldenergie innerhalb und außerhalb der Elektronenschicht W_{Fi} bzw. W_{Fa} sowie kinetische Energie W_{KE} als Funktion des Randschichtpotentials. Die Energieströme sind auf den Poynting'schen Energiestrom für die gleiche Leitung bei Abwesenheit von Elektronenschichten bezogen und wurden für 2 MV Potentialdifferenz berechnet.

$$\mu = P_x / mc, \quad w = E / mc^2, \quad \phi(y) = \frac{eV(y)}{mc^2}, \quad \alpha(y) = eA_x(y) / mc$$

Unter der Gesamtenergie versteht man hier die Summe aus kinetischer und potentieller Energie eines Elektrons:

$$E = (\gamma - 1) mc^2 - eV$$

An den Umkehrpunkten der Zykloidenbahnen muß die Geschwindigkeit v_y verschwinden. In der weiteren Entwicklung der Theorie wird daher die Funktion $Q(y, \mu, w) = (\gamma v_y/c)^2$ eingeführt /3.33/:

$$Q(y, \mu, w) = [1 + \phi(y) + w]^2 - 1 - [\alpha(y) + \mu]^2 \quad (3.42)$$

Die Gleichung $Q = 0$ bestimmt die Umkehrpunkte y_+ , y_- für Elektronen mit vorgegebenen Werten von μ, w . Bei festem y beschreibt die Gleichung $Q = 0$ eine Hyperbel im μ, w -Raum. Auf dieser Hyperbel liegen alle Bahnen, die einen Umkehrpunkt bei y besitzen. Für zwei gegebene Werte y_1, y_2 beschreibt der Schnittpunkt der beiden dazugehörigen Hyperbeln den μ, w -Wert, für den die Elektronenbahn sich zwischen y_1 und y_2 erstreckt. Bei bekanntem $\alpha(y)$ und $\phi(y)$ beschreibt die Menge aller dieser Schnittpunkte das erlaubte Gebiet im μ, w -Raum, das von den Elektronen eingenommen werden kann. Dieses Gebiet wird durch die Kurven $Q(y_c, \mu, w) = 0$, $Q(y_a, \mu, w) = 0$ und die sogenannte laminare Kurve L begrenzt. Die laminare Kurve wird durch die Schnittpunkte von $Q(y + dy, \mu, w) = 0$ und $Q(y, \mu, w) = 0$, für infinitesimales dy bestimmt. Diese Forderung ist identisch mit der simultanen Erfüllung von $Q = 0$ und $\partial Q/\partial y = 0$. Die letzte Gleichung führt auf $E + v \times B = 0$ und entspricht daher einer laminaren Bewegung. Der generelle Charakter des erlaubten Gebiets für eine vorgegebene μ, w -Verteilung ist in Abb. 3.11 dargestellt. Der Bereich außerhalb des "Schlüssels" ist für die Elektronen unerreichbar. Oberhalb von $Q(y_c, \mu, w)$ kehren sie zur Kathode zurück, oberhalb von $Q(y_a, \mu, w)$ gehen sie an der Anode verloren.

Es sei an dieser Stelle nochmals betont, daß der praktische Nutzen dieser Theorie dadurch erheblich eingeschränkt ist, daß $\alpha(y)$ und $\phi(y)$ selbstkonsistent aus der a priori unbekanntem Verteilung berechnet werden müssen. Ein Vergleich mit numerischen Simulationen von selbstmagnetisch isolierten Übertragungsleitungen zeigt, daß die Elektronen meist in der Nähe der laminaren Grenzkurve liegen. Dies gilt nicht mehr, wenn die Übergänge zwischen verschiedenen Leitungsstücken innerhalb weniger Gyroradien erfolgen.

Die bisher diskutierten Modelle zur Beschreibung der selbstmagnetischen Isolierung gelten nur unter stationären Bedingungen. Die Verhältnisse am Kopf einer sich ausbreitenden Welle können jedoch nur mit einem zeitabhängigen Modell erfaßt werden. Eine umfassende Beschreibung mit Hilfe der zeitabhängigen Maxwell'schen Gleichungen und der Bewegungsgleichung des Elektronenfluids ist, wie bereits eingangs erwähnt, außerordentlich schwierig. Einige wesentliche

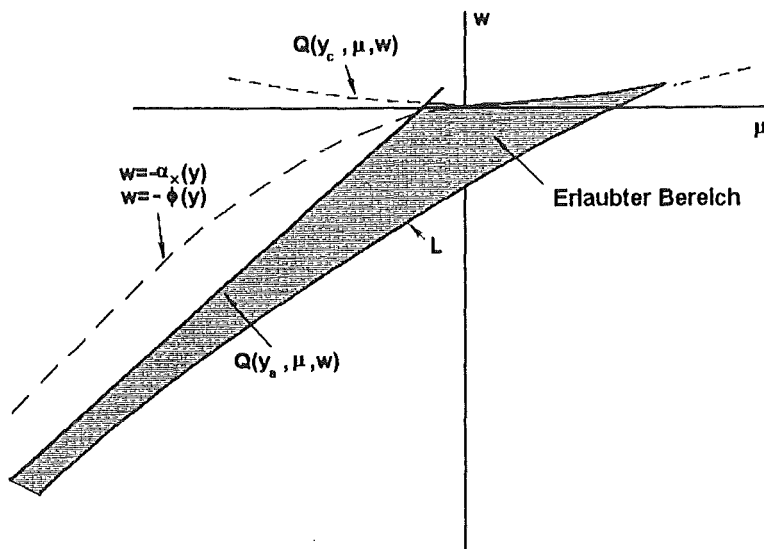


Abb. 3.11: Typischer Charakter des bei bekanntem Potentialverlauf $\alpha(y)$, $\phi(y)$ in einer Vakuumleitung erlaubten Gebiets für Elektronen im μ - w -Phasenraum. Oberhalb der Kurve $Q(y_c, \mu, w) = 0$ kehren die Elektronen zur Kathode zurück, oberhalb von $Q(y_a, \mu, w) = 0$ gehen sie auf der Anode verloren und auf der Kurve L bewegen sie sich parallel zu den Elektroden.

Eigenschaften der Wellenausbreitung in einer langen selbstmagnetisch isolierten Vakuumleitung lassen sich jedoch mit Hilfe von konzentrierten Bauelementen in einer Ersatzschaltbildarstellung der Leitung wiedergeben [3.35]. Dabei wird angenommen, daß der Effekt des Elektronenverluststroms am Kopf der Welle auf die Entwicklung von Strom und Spannung durch Kapazitäten, Induktivitäten und Leitwerte beschrieben werden kann, die ihrerseits von den momentanen lokalen Werten von Strom und Spannung abhängen. Man kann erwarten, daß ein solches Modell gültig ist, solange die charakteristischen Zeiten und Längen, über die sich Strom und Spannung ändern, groß gegen die entsprechenden charakteristischen Größen der Elektronenbewegung sind. Diese sind durch das kleinere der beiden Paare Gyroradius und Gyroperiode oder Leiterabstand und direkte Transitzeit der Elektronen zwischen den Leitern gegeben. Daraus folgt, daß die Anstiegszeit des propagierenden Impulses immer größer als die Transitzeit sein muß, damit das Modell gültig bleibt. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich die Welle mit Hilfe einer nichtlinearen Telegraphengleichung beschreiben

$$\frac{\partial V}{\partial z} = - \frac{\partial A}{\partial t} \quad (3.43a)$$

$$- \frac{\partial I}{\partial z} = \frac{\partial Q}{\partial t} + G \cdot V \quad (3.43b)$$

Bei der Aufstellung dieser Gleichungen wurde zusätzlich angenommen, daß nur TEM-Wellen existieren.

In den Gleichungen 3.43 bedeuten V die Spannung auf der Leitung, A der magnetische Fluß pro Längeneinheit und Q die Raumladung pro Längeneinheit. G ist der Querleitwert pro Längeneinheit. Das Gleichungssystem wird durch die Verknüpfungsgleichungen $A = L \cdot I$, $Q = C \cdot V$ geschlossen. Seine explizite Lösung erfordert die Kenntnis des funktionalen Zusammenhangs zwischen L , C , G und I , V . Als einfachster Zusammenhang wird meist angenommen, daß L und C konstant sind und daß G durch das relativistische Child-Langmuirsche Gesetz gegeben ist (s. Abschnitt 2.2.4). Zusätzlich muß in G die endliche Bildungszeit des Kathodenplasmas berücksichtigt werden. Eine Lösung der Form $V = V(z - v_f t)$ existiert, wenn Strom und Spannung die gleichen Anstiegszeiten besitzen und wenn ihre Spitzenwerte während der Ausbreitung auf der Leitung nicht abnehmen. Außerdem muß gelten, daß der Impuls mit der konstanten Frontgeschwindigkeit v_f propagiert, daß also keine Dispersion eintritt. In einer von der Welle noch nicht erreichten Position $u \geq u_0 = (z_0 - v_f t)$ kann $V = A = 0$ angenommen werden. Hinter der Front nähern sich V und A asymptotisch den Werten V_0 und A_0 der stationären Lösung für die selbstmagnetische Isolation. Werden die Ableitungen in Gleichung 3.43 durch d/du ersetzt und wird über die Front von 0 bis u_0 integriert, so erhält man

$$v_f = \frac{V_0}{A_0} \quad (3.44)$$

Setzt man in diese Gleichung den magnetischen Fluß ein, der sich aus dem laminaren Modell für das Gesamtstromminimum ergibt, so erhält man:

$$\frac{v_f}{c} = \frac{(Y_l^2 - 1)^{1/2} (Y_a - 1)}{(Y_l Y_a - 1)} \quad (3.45)$$

Für eine selbstmagnetisch isolierte Leitung mit 2 MV ($Y_a = 4,91$) Anodenpotential liegt das Randpotential der Elektronenschicht z.B. bei 370 kV ($Y_l = 1,71$). Damit ergibt sich $v_f/c = 0,73$. Die Welle breitet sich also mit erheblich geringerer als

Lichtgeschwindigkeit aus. Diese Schlußfolgerung wird durch die experimentellen Beobachtungen bestätigt /3.36/. Auch quantitativ wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit gut durch Gleichung 3.45 wiedergegeben. Die weiteren experimentellen Resultate sind:

- 1.) Im ersten Abschnitt einer langen selbstmagnetisch isolierten Vakuumleitung erfährt die Impulsfront starke Veränderungen. Mit Lichtgeschwindigkeit eilt dem Hauptimpuls ein Vorläuferimpuls mit einer Amplitude unterhalb der Durchbruchfeldstärke auf der Kathode voraus. Oberhalb dieser Schwelle wird die Flanke des Hauptimpulses erodiert und dadurch wesentlich steiler.
- 2.) Die Amplitude des Hauptimpulses nimmt nicht ab, und der Transportwirkungsgrad in einer Leitung, deren Länge der Impulsdauer entspricht, liegt zwischen 80 und 90%.
- 3.) Die Elektronen an der Impulsfront erreichen die Anode mit Energien, die wesentlich kleiner als eV_0 sind.
- 4.) Hinter der Front stellt sich ein stationärer Leitungsstrom ein, der nahe beim Minimalstrom des laminaren Modells liegt.
- 5.) Die Eingangsimpedanz Z_s der Leitung ist nach Etablierung der selbstmagnetischen Isolation erheblich kleiner als die Vakuumimpedanz Z_0 . Sie läßt sich mit Hilfe der laminaren Theorie beschreiben:

$$\frac{Z_s}{Z_0} = (Y_a - 1) \left\{ Y_1 \left(\ln |Y_1 + (Y_1^2 - 1)^{1/2}| + \frac{Y_a - Y_1}{(Y_1^2 - 1)^{1/2}} \right) \right\}^{-1} \quad (3.46)$$

Aus der Vorstellung, daß die Welle nach einer Anlaufstrecke undeformiert mit der konstanten Geschwindigkeit v_f propagiert, lassen sich auch der Verluststrom I_f an der Wellenfront und die mittlere Energie der zur Anode fließenden Elektronen abschätzen. Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich nämlich mit $\rho = \rho(z - v_f t)$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (3.47)$$

nach Integration über die Front:

$$I_o = I_f + Q \cdot v_f \quad (3.48)$$

Q ist hier die Ladung pro Längeneinheit. Unter Verwendung der Ausdrücke für v_f und Q aus der laminaren Theorie erhält man /3.31/

$$\frac{I_f}{I_l} = \frac{Y_a - Y_l + Y_l^2 - 1}{Y_l (Y_a Y_l - 1)} \quad (3.49)$$

Es ist bemerkenswert, daß der Elektronenverluststrom immer erheblich kleiner als der Gesamtstrom I_o ist und daß I_f mit wachsendem Anodenpotential stetig abnimmt. Die Differenz zwischen I_o und I_f wird zum Aufbau der Raumladung in der Leitung bei fortschreitender Welle benötigt.

Ebenso kann man aus der Energieerhaltung einen Ausdruck für die mittlere Energie ableiten, mit der die Elektronen an der Front die Anode erreichen:

$$\frac{V_f}{V_o} = \frac{1 - W_l v_f / I_l V_o}{I_f / I_l} \quad (3.50)$$

Dabei bedeutet W_l die Gesamtenergie pro Längeneinheit in der selbstmagnetisch isolierten Leitung. Aus 3.50 ergibt sich auch der Leistungsverlust an der Wellenfront:

$$\frac{P_f}{P_l} = \frac{I_f \cdot V_f}{I_l \cdot V_o} = 1 - \frac{W_l}{I_l \cdot V_o} v_f \quad (3.51)$$

Die Ergebnisse der Gleichungen 3.45-3.51 sind in Abb. 3.12 als Funktion des Anodenpotentials V_o dargestellt. Man erkennt, daß $V_f/V_o \approx 0,5$ im gesamten Spannungsbereich ist und daß der Leistungsverlust mit der Potentialdifferenz stetig abnimmt.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch eine Gleichung abgeleitet werden, die eine Beziehung zwischen den an der Anode und Kathode gemessenen Strömen und der Leitungsspannung herstellt.

Diese Gleichung kann zur Bestimmung der Impulsspannung in einer magnetisch isolierten Vakuumleitung verwendet werden /3.37/ (s. auch Abschnitt 3.6).

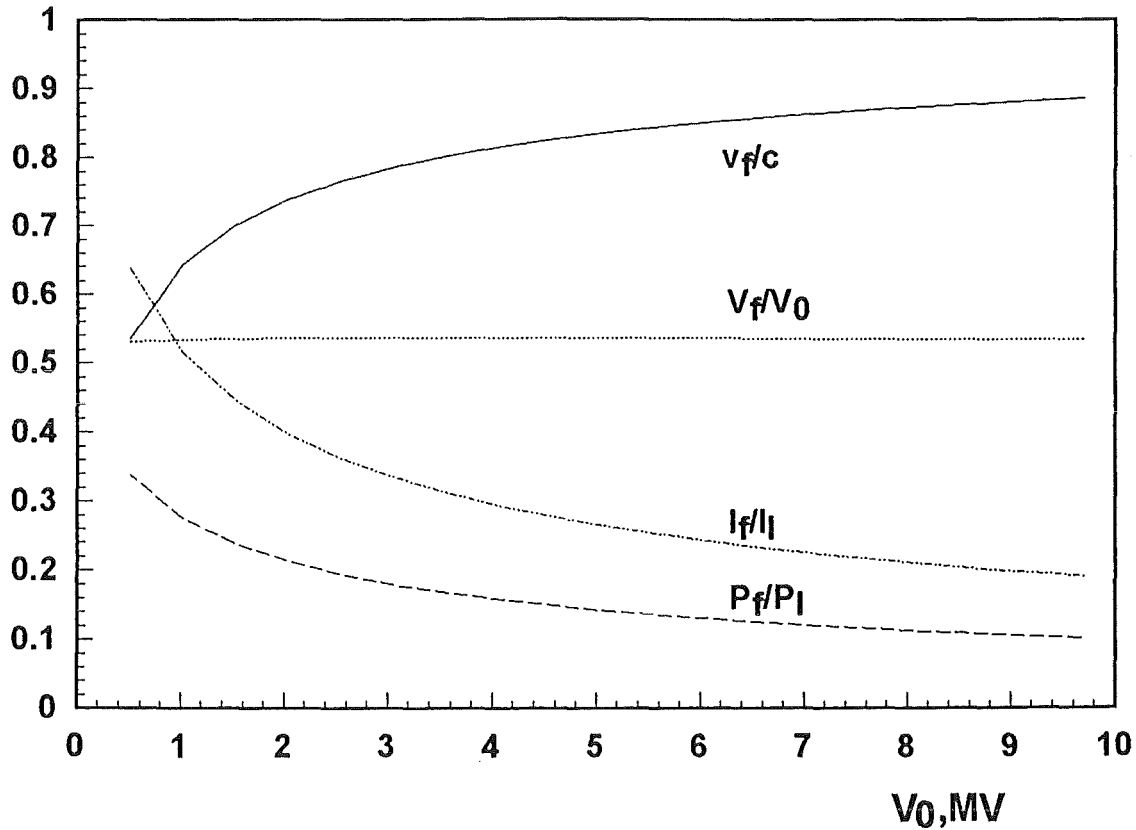


Abb. 3.12: Physikalische Größen an der Front einer propagierenden selbstbegrenzenden elektromagnetischen Welle in einer Vakuumübertragungsleitung. v_f/c ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit. V_f/V_0 , I_f/I_1 und P_f/P_1 sind die Potentialdifferenz, der Verluststrom sowie die Verlustleistung an der Front bezogen auf die jeweiligen Größen hinter der Wellenfront

Wenn das Kathodenpotential Null gesetzt wird, muß für das Anodenpotential in einer eindimensionalen Parallelplattenleitung gelten:

$$V_a = E_a (y_a - y_m) + V_m \quad (3.52)$$

Dabei bedeuten y_a der Abstand zwischen den Leitern, y_m der Abstand zwischen dem oberen Rand der Elektronenschicht und der Kathode, V_m das Randpotential dieser Schicht und E_a die (konstante) elektrische Feldstärke zwischen der Randschicht und der Anode.

Im stationären Zustand bleibt die Lage der Elektronenschicht als ganzes unverändert. Daher muß der elektromagnetische Druck auf der Anodenseite gleich dem auf der Kathodenseite sein:

$$\frac{B_a^2}{2\mu_0} - \frac{\epsilon_0}{2} E_a^2 = \frac{B_k^2}{2\mu_0} \quad (3.53)$$

B_a, B_K sind hier die magnetischen Induktionen an der Anode bzw. an der Kathode. Diese Gleichung gilt natürlich nur unter der Annahme raumladungsbegrenzter Emission (d.h. $E_K = 0$) auf der Kathodenseite. Wegen ihrer großen Bedeutung für die Diodenphysik wird sie in Abschnitt 4. ausführlich diskutiert. Aus ihr folgt:

$$E_a = c |B_a^2 - B_k^2|^{1/2} \quad (3.54)$$

Für die angenommene ebene Geometrie gilt weiterhin:

$$B_a = \mu_0 \frac{I_a}{w}, \quad B_K = \mu_0 \frac{I_k}{w} \quad (3.55)$$

(w = Breite der Leitung).

Damit ergibt sich schließlich

$$E_a \cdot y_a = Z_0 (I_a^2 - I_k^2)^{1/2} \quad (3.56)$$

Dabei wurde die Vakuumimpedanz $Z_0 = c \cdot \mu_0 y_a / w$ der Parallelplattenleitung verwendet. Führt man dies in Gleichung 3.52 ein, so erhält man

$$V_a = Z_0 (I_a^2 - I_k^2)^{1/2} + (V_m - E_a y_m) \quad (3.57)$$

Die zweite Klammer auf der rechten Seite von 3.57 beschreibt einen Korrekturterm, der aus der tatsächlichen, meist unbekanntenen Elektronendichteverteilung in der Leitung bestimmt werden muß. In einer effizienten Leitung ist er jedoch klein und unempfindlich gegen die Form der Verteilung.

Für das laminare Modell erhält man:

$$V_m - E_a \cdot y_m = \frac{m_0 c^2}{e} \left\{ Y_m - 1 - (Y_m^2 - 1)^{1/2} \ln(Y_m + \sqrt{Y_m^2 - 1}) \right\} \quad (3.58)$$

In einer effizienten Leitung weicht $Y_m = I_a/I_k$ nur wenig von 1 ab. Eine Taylorreihenentwicklung von 3.58 um diesen Wert beschreibt den Korrekturterm daher mit genügender Genauigkeit:

$$V_m - E_a \cdot y_m \approx -\frac{m_0 c^2}{3e} \left\{ \left(\frac{I_a}{I_k} \right)^2 + \frac{I_a}{I_k} - 2 \right\} \quad (3.59)$$

Das quasilaminare Modell ergibt ein hiervon nur geringfügig abweichendes Ergebnis. Schließlich lautet der vollständige Zusammenhang zwischen dem Anodenpotential und den Leitungsströmen:

$$V_a = Z_0 \cdot I_K \left(\left(\frac{I_a}{I_k} \right)^{1/2} - 1 \right)^{1/2} - \frac{m_0 c^2}{3e} \left\{ \left(\frac{I_a}{I_k} \right)^2 + \frac{I_a}{I_k} - 2 \right\} \quad (3.60)$$

3.5 Messung der Impulsspannung im Vakuum

Zur Untersuchung der Dynamik einer Ionendiode ist eine Messung der Impulsspannung im Vakuum in möglichst großer Nähe zur Diode wünschenswert.

Das Standardverfahren zur Bestimmung der Diodenspannung ist eine Extrapolation der mit kapazitiven Sonden in der Wassersektion des Generators gemessenen Impulsspannung auf den Ort der Diode. Dabei wird die Vakuumleitung meist als konzentrierte Induktivität L behandelt und die im Wasser gemessene Impulsspannung um den induktiven Spannungsabfall $L \cdot di/dt$ korrigiert. Dieses Verfahren versagt, wenn die Impulsanstiegszeit kurz gegenüber der Transitzeit auf der Vakuumleitung ist, wenn Verluste in der Leitung auftreten oder wenn Plasmaöffnungsschalter in der Leitung verwendet werden. Da die Impedanz der Leitung bei Anwesenheit eines Elektronenschichtstroms außerdem sehr stark von der Vakuumimpedanz abweichen kann, wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wurde, ist die bei der Korrektur zu verwendende Induktivität L nur ungefähr bekannt und auch durch eine Eichmessung, bei der die Diode durch einen Kurzschluß ersetzt wird, nur approximativ zu bestimmen.

Kapazitive Sonden funktionieren zuverlässig in den flüssigkeitsisolierten Teilen des Impulsgenerators /3.38, 3.39/. Sie sind jedoch äußerst schwierig in Vakuumleitungen zu handhaben. Infolge des Elektronenschichtstroms ist das elektrische Feld auf der Kathodenseite der Leitung im wesentlichen Null. Der Sensor kann also nur auf der Anodenseite eingesetzt werden. Dort ist er allerdings der Gefahr eines ständigen Elektronenbombardements ausgesetzt. Das Sensorsignal kann daher neben dem Verschiebungsstromanteil einen erheblichen Elektronenverluststromanteil enthalten.

$$i_s(t) = \int \vec{j}_e \cdot d\vec{f} + \int \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \cdot d\vec{f} \quad (3.61)$$

Obwohl der Verluststrom j_e in einer magnetisch gut isolierten Leitung für den Leistungstransport in der Leitung kaum eine Bedeutung hat, kann er das Sensorsignal doch dominieren.

Die Verschiebungsströme in einer selbstmagnetisch isolierten Vakuumleitung liegen typischerweise bei 1 bis 2 A/cm². Infolge von Instabilitäten in der Elektronenschicht können Elektronenstromdichten dieser Größe sporadisch während des gesamten Impulses auftreten. In einem hochohmig belasteten Sensor /3.39/ wird das durch sie verursachte Signal aufintegriert und wächst schnell über das Verschiebungsstromsignal an.

Um die kapazitive Sonde dennoch verwenden zu können, muß sie durch ein zusätzliches, starkes Magnetfeld gegen Elektronenbeschuß geschützt werden /3.37/. Zusätzlich ist ein hohes Vakuum ($< 10^{-5}$ mbar) erforderlich, da sonst die im Magnetfeld eingefangenen Elektronen das Restgas ionisieren und die Sonde kurzschließen können.

Selbst wenn es mit diesen Maßnahmen gelingt, die Sonde für Messungen im Vakuum zu ertüchtigen, verbleibt eine weitere Schwierigkeit: Ein kapazitiver Sensor kann grundsätzlich nur die Feldstärke an seiner Oberfläche messen. Um hieraus die Anoden-Kathoden-Potentialdifferenz berechnen zu können, muß der Feldverlauf bekannt sein. In einer selbstmagnetisch isolierten Übertragungsleitung wird dieser jedoch durch die Verteilung der Elektronenraumladung mitbestimmt. Allerdings ist die dadurch verursachte Meßungenauigkeit in gut isolierten effizienten Leitungen gering.

Andere zur Messung der Impulsspannung in Vakuumleitungen verwendete elektrische Verfahren sind: Resistive Spannungsteiler, induktive Spannungsmonitore, elektro-optische Feldsensoren und Differenzstrommessungen auf den Leitern.

Das kritische Element eines für die Messung von MV Impulsspannungen im Vakuum konzipierten Widerstandsteilers ist die Trennfläche zwischen dem Widerstand und dem Vakuum. Für den Aufbau dieser Trennfläche gelten die gleichen Kriterien wie für den Entwurf der Wasser-Vakuum-Trennfläche des Impuls-generators (Abschnitt 3.3.1). Insbesondere muß die Ausbildung von Sekundär-elektronenlawinen an der Oberfläche verhindert werden. Neben einer optimalen Gestaltung der Isolatoroberflächen erfordert dies eine erhebliche Baulänge des Teilers. Die Erfahrung hat gezeigt, daß trotz Beachtung dieser Grundsätze MV-Teiler im Vakuum sehr unzuverlässig arbeiten [3.90]. Der Hauptgrund besteht vermutlich darin, daß bei Spannungen oberhalb von 1 MV die Teileroberfläche, insbesondere bei Anschluß des Monitors an den positiven Leiter, einem zu hohen Bombardement von Elektronen ausgesetzt wird. Ein weiteres mit diesem Monitor verbundenes Problem ist die Unterbrechung der Symmetrie des Leistungsflusses an der Anschlußstelle des Monitors.

Dieses Problem teilt der Widerstandsteiler mit dem induktiven Spannungsmonitor. Dieser besteht aus einem kurzen Abschnitt einer hochimpedanten am Ende kurzgeschlossenen Übertragungsleitung, die für Anstiegszeiten, die größer als die Wellenlaufzeit auf dieser Leitung sind, als konzentrierte Induktivität angesehen werden kann. Gemessen wird der Strom durch diese Induktivität, dessen zeitliche Ableitung der Spannung über dem Induktor proportional ist [3.41, 3.42]. Da der Strom durch den Induktor dem Integral der Spannung proportional ist, wächst er während des Impulses an und kann zum Impulsende eine erhebliche Belastung für den Generator darstellen. Wird die Induktivität vergrößert, um die Belastung zu verringern, so geht dies auf Kosten der Ansprechgeschwindigkeit. Auch bei diesem Monitor muß der Elektronenfluß parallel zum Induktor beachtet werden. Bei einer helixartigen Ausführung des Induktors kann der Elektronendriftstrom die Windungen überbrücken und so zu einer Veränderung der wirk-samen Induktivität führen. Wird der Induktor als dünner Draht ausgeführt, so ist der Elektronendriftstrom wegen der starken magnetischen Isolierung des Drahtes zwar ein geringeres Problem, in diesem Fall muß jedoch neben dem induktiven der resistive Spannungsabfall berücksichtigt werden [3.42]. Wegen der hohen Stromdichte kommt es bei sehr dünnen Drähten während des Impulses zum explosionsartigen Verdampfen, wobei sich die Induktivität zeitlich verän-

dern kann. Eine weitere unangenehme Eigenschaft der induktiven Spannungsmontore ist, daß sie zu elektrischen Schwingungen neigen und dadurch die Interpretation des gemessenen Signals stark erschweren.

Elektrooptische Feldsensoren basieren auf der Veränderung der optischen Eigenschaften von Kristallen in starken elektrischen Feldern (Kerr-Effekt). Ein Vorteil dieser Verfahren liegt darin, daß sie gegen elektrische Störungen immun sind. Sie werden mit zufriedenstellenden Ergebnissen in den flüssigkeitsisolierten Teilen von Hochspannungsimpulsgeneratoren eingesetzt /3.43/ /3.44/. In den an den Vakuumleitungen auftretenden intensiven Strahlungsfeldern (durch Elektronen, Ionen und Röntgenstrahlen) entstehen jedoch Szintillationen in den Kristallen und insbesondere in den verwendeten Lichtleitern, die die Meßsignale überdecken.

Ein weiteres elektrisches Meßverfahren nutzt die Gleichung 3.60, um aus der gemessenen Differenz der anoden- und kathodenseitigen Ströme die Impulsspannung abzuleiten. Die Genauigkeit dieser Meßmethode ist jedoch dadurch beeinträchtigt, daß in einer effizienten selbstmagnetisch isolierten Vakuumleitung die Differenz zwischen diesen Strömen sehr klein ist. Die aus dem kleinen Differenzstrom ermittelte Impulsspannung ist daher empfindlich gegen Fehler in der Eichung und in der zeitlichen Korrelation der Signale. In /3.40/ wurde daher vorgeschlagen lokal einen Elektronenemitter in der Leitung einzusetzen, um die Stromdifferenz direkt zu messen. Diese Meßanordnung beruht auf folgenden Überlegungen:

Auch mit Elektronenemitter wird die Leitung als effizient angenommen. Gleichung 3.60 reduziert sich daher auf:

$$V = Z_o (I_a^2 - I_k^2)^{1/2} \quad (3.62)$$

Am Ort des Elektronenemitters ist die Impedanz der Leitung lokal um δZ reduziert und da die Potentialdifferenz gleich bleiben muß, muß sich der Elektronenstrom erhöhen. Bezeichnet man den zusätzlich injizierten Elektronenstrom mit I_e so gilt nun:

$$V = (Z_o - \delta Z) (I_a^2 - I_k^2 + 2 I_k I_e)^{1/2} \quad (3.63)$$

Wenn man nun $I_a^2 - I_k^2$ durch $(V/Z_o)^2$ ersetzt und nach V auflöst, so folgt:

$$\begin{aligned}
 V &= \left\{ \frac{Z_o^2 (Z_o - \delta Z)}{\delta Z} \right\}^{1/2} \cdot (I_k I_e)^{1/2} \\
 &= Z_K \cdot (I_k I_e)^{1/2}
 \end{aligned}
 \tag{3.64}$$

Der Faktor Z_K ist geometrieabhängig, jedoch unter den gemachten Voraussetzungen unabhängig von der Impulsspannung. Anstelle von der kleinen Differenz zwischen zwei großen Strömen hängt das Meßsignal nun vom geometrischen Mittel zwischen dem Kathodenstrom und dem lancierten Elektronenstrom ab. Letzterer ist der direkten Messung zugänglich. Eine mögliche Ausführung des Elektronenemitters zeigt Abb. 3.13 /3.40/. Er besteht aus einem abgewinkelten dünnen Draht, dessen Spitze stromaufwärts in die Leitung hineinragt. Zur Messung des Emissionsstroms sind die üblichen Monitore (Rogowski-Spulen und Shunts) geeignet. Die Bandbreite des beschriebenen Spannungsmonitors hängt in erster Linie vom Ansprechverhalten des Strommessers und von der Länge des emittierenden Drahtes ab. Seine Kalibrierung muß natürlich relativ zu anderen Meßaufnehmern erfolgen.

Die Impulsspannung läßt sich auch aus der Energieverteilung von Ionen, die die gesamte Potentialdifferenz durchfallen haben, bestimmen. Soll mit diesem Meßverfahren der zeitliche Verlauf der Impulsspannung erfaßt werden, so muß an einer geeigneten Stelle in der Leitung vor der Ankunft des Impulses eine Ionenquelle auf dem positiven Leiter erzeugt worden sein und ein Energieanalysator mit hoher zeitlicher Auflösung zur Verfügung stehen. Ein für diesen Zweck geeigneter Energieanalysator ist in Abb. 3.14 dargestellt. Mit Hilfe eines Kollimators wird in diesem Instrument aus dem beschleunigten Ionenstrahl ein dünnes Strahlbündel abgesondert und in einen Magnetfeldsektor geleitet. Die entsprechend ihrer Energie abgelenkten Ionen des Strahls treffen danach auf einen dünnen organischen Szintillator, der auf seiner Rückseite mit einer Reihe optischer Fasern kontaktiert ist. Jeder Faser entspricht ein Energiekanal. Ein für hohe zeitliche Auflösung geeigneter Szintillator ist Pilot U /3.45/, der eine Anstiegszeit von 1,2 ns und eine Zerfallszeit von 1,7 ns besitzt. Damit er möglichst unempfindlich gegen den meist sehr intensiven Röntgenuntergrund in der Vakuumleitung wird, sollte seine Dicke nicht größer als die Reichweite der zu registrierenden Ionen sein. Für MV-Protonen liegt diese unterhalb von 50-100 μm . Um eine eindeutige Interpretation der Signale in den einzelnen Kanälen zu ermöglichen, darf nur eine Ionensorte den Detektor erreichen. Meist stellt die Ionenquelle ein Gemisch aus verschiedenen Ionensorten mit hohen Anteilen von

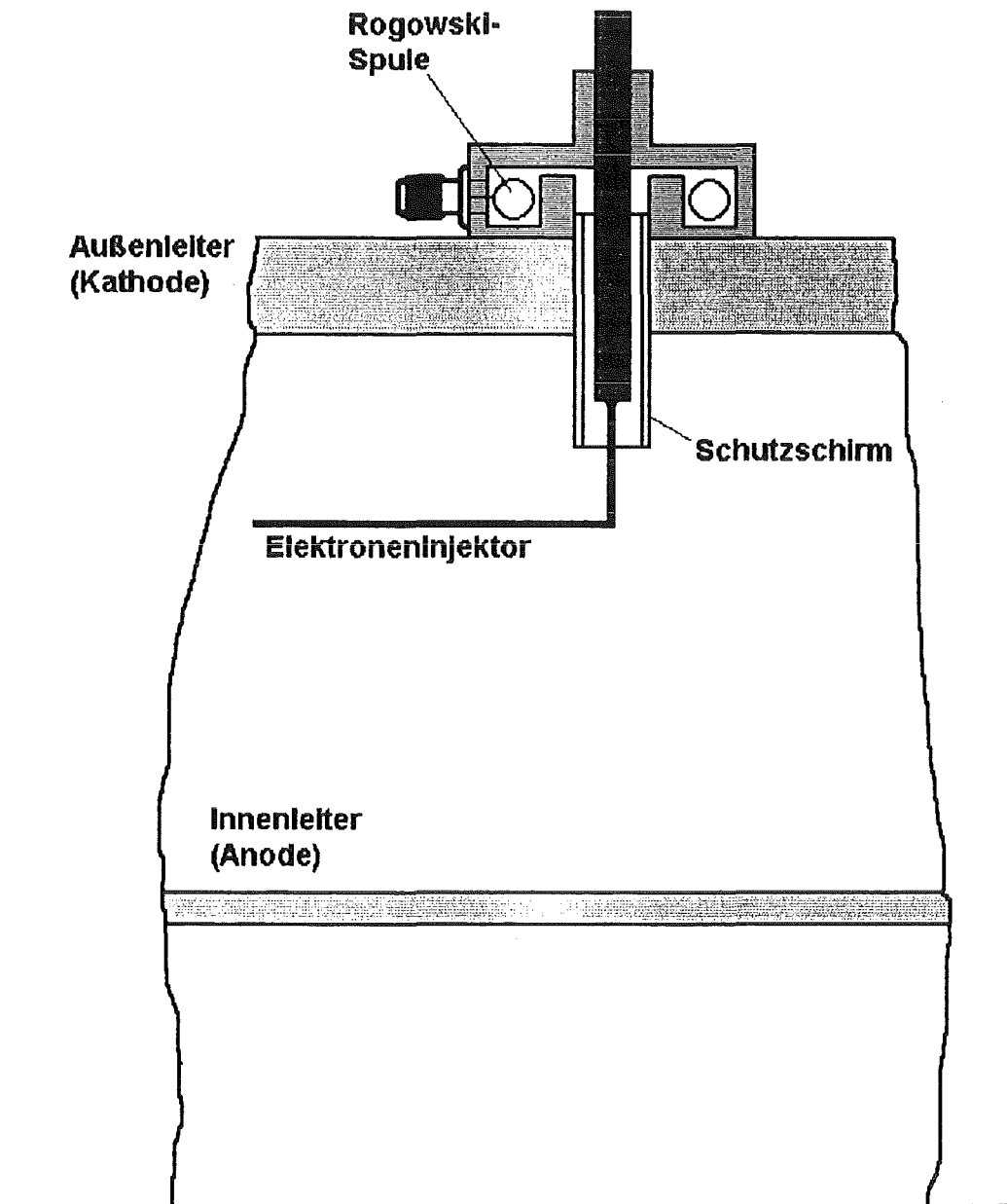


Abb. 3.13: Injektor zur Lancierung von Elektronenströmen in einer selbstmagnetisch isolierten Vakuumübertragungsleitung. Aus dem lancierten Elektronenstrom läßt sich die Spannung in der Leitung bestimmen.

Wasserstoff dar. Da Protonen durchweg die größten Reichweiten in Materie besitzen, lassen sich die übrigen Ionen durch Filterfolien (z.B. einige μm Al) vor dem Szintillator abtrennen.

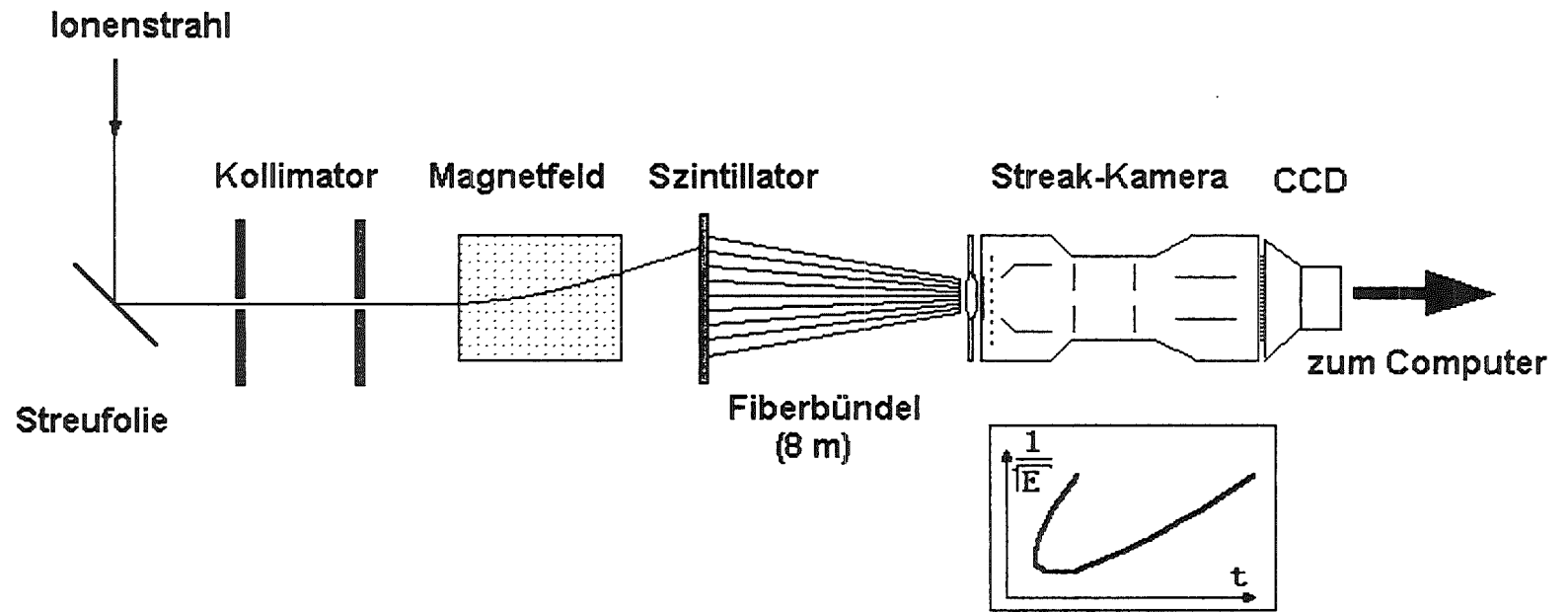


Abb. 3.14: Analysator zur Messung der Ionenenergie mit hoher zeitlicher Auflösung.

Die von den optischen Fibern übertragenen Lichtsignale werden parallel mit Hilfe einer Streakkamera zeitabhängig aufgezeichnet. Das Bild der Spuren am Ausgang der Kamera wird schließlich von einer CCD-Kamera übernommen und zur weiteren Bearbeitung in einen Computer übertragen. Um aus den Meßsignalen den Verlauf der Beschleunigungsspannung zu erzeugen, ist im wesentlichen nur eine Korrektur für die Flugzeit der Ionen durchzuführen.

3.6 Leistungs- und Spannungsaddition

3.6.1 Leistungsaddition

Mit wachsender Impulsleistung und Impulsspannung muß in einem Generator mit nur einer Impulsleitung der Umfang dieser Leitung beständig zunehmen. Eine wasserisolierte Koaxialleitung zur Erzeugung eines 15 MV-Impulses mit einer Leistung von 100 TW und einer Impulsdauer von 50 ns, die von einem Zwischenspeicher innerhalb von 300 ns auf 30 MV aufgeladen wird, müßte nach Gleichung 3.4 beispielsweise einen Durchmesser von nahezu 16 m besitzen. Es ist offensichtlich, daß mit einer solchen Leitung kein brauchbarer Impuls mehr zu erzeugen wäre, da Ausgleichsvorgänge auf dem Umfang der Leiter in den zur Verfügung stehenden Zeiten nicht mehr stattfinden könnten. Die Leistungsgrenze einer einzelnen Leitung ist erreicht, wenn die Laufzeit der elektromagnetischen Welle auf dem Umfang der Leitung der Ladezeit vergleichbar wird. Dadurch ergibt sich eine praktische Grenze von etwa 15 TW für die Leistung einer einzelnen Leitung.

Für darüber hinausgehende Leistungen muß die Leitung in mehrere separate Einheiten aufgeteilt werden, die dann erheblich kompakter angeordnet werden und so das zur Verfügung stehende Volumen besser nutzen können. Wie bereits oben erwähnt, erfordert die Synchronisation der unabhängigen Leitungen in einer solchen Anlage besondere Maßnahmen (z.B. die Verwendung von Lasergetriggerten Gasschaltern mit äußerst geringem Jitter).

Treibt jede der Leitungen eine separate Diode, so müssen die erzeugten Ionenstrahlen dem Platzbedarf der Leitungen entsprechend über eine zugehörige, meist mehrere Meter lange, Strecke bis zum Target transportiert werden. Die Leistungsaddition erfolgt dann bei der Überlappung der Strahlen auf dem Target.

Für den effektiven Transport der intensiven Ionenstrahlen werden geeignete stromführende Plasmakanäle benötigt, in denen die Ionenstrahlen durch die eingepprägten Magnetfelder eingeschlossen bleiben. Am Ende der Transportkanäle muß zusätzlich eine Ionenlinse vorgesehen werden, um die Strahlen auf das Target zu fokussieren. Obwohl dieses Konzept für einen leichtionengetriebenen Trägheitsfusionsreaktor das einzig gangbare zu sein scheint /3.46/, ist es für Grundlagenuntersuchungen oder für ein Zündexperiment zu aufwendig. Es setzt außerdem Strahldivergenzen voraus, die mit den bisher entwickelten Ionenkathoden noch nicht erreicht werden.

In großen multimodularen Leichtionengeneratoren, deren Ziel sich auf die Zündung von Trägheitsfusionstargets beschränkt, wird die Leistung der einzelnen Leitungen daher in einer einzigen relativ kompakten Diode addiert. Zum Transport der Leistung aus den flüssigkeitsisolierten Teilen der Anlage in das Vakuum, können die Leitungen entweder eine gemeinsame oder viele separate Isolatorflächen benutzen /3.47, 3.48/. In jedem Fall ergibt sich die notwendige Größe der Isolatorflächen aus der zulässigen Leistungsflußdichte (Gleichung 3.13). Ein Mittel zur Reduktion der notwendigen Isolatorfläche ist die Anwendung einer zusätzlichen induktiven Impulskompressionsstufe im Vakuum mit Hilfe von Plasmaöffnungsschaltern /3.48/.

Wird auf diese Impulskompressionsstufe verzichtet, so muß die elektrische Leistung über lange geometrisch konvergierende selbstmagnetisch isolierte Vakuumübertragungsleitungen zur Diode transportiert werden /3.47/. Dabei muß darauf geachtet werden, daß nur ein geringer Teil des Impulsstroms in freien Elektronen fließt (s. Abschnitt 3.4).

3.6.2 Spannungsaddition (Laufzeitisolation)

Höhere Beschleunigungsspannungen und größere Ionenmassen sind ein Weg, um den Einfluß von zeitabhängigen Eigenfeldablenkungen auf die Fokussierung der intensiven Ionenstrahlen zu reduzieren (s. Abschnitt 5). Unter Beachtung der für die Anwendungen optimalen Ionenreichweiten in Materie werden je nach Ionensorte Beschleunigungsspannungen zwischen 5 und 60 MV benötigt. Derart hohe Impulsspannungen bei gleichzeitig hohen Leistungen sind mit einer Leitung schwierig zu realisieren. Einfacher ist diese Impulsspannung durch Addition der Impulse separater Stufen in einer seriellen Schaltung der Leitungen herzustellen.

Der Spezialfall einer solchen seriellen Anordnung ist die in Abschnitt 3.3 beschriebene Blumlein-Anordnung.

Ähnlich wie in einer seriellen Anordnung von Spannungsquellen lassen sich mit Impulsleitungen Spannungsvervielfacherschaltungen realisieren, indem man den positiven Leiter der einen Leitung mit dem negativen der anderen verbindet. Besonders einfach ist diese Anordnung mit Bandleitern zu verwirklichen. Damit bei der alternierenden Verbindung der Leiter kein Kurzschluß entsteht, muß die Verbindungsstelle für die Dauer des Impulses isoliert sein. Dies läßt sich mit Hilfe von genügend langen Übertragungsleitungen erreichen. Zur Erläuterung des Prinzips einer solchen laufzeitisolierten Addierschaltung ist in Abb. 3.15 das

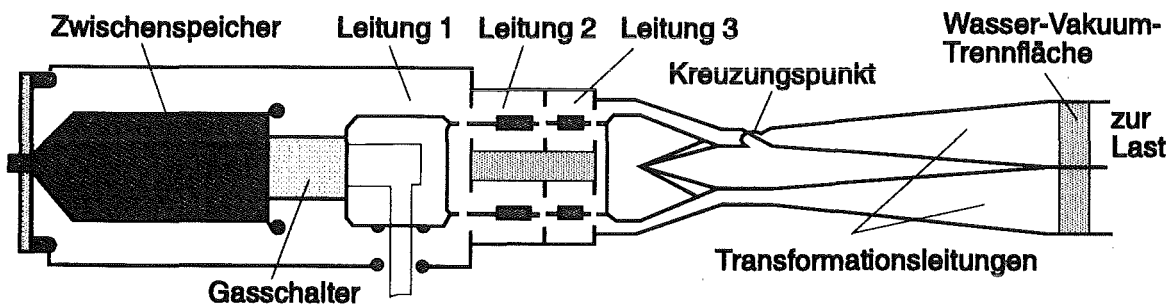


Abb. 3.15: Spannungsaddition mit Laufzeitisolation. Die Abbildung zeigt die Impulsleitung eines Moduls der Anlage PBFA II. In ihr wird der Impuls in einer Transformationsstufe auf zwei Übertragungsleitungen mit Plattengeometrie aufgeteilt. Zugleich wird die Polarität in einer dieser Leitungen invertiert.

Schema eines Moduls der aus 36 separaten Leitungen bestehenden 100 TW Anlage PBFA II dargestellt [3.48]. Der in mehreren Kompressionsstufen geformte Impuls wird in einer Transformationsstufe auf zwei Übertragungsleitungen mit Plattengeometrie aufgeteilt. Gleichzeitig wird mit Hilfe einer Konvolutanordnung die Polarität einer dieser Leitungen invertiert. Durch Verbindung der innen laufenden Leiter an der Wasser-Vakuum-Durchführung wird dort eine Addition der Impulsspannungen erzeugt. Bei gleichstrommäßiger Betrachtung der Schaltung stellt die Verbindung der Mittenleiter einen Kurzschluß dar. Für die kurze Dauer des Impulses ist dieser Punkt jedoch isoliert. Da in der dargestellten Anordnung gleichzeitig die Impedanz der Plattenleiter anwächst, wird auf diese Weise die Spannung um einen Faktor 2,8 erhöht. In PBFA II werden jeweils 9

Module in einer Ebene zur Erhöhung der Leistung und in 4 übereinander angeordneten Ebenen zur Erhöhung der Impulsspannung addiert. Auf diese Weise entsteht ein Impuls mit einer Ausgangsspannung von 14 MV an einer angepaßten Last von $2,2 \Omega$.

Eine weitere Steigerung der Impulsspannung auf 30 MV wird an PBFA II mit einer induktiven Impulskompressionsstufe unter Verwendung von Plasmaöffnungsschaltern angestrebt.

3.6.3 Spannungsaddition (induktive Isolation)

Ein kompakterer Aufbau des Beschleunigers ist möglich, wenn anstelle der Laufzeitisolation eine induktive Isolation bei der Addition der Impulsspannungen einzelner Stufen verwendet wird.

Zur Erläuterung des Prinzips der Spannungsaddition mit magnetischer Isolation ist in Abb. 3.16 die 6-stufige Anordnung KALIF-Helia dargestellt. Jede der dort gezeigten zylindrischen Kavitäten wird radial von zwei konventionellen flüssigkeitsisolierten Impulsleitungsnetzwerken gespeist. Die Einspeisungsstellen sind am Umfang der Kavitäten 180° gegeneinander versetzt, um eine Symmetrierung der einlaufenden Wellen zu erreichen. Zusätzlich wird die Symmetrierung durch ein azimuthal verlaufendes Verteilungsnetzwerk verbessert. Jede der Kavitäten liefert so einen Impuls von 50 ns Dauer mit einer Spannungsamplitude von 1 MV und einer Stromamplitude von 400 kA an eine angepaßte selbstmagnetisch isolierte Vakuumübertragungsleitung. Um die Addition der Spannungsamplituden zu erreichen, wird wiederum der positive Leiter der einen Kavität mit dem negativen Leiter der folgenden verbunden. Dadurch wird in jeder Kavität zwangsläufig eine leitende Verbindung zwischen der Mittelelektrode und der stromabwärts gelegenen Außenelektrode hergestellt. Um zu verhindern, daß auf diese Weise ein Kurzschluß im Ausgang der Leitung entsteht, wird die Impedanz der Verbindung durch Erhöhung der relativen Permeabilität in diesem Abschnitt stark vergrößert. Dazu wird dieser Teil der Kavität mit Ringkernen aus ferromagnetischem Material gefüllt. Solange die magnetische Induktion den Sättigungswert des Materials nicht erreicht, bleibt der durch die Verbindung fließende Leckagestrom gering.

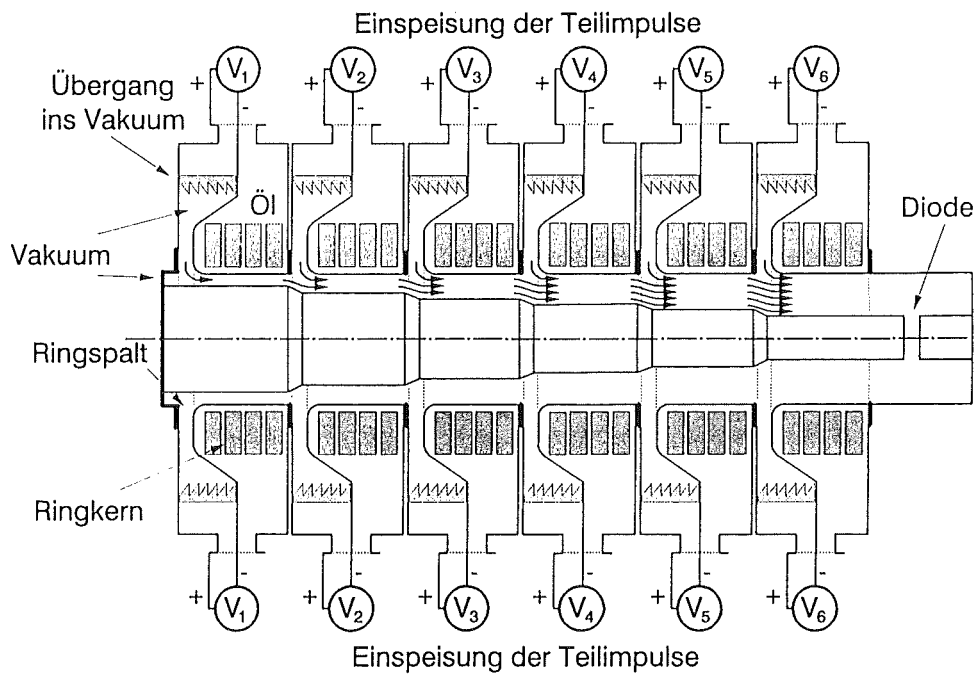
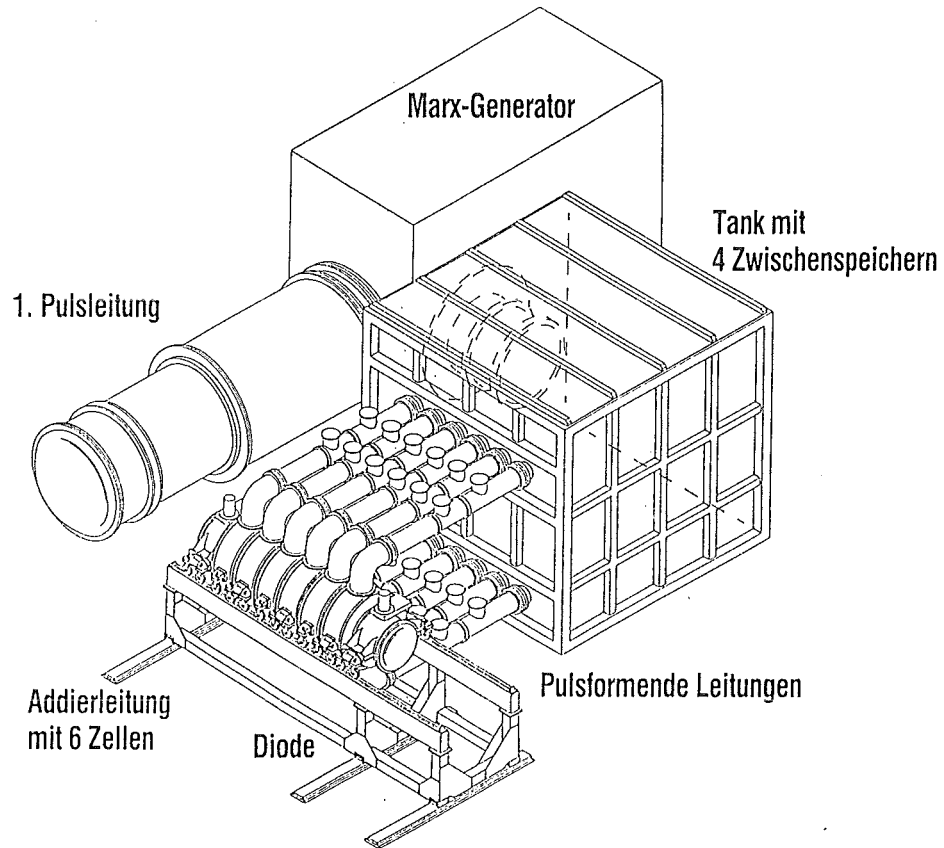


Abb. 3.16: Spannungsaddition mit magnetischer Isolation. Die Abbildung zeigt die aus 6, mit Metglas-Kernen isolierten, Kavitäten bestehende Anlage KALIF-HELIA

Zur Hochspannungsisolation ist die Kavität mit Öl gefüllt. Die elektromagnetische Welle tritt durch eine isolierende Trennfläche zwischen Öl und Vakuum in die Vakuumleitung ein. Um eine möglichst reflektionsfreie Transmission der Welle zu gewährleisten, sind die Impedanzen der treibenden Impulsleitungen, der Verteilungsleitungen in der Kavität und der Vakuumleitung soweit wie möglich aneinander angepaßt. Die Potentialverteilung in der Vakuumleitung ist in Abb. 3.16 ebenfalls schematisch dargestellt. In jeder der ringspaltförmigen Einspeisungsstellen erhöht sich die Amplitude der Welle in der Vakuumleitung sprunghaft um 1 MV. Da der Strom konstant bleibt, muß die Impedanz der Leitung entsprechend wachsen. Am Ende der Vakuumleitung kann ein 6 MV, 400 kA Impuls genutzt werden.

Entscheidend für die induktive Isolation ist das zeitabhängige Verhalten der ferromagnetischen Ringkerne. Da der Leckagestrom in den Kavitäten nur solange klein bleibt bis der Sättigungswert der magnetischen Induktion erreicht ist, ist nach dem Induktionsgesetz das Spannungsintegral über der Zeit und damit die Dauer der induktiven Isolation begrenzt. Aus dem Induktionsgesetz folgt:

$$\frac{d\phi}{dt} = V(t) \quad (3.65)$$

Hieraus ergibt sich:

$$|B(t_0) - B(0)| \cdot F = \int_0^{t_0} V(t) dt \quad (3.66)$$

Dabei bedeuten F , die Querschnittsfläche der Kerne und $B(t)$, die magnetische Induktion zur Zeit t . Da der Hub der magnetischen Induktion maximal den doppelten Sättigungswert B_S erreichen kann, muß für einen Rechteckimpuls mit der Amplitude V_0 und der Dauer t_0 gelten:

$$V_0 \cdot t_0 \leq 2 B_S \cdot F \quad (3.67)$$

Für die oben beschriebenen Kavitäten der KALIF-Helia-Anlage muß $2 B_S \cdot F \geq 0,05$ V·s sein. Da die Sättigungsinduktion der in Frage kommenden Materialien bei maximal 1,5 Tesla liegt, muß die effektive Fläche der Kerne mindestens 125 cm² betragen. Wegen der begrenzten Packungsdichte ist tatsächlich eine 2-3 mal so große Querschnittsfläche erforderlich.

Neben der Sättigungsinduktivität ist für die Isolation sehr kurzer Impulse insbesondere die Skintiefe von Bedeutung. Das Eindringen des magnetischen Feldes in das ferromagnetische Material wird durch induzierte Wirbelströme behindert. Die Skintiefe gibt an, in welcher Entfernung von der Oberfläche die Amplitude einer elektromagnetischen Welle der Frequenz ω auf $1/e$ abgesunken ist:

$$\delta = \sqrt{2 \rho / \mu \mu_0 \omega} \quad (3.68)$$

Dabei bedeutet ρ den spezifischen Widerstand des Materials.

Die zwei heute am häufigsten verwendeten Materialien für gepulste Magnetkerne sind Ferrit und Metglas. Sie unterscheiden sich vor allem durch ihre Sättigungsinduktion und ihren spezifischen Widerstand. Ferrit ist ein keramisches Material mit einem sehr hohen spezifischen Widerstand ($\sim 10^4 \Omega \cdot m$). Die Eindringtiefe ist daher auch bei sehr kurzen Impulsen größer als die Dimension der Kerne. Seine Sättigungsinduktion ist allerdings relativ klein (0,4 T), und zur Isolation von MV-Impulsen sind daher relativ große und teure Kerne erforderlich. Metglas ist dagegen eine glasartige metallische Eisenlegierung, die in dünnen Bändern hergestellt wird. Der Sättigungswert der magnetischen Induktion von Metglas beträgt 1,6 T, sodaß mit diesem Werkstoff 3-4 mal kompaktere Kerne gebaut werden können. Sein spezifischer Widerstand ist allerdings um nahezu 10 Größenordnungen geringer als der von Ferrit. Für kurze Impulse ist die Skintiefe daher erheblich kleiner als die Dimension der Kerne. Glücklicherweise lassen sich Metglasbänder mit einer Dicke von weniger als 1/10 mm fertigen. Daher können Ringkerne aus Metglas mit einer Isolierstoffzwischenlage gewickelt werden, die auch den Anforderungen zur Isolation sehr kurzer Impulse genügen.

Bisher unvollständig verstanden sind der Charakter und das Verhalten des Elektronenstroms in der magnetisch isolierten Vakuumübertragungsleitung in der die Spannungsaddition stattfindet. Befindet sich ihr Innenleiter auf positivem Potential, so werden an jeder Stufe Elektronen mit anderer Gesamtenergie und anderem kanonischen Impuls in den Strom emittiert. In der beschriebenen KALIF-Helia-Anlage setzt sich der Elektronenfluß am Ende der Leitung z.B. aus 6 verschiedenen Gruppen zusammen. Die magnetische Isolation kann daher durch die in Abschnitt 3.4 skizzierte laminare Theorie mit einer Elektronengruppe nicht mehr angemessen behandelt werden. Vielmehr ist die von Cl. Mendel /3.33, 3.34/ entwickelte verallgemeinerte Theorie mit generalisierten Verteilungen des kanonischen Impulses und der Gesamtenergie anzuwenden.

Experimentelle Ergebnisse zeigen, daß bei einer Lastimpedanz, die größer oder gleich der Leitungsimpedanz ist, der Vakuumelektronenstrom am Ende der Leitung stark anwachsen und der Kathodenwandstrom stark abnehmen kann /3.49, 3.50/. Da nur der letztere in der Ionendiode in Ionenstrom umgesetzt werden kann, resultiert in diesem Fall ein geringer Kopplungswirkungsgrad zwischen Generator und Diode. Um dies zu verhindern, muß die Diode daher unterangepaßt betrieben werden. Obwohl der Vakuumelektronenstrom in der Addierleitung einen erheblichen Anteil am Gesamtstrom erreichen kann, ist die mit diesem Strom verbundene Verlust-Leistung P_e in der Umgebung der Ionendiode nicht durch das Produkt $I_e \cdot V_0$ (V_0 = Anoden-Kathodenpotentialdifferenz) sondern durch die erheblich geringere Summe

$$P_e = \sum_{i=1}^n I_{ei} V_i$$

gegeben. Dabei bedeuten I_{ei} die von den einzelnen Stufen emittierten Elektronenströme

$$I_e = \sum_{i=1}^n I_{ei},$$

V_i das Potential der Stufen und n die Anzahl der Stufen.

Durch die geschilderte Gruppenstruktur des Vakuumelektronenstroms wird auch die in Abschnitt 3.5 beschriebene Ableitung der Impulsspannung am Ende der Leitung aus den anoden- und kathodenseitig gemessenen Wandströmen tangiert. Rosenthal /3.51/ hat daher vorgeschlagen anstelle des in Gleichung 3.60 auftretenden Anodenstroms einen modifizierten Anodenstrom A_i zu verwenden, der nur den von der betrachteten Stufe emittierten Elektronenstrom enthält:

$$A_i = I_{ki} + I_{ei} \quad (3.69)$$

$$V_i = Z_0 (A_i^2 - I_{ki}^2)^{1/2} - \frac{m c^2}{2 e} \left(\frac{A_i^2}{I_{ki}^2} - 1 \right) \quad (3.70)$$

I_{ei} läßt sich aus den Monitorsignalen I_{ai} und I_{ki} berechnen:

$$I_{ei} = |I_{ai} - I_{ki}| - \sum_{k=1}^{i-1} |I_{ak} - I_{kk}|_{LZ_k} \quad (3.71)$$

LZ_k im zweiten Term der Gleichung 3.71 soll andeuten, daß die Signale um die jeweilige Laufzeit zwischen den Monitoren verschoben werden müssen. Der Gleichung 3.70 liegt die Vorstellung zugrunde, daß der von stromaufwärts gelegenen Stufen emittierte Elektronenstrom, die Emission und den Fluß der Elektronen in stromabwärts gelegenen Stufen nicht beeinflußt. Diese Annahme wird von Simulationsrechnungen bestätigt. Experimentelle Vergleiche mit anderen Meßverfahren (Teilchenenergieanalysatoren) zeigen, daß Gleichung 3.70 die Impulsspannung zufriedenstellend wiedergibt, wenn die Leitung geringe Verluste aufweist.

4. Ionendioden

4.1 Funktionsweise der magnetisch isolierten Vakuumdiode

In Abschnitt 2.2.2 hatten wir gezeigt, daß die in einer einfachen Diode unterhalb der Durchbruchfeldstärke erreichbare Ionenstromdichte zu klein ist, um mit praktikablen Mitteln Strahlleistungen von mehr als 1 TW realisieren zu können. Ferner hatten wir in Abschnitt 2.2.3 gesehen, daß nach Einsetzen des Elektronenstroms der überwiegende Teil der verfügbaren elektrischen Impulsleistung für die Beschleunigung der Elektronen verbraucht wird. Für den effektiven Betrieb einer Hochleistungsdioden sind daher Maßnahmen zur Reduzierung des Elektronenstromanteils erforderlich. In Abschnitt 2.2.3 hatten wir auch gesehen, daß dies durch eine Erhöhung der Lebensdauer der Elektronen im Beschleunigungsspalt erreicht werden kann. Sehr wirksam läßt sich die Lebensdauer der Elektronen durch starke Magnetfelder verlängern, die entweder durch den Diodenstrom selber oder durch eine geeignete externe Spulenanordnung erzeugt werden können.

Nehmen wir daher an, daß es gelungen sei, die elektrische Impulsleistung in der Diode effektiv in Ionenstrahlleistung umzusetzen. Dann ist die erreichbare Leistungsdichte in einer einstufigen Diode hauptsächlich durch die Forderung nach einem stabilen Betriebsverhalten während der Gesamtdauer des Impulses auf Werte um $\sim 10 \text{ GW/cm}^2$ beschränkt (s. Abschnitt 4.6). Will man mit einer einzigen Diode Leistungsdichten am Ort des Targets zwischen 1 und 10 TW/cm^2 erreichen, sind daher Konvergenzgewinne zwischen 100 und 1000 notwendig. Diese lassen sich durch Fokussierung und Bunching verwirklichen. Dies setzt allerdings einen Ionenstrahl mit hoher Strahlungsdichte oder äquivalent mit geringer Strahldivergenz voraus. Auf sehr hohe Leistungsdichten fokussierbar ist der Strahl außerdem nur dann, wenn er annähernd monoenergetisch ist.

Eine Schlüsselfunktion für die Erzeugung von Ionenstrahlen mit hoher Strahlungsdichte besitzt das Anodenplasma. Seine Eigenschaften sind bestimmend für die Qualität der Ionenstrahlen.

Für die Erzeugung von fokussierbaren Ionenstrahlen mit Hochleistungsdioden müssen daher im wesentlichen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- 1.) Auf der Anode muß ein ausreichend dichtes, homogenes und reines, möglichst vollständig ionisiertes Plasma zur Verfügung stehen.
- 2.) Die an die Diode angelegte Beschleunigungsspannung muß einige MV betragen und die elektrische Feldstärke im Beschleunigungsspalt muß bei einigen MV/cm liegen.
- 3.) Der nach Zündung der Kathode einsetzende Elektronenstrom muß durch starke Magnetfelder unterdrückt werden.
- 4.) Ein stabiler Betrieb der Diode muß für die Dauer der Impulsspannung gewährleistet sein.

Der grundsätzliche Aufbau einer magnetisch isolierten Ionendiode ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Anode ist mit einer homogenen Plasmaschicht bedeckt, die überwiegend die gewünschte Ionensorte enthält. Ihre Expansion darf während des Hochspannungsimpulses nur einen kleinen Bruchteil des gesamten Beschleunigungsspalts einnehmen. Durch Feldemissionsprozesse hat sich an exponierten Stellen auf der materiellen Kathode ebenfalls ein Plasma gebildet. Auch dieses darf während des Beschleunigungsimpulses nur geringfügig expandieren. Senkrecht zum elektrischen Feld befindet sich in der Diode ein magnetisches Feld. Ist dieses Feld stark genug, so können die aus dem Kathodenplasma austretenden Elektronen die Anode nicht auf direktem Wege erreichen. Sie vollführen eine Driftbewegung senkrecht zu den magnetischen und elektrischen Feldlinien in ExB -Richtung. Besitzen sie eine Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld, so breiten sie sich auch entlang der Magnetfeldlinien aus. Auf diese Weise entsteht vor der materiellen Kathode eine Elektronenschicht, deren kathodenseitiger Rand sich auf dem Potential der Kathode befindet. Dieser Rand wird als virtuelle Kathode bezeichnet. Da die Kathode transparent für die Ionen sein muß, wird in den meisten Ionendioden eine Hohlkathode oder eine in den Beschleunigungsspalt hineinragende Emissionskante verwendet. Die Lage dieser Emissionskante und der Verlauf der Magnetfeldlinien durch ihre Spitze bestimmen die anfängliche Position und die Form der virtuellen Kathode. Es ist offensichtlich, daß die Beschleunigung der Ionen zwischen der emittierenden Oberfläche des Anodenplasmas und der virtuellen Kathode erfolgt. Die Geometrie dieser Flächen legt die Äquipotentialflächenverteilung im Beschleunigungsspalt fest und besitzt daher einen entscheidenden Einfluß auf die Richtung und die Divergenz der aus der Diode austretenden Ionenstrahlen. In

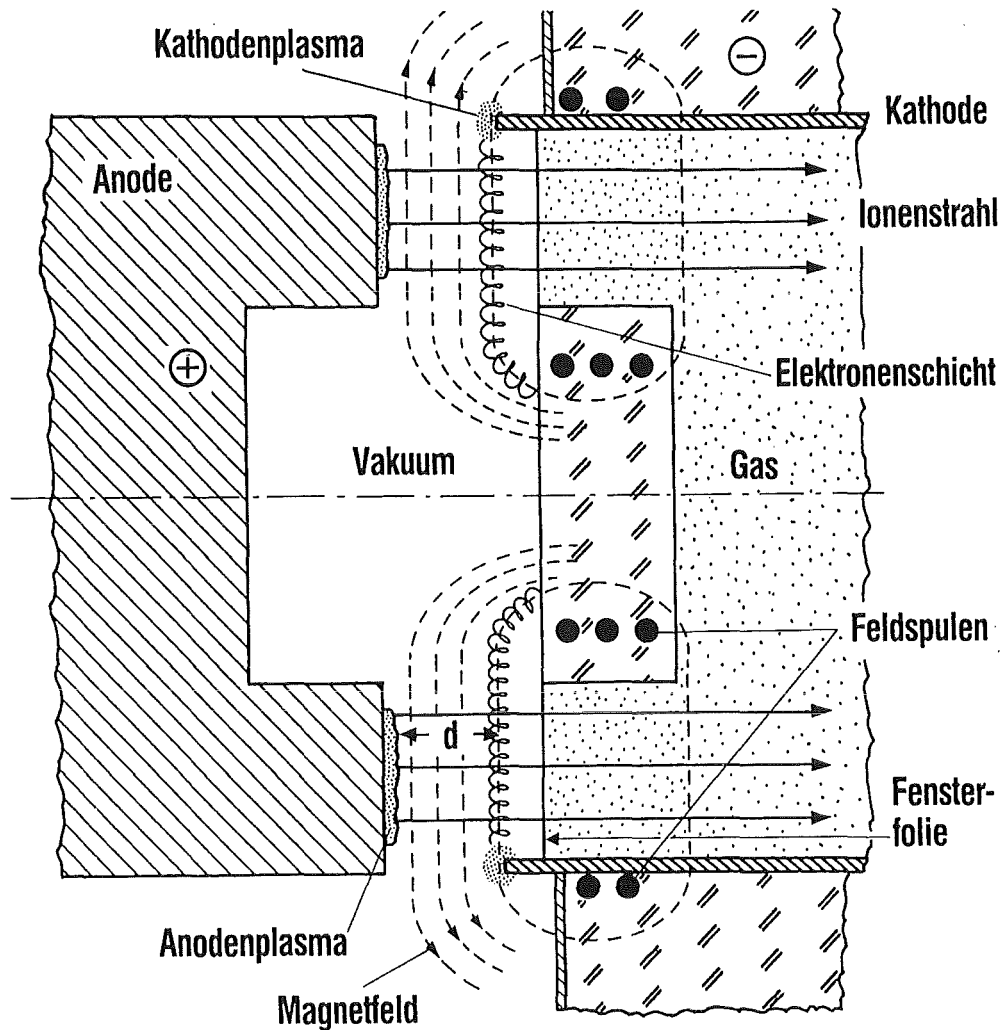


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Elemente einer magnetisch isolierten Ionendiode

Abschnitt 4.4 wird gezeigt, daß das diamagnetische Feld des Elektronenschichtstroms bewirkt, daß die Position der virtuellen Kathode im quasistationären Arbeitspunkt der Diode gegenüber der anfänglichen Lage verschoben ist und daß sich bei dieser Verschiebung auch die Form der virtuellen Kathode verändern kann.

Eine notwendige Voraussetzung für die Stabilität der virtuellen Kathode ist, daß es zu keiner lokalen Anhäufung von Elektronen kommt. Dies läßt sich nur erreichen, wenn die Elektronendriftbewegung in sich geschlossen ist. Dadurch sind zwei zylindersymmetrische Anordnungen ausgezeichnet: In der einen Anordnung bilden die Anode und die Kathode koaxiale Rotationsflächen und das isolierende Magnetfeld verläuft parallel zur Achse. In der zweiten Anordnung

bilden die Anode und die Kathode parallele Kreiströme mit gemeinsamer Achse und das isolierende Magnetfeld verläuft radial. In beiden Geometrien erfolgt die Elektronendrift auf azimuthalen in sich geschlossenen Bahnen. Abweichungen von dieser einfachen azimuthalen Drift entstehen durch die Wirkung des Eigenmagnetfelds des Diodenstroms, und die Elektronenbahnen können daher einen sehr komplexen Verlauf nehmen. Dennoch sind auch in diesem Fall geschlossene Bahnen möglich.

4.2 Magnetische Isolation in Zylindergeometrie

4.2.1 Grundbegriffe

Zur Erläuterung einiger wichtiger Begriffe für die magnetische Isolation sei zunächst die planare Diode von Abb. 4.2 betrachtet. An ihren Elektroden liege die Beschleunigungsspannung V_0 an und in ihrem Beschleunigungsspalt befinde sich senkrecht zum elektrischen Feld ein homogenes Magnetfeld. In diesem Abschnitt wird der Einfluß der Eigenfelder auf die Teilchenbewegung zunächst nicht betrachtet. Elektronen, die von der Kathode mit der Geschwindigkeit Null starten und vom elektrischen Feld beschleunigt werden, erfahren mit wachsender Geschwindigkeit eine zunehmend stärkere Ablenkung senkrecht zum Magnetfeld. Ist das Magnetfeld stark genug, so erreicht ihre Bahn einen Scheitelpunkt vor der Anode. Danach kehrt das Elektron zur Kathode zurück. Dabei hat es sich zugleich um eine bestimmte Strecke parallel zu den Elektroden fortbewegt. Wird es an der Kathode nicht absorbiert beginnt der gleiche Bewegungszyklus von einem versetzten Startpunkt. Man sieht, daß sich die Bewegung eines Elektrons im homogenen Magnetfeld unter der Wirkung eines dazu senkrechten elektrischen Feldes aus einer Gyration und einer Drift zusammensetzt. Wir werden später zeigen, daß der Bewegungsablauf stark davon abhängt, ob das elektrische Feld schnell (wie hier implizit angenommen) oder langsam eingeschaltet wird.

Das magnetische Isolationsfeld, bei dem der Scheitel der Elektronenbahn bei vorgegebener Beschleunigungsspannung die Anode gerade berührt, wird als kritisches Magnetfeld bezeichnet. Umgekehrt kann man bei vorgegebenem Magnetfeld fragen bei welcher Beschleunigungsspannung die Elektronen die Anode tangieren. Diese Beschleunigungsspannung wird dann als kritische Beschleunigungsspannung definiert.

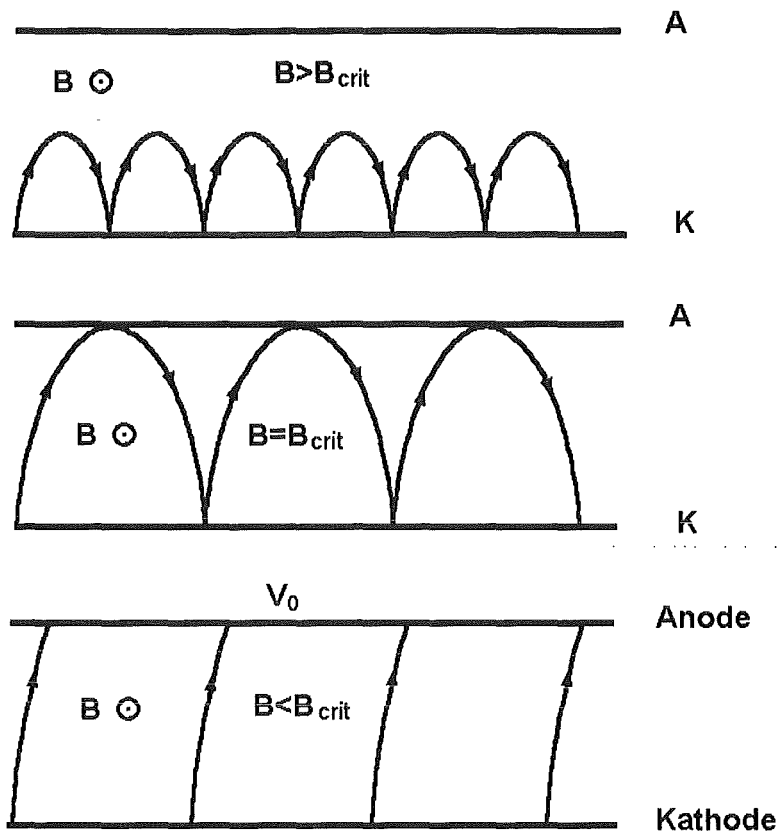


Abb. 4.2: Skizze einer planaren Elektrodenanordnung zur Erläuterung wichtiger Begriffe der magnetischen Isolation. Im mittleren Teilbild besitzt das angelegte Magnetfeld die kritische Feldstärke und die Bahn der Elektronen erreicht einen Scheitelpunkt an der Anode. Im oberen Teilbild ist die Feldstärke größer, im unteren dagegen kleiner als der kritische Wert.

Entsprechend ihrer größeren Masse besitzt die Ablenkung der Ionen durch das kritische Magnetfeld nur geringfügigen Einfluß auf die Ionenbahn.

Zur Ableitung eines Ausdrucks für das kritische Magnetfeld bzw. für die kritische Beschleunigungsspannung in zylindrischen Koordinaten gehen wir aus von der Lagrange-Funktion eines Elektrons im elektromagnetischen Feld /4.1/

$$L = -m_e c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + e \vec{A} \cdot \vec{v} - e \phi \quad (4.1)$$

Hierbei bedeuten:

m_e = Ruhemasse des Elektrons

\vec{v} = Geschwindigkeit des Elektrons

- \vec{v} = Geschwindigkeit des Elektrons
 c = Lichtgeschwindigkeit
 \vec{A} = Vektorpotential des magnetischen Feldes
 ϕ = Potential des elektrischen Feldes

Wird ein zylindersymmetrisches nur von r und z abhängiges Magnetfeld vorausgesetzt, so besitzt das magnetische Vektorpotential nur eine Komponente in azimuthaler Richtung. Gleichung 4.1 lautet dann in zylindrischen Koordinaten:

$$L = -m_e c^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{c^2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + \dot{z}^2)} + e r \dot{\theta} A_\theta - e \phi(r,z) \quad (4.2)$$

Da die Lagrange-Funktion die Koordinate θ nicht enthält, bleibt der zu θ konjugierte kanonische Impuls $\partial L / \partial \dot{\theta}$ erhalten:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \frac{m_e r^2 \dot{\theta}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + e r A_\theta = P_\theta = \text{const} \quad (4.3)$$

Eine weitere Erhaltungsgröße ist die Gesamtenergie des Elektrons im Feld:

$$\frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m_e c^2 + e \phi \quad (4.4)$$

Nimmt man nun weiter an, daß die Elektronen an der Kathode mit vernachlässigbarer Geschwindigkeit und mit dem kanonischen Drehimpuls $P_\theta = e r_c A_\theta(r_c)$ starten und eliminiert $v_\theta = r \dot{\theta}$ aus 4.3 und 4.4 so erhält man:

$$\left(\frac{\Delta \psi}{r} \cdot \frac{e}{m c} \right)^2 = \left(1 + \frac{e \phi}{m_e c^2} \right)^2 - 1 - \left(\beta_r^2 + \beta_z^2 \right) \left(1 + \frac{e \phi}{m_e c^2} \right)^2 \quad (4.5)$$

$$\Delta \psi = r_c A_\theta(\vec{r}_c) - r A_\theta(\vec{r})$$

$\psi = r A_\theta(\vec{r})$ wird als magnetische Stromfunktion bezeichnet.

Bisher hatten wir die beiden ausgezeichneten in Abschnitt 4.1 beschriebenen Fälle noch nicht unterschieden. Für die "Faßgeometrie" mit axialem Magnetfeld muß im Scheitelpunkt der Bahn mindestens $\beta_r = v_r/c$ verschwinden. Die Anfor-

derungen an die Stärke der magnetischen Isolation sind am größten, wenn auch $\beta_z = v_z/c$ Null ist. Analoge Betrachtungen gelten für die Extraktorgeometrie mit radialem Magnetfeld. Als kritisches Magnetfeld wird daher das zu dem Fall $\beta_r = 0$ und $\beta_z = 0$ gehörende Feld definiert, bei dem der Scheitelpunkt der Bahn die Anode berührt. Aus 4.5 erhält man demnach als Bedingung für die magnetische Isolation:

$$\frac{|\Delta \psi_{AK}|}{r_a} \geq \frac{m_e c}{e} \left\{ \left(1 + \frac{e V_0}{m_e c^2} \right)^2 - 1 \right\}^{1/2} \quad (4.6)$$

r_a = betrachtete radiale Position auf der Anode

V_0 = Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode.

$$\Delta \psi_{AK} = \psi(\vec{r}_c) - \psi(\vec{r}_a) = r_c A_\theta(\vec{r}_c) - r_a A_\theta(\vec{r}_a)$$

Damit der mit einer magnetisch isolierten Diode beschleunigte Ionenstrahl auf die Achse fokussiert werden kann, müssen seine Ionen mit dem kanonischen Drehimpuls $P_\theta = 0$ erzeugt worden sein (s. Abschnitt 5). Dies setzt voraus, daß das Magnetfeld nicht in die Anode diffundiert. Um dies zu gewährleisten, wird das Magnetfeld gepulst erzeugt und die Anode aus einem gut leitenden Metall gefertigt. Die Anodenoberfläche fällt dann mit einer Fläche mit konstanter Stromfunktion zusammen. Da dies auch für die virtuelle Kathode gilt, ist in solchen Dioden $\Delta \psi_{AK}$ im gesamten Beschleunigungsspalt konstant.

Wir nehmen nun an, daß $\Delta \psi_{AK}$ fest vorgegeben ist und fragen bis zu welcher Spannung der Elektronenstrom isoliert bleibt. Dazu wird 4.6 nach V aufgelöst und man erhält:

$$\frac{e V_{cr}}{m_e c^2} = \left\{ \left(\frac{e |\Delta \psi_{AK}|}{m_e c r_a} \right)^2 + 1 \right\}^{1/2} - 1 \quad (4.7)$$

Ist nun $|\Delta \psi_{AK}|$ im gesamten Beschleunigungsspalt konstant, so wird der Unterschied zwischen der "Faßgeometrie" und der Extraktionsgeometrie offensichtlich. Im ersten Fall ist auch r_a über die gesamte Höhe der Diode konstant und überall gilt die gleiche kritische Spannung. Im zweiten Fall ändert sich die magnetische Isolation über der Emissionsfläche, d.h. die kritische Spannung nimmt mit wachsendem Radius ab. Dies ist eine Folge der Tatsache, daß es kein konstantes radiales Magnetfeld geben kann. Die Stärke eines rein radialen Mag-

netfelds muß mit wachsendem Radius abnehmen. Dies ergibt sich letztendlich aus der Quellenfreiheit der magnetischen Induktion.

Zur Vollständigkeit soll hier noch die magnetische Stromfunktion in der Isolationsbedingung 4.6 durch das kritische Magnetfeld ausgedrückt werden. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Induktion B und dem Vektorpotential ergibt sich aus der Definitionsgleichung $B = \text{rot } A$. Die Auswertung der integralen Form dieser Gleichung mit Hilfe des Stokes'schen Satzes führt schließlich zu:

$$\langle B \rangle \cdot d = \frac{|\Delta \psi|}{r}$$

$\langle B \rangle$ ist hier das über den Diodenspalt der Breite d gemittelte Magnetfeld. Damit folgt:

$$\langle B \rangle_{\text{crit}} = \frac{1}{d} \frac{m_e c}{e} \left\{ \left(1 + \frac{e V_0}{m_e c^2} \right)^2 - 1 \right\}^{1/2} \quad (4.8)$$

4.2.2 Eigenschaften der Faßdiode mit axialem Magnetfeld

Der Prototyp einer kompakten "Faßdiode" mit überwiegend axialem Magnetfeld ist in Abb. 4.3 dargestellt [4.2-4.5]. Eine symmetrische Zufuhr der elektrischen Leistung ist für die Funktionsweise dieser Diode von entscheidender Bedeutung und sie ist daher insbesondere in Kombination mit Leitungen in Dreischeibenanordnung geeignet. Das Anodenplasma bedeckt eine äquatoriale Zone auf der Innenseite eines Hohlzylinders mit faßförmig nach außen gekrümmter Wand. Die Magnetfeldspulen befinden sich innerhalb der Kathodenstruktur. Da das Magnetfeld gepulst erzeugt wird, kann es nur wenig in die metallische Anode eindringen, und die Form der Feldlinien schmiegt sich daher der Anodenform an. Mit zunehmender Entfernung von der Anode sind sie allerdings konvex zur Diodenachse hin gekrümmt. Die Zeitskala für die Erzeugung des Magnetfelds liegt im Bereich von $100 \mu\text{s}$ während der Beschleunigungspuls eine Dauer von nur 50 ns besitzt. Daher kann für die Dauer der Ionenbeschleunigung das externe Magnetfeld als konstant angenommen werden.

Wenige ns nach Erscheinen des Hochspannungsimpulses in der Diode entsteht auf den Kathodenkanten ein dichtes Plasma, aus dem praktisch unbegrenzt

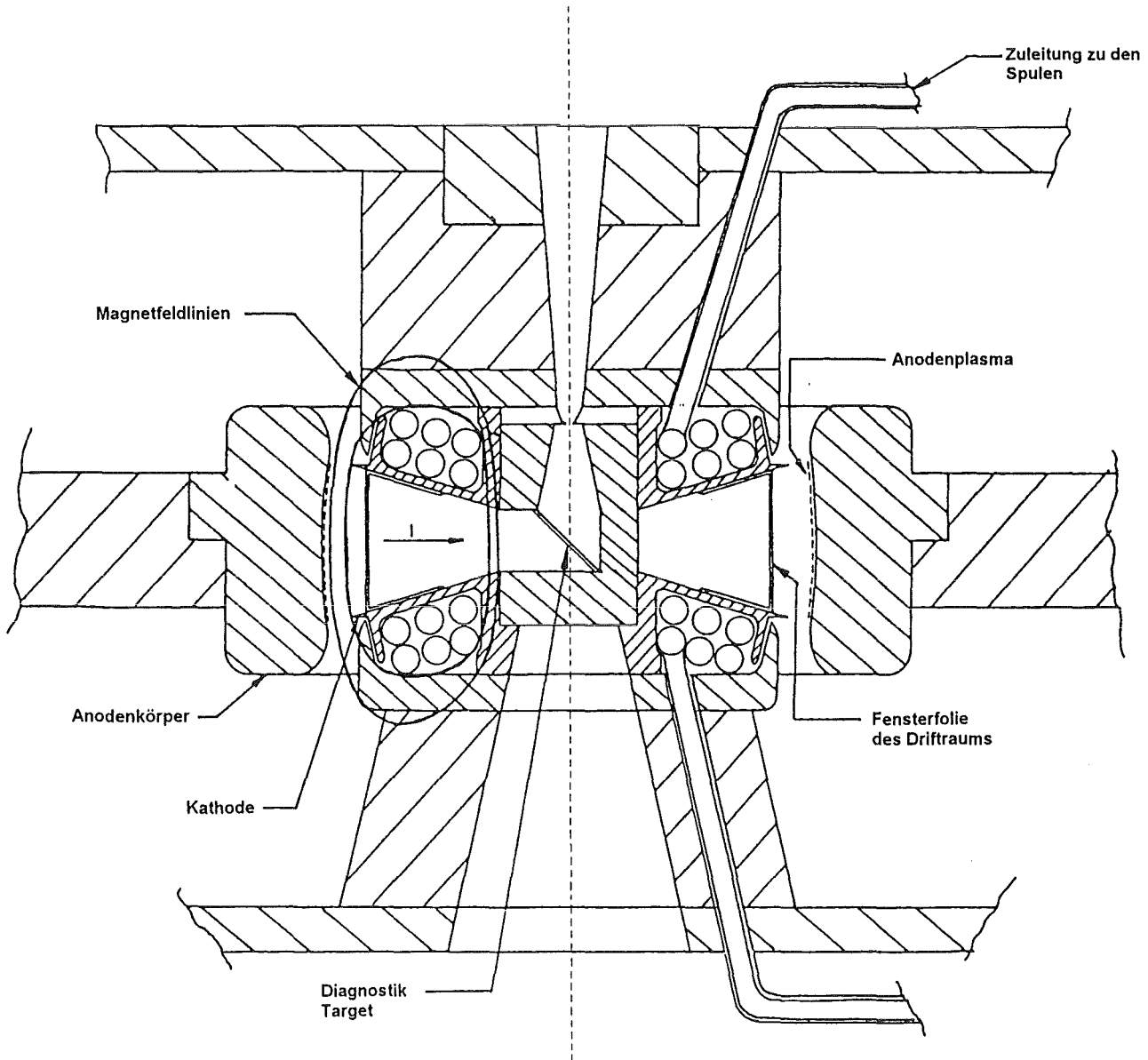


Abb. 4.3: Prototyp einer kompakten Faßdiode mit überwiegend axialem Magnetfeld

Elektronen abgesaugt werden können. Unter der gemeinsamen Wirkung des elektrischen und magnetischen Feldes driften sie in azimuthaler Richtung. Gleichzeitig breiten sie sich entlang der Magnetfeldlinien aus und bilden die virtuelle Kathode. Nach der Beschleunigung erreichen die Ionen einen durch eine dünne Folie vom Vakuumbereich abgetrennten gasgefüllten Driftraum. Dort erzeugen sie durch Ionisationsstöße mit den Gasatomen innerhalb kurzer Zeit ein Plasma, dessen Elektronen die Raumladung des Ionenstrahls vollständig und sein Mag-

netfeld teilweise kompensieren. In Abschnitt 5.1 wird gezeigt, daß der Ionenstrahl nur so propagieren kann.

Wird die Eigenfeldablenkung und die Ablenkung durch die im Driftraum als magnetische Linsen wirkenden Feldspulen durch entsprechende Formgebung der Äquipotentialflächen im Beschleunigungsspalt ausgeglichen, so erreicht der Ionenstrahl einen Fokus auf der Achse, dessen Durchmesser nur noch durch den Divergenzwinkel, mit dem einzelne Strahlbündel die Diode verlassen, bestimmt wird. Die Form der Potentialflächen im Beschleunigungsspalt läßt sich insbesondere durch die Krümmung der Anodenoberfläche beeinflussen.

Es ist klar, daß die Leistungsdichte im Fokus bei gegebener Ionenleistung und bei gegebenem Divergenzwinkel umso größer wird, je kürzer die Brennweite der Diode ist (näheres siehe Abschnitt 5.4.1). Die in Abb. 4.3 dargestellte Diode hatte einen Durchmesser von nur 9 cm und erreichte damit eine Protonenstrahlleistungsdichte von 1,5 TW/cm² an der 1 TW Anlage Proto I /4.5/.

Im wesentlichen die gleiche Diode wird auch zur Erzeugung eines Li-Ionenstrahls an der 100 TW Anlage PBFA-II eingesetzt. Bisher ist es allerdings noch nicht gelungen eine Li-Anodenplasmaquelle mit ausreichender Qualität an PBFA II zum Einsatz zu bringen. Mit einer bei erheblich verminderter Generatorleistung (17 TW) betriebenen Protonendiode wurde bisher eine maximale Leistungsdichte von 5,4 TW/cm² erreicht /4.6/.

Eine wichtige Eigenschaft der Faßdiode ist ihr hoher Ionenwirkungsgrad, der bei mehr als 80% liegt.

Ein Strahl läßt sich aus dieser Diode allerdings nicht extrahieren. Dies schränkt ihre Verwendungsmöglichkeiten erheblich ein. Gut geeignet erscheint sie dagegen als Treiber für die Zündung eines Trägheitsfusionstargets mit kleinen Energiegewinnfaktoren.

4.2.3 Eigenschaften der Extraktionsdiode mit radialem Magnetfeld

Der Prototyp einer Extraktionsdiode mit radialem Magnetfeld ist die in Abb. 4.1 dargestellte Ringdiode. In dieser Diode wird der Ionenstrahl parallel zur Symmetrieachse beschleunigt. Auch hier wird das isolierende Magnetfeld durch ein Paar

von konzentrisch angeordneten Spulen gepulst erzeugt. Die Richtung des überlagerten Feldes dieser beiden Spulen im Beschleunigungsspalt steht jedoch senkrecht auf der Diodenachse. Die grundlegende Physik dieser Diode ist in vielem mit derjenigen der Faßdiode identisch. Charakteristische Besonderheiten ergeben sich vor allem aus der anderen Geometrie des Magnetfeldes, die wie oben diskutiert, dazu führt, daß die magnetische Isolation radiusabhängig wird. Deshalb befindet sich die schwächste Stelle der magnetischen Isolation immer am äußeren Rand der Diode, und gewöhnlich treten dort die Elektronenverluste auf.

In früheren Experimenten mit diesen Dioden wurde außerdem immer ein erheblich geringerer Ionenwirkungsgrad als mit Faßdioden erreicht. Zudem wurde beobachtet, daß die Ionenstromdichte mit dem Radius stark zunahm. Beide Beobachtungen wurden ebenfalls mit der ungleichförmigen magnetischen Isolierung des Beschleunigungsspalts in Zusammenhang gebracht.

Allerdings wurde in den meisten früheren Experimenten ein Isolationsfeld knapp oberhalb der kritischen Feldstärke gewählt. Dies war notwendig, da die in diesen Experimenten verwendeten passiven dielektrischen Anodenplasmaquellen für ihre Zündung auf einen ausreichend hohen Fluß von Leakage-Elektronen angewiesen sind (s. Abschnitt 4.3.2). Man kann erwarten, daß unter den geschilderten Bedingungen das Anodenplasma zuerst und vornehmlich am äußeren Rand der Anode entsteht. Von dort kann es frühzeitig in den Beschleunigungsspalt expandieren und dessen effektive Breite reduzieren. Außerdem kann die Elektronenwolke sich an dieser Position am weitesten in den Spalt ausbreiten und so zu einer lokalen Verstärkung der Ionenstromdichte über den Wert der einfachen unipolaren raumladungsbegrenzten Stromdichte führen. Wenn diese Vermutungen richtig sind, müßten sich die Betriebseigenschaften der Extraktionsdiode mit einem starken Magnetfeld verbunden mit einem aktiv, unabhängig von Leakage-Elektronen erzeugten Anodenplasma, verbessern lassen. Wir werden später sehen, daß dies in der Tat möglich ist.

Das Interesse an der Extraktionsdiode entspringt vor allem aus ihren gegenüber der Faßdiode erheblich erweiterten Verwendungsmöglichkeiten. Wir hatten in Abschnitt 1 erläutert, daß zur Zündung eines Trägheitsfusionstargets ein weniger als 10 ns kurzer Impuls mit hoher Leistungsdichte benötigt wird. Entsprechend kurze Impulse sind mit den heutigen Impulsgeneratoren schwierig herzustellen. Wie bereits mehrfach erwähnt besteht ein möglicher Weg zur Erzeugung derartig kurzer Impulse am Ort des Targets in der Laufzeitkompression (Bunching),

bei der zugleich auch die Leistung des Ionenstrahls erhöht werden kann. Bunching setzt allerdings einen ausreichend langen Transportkanal voraus und läßt sich daher praktisch nur mit einer Extraktionsdiode durchführen. Eine weitere Methode zur Erzeugung höherer Leistungsdichten besteht darin, mehrere Strahlen am Ort des Targets zu überlappen. Auch dies ist nur mit Extraktionsdioden machbar. Außerdem ist diese Diode der coaxialen Geometrie der meisten Impulsgeneratoren besser angepaßt und ermöglicht einen besseren diagnostischen Zugang.

4.2.3 Berechnung gepulster Magnetfelder

Die geometrische Form des isolierenden Magnetfeldes im Beschleunigungsspalt und seine Diffusion durch die Emissionsfläche auf der Anode besitzen entscheidenden Einfluß auf die Fokussierungseigenschaften der Ionenstrahlen. Seine genaue Berechnung ist daher für den Entwurf einer magnetisch isolierten Ionendiode von großer Bedeutung. Da die geometrischen Strukturen der Diode sehr komplex sein können, lassen sich diese Berechnungen meist nur numerisch durchführen.

Die Ausgangsgleichungen für die numerische Behandlung ergeben sich aus den Maxwell'schen Gleichungen in der quasistationären Näherung unter Vernachlässigung von Verschiebungsströmen. Dies bedeutet, daß sich das Feld im gesamten freien Raum simultan ändert. Im freien Raum ist die quasistationäre Näherung daher gültig, wenn die charakteristische Wellenlänge des Feldes groß gegen die Abmessungen der Diode ist. In einem leitenden Medium kann der Term des Verschiebungsstroms dagegen vernachlässigt werden, wenn die charakteristische Zeitkonstante der Erregung $T \gg \epsilon/\sigma$ ist, wobei σ die Leitfähigkeit und ϵ die Dielektrizitätskonstante bedeuten. Typische Werte für die rechte Seite der Ungleichung liegen bei 10^{-19} s, und selbst wenn anstelle der statischen die dynamische Leitfähigkeit eingesetzt wird, ergeben sich noch Werte, die erheblich kleiner als die Perioden der hier betrachteten Magnetfelder sind. Letztere sind typischerweise größer als 10^{-4} s. Für die meisten praktischen Fälle von Magnetfeldberechnungen in Dioden genügt es, einen eindeutigen nichtlinearen und isotropen Zusammenhang zwischen der magnetischen Induktion und der magnetischen Feldstärke anzunehmen. Die Permeabilität μ ist dann definiert durch:

$$\mu = \frac{|\vec{B}|}{|\vec{H}|} \quad (4.9)$$

Unter diesen Voraussetzungen lauten die simultan zu lösenden Maxwell'schen Gleichungen dann:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \sigma \vec{E} \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{B} &= \mu (\mathbf{H}) \cdot \vec{H}\end{aligned}\quad (4.10)$$

Der Ansatz $\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A}$ liefert:

$$\operatorname{rot} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (4.11)$$

Die Gleichung $\operatorname{rot} \vec{F} = 0$ ist genau die Bedingung dafür, daß sich \vec{F} als Gradient eines Skalars darstellen läßt. Also folgt:

$$\vec{E} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi \quad (4.12)$$

Setzt man dies in die erste der Gleichungen von 4.10 ein, so ergibt sich die Bestimmungsgleichung für das Vektorpotential \vec{A} :

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \vec{A} + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{j} - \sigma \operatorname{grad} \phi \quad (4.13)$$

Sie ist mit den geeigneten Randbedingungen zu lösen. Insbesondere muß \vec{A} stetig durch Grenzflächen hindurchtreten.

Aus praktischen Gründen wurde hier zwischen der Wirbelstromdichte $\sigma \cdot \partial \vec{A} / \partial t$, und den eingepprägten Stromdichten \vec{j} und $\sigma \operatorname{grad} \phi$ unterschieden, die alternativ in wirbelstromfreien Bereichen ($\sigma = 0$) bzw. in Wirbelstrombereichen ($\sigma \neq 0$) vorgegeben werden können. Da bei der Erzeugung von gepulsten Feldern in jedem metallischen Leiter also auch in den Spulendrähten Wirbelströme entstehen, erfordert eine selbstkonsistente Berechnung eigentlich die Vorgabe einer zeitabhängigen Potentialdifferenz an den Spulenanschlüssen. \vec{j} wäre dann überall gleich Null zu setzen. Die selbstkonsistente Berechnung der Wirbelstromdichteverteilung in den Spulenwindungen ist jedoch sehr aufwendig und für die meisten Zwecke nicht notwendig. Das Magnetfeld in der Diode läßt sich auch dann ausreichend genau berechnen, wenn die Spulen als wirbelstromfreier

Bereich ($\sigma = 0$) mit festeingprägtem Strom definiert werden. Die metallische Umgebung der Spulen, insbesondere die Anode, muß natürlich als Wirbelstrommaterial behandelt werden.

Für die Magnetfeldberechnung im freien Raum insbesondere im Beschleunigungsspalt der Diode ist auch die stationäre Lösung von 4.13 mit zeitlich sinusförmigem Feldverläufen ausreichend genau. Bei hohen Frequenzen und guter metallischer Leitfähigkeit können supraleitende Randbedingungen, d.h. $\vec{A} = 0$ auf den Rändern angenommen werden. In diesem Fall liegt ein vollständig zeitunabhängiges Problem vor.

Zur Lösung des Problems mit zeitlich sinusförmiger Anregung ist es praktisch, für alle Feldgrößen eine komplexe Darstellung einzuführen:

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \cdot e^{i\omega t} \quad \vec{A}_0 = (A_{01}, A_{02}, A_{03}) \quad (4.14)$$

Dabei ist $A_{0k} = |A_{0k}| e^{i\phi_{Ak}}$ ebenfalls eine komplexe Größe ($k = 1, 2, 3$), die die Phaseninformation ϕ insbesondere in Beziehung zur anregenden Größe $\vec{j} = \vec{j}_0 e^{i\omega t}$ enthält. Hier kann man z.B. j_0 reell wählen, d.h. $\phi_j = 0$ setzen. Führt man den komplexen Ansatz 4.14 in 4.13 ein, so ergibt sich:

$$\text{rot} \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A}_0 + i \omega \sigma \vec{A}_0 = \vec{j}_0 \quad (4.15)$$

Dies ist die Ausgangsgleichung für die numerische Berechnung. Die Kreisfrequenz ω liegt typischerweise zwischen 1 und 30 kHz.

In zylindersymmetrischen Anordnungen ist nur die azimutale Komponente A_θ von A von Null verschieden. Die Äquipotentiallinien der Größe $r A_\theta$ beschreiben in diesem Fall den Verlauf des Magnetfeldes:

$$B_r = - \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial z} \quad (4.16)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r}$$

B_r und B_z sind die Komponenten des Richtungsvektors der Tangente an die Äquipotentiallinie in der r,z -Ebene.

Das Magnetfeld und der Beschleunigungsimpuls werden im allgemeinen so synchronisiert, daß letzterer im Spulenstrommaximum erscheint. Wird j_0 reell gewählt, so ist die physikalisch relevante Größe dann ebenfalls der Realteil von rA_0 . Der Phasenversatz zwischen dem eingepprägten Strom und den Feldgrößen ergibt sich wie üblich aus dem Verhältnis von Imaginär und Realteil.

Da die Magnetfelder in der Diode natürlich transient in der ersten Viertelperiode einer gedämpften sinusförmigen Schwingung erzeugt werden, muß hier die Frage diskutiert werden, welcher Fehler in den Berechnungen durch die Annahme eines stationären Feldverlaufs gemacht wird. Diese Frage wird hier nur an Hand der Lösungen für das eindimensionale Problem der Diffusion des Magnetfeldes in einen isotropen leitenden Halbraum betrachtet. Die Diffusionsgleichung für die magnetische Induktion lautet in diesem Fall:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - \sigma \mu \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (4.17)$$

Sie ist mit den Randbedingungen:

$$B(0,t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ B_0 \sin \omega t & \text{für } t \geq 0 \end{cases}$$

oder

$$B(0,t) = B_0 \sin \omega t \text{ für } -\infty < t < \infty$$

für den transienten bzw. für den stationären Fall zu lösen.

Gleichung 4.17 ist formal mit der Wärmeleitungsgleichung identisch, die in vielen Büchern der mathematischen Physik behandelt wird /4.7/. Die stationäre Lösung von 4.17 lautet:

$$B_{st.}(x,t) = B_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{x}{\delta}\right) \quad (4.18)$$

und für die transiente Lösung erhält man:

$$B_{tr} = B_{st} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B_0 \int_0^{\lambda_0} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \frac{x^2}{\delta^2} \frac{1}{\lambda^2}\right) e^{-\lambda^2} d\lambda \quad (4.19)$$

Dabei bedeuten

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \sigma \omega}} = \text{klassische Skintiefe} \quad (4.20)$$

und

$$\lambda_o = \frac{x}{2} \sqrt{\frac{\sigma \mu}{t}} = \frac{x}{2 \delta \sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\frac{t}{T}}} \quad (4.21)$$

In Abb. 4.4 sind die transiente und die stationäre Lösung für den Fall $t/T = 1/4$ ge-

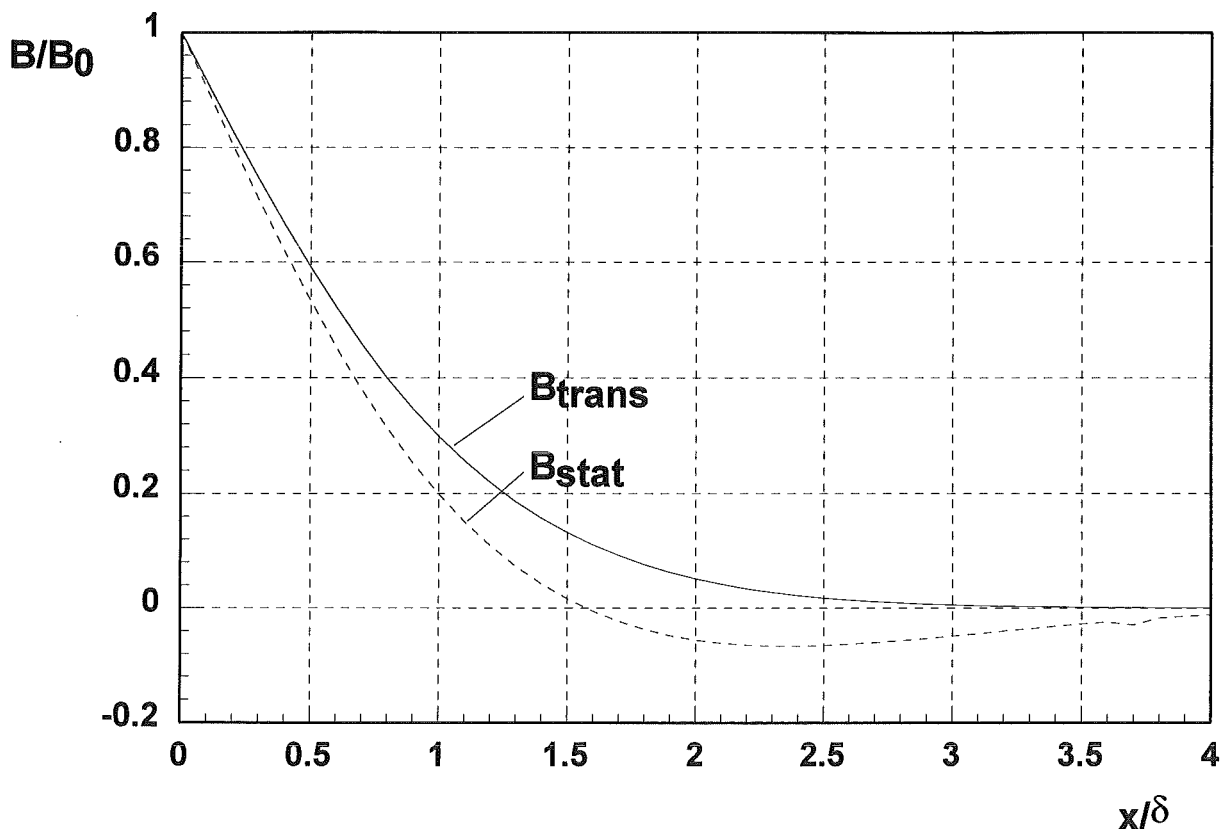


Abb. 4.4: Verteilung des diffundierten Magnetfelds in einem unendlichen Halbraum zum Zeitpunkt $t/T = 1/4$ bei transienter bzw. stationärer sinusförmiger Anregung.

meinsam dargestellt. Für die Feldverteilung im Diodenspalt ist entscheidend in welcher Tiefe der Wert Null erreicht wird. Der qualitative Unterschied der stationären und der transienten Lösung wird aus der Abb. 4.4 deutlich. Die transiente Lösung nähert sich der Nulllinie exponentiell, schneidet sie aber nicht. Dennoch unterscheiden sich beide Lösungen um nie mehr als 10% des Randfeldes. Für die Berechnung der Feldverteilung im Diodenspalt stellt die stationäre Lösung daher

eine gute Approximation dar. Dies gilt auch für die Berechnung des kanonischen Impulses der Ionen (s. Abschnitt 5), bei der der durch die metallische Oberfläche diffundierte magnetische Fluß die relevante Größe ist. Das Flußintegral $\Phi = \int_0^{\infty} B(x,t) dx$ ergibt für den transienten Fall das 1,5 fache des Integrals für den stationären Fall.

Hingegen ist die häufig verwendete Lösung mit supraleitenden Randbedingungen bei niedrigen Frequenzen auch eine schlechte Approximation des Feldes im Diodenspalt. Bei Kreisfrequenzen um 1 kHz kann die Skintiefe der Breite des Diodenspalts vergleichbar werden.

4.3 Anodenplasmaerzeugung

4.3.1 Anforderungen

Um in der Diode eine Ionenstrahlleistungsdichte von 10 GW/cm^2 erzeugen zu können, müssen bei den üblichen Beschleunigungsspannungen von einigen MV Ionenstromdichten von bis zu 10 kA/cm^2 erreicht werden. Um diese Stromdichten für die Dauer des Beschleunigungsimpulses von typischerweise 50-100 ns liefern zu können, muß die Ionenquelle daher eine Ergiebigkeit von $3\text{-}6 \cdot 10^{15}$ Ionen/ cm^2 besitzen. Zur Vermeidung einer lokalen Verarmung der Ionenschicht auf der Anode sollte die verfügbare Flächendichte jedoch eher bei 10^{16} Ionen/ cm^2 liegen. In den meisten Ionendioden wird daher eine koinzident mit dem Beschleunigungsimpuls erzeugte Plasmaschicht auf der Anode als Quelle verwendet. Diese Plasmaschicht besitzt typischerweise eine Dichte von $10^{17}/\text{cm}^3$ und muß eine Fläche von mindestens 100 cm^2 homogen bedecken. Ihre Oberfläche muß sich glatt der für die Fokussierung notwendigen Form der Anode anpassen, und die Amplitude ihrer Welligkeit darf nicht mehr als 1-2% des Beschleunigungsspalts betragen (s. Abschnitt 5.5.2). Obwohl die volle Emissionsfähigkeit der Ionenquelle bereits beim Eintreffen des Beschleunigungsimpulses in der Diode vorhanden sein muß, sollte sie vor und während des Impulses um nicht mehr als 10% in den Beschleunigungsspalt expandieren, da sonst ein stabiler Arbeitspunkt der Diode nicht erreicht werden kann. Diese Forderung bedeutet, daß bei den üblichen effektiven Beschleunigungsstrecken von 5-10 mm die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas nicht mehr als $1\text{-}3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ betragen sollte, wenn der Ionenfluß von der Quelle die extrahierte Ionenstromdichte übersteigt. Im umgekehrten Fall setzt eine Erosion der Plasmaoberfläche ein. Obwohl diese

Erosion unter Umständen erwünscht ist, da sie zu einer Rampe in der Beschleunigungsspannung führen kann, kann sie bei inhomogener Stromdichteverteilung und folglich ungleichmäßiger Abtragung des Plasmas auch zu unerwünschten Effekten bei der Fokussierung führen.

Außer den genannten Eigenschaften muß die Ionenquelle auch die erforderliche Reinheit besitzen. Da Ionen mit verschiedenen Ladungs- zu Massenverhältnissen in den unvermeidbaren Eigen- und Fremdfeldern unterschiedlich stark abgelenkt werden und zudem unterschiedliche Transporteigenschaften besitzen, läßt sich ein gemeinsam beschleunigtes Gemisch aus verschiedenen Ionensorten nur in seltenen Fällen auch gemeinsam fokussieren. Außerdem ist ein solches Gemisch wegen der unterschiedlichen Reichweiten der Ionen für viele Anwendungen, z.B. in der Trägheitsfusion unerwünscht. In diesem Fall kann man zwar die unerwünschten Ionen mit Hilfe von Feldern separieren, dennoch verbleibt auch dann ein Effizienzproblem: Die nicht genutzten Ionen verbrauchen einen Teil der verfügbaren elektrischen Energie. Die Ladungs- und Massenabhängigkeit des Child-Langmuirschen Gesetzes bevorzugt die leichten Ionen mit großem Ladungs- zu Massenverhältnis (Gleichung 2.17). Daher sind die Anforderungen an die Reinheit einer Ionenquelle zur Erzeugung von Li^+ -Strahlen größer als die Anforderungen an eine Protonenquelle.

Eine weitere wichtige Anforderung an die Ionenquelle ist ein hoher Ionisationsgrad. Ein hoher Neutralteilchenanteil kann zu Ladungsaustauschprozessen während der Beschleunigung und folglich zu einer Energiestreuung der Ionen mit nachteiligen Auswirkungen auf die Fokussierung führen (s.u.).

4.3.2 Passiv erzeugte Ionenquellen

4.3.2.1 Dielektrische Anoden

Ist das Vorhandensein der Beschleunigungsspannung in der Diode eine notwendige Voraussetzung für die Entstehung der Ionenquelle, so wird diese als passiv bezeichnet. Im Gegensatz dazu heißt eine Ionenquelle aktiv, wenn sie unabhängig vom Beschleunigungsimpuls erzeugt wurde. Historisch gesehen war die erste brauchbare Ionenquelle in einer gepulsten Hochstromionendiode die passive "Flashover"-Anode. Ihr technisch sehr einfaches Konzept basiert auf einer Oberflächengleitentladung auf einem Dielektrikum, daß die Anode bedeckt.

Obwohl noch nicht alle Details des Oberflächendurchbruchs verstanden sind, scheint gesichert, daß zwei Voraussetzungen für die Entstehung der Entladung erfüllt sein müssen: Parallel zur Oberfläche des Dielektrikums muß eine genügend starke Komponente des elektrischen Feldes vorhanden sein und das Dielektrikum muß von einem ausreichenden Fluß von Elektronen getroffen werden /4.8, 4.9/. Die tangentielle Feldkomponente entsteht beim Anlegen der Diodenspannung durch Verzerrung der Potentiallinien an den Tripelpunkten von Metall, Dielektrikum und Vakuum auf der Anode. Dies ist schematisch in Abb. 4.5 dargestellt. Die Flashoveranode besteht daher i.a. aus einer regelmäßigen Struktur mit abwechselnd metallischen und dielektrischen Bereichen. U.a. wurden mit Dielektrikum gefüllte Rillen in einer metallischen Elektrode oder Metallstifte in einer die gesamte Anodenoberfläche bedeckenden dielektrischen Schicht verwendet. Manche Experimentatoren haben auch vollständig auf metallische Einsätze im Dielektrikum verzichtet und die Verzerrung der Potentiallinien durch Löcher oder andere Strukturen im Dielektrikum realisiert. Elektronen, die das Dielektrikum erreichen, können dort Ladungsanhäufungen erzeugen und dadurch die tangentielle Feldkomponente verstärken.

Die zweite Funktion der Elektronen beim Oberflächendurchbruch besteht in der Initiierung von Sekundärelektronenlawinen /4.10, 4.11/. Der wichtigste Effekt dieser Sekundärelektronenlawinen ist die Freisetzung von Gas aus der Oberfläche des Dielektrikums entweder indirekt durch thermische Prozesse oder direkt durch elektronenstimulierte Desorption /4.12, 4.13/. Insbesondere streifend einfallende Elektronen können Oberflächenadsorbate sehr effektiv freisetzen und in den meisten Fällen ist die elektronenstimulierte Desorption der wichtigere Prozess. Die in dem freigesetzten Gas driftenden Sekundärelektronen lösen schließlich den Durchbruch aus. Die Kriterien für die Elektronenmultiplikation in einer dünnen expandierenden Gasschicht sind von denen in einem praktisch unbegrenzten Gasvolumen verschieden. Eine Elektronenmultiplikation kann in der Gasschicht erst dann einsetzen, wenn die Schichtdicke größer als die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist /4.14/. Für Wasserstoff und Elektronenenergien von 1-10 eV wird diese Bedingung erreicht wenn die freigesetzte Gasmenge zwischen 10^{15} und 10^{16} cm^{-2} beträgt. Es gibt experimentelle und theoretische Anhaltspunkte, daß sich der Durchbruch nach dem Streamer-Mechanismus entwickelt /4.13, 4.14/. Der Streamer-Durchschlag entwickelt sich unabhängig von Sekundärprozessen an den Elektroden, wenn die Raumladung am Kopf der Elektronenlawine, die sich auf die Anode zubewegt einen kritischen Wert

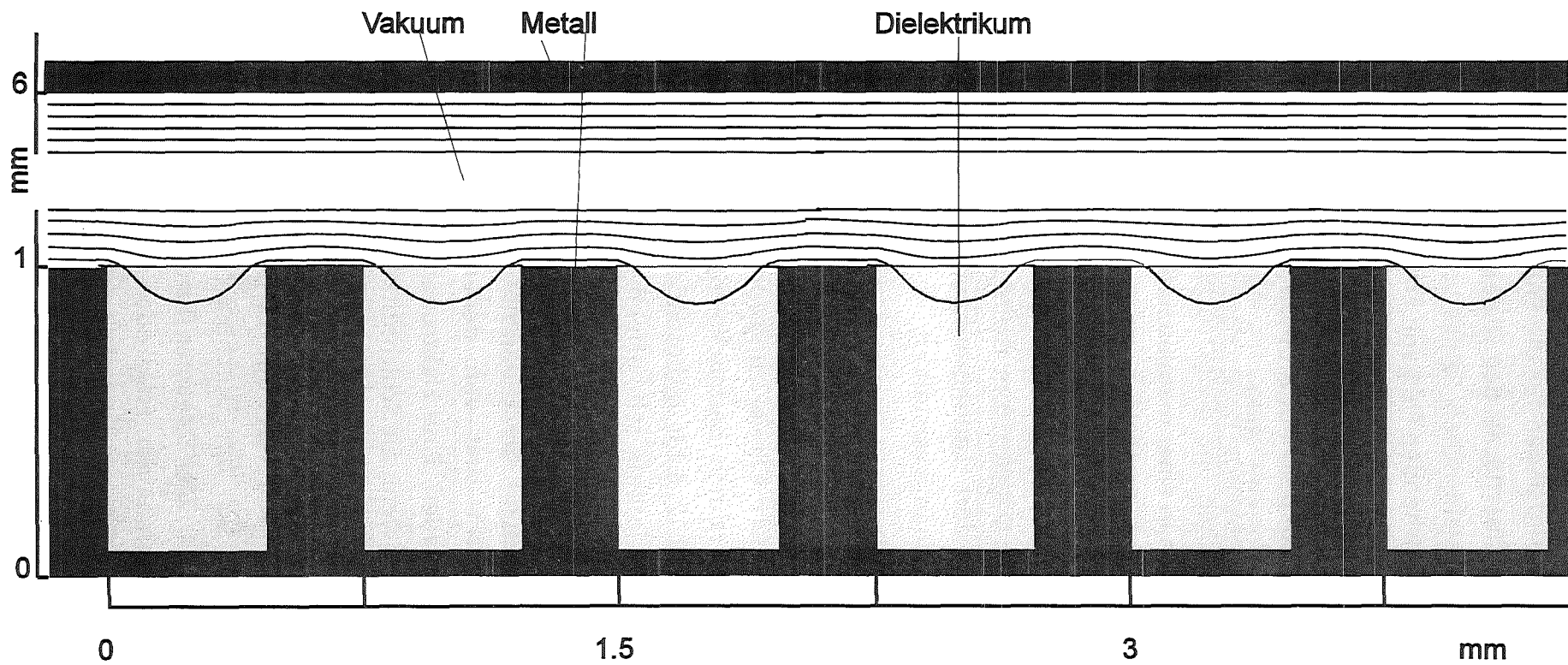


Abb. 4.5: Potentialverteilung auf einer Flashoveranode mit einer Anordnung aus mit Dielektrikum gefüllten Rillen in einer metallischen Elektrode

überschreitet /4.15/. Weitere Einzelheiten des gasdynamischen Modells des Oberflächendurchschlags werden in Abschnitt 4.3.3 diskutiert.

Es ist offensichtlich, daß mit dem beschriebenen Mechanismus des Oberflächendurchschlags ein erheblicher Zündverzug verbunden sein kann. In der magnetisch isolierten Diode setzt sich dieser zusammen aus der Elektronendriftzeit von der Kathode zur Anode, der Aufbauzeit für das tangential elektrische Feld, der Zeit zur Schaffung einer genügend dichten Neutralgasschicht sowie der Ionisationszeit. Bei sehr starker magnetischer Isolierung können die Elektronen nur durch Streuprozesse und Instabilitäten mit erheblich reduziertem Fluß zur Anode diffundieren (s. Abschnitt 5.5.3). Andererseits ist eine starke Isolierung zur Erreichung eines hohen Ionenwirkungsgrads in der Diode notwendig. Daher besteht ein gewisser Widerspruch zwischen den Bedingungen für einen kurzen Zündverzug und den Bedingungen für einen hohen Ionenwirkungsgrad. Tatsächlich werden bei starker magnetischer Isolierung Zündverzugszeiten von mehr als 40 ns beobachtet. Es ist offensichtlich, daß in diesem Fall eine effektive Umsetzung der elektrischen Impulsenergie in Ionenenergie nicht möglich ist. Die meisten fremdmagnetisch isolierten Ionendioden mit passiven Flashoveranoden arbeiten daher in der Nähe des kritischen Magnetfeldes. Der Zündverzug läßt sich erheblich reduzieren, wenn die Anodenoberfläche mit intensivem UV-Licht bestrahlt wird /4.16/. Durch diese Bestrahlung wird eine Photonendesorption der Oberflächenadsorbate eingeleitet, und die kritische Neutralgaskonzentration wird erheblich früher erreicht. Außerdem werden Photoelektronen zum Start der Elektronenlawinen freigesetzt. Für eine wirksame Verbesserung des Zündverhaltens müssen XUV-Lichtleistungsdichten von ca. 100 kW/cm² für die Dauer von 100 ns eingestrahlt werden. Das Photonenenergiespektrum liegt zwischen 10 und 70 eV.

Da die Zusammensetzung der Oberflächenadsorbate mehr von der Vorbehandlung des Dielektrikums und den Vakuumbedingungen unter denen es eingesetzt wird als von seinem chemischen Aufbau abhängt, findet man unabhängig von der Art des Dielektrikums stets größere Anteile von Wasserstoff, Sauerstoff, Kohlenstoff etc. in der erzeugten Plasmaschicht wieder. Ionen des Basisdielektrikums entstehen zum Teil erst nach dem Durchbruch durch thermische Wechselwirkung zwischen dem Oberflächenplasma und dem Dielektrikum.

Die Zusammensetzung der Plasmaschicht läßt sich jedoch mehr der chemischen Zusammensetzung des Ausgangsmaterials annähern, wenn die Oberfläche kurz

vor der Entladung gereinigt wird. Mit Hilfe von Glimmentladungen konnte die Oberfläche einer LiF-Anode z.B. soweit gereinigt werden, daß der Anteil der Li⁺-Ionen in der Plasmaschicht von ursprünglich 15% auf ca. 50% anwuchs /4.17/. Als Hauptverunreinigung verblieb in diesem Fall der Wasserstoff. Die auf der gereinigten Oberfläche erzeugte Ionendichte war jedoch erheblich geringer und reichte nicht aus, um für die gesamte Dauer des Beschleunigungsimpulses einen raumladungsbegrenzten Stromfluß aufrechtzuerhalten.

Man kann davon ausgehen, daß das Plasma in diesem Fall die Anode sehr ungleichmäßig bedeckte. In dieser Gefahr befindet sich jede "Flashover"-Plasmaquelle, da die Entstehungsorte des Oberflächendurchbruchs auf der großflächigen Anode statistisch verteilt sind. Auch die Struktur der "Flashover"-Anode trägt im allgemeinen zu dieser inhomogenen Plasmaverteilung bei. So wurde z.B. gefunden, daß die metallischen Stege in einer rillenförmigen Anordnung während des Impulses nicht mit Plasma bedeckt werden, da die laterale Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas zu gering ist /4.8, 4.9/.

Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung der Reinheit des Anodenplasmas besteht darin, die Anode im Vakuum auf kryogene Temperaturen abzukühlen, und das gewünschte Ausgangsmaterial in situ, kurz vor dem Impuls auf der Anode auszufrieren /4.18/. Dabei darf der Dampfdruck der ausgefrorenen Substanz nicht mehr als 10^{-4} mbar betragen. Um auf diese Weise reine Wasserstoff- oder Deuterium-Anoden herstellen zu können, muß die Anode unter 5 °K abgekühlt werden. Hierzu ist ein technisch aufwendiges Kryosystem mit flüssigem He notwendig.

Mit Hilfe der Kryoanoden gelang die Herstellung von reinen Ionenstrahlen aus Xe, Kr, Ar, Ne, O, N und vor kurzem auch von H /4.19/. Alle übrigen mit der Flashoveranode verbundenen Nachteile vom Zündverzug bis zur Inhomogenität der Plasmaschicht bleiben natürlich bestehen.

4.3.2.2 EHD getriebene Metallionenquellen

Wird ein elektrisches Feld senkrecht zu einer Flüssigmetalloberfläche angelegt, so werden dort Ladungen influenziert. Über die Kraftwirkung auf diese Ladungen wird auf die Oberfläche eine Zugspannung ausgeübt. Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit wirkt dieser elektrostatischen Zugspannung entgegen. Über-

schreitet das elektrische Feld einen Grenzwert, so wird die elektrostatische Zugspannung für die Störung der Oberfläche mit einer bestimmten Wellenlänge größer als die Oberflächenspannung. Eine Störung dieser Wellenlänge wird daher instabil und wächst exponentiell an. Die Oberflächenstruktur des flüssigen Metalls wird durch die Wellenlänge mit der höchsten Anwachsrate bestimmt. An den Spitzen der entstandenen Flüssigkeitshöcker kommt es zur Feldemission von Ionen, wenn die Feldstärke 100 MV/cm überschreitet. Auf der Basis dieses Phänomens werden seit vielen Jahren nadelförmige Ionenquellen für die Erzeugung von reinen Metallionenstrahlen betrieben /4.20/. Dabei wird z.B. eine Wolframnadel mit 10 μm Krümmungsradius an der Spitze mit dem gewünschten Metall benetzt. Typischerweise können aus einer einzigen Nadel Ionenströme zwischen 10 und 100 μA extrahiert werden. Der Prozess der Ionenerzeugung basiert auf der direkten Ejektion von Ionen aus einer lose gebundenen Randschicht auf der Metalloberfläche.

Auf der Basis dieses Mechanismus wird versucht eine großflächige Li-Ionenquelle für den Einsatz in einer gepulsten Hochleistungsdiode an der 100 TW-Anlage PBFA II zu entwickeln /4.21/. Die Fläche der Quelle muß ca. 1000 cm^2 betragen und einen Ionenstrom von 5 kA/cm^2 liefern können. Um die Forderung nach geringem Zündverzug erfüllen zu können, muß die Anwachszeit der Instabilität weniger als 1 ns betragen. Außerdem darf der Abstand der Höcker auf der Flüssigmetalloberfläche 1 μm nicht überschreiten, um Strahlen mit kleiner Divergenz erzeugen zu können. Falls die Wellenlänge der Instabilität 0,5 μm beträgt müssen pro Emitter 12,5 μA extrahiert werden, um die gewünschten 5 kA/cm^2 zu erreichen /4.21/. Dies liegt im Bereich der mit einzelnen Nadeln realisierten Stromstärken. Die Theorie der elektrohydrodynamisch (EHD) getriebenen Instabilitäten zeigt, daß hierfür makroskopische Feldstärken von mehr als 10 MV/cm im Beschleunigungsspalt erreicht werden müssen /4.22/. Versuche mit Li-Metall bei diesen Feldstärken wurden bisher nicht durchgeführt. Als Anode geeignet erscheint ein mit Li getränkter poröser Körper (Fritte), der zur Verflüssigung des Lithiums beheizt wird.

Ein potentiell Problem der Flüssigmetallanode in der fremdmagnetisch isolierten Diode stellt das magnetohydrodynamische Verhalten der Flüssigkeit dar. Insbesondere bei der Verwendung von Feldspulen auf der Anodenseite kann es zur MHD getriebenen Ejektion von Flüssigmetall in den Diodenspalt kommen.

Ein erheblicher Vorteil der EHD-Quelle wäre das Fehlen jeglicher Plasmaexpansion. Ob es in der Umgebung einer Hochleistungsdiode gelingt, die Entstehung eines Plasmas auf der Anode zu vermeiden, ist noch offen. Potentielle Energiequellen für die Erzeugung eines Plasmas sind Elektronenleckströme, der Elektronenrückstrom zur Aufrechterhaltung der Neutralität der Anodenoberfläche, sowie intensive UV-Strahlung von der Kathode und aus dem Driftraum.

4.3.3 Aktiv erzeugte Ionenquellen

Aus der in den vorangegangenen beiden Abschnitten geführten Diskussion wird deutlich, daß eine aktiv erzeugte, vor Anlegen der Beschleunigungsspannung präparierte Anodenplasmaschicht erhebliche Vorteile besitzt: Da der Verzug zwischen dem Generatorimpuls und dem Beginn der Ionenemission im Prinzip eliminiert werden kann, kann die Generatorleistung effektiver in Ionenstrahlleistung umgesetzt werden. Bei der Wahl der Ausgangsmaterialien für das Anodenplasma bestehen erheblich größere Freiheiten. So können z.B. auch Metallfilme eingesetzt werden, und es besteht die Möglichkeit Plasmaquellen mit verbesserter Reinheit und Homogenität herzustellen. Der Anteil der Neutralteilchen, die durch ihre ungehinderte Expansion in den Diodenspalt zum vorzeitigen Impedanzzusammenbruch beitragen können, kann reduziert werden. Schließlich kann im Prinzip auch der Schaden an der Anodenquelle minimiert und dadurch ein repetierender Betrieb der Diode ermöglicht werden.

Die Arbeiten zur aktiven Erzeugung von Anodenplasmaquellen konzentrieren sich gegenwärtig auf Wasserstoffplasmaquellen für den Einsatz an Generatoren mit Beschleunigungsspannungen von 1 MV bis ca. 5 MV sowie auf Lithiumplasmaquellen für die Verwendung in Generatoren mit ca. 30 MV Beschleunigungsspannung. Hierzu zählen insbesondere die Entwicklungen in Sandia für den Einsatz in der Diode von PBFA II.

4.3.3.1 Wasserstoffanoden

Das erste Konzept für eine aktiv erzeugte Wasserstoffanodenplasmaquelle wurde an der Cornell Universität entwickelt /4.23/. Ausgangspunkt ist ein torusförmiges Gasvolumen, das durch Öffnen eines schnellen Gasventils mit Hilfe einer Überschalldüse in einer dünnen Schicht vor einer schnellen Magnetspule

erzeugt wird. Die einzelnen Komponenten dieser Quelle sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die axiale Front des injizierten Gasvolumens ist relativ scharf definiert. In ihr herrscht ein Druck von ca. 100 mTorr. Zu einem geeigneten Zeitpunkt nach der Gasinjektion wird mit Hilfe einer Funkenentladung eine schwache Vorionisation des Gases erzeugt und danach die schnelle Feldspule aktiviert, die eine Ringspannung von ca. 17 kV induziert, die zum vollständigen elektrischen Durchbruch des Gasrings führt und einen Strom durch das Plasma treibt. Die $j \times B$ -Kräfte dieses Plasmastroms bewegen den Plasmaring schließlich in Richtung Diode. Dort wird das Plasma durch das zuvor erzeugte isolierende Magnetfeld der Diode abgebremst. Die genaue Position der Plasmafront in der Diode wird durch die relative Stärke des beschleunigenden und des isolierenden Magnetfelds festgelegt. Hat das Plasma seine Endposition in der Diode erreicht, so kann die Beschleunigungsspannung angelegt werden.

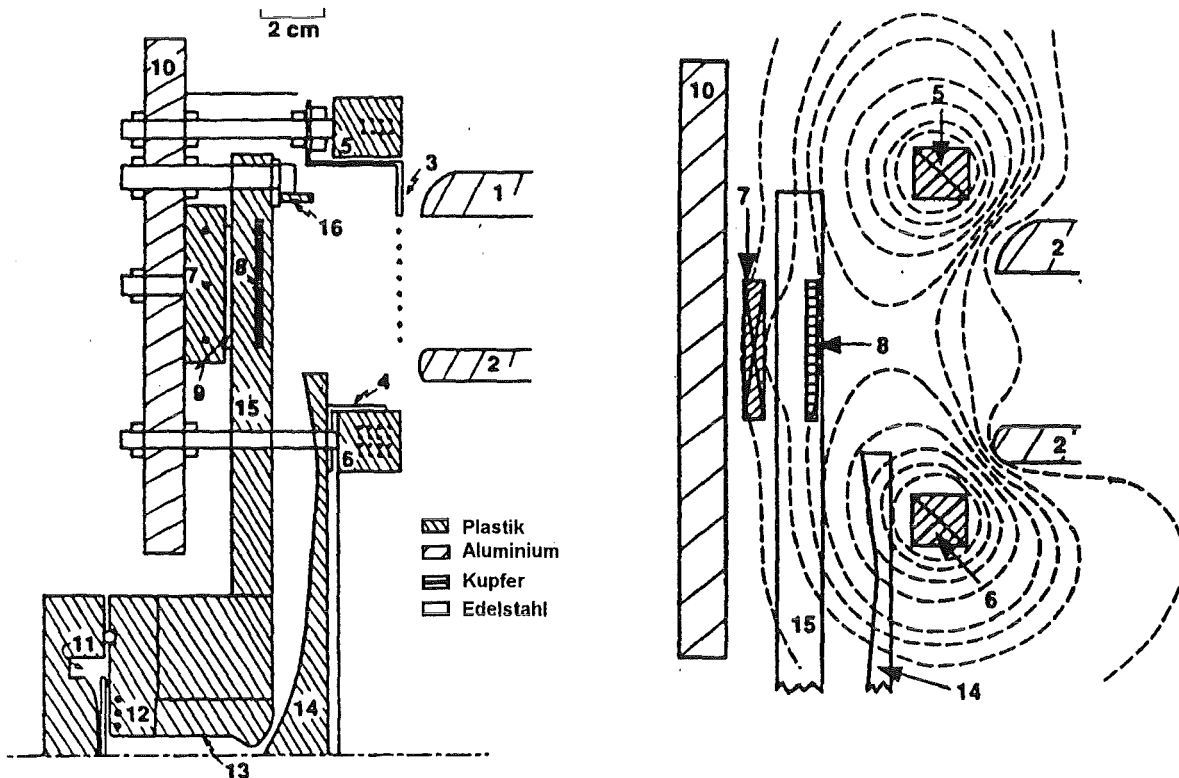


Abb. 4.6: Darstellung der ersten aktiv erzeugten Wasserstoffanodenplasmaquelle der Cornell Universität: Kathode (1,2), Anodenkontakt (3) und Anodenposition (gepunktete Linie), Magnetfeldspulen (5,6,7), schnelle Spule zum Ionisieren des Plasmas (8), gepulste Spule und Dichtung am Eingang der Düse (12), Überschalldüse (13,14,15), Vorionisierer (16)

Mit Hilfe dieser Plasmaquelle war es möglich, über Zeiten von $0,6-1 \mu\text{s}$ Stromdichten von bis zu 100 A/cm^2 zu extrahieren. Die Divergenzwinkel der erzeugten Protonenstrahlen lagen bei ca. 3° . Bei Stromdichten von mehr als 64 A/cm^2 traten allerdings Bewegungen der Strahlbündel von mehr als $20-30^\circ$ auf, die auf eine möglicherweise durch Instabilitäten entstandene unebene Emissionsfläche hindeuten.

Das Konzept dieser Ionenquelle ist natürlich auch für andere Gasarten als Wasserstoff geeignet. In der Tat wurden auf diese Weise auch Stickstoffionenstrahlen hergestellt /4.24/.

Der bedeutsamste konzeptionelle Nachteil dieser Anodenplasmaquelle ist das Fehlen einer festen leitenden Oberfläche, die das Eindringen des isolierenden Magnetfelds der Diode verhindern kann. Dies hat drei wesentliche Konsequenzen:

- 1.) Der kanonische Impuls der beschleunigten Ionen ist deutlich von Null verschieden. Die Fokussierbarkeit von Protonen und Deuteronen ist daher stark eingeschränkt (s. Abschnitt 5.).
- 2.) Ohne den Kontakt mit einer festen Wand ist die Plasmaoberfläche für Instabilitäten anfällig, die die Emissionsfläche verzerren und die Strahlfokussierung beeinträchtigen können.
- 3.) Das allgemeine Druckgleichgewicht in der Diode erfordert, daß der Ionenimpuls durch den Magnetfelddruck auf die Anode kompensiert wird.

Normalerweise wirkt dieser Druck auf eine feste leitende Oberfläche und hat keine direkten Auswirkungen auf die Lage und Form der Anodenpotentialfläche. Bei der hier beschriebenen Ionenquelle kann der Magnetfelddruck bei hohen Stromdichten jedoch zu einer erheblichen Verschiebung und Verzerrung der Anodenpotentialfläche führen. Außerdem ist die Plasmadichte wesentlich geringer als bei den Flashoverionenquellen, sodaß bei hohen Stromdichten eine starke Erosion des Anodenplasmas mit schwer zu kontrollierenden Auswirkungen auf die Form der Emissionsfläche einsetzen kann. Die Ionenquelle ist daher nur für relativ geringe Stromdichten von einigen 100 A/cm^2 geeignet.

Ein anderes Konzept, daß die beschriebenen Probleme vermeidet, beruht auf der Verwendung von hydrierten Metallfilmen als Wasserstoffspeicher /4.25, 4.26/. Es ist bekannt, daß viele Metalle große Mengen an Wasserstoff absorbieren und speichern können und daß Atomzahlverhältnisse Wasserstoff zu Metall von mehr

als 1 erreicht werden können. Daher sind relativ dünne Schichten von 30-50 Å Dicke ausreichend, um die benötigten 10^{16} Protonen pro cm^2 zu speichern. Für eine vollständige Bedeckung des Substrats mit einer durchgehend leitfähigen Schicht sind jedoch ca. zehnmal dickere Schichten notwendig.

Sowohl die Absorption als auch die Desorption von Wasserstoff aus dem Hydrid sind katalytische Phasengrenzreaktionen. Daher hängt die Kinetik dieser Prozesse stark von den Oberflächenbedingungen ab. Ein Wasserstoffmolekül, das auf eine saubere Metalloberfläche mit vielen freien Oberflächenzuständen trifft, wird mit großer Wahrscheinlichkeit chemisch adsorbiert. Dieser Prozess ist mit einem Transfer von Elektronen zwischen dem Adsorbenden und dem Adsorbat verbunden und unterscheidet sich dadurch von der physikalischen Adsorption. In den meisten Fällen geht die chemische Adsorption mit einer Dissoziation des Wasserstoffmoleküls einher. Aus seinem gebundenen Zustand an der Oberfläche kann das Wasserstoffion in das Kristallgitter übergehen. In diesem Fall wird es absorbiert. Im allgemeinen sind die absorbierten Wasserstoffionen im Metallgitter sehr beweglich. Die Desorption des Wasserstoffs erfolgt in der umgekehrten Reihenfolge. Absorption und Desorption sind immer parallel verlaufende Prozesse. Zu jeder Wasserstoffkonzentration im Metallgitter gehört ein Druck in der Gasphase, mit dem sich das Metallhydrid im Gleichgewicht befindet. Eine wichtige Voraussetzung, die das Metallhydrid bei Verwendung in einer Vakuumdiode erfüllen muß, ist, daß der Gleichgewichtsdruck unterhalb des Wasserstoffpartialdrucks von 10^{-5} mbar liegt, bei dem die Dioden normalerweise betrieben werden. Aus diesem Grund scheidet das am besten untersuchte System Pd-Hydrid als Wasserstoffspeicher bei Raumtemperatur aus. Wie aus den in Abb. 4.7 dargestellten Absorptionsisothermen von Ti erkennbar ist, ist dagegen der Gleichgewichtsdruck von Titanhydrid ausreichend gering [4.27].

Wenn eine hinreichend große Menge von Wasserstoff aus dem Hydrid innerhalb von wenigen ns freigesetzt werden soll, muß weiter verlangt werden, daß der Wasserstoffgleichgewichtsdruck um mehrere Größenordnungen anwächst, während die Temperatur von der Umgebungstemperatur bis zum Schmelzpunkt des Metalls steigt. Diese Forderung wird von vielen Metallhydridsystemen und insbesondere auch von Pd- und Ti-Hydrid erfüllt.

Unglücklicherweise überziehen sich frische Titanfilme mit einer Oxidschicht sobald sie der Luft ausgesetzt werden. Diese Oxidschicht behindert den Austausch von Wasserstoff zwischen dem Metall und der Gasphase und kann zur

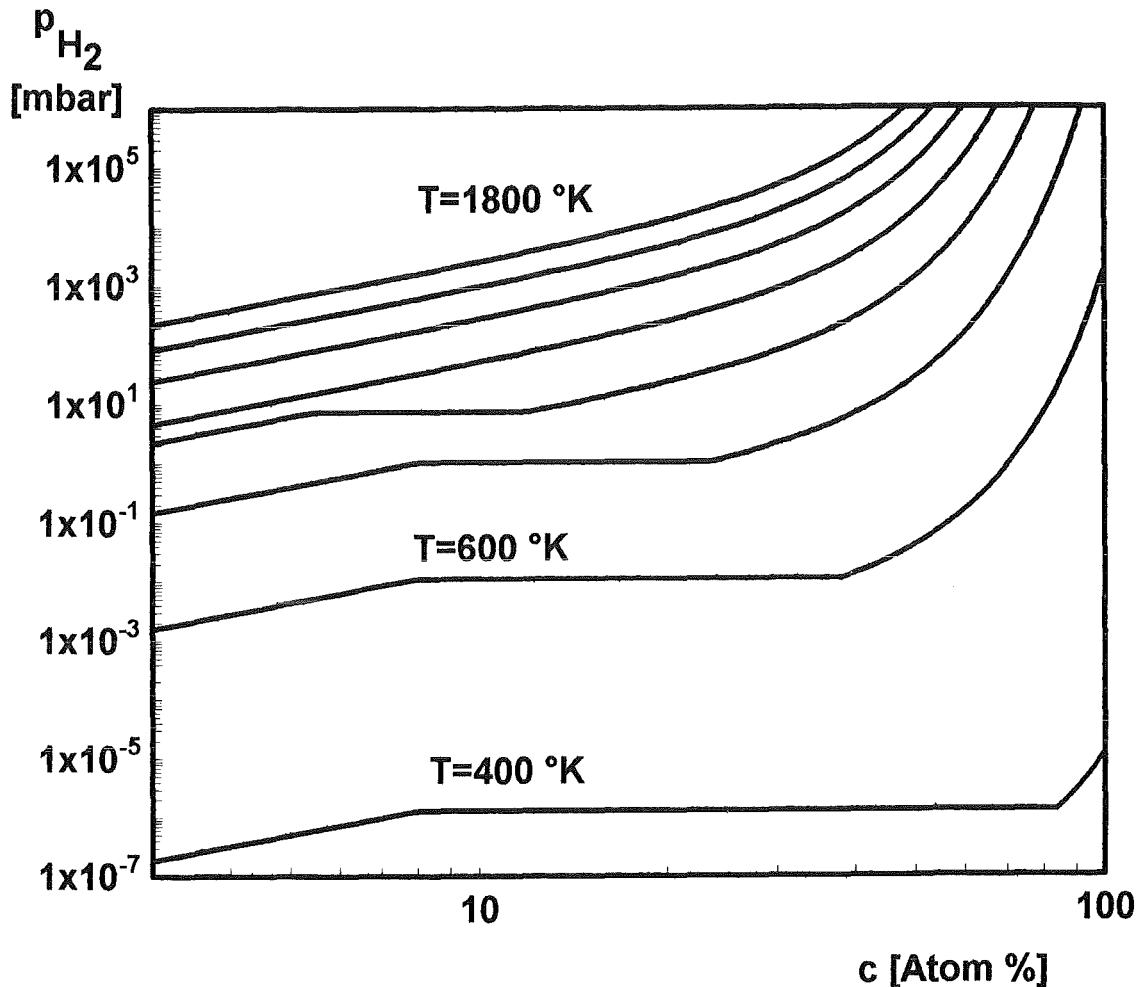


Abb. 4.7: Absorptionsisothermen von Wasserstoff in Titan

Verunreinigung des freigesetzten Gases mit Sauerstoff führen. Um beides zu verhindern werden die Titanfilme mit einer dünnen Pd-Schicht bedampft. Pd ist ein relativ edles Metall und bildet keine Oxidschichten. Die Geschwindigkeit der Wasserstofffreisetzung wird durch die dünne Pd-Deckschicht nur wenig reduziert, da die Diffusionskonstante von Wasserstoff in Pd sehr groß ist.

Für die Erzeugung der Anodenplasma-schicht ergibt sich demnach folgendes Schema (Abb. 4.8):

Auf einem dünnen elektrisch nichtleitenden Substrat, das die Emissionszone der Anode bedeckt, wird eine Doppelschicht aus 300-500 Å Ti und 100-200 Å Pd deponiert und mit Wasserstoff beladen. Zur schnellen Freisetzung des Wasserstoffs wird diese Schicht mit einem kurzen elektrischen Impuls geheizt. Durch einen schnell ansteigenden Hochspannungsimpuls wird in der desorbierten Gasschicht anschließend eine homogene Entladung initiiert.

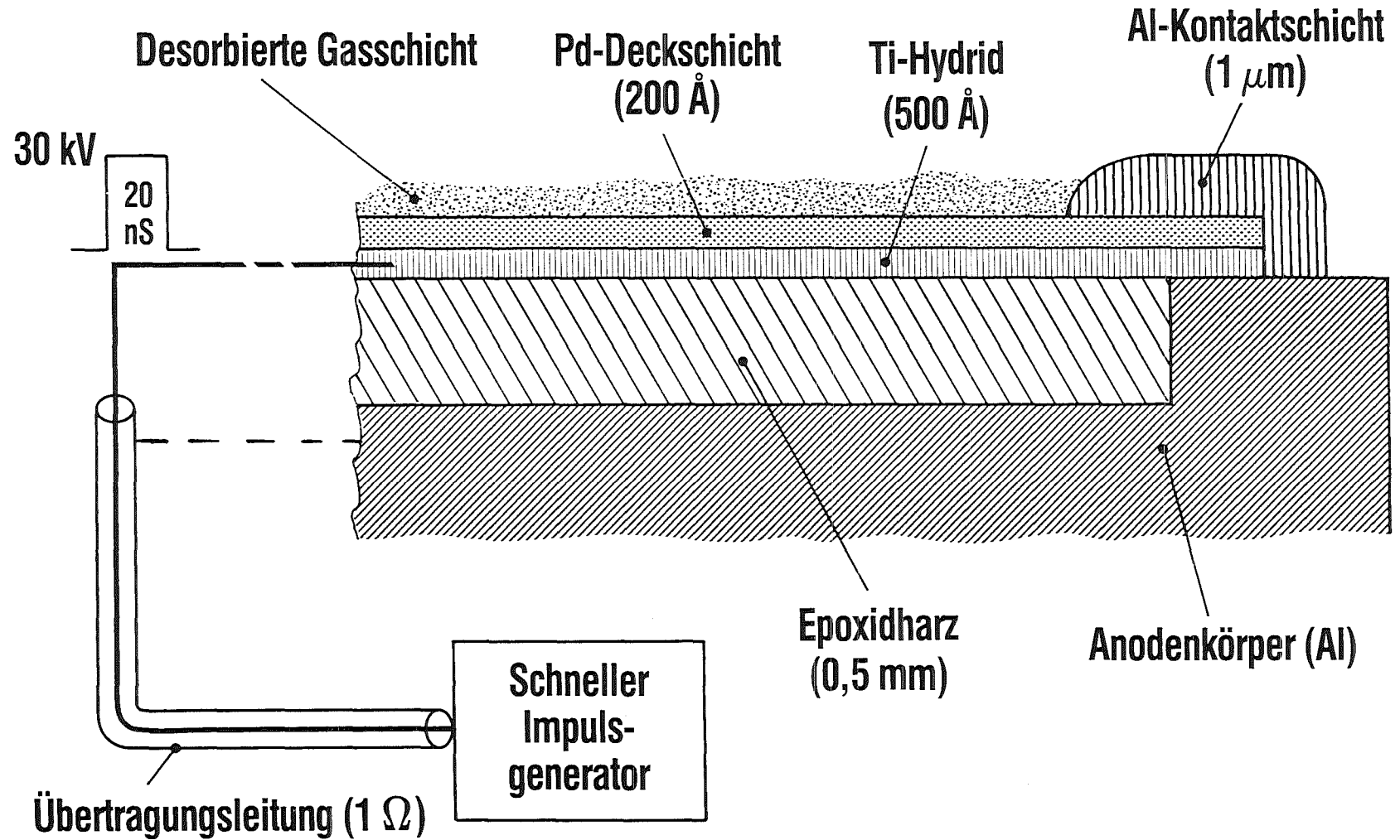


Abb. 4.8: Komponenten der Pd-bedeckten Titanhydrid-Anodenplasmaquelle

Um zu prüfen, ob dieses Konzept zu einer brauchbaren großflächigen Ionenquelle führen kann, müssen die Kinetik der Wasserstofffreisetzung, die Bedingungen für eine homogene Entladung und die Parameter des Plasmas untersucht werden.

Die Desorption des Wasserstoffs aus der beheizten Ti-Pd-Doppelschicht umfaßt drei wesentliche Schritte. Zunächst muß der Wasserstoff aus dem Titanspeicher in die Pd-Deckschicht diffundieren. Dann muß er durch die Pd-Schicht wandern und aus dem Kristallgitter in Oberflächenzustände und von dort in die Gasphase transferiert werden. Da Wasserstoff in Form von Ionen gelöst ist, ist der letzte Schritt im allgemeinen mit einer Rekombination verbunden.

Wir betrachten zunächst die Diffusion von Wasserstoff durch die Grenzschicht zwischen den Metallfilmen. Falls die Grenze bei $x = 0$ liegt und falls die Schichten unendliche Ausdehnung in $-x$ und $+x$ -Richtung besitzen, lautet die allgemeine Lösung der Diffusionsgleichung für die Anfangsbedingungen $C_1 = C_{01}$ für $x < 0$ und $C_2 = 0$ für $x > 0$ und $t = 0$ /4.28/:

$$C_1 = C_{01} \left\{ 1 - \frac{\kappa \sqrt{D_2}}{\kappa \sqrt{D_2} + \sqrt{D_1}} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_1 t}} \right) \right] \right\} \quad \text{für } x < 0 \quad (4.22)$$

$$C_2 = C_{01} \frac{\kappa \sqrt{D_1}}{\kappa \sqrt{D_2} + \sqrt{D_1}} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_2 t}} \right) \right] \quad \text{für } x > 0$$

Hierbei bedeuten D_1 , D_2 die Diffusionskonstanten in Ti bzw. Pd und $\kappa = (C_2/C_1)_{x=0}$. $\operatorname{erf}(z)$ ist die Fehlerfunktion. κ muß aus der Gleichgewichtsbedingung $\mu_1 = \mu_2$ bestimmt werden (μ = chemisches Potential der diffundierenden Teilchen). Aus diesen Gleichungen ergibt sich durch Integration die Gesamtzahl der Wasserstoffionen, die innerhalb der Zeit t durch die Grenzschicht hindurchdiffundiert.

$$q_H(t) = D_1 \int_0^t \left(\frac{\partial C_1}{\partial x} \right)_{x=0} dt$$

$$= \frac{2 C_{01}}{\sqrt{\pi}} \frac{\kappa \sqrt{D_1 D_2}}{\kappa \sqrt{D_2} + \sqrt{D_1}} \sqrt{t} \quad (4.23)$$

Ein Problem bei der Verwendung von Gleichung (4.23) besteht darin, daß κ von den Konzentrationen $C_1|_{x=0}$ und $C_2|_{x=0}$ abhängt, die sich selber im Laufe der Zeit

ändern. Bei relativ geringen Konzentrationen oder Konzentrationsänderungen kann man jedoch näherungsweise annehmen, daß κ konstant bleibt.

Das chemische Potential von Wasserstoff in Metall läßt sich allgemein durch die folgende Gleichung beschreiben /4.29/:

$$\mu_{\text{H}} = \mu_{\text{H}}^{\circ}(T) + RT \ln \frac{n}{1-n} + \mu^{\text{ex}}(n) \quad (4.24)$$

Hierbei bedeuten μ_{H}° das Standard-Potential, der zweite Term auf der rechten Seite ist der Konfigurationsterm für eine ideale statistische Verteilung der Wasserstoffionen auf die verfügbaren Plätze. n ist das Verhältnis von besetzten zu verfügbaren Plätzen. $\mu^{\text{ex}}(n)$ beschreibt die Abweichungen vom idealen Lösungsverhalten und führt im allgemeinen zu einer Erniedrigung des Wasserstoffpartialdrucks.

Die Lösung der Gleichgewichtsbedingung $\mu_1 = \mu_2$ führt auf

$$\ln \frac{n_1}{1-n_1} + \frac{\mu^{\text{ex}}(n_1)}{RT} = \frac{\Delta G_2^{\circ} - \Delta G_1^{\circ}}{RT} + \ln \frac{n_2}{1-n_2} + \frac{\mu^{\text{ex}}(n_2)}{RT} \quad (4.25)$$

wobei das Gibbsche thermodynamische Potential (freie Enthalpie) eingeführt wurde, daß von Jehn et al. für Pd und Ti zusammengestellt worden ist /4.30, 4.31/. Für Pd bzw. Ti werden dort die folgenden Ausdrücke für einen Temperaturbereich von 420-1275 °K bzw. 1155-1500 °K empfohlen:

$$\Delta G^{\circ}(\text{Pd}) = -7180 + 47,23 \cdot T [\text{J/Mol H}] \quad (4.26)$$

$$\Delta G^{\circ}(\text{Ti}) = -52270 + 47,81 \cdot T [\text{J/Mol H}]$$

$\mu^{\text{ex}}(n)$ kann durch die folgende Gleichung dargestellt werden /4.29/:

$$\mu^{\text{ex}}(n) = E n + A n^2 \quad (4.27)$$

Werte für die Konstanten E und A sind allerdings nur für Pd bei ungefähr 600 °K verfügbar /4.29/:

$$E = -39500 \text{ J/Mol H}, \quad A = 30\,000 \text{ J/Mol H}$$

Führt man diese Werte in 4.25 ein, so erkennt man, daß eine hohe Wasserstoffkonzentration in Palladium nur erreicht werden kann, wenn die Ausgangskonzentration in Titan ebenfalls sehr hoch war und wenn zusätzlich eine hohe Temperatur, in der Nähe des Schmelzpunkts erzeugt wird. Weiter unten zeigen wir, daß eine hohe Wasserstoffkonzentration in Palladium eine notwendige Voraussetzung für die schnelle Freisetzung ist. Beträgt die ursprüngliche Wasserstoffkonzentration in Titan z.B. $n_{Ti} = 0,9$ so erhält man $n_{Pd} \approx 0,05$ bei 1000 °K und $n_{Pd} \approx 0,5$ bei 1900 °K .

Die Diffusionskonstante D besitzt im allgemeinen eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur:

$$D = D_0 \cdot \exp \left\{ - E_a / RT \right\} \quad (4.28)$$

(D_0 = Diffusionskoeffizient, E_a = Aktivierungsenergie). Leider streuen die experimentellen Daten für D_0 und E_a beträchtlich /4.30-4.33/, sodaß bei Verwendung dieser Daten nur eine grobe Abschätzung erwartet werden kann. Verwenden wir für Wasserstoff in β -Ti $D_0 = 2,46 \cdot 10^{-3}\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$, $E_a = 31,5\text{ kJ/Mol}$ /4.31/ und für Pd $D_0 = 2,9 \cdot 10^{-3}\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$, $E_a = 22,2\text{ kJ/Mol}$ /4.29/, so erhalten wir für eine Temperatur von 1900 °K in der Nähe des Titanschmelzpunkts, daß es $3,7\text{ ns}$ dauert bis $3 \cdot 10^{16}$ Wasserstoffatome pro cm^2 durch die intermetallische Grenzschicht diffundiert sind. Diese Menge an Wasserstoff ist gerade notwendig, um eine 100 Å dicke Pd-Deckschicht mit einer Wasserstoffkonzentration von $0,5$ aufzufüllen. In diesen Abschätzungen blieb allerdings ein Problem unberücksichtigt, daß die Diffusionsgeschwindigkeit durch die intermetallische Grenzschicht reduzieren kann: In der Grenzschicht kann sich eine Pd-Ti-Legierung ausbilden und den Durchgang von Wasserstoff behindern /4.34, 4.35/.

Ein Maß für die Diffusionszeit t_D durch eine Deckschicht der Dicke d ist gegeben durch:

$$t_D = \frac{d^2}{2D} \quad (4.29)$$

Verwenden wir die obigen Parameter für eine Temperatur von 1900 °K so erhalten wir, daß es $0,7$ bzw. $2,8\text{ ns}$ dauert bis der Wasserstoff durch eine 100 bzw. 200 Å dicke Pd-Schicht diffundiert ist. Dies zeigt, daß die Diffusion durch die Pd-Deckschicht über dem Ti-Speicher die Freisetzungsrates nicht wesentlich reduziert.

Der letzte Schritt bei der Desorption ist der Übergang des Wasserstoffs aus dem Kristallgitter in die Oberflächenzustände und von dort in die Gasphase. Die Kinetik des Wasserstoffaustauschs zwischen dem Metall und der Gasphase wird durch die folgende Ratengleichung beschrieben /4.29/:

$$j_s = -k_f \frac{1}{1 + Kn} P_{H_2} + k_b \frac{Kn^2}{1 + Kn} \left[\frac{\text{Mol H}_2}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] \quad (4.30)$$

Die beiden Terme in Gleichung 4.30 beschreiben die Absorptions- bzw. die Desorptionsrate. k_f , k_b sind temperaturabhängige Ratenkonstanten für die Vorwärts- bzw. Rückwärtsreaktion. K ist die Konstante des Segregationsgleichgewichts. p_{H_2} der Wasserstoffdruck in der Gasphase. Während der Absorptionsterm nur für kleine Wasserstoffkonzentrationen gilt, bleibt der Desorptionsterm auch für größere Wasserstoffkonzentrationen im Metall gültig. Wenn das desorbierte Gas schnell ins Vakuum expandiert, kann die Vorwärtsreaktion vernachlässigt werden. Indem wir dies tun, erhalten wir eine obere Abschätzung für den Wasserstoffstrom durch die Phasengrenze. Zur Durchführung der Abschätzung werden die Ratenkonstanten k_b und K benötigt, die wiederum nur für einen begrenzten Temperaturbereich bekannt sind /4.36/:

$$k_b = 6,5 \exp \left\{ -48,0 \text{ kJ Mol}^{-1}/RT \right\} \left[\frac{\text{Mol Pd}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] \quad (4.31)$$

$$K = 16,9 \exp \left\{ 7,9 \text{ kJ Mol}^{-1}/RT \right\} \left[\frac{\text{Mol Pd}}{\text{Mol H}} \right] \quad (4.32)$$

Heizen wir die Ti-Pd Doppelschicht auf 1900 °K, so wird die Wasserstoffkonzentration des Pd-Films für die oben angenommene Ausgangskonzentration $n_{Ti} = 0,9$ auf $n_{Pd} = 0,5$ anwachsen. Verwenden wir dies in Gleichung 4.30 zusammen mit den Ausdrücken für k_f und K (4.31 und 4.32) so erhalten wir:

$$j_s = 0,15 \left[\frac{\text{Mol H}_2}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] = 1,74 \cdot 10^{23} \left[\frac{\text{H-Atome}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] \quad (4.33)$$

Da dieser Strom kleiner ist als der Diffusionsstrom durch die intermetallische Grenzfläche, bestimmt er die Freisetzungsrates, und wir können ihn verwenden, um die notwendige Zeit zur Freisetzung von 10^{16} Protonen/cm² abzuschätzen.

Das Ergebnis von 57 ns demonstriert, daß sowohl eine hohe Wasserstoffkonzentration als auch eine hohe Temperatur notwendig sind, um die geforderten Flächendichten in akzeptablen Zeiten zu produzieren.

Es gibt viele Unsicherheiten in den obigen Abschätzungen: Alle physikalischen Größen, die in die Berechnungen eingingen, mußten weit über den Bereich hinaus extrapoliert werden, in dem sie gemessen worden waren. Auch kann die für den Austausch aktive Oberfläche bei dünnen Filmen erheblich größer sein als die geometrische Oberfläche. Unsere Abschätzungen legen nahe, daß es notwendig sein kann, die Metallfilme über den Schmelzpunkt hinaus zu heizen, wenn sehr schnelle Freisetzungen verlangt werden. Oberhalb des Schmelzpunkts kann die Freisetzungsrates um mehr als zwei Größenordnungen anwachsen /4.37/.

Nach seiner Freisetzung expandiert das Gas ins Vakuum. Die theoretische Behandlung dieser Expansion wird dadurch erschwert, daß in einer Randzone der Schicht der Übergang von Kontinuum- zu freiem Molekularstrom stattfindet, sodaß dort weder die Voraussetzungen für eine gasdynamische Behandlung noch für freie molekulare Expansion erfüllt sind /4.38/. Allerdings zeigt ein Vergleich beider Modelle, daß die gefundenen Dichteprofile sehr ähnlich sind und daß sich die Absolutwerte um kaum mehr als einen Faktor 2 unterscheiden /4.38/. Diese Genauigkeit reicht für unsere Abschätzungen vollständig aus, und wir können daher das einfachere Modell der freien molekularen Expansion zugrunde legen.

Wir nehmen an, daß von der Pd-Oberfläche ein Wasserstoffstrom mit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung isotrop in den Halbraum $z > 0$ expandiert. Die Temperatur dieser Geschwindigkeitsverteilung sei durch die Temperatur des Metalls gegeben. Ist die Quellstärke der Flächenquelle $Q_F(\vec{r}, \vec{\Omega}, v, t)$, so werden von einem Flächenelement dF am Ort \vec{r} $dN = Q_F \cdot dF \, d\Omega \, dv \, dt$ Wasserstoffatome in das Raumwinkelelement $d\Omega$ um $\vec{\Omega}$ mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v+dv$ zur Zeit t emittiert. Sie tragen zur Dichte $n(\vec{r}', v, t')$ dv am Ort r' zur Zeit t' mit

$$\frac{dN}{dV'} = \frac{Q_F(\vec{r}, \vec{\Omega}, v, t' - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{v}) dF \, d\Omega \, dv \, dt}{dV'} \quad \text{bei} \quad (4.34)$$

$$d\Omega = \frac{dF' \cdot \cos \alpha}{(\vec{r} - \vec{r}')^2} \quad dV' = dF' \cdot \cos \alpha \cdot v \, dt$$

α ist dabei der Winkel zwischen der Flächennormale von dF' und $\vec{\Omega}$. Für die gesamte Dichte am Ort \vec{r}' zur Zeit t' erhält man demnach:

$$\begin{aligned} n(\vec{r}', t') &= \int n(\vec{r}', \mathbf{v}, t') d\mathbf{v} \\ &= \int_{\mathbf{v}} \int_{F} \frac{Q_F(\vec{r}, \vec{\Omega}, \mathbf{v}, t' - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{v})}{v \cdot (\vec{r}-\vec{r}')^2} dF d\mathbf{v} \quad (4.35) \end{aligned}$$

Die Flächenquelle Q_F kann durch den Strom $j(r, t)$ durch die Phasengrenzfläche zwischen Metall und Gas ausgedrückt werden:

$$Q_F(\vec{r}, \vec{\Omega}, \mathbf{v}, t) = \frac{j(\vec{r}, t) v f(\mathbf{v})}{\langle v \rangle 2\pi} \quad (4.36)$$

Dabei wurde eine isotrope Emission angenommen. $f(\mathbf{v})$ ist hier die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \beta^{3/2} e^{-\beta v^2} v^2 \quad (4.37)$$

$$\beta = \frac{m}{2kT} \quad \langle v \rangle = \sqrt{\frac{4}{\pi\beta}} = \text{mittlere thermische Geschwindigkeit}$$

Setzen wir die Quelle 4.36 in Gleichung 4.35 ein und nehmen eine kreisförmige Verteilung der Quelle an der Position $z = 0$ an, so gilt für die Dichte auf der Achse in der Entfernung z' von der Quelle:

$$n(z', t') = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{j(r, \psi, t' - \frac{\sqrt{r^2 + z'^2}}{v}) f(\mathbf{v})}{2\pi \langle v \rangle (r^2 + z'^2)} r dr d\psi d\mathbf{v} \quad (4.38)$$

Für eine homogene konstante Emission, die zur Zeit $t = 0$ eingeschaltet wird, erhält man weiter:

$$n(z', t') = \frac{j_0}{\langle v \rangle} \int_0^\infty \int_0^R \frac{H(t' - \frac{\sqrt{r^2 + z'^2}}{v}) f(\mathbf{v})}{(r^2 + z'^2)} r dr d\mathbf{v} \quad (4.39)$$

$H(t)$ ist hier die Heavisidesche Stufenfunktion: $H(t) = 0$ für $t \leq 0$, $H(t) = 1$ für $t > 0$.

Mit Hilfe der Koordinatentransformation

$$v = \frac{\sqrt{z'^2 + r^2}}{\tau} \quad (4.40)$$

$$r = \rho$$

geht das Integral 4.39 über in

$$n(z', t') = \frac{j_0}{\langle v \rangle} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \beta^{3/2} \int_0^{t'} \int_0^R \frac{1}{\tau^4} e^{-\beta \frac{(z'^2 + \rho^2)}{\tau^2}} \rho \sqrt{z'^2 + \rho^2} d\rho d\tau \quad (4.41)$$

Durch die Transformation

$$\tau = \frac{\sqrt{\beta z'}}{\sqrt{\omega}}$$

$$\rho = \sqrt{\frac{u}{\omega} - 1} z'$$

läßt es sich weiter vereinfachen:

$$n(z', t') = \frac{j_0}{\langle v \rangle} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\beta z'}{t'^2}}^{\infty} \frac{1}{\omega} \int_{\omega}^{\frac{z'^2 + R^2}{z'^2}} \sqrt{u} e^{-u} du d\omega \quad (4.42)$$

Für $R \gg z'$ ist das Integral im wesentlichen nur eine Funktion $g(\alpha)$ des Parameters $\alpha = \beta z'^2/t'^2$.

Nehmen wir für j_0 die oben abgeschätzte Freisetzungsrates von $2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und eine Temperatur von 1900 K an, so erhalten wir die in Abb. 4.9 dargestellten Dichteprofile 10 ns, 30 ns bzw. 50 ns nach Beginn der Freisetzung. Man erkennt, daß die höchste Dichte bei ca. 10^{18} pro cm^3 liegt und im Diodenspalt sehr steil abfällt. 50 ns nach Beginn der Freisetzung ist die Dichte des Wasserstoffs aller-

dings erst in einer Entfernung von 1 mm auf die Dichte des Restgases in der Vakuumkammer der Diode ($< 10^{-4}$ mbar) abgesunken.

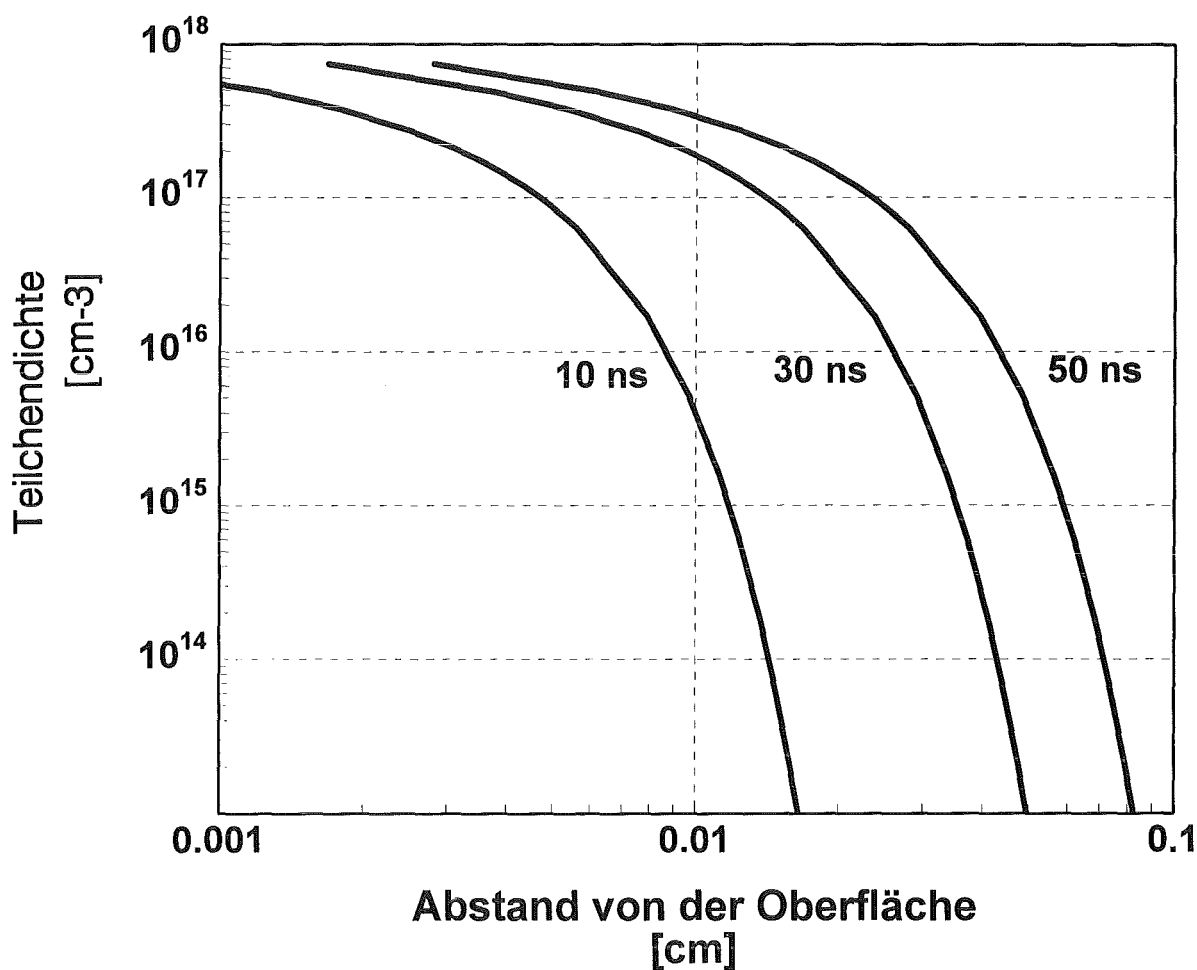


Abb. 4.9: Wasserstoffdichteprofile an der Grenzfläche zwischen Pd-Titanhydridspeicher und Vakuum, 10, 30 und 50 ns nach Beginn der Freisetzung bei einer Temperatur von 1900 °K. Die Wasserstofffreisetzungsrates beträgt $2 \cdot 10^{23}$ cm⁻² s⁻¹.

Detaillierte experimentelle Untersuchungen zur Erzeugung des Wasserstoffplasmas wurden an 2×7 cm² großen Ti Pd-Testfilmen durchgeführt [4.39]. Dazu waren die Metallfilme in einer $1,2 \Omega$ Blumlein Bandleitung mit einer elektrischen Baulänge von 10 ns integriert. Bei Ladung der Leitung auf 30 kV stand ein elektrischer Impuls mit einer Leistung von 600 MW und einem Energieinhalt von ca. 10 J zur Verfügung, um die Filme zu heizen und die Entladung in dem desorbierten Gas zu zünden. Um eine homogene Heizung und einen homogenen Durchbruch zu erreichen, muß die Impulsflanke steil ansteigen. Dazu ist ein äußerst schneller Schalter mit geringer Induktivität und geringem Widerstand im durchgezündeten Zustand erforderlich. Diese Eigenschaften besitzen entweder Foliendurch-

bruchscharter /4.40/ oder optisch getriggerte Lawinendurchbruchscharter aus GaAs /4.41/. In den hier beschriebenen Experimenten wurden Foliendurchbruchscharter verwendet.

Die elektrische Charakteristik der Entladung ist in Abb. 4.10 dargestellt und kann wie folgt zusammengefaßt werden: Während der ohmschen Heizung steigt der Metallwiderstand schnell an, und die Spannung erreicht ein Maximum bei 30 kV. Am Ende dieser Phase sind etwa 0,5 J Energie in das Metall eingekoppelt worden, genug um es über den Schmelzpunkt zu heizen. Wir können daher annehmen, daß zu diesem Zeitpunkt eine große Menge Wasserstoff freigesetzt worden ist. Nach Erreichen der Zündbedingung findet eine elektrische Entladung in der desorbierten Gasschicht statt und die Spannung über dem Film fällt rasch ab. In dieser Phase wird nochmals 1 J an Energie deponiert und ein großer Teil des Gases ionisiert. Die Entladung breitet sich mit einer Geschwindigkeit von mehr als 4 cm/ns über den Film aus und führt zu einer sehr homogenen Plasmaschicht.

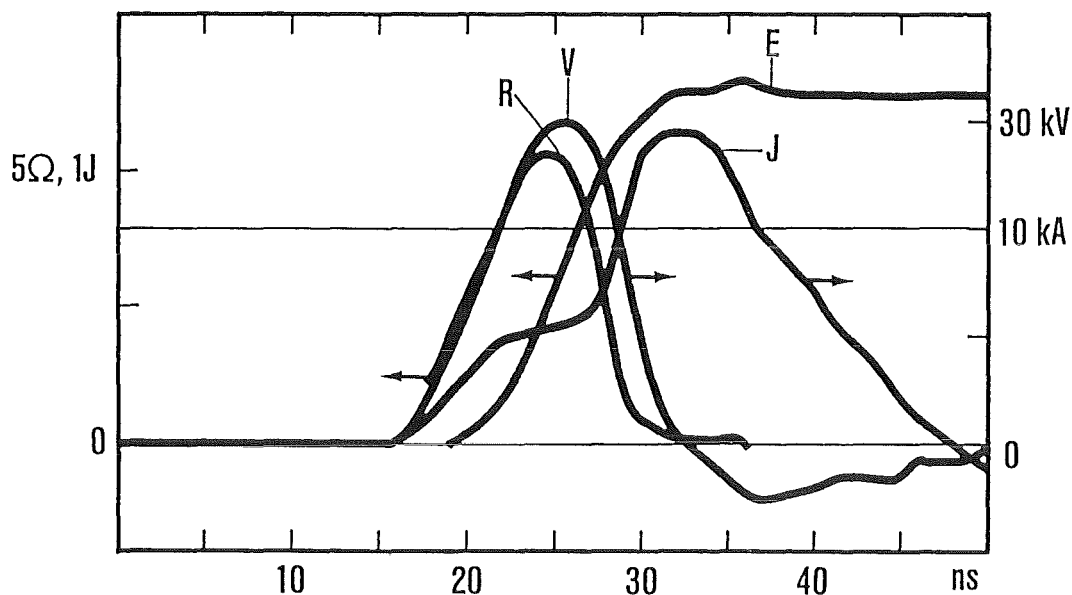


Abb. 4.10: Elektrische Signale der Oberflächengleitentladung auf dem Pd-TiH-Film

Der Charakter der Entladung ist durch die Feldverteilung am Kopf des Durchbruchs bestimmt. Die typische Form dieser Feldverteilung ist in Abb. 4.11 dar-

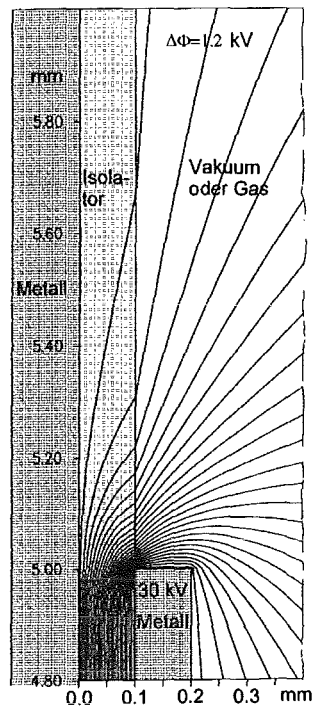


Abb. 4.11: Potentialverteilung am Kopf des Durchbruchs auf dem Pd-TiH-Film. Das angenommene Potential der Streifenleitung beträgt 30 kV. Der Abstand zwischen zwei Potentiallinien entspricht 1,2 kV.

gestellt. Sie führt dazu, daß Startelektronen nur dann eine Elektronenlawine auslösen können, wenn ihre mittlere Weglänge zwischen zwei Ionisationsstößen kleiner ist als die Dicke der desorbierten Gasschicht. Bevor die Zündung stattfinden kann muß daher eine hinreichend große Menge an Wasserstoff desorbiert worden sein. In Wasserstoff beträgt die mittlere freie Weglänge von Elektronen mit Energien zwischen 1 und 10 eV, $1\text{-}2 \cdot 10^{15}$ Moleküle pro cm^2 /4.42/. Daher müssen annähernd 10^{16} Atome pro cm^2 freigesetzt worden sein, bevor eine Lawinenbildung eintreten kann. Da sich das elektrische Feld stark auf den Kopf des Durchbruchs konzentriert, kann von einer streamerartigen Entwicklung der Entladung ausgegangen werden.

Experimentell können die Parameter der Entladung und der erzeugten Plasmaschicht aus spektroskopischen Messungen abgeleitet werden /4.43/. Solche Messungen wurden mit einer zeitlichen Auflösung von 1-5 ns und einer räumlichen Auflösung von 0,1 mm an den Testfilmen durchgeführt. Aus der Messung der Stark-Verbreiterung der H_{α} -Linie ergaben sich die in Abb. 4.12 dargestellten Profile der Elektronendichte. Will man aus einer absoluten Messung der Intensität der H_{α} -Linie die Protonendichte mit Hilfe der Saha-Gleichung bestimmen, so muß man sich zuvor vergewissern, daß für das obere Niveau ($n = 3$) der Linie die Bedingungen für lokales thermodynamisches Gleichgewicht erfüllt sind. Eine notwendige Voraussetzung hierfür ist, daß die Besetzung überwiegend durch

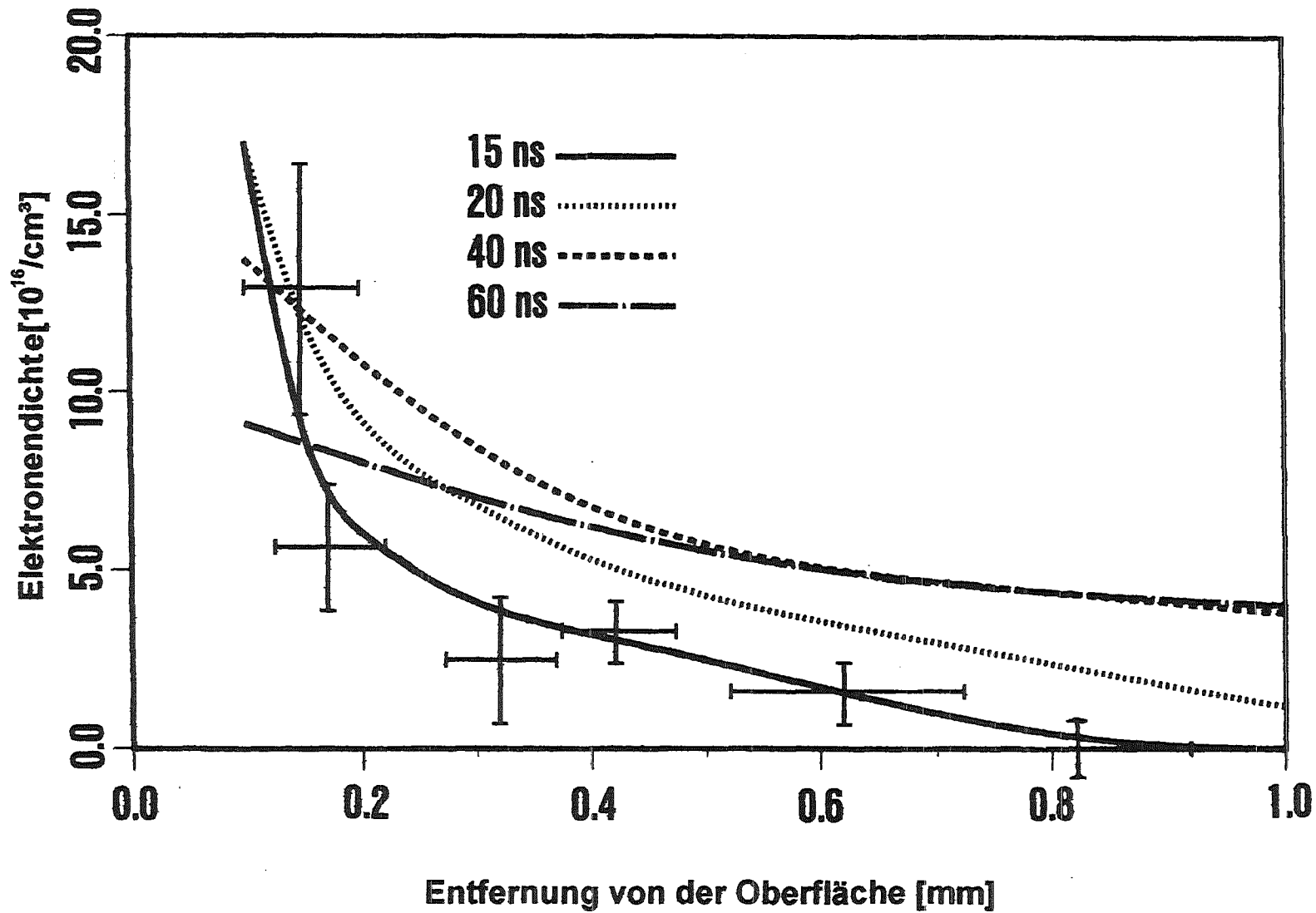


Abb. 4.12: Aus der gemessenen Stark-Verbreiterung der H_{α} -Linie abgeleitete Profile der Elektronendichte vor dem Pd-TiH-Film zu verschiedenen Zeiten nach Beginn des Durchbruchs.

Elektronenstöße erfolgt. Dies ist gegeben, wenn die Elektronendichte $n_e \gg 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ist /4.44/. Für das hier vorliegende dynamische Plasma ist diese Bedingung allein jedoch nicht hinreichend. Falls der Grundzustand stark überbesetzt ist, kann er die Besetzung von Niveaus auch oberhalb der sogenannten Stoßgrenze beeinflussen. Eine solche Situation ist immer dann zu erwarten, wenn kaltes Neutralgas aus dem Substrat in das Plasma nachfließt.

Eine angemessene Beschreibung dieses Systems erfordert daher die Lösung der zeitabhängigen Ratengleichungen zur Bestimmung der Besetzungsdichten der Wasserstoffniveaus. Dazu muß auch die während der Entladung in das Plasma eingekoppelte Energie sowie ein permanenter Zustrom von kaltem Gas berücksichtigt werden. Es zeigt sich, daß eine befriedigende Übereinstimmung zwischen der gemessenen und der berechneten zeitlichen Entwicklung der Intensität der H_{α} -Linie nur erreicht werden kann, wenn ein Wasserstoffzufluß mit der oben abgeschätzten Stärke angenommen wird. Unter diesen Bedingungen ergibt die Rechnung eine 50-100-fache Überbesetzung des Wasserstoffgrundzustands. Abb. 4.13 zeigt die aus den Rechnungen folgende zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur und der Niveaubesetzungen relativ zum Saha-Gleichgewicht.

Auf der Basis dieser Ergebnisse wurde die Protonendichte aus der gemessenen Intensität der H_{α} -Linie bestimmt. 18 ns nach Beginn der Entladung lag sie zwischen 2 und $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und 30 ns später bei $1-3,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Die Rechnungen zeigen auch, daß die Temperatur des Plasmas anfänglich sehr hohe Werte zwischen 30 und 40 eV erreichen kann. Danach sinkt sie jedoch rasch auf Werte zwischen 3 und 5 eV ab. Experimentell kann die Temperatur aus dem Verhältnis der Intensitäten von Ti-Ionenlinien und dem Auftreten von Kohlenstoffionen bestimmt werden. Die so gemessenen Temperaturwerte liegen bei 3,5 eV.

Von entscheidender Bedeutung für die Brauchbarkeit des Plasmas als Ionenquelle ist der Grad der Verunreinigungen des Plasmas mit Kohlenstoff-, Sauerstoff- und Metallionen. Die relative Konzentration der C II und Ti II Ionen, integriert über die gesamte Plasmaschichtdicke, wurde aus der relativen Intensität der zugehörigen Spektrallinien unter Verwendung der Zustandssumme für eine Temperatur von 3,5 eV zu weniger als 5% abgeschätzt. Dieser Wert erscheint akzeptabel wenn man bedenkt, daß bei der raumladungsbegrenzten Emission in einer Ionendiode die leichteren Wasserstoffionen zusätzlich bevorzugt werden.

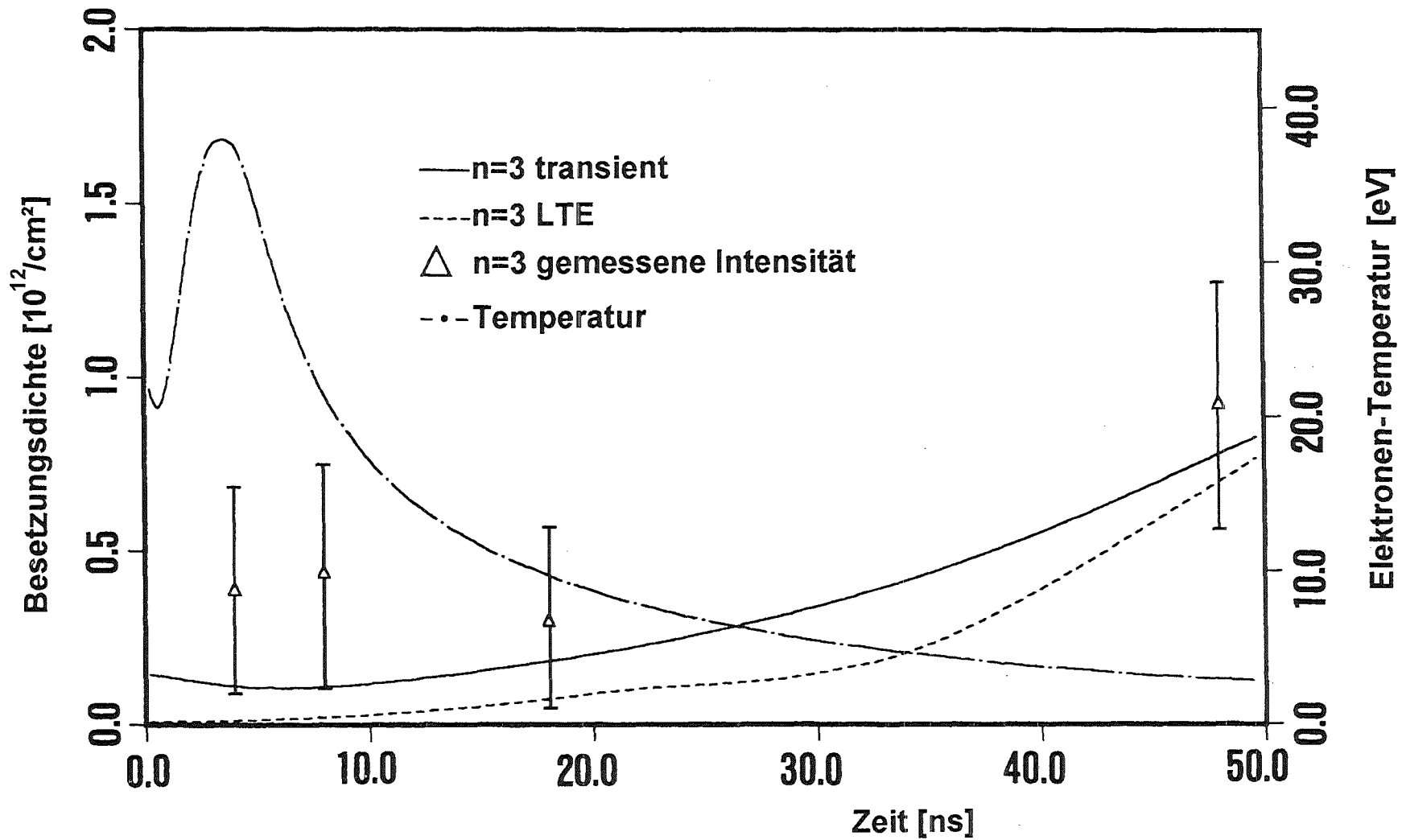


Abb. 4.13: Zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichte des $n = 3$ Niveaus von Wasserstoff und der Elektronentemperatur. Die Rechnung berücksichtigt eine Freisetzungsrates von $2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sowie die gemessene Leistungszufuhr während der Entladung. Das mit transient bezeichnete Ergebnis basiert auf der expliziten Lösung der zeitabhängigen Ratengleichungen. Das mit LTE bezeichnete Resultat nimmt zu jedem Zeitpunkt lokales thermodynamisches Gleichgewicht an.

Ohne Magnetfeld expandiert die Plasmafront mit Geschwindigkeiten zwischen 5 und 10 cm/ μ s in das Vakuum. Mit Hilfe eines Magnetfelds parallel zur Entladung und mit ähnlicher Stärke wie in der Ionendiode (> 1 T) wird die Expansion in einer Entfernung von 1 mm oberhalb der Substratoberfläche gestoppt. Neutralteilchen expandieren zwar weiter mit ca. 5 cm/ μ s jedoch erreicht ihre Dichte nie mehr als 10^{14} cm $^{-3}$ in einigen mm Entfernung vom Substrat.

Die Testfilmuntersuchungen haben daher gezeigt, daß die beschriebene Plasmaquelle alle wesentlichen Anforderungen an einen Hochstromionenemitter erfüllt. Es bleibt zu zeigen, daß sie auch unter den Betriebsbedingungen einer Hochleistungsdiodenode homogene Ionenstrahlen mit Querschnitten von mehr als 100 cm 2 und geringer Strahldivergenz erzeugen kann.

4.3.3.2 Li-Ionenquellen

Neben der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen EHD-Quelle, werden auch aktiv erzeugte Li-Ionenquellen für den Einsatz in Hochleistungsgeneratoren mit Beschleunigungsspannungen von mehr als 20 MV entwickelt.

Eines der ersten Konzepte war die sogenannte BOLVAPS-LIBORS-Lithium-Ionenquelle /4.45/. Sie basiert auf der großflächigen Erzeugung eines Li-Dampfes (Boil-Off Lithium Vapor Source) und der anschließenden Laserionisation durch Resonanzsättigung (Laser Ionisation Based On Resonance Saturation). Ihr Aufbau ist in Abb. 4.14 schematisch dargestellt. Ähnlich wie bei der Ti-Pd-Wasserstoffionenquelle werden mehrere Metallfilme auf einer dünnen Isolatorschicht, die die Anode bedeckt, aufgebracht. Die Schichtenfolge besteht aus einer 3 μ m dicken Mo Schicht, einer 1 μ m dicken LiAg-Schicht und einer 0,3 μ m dicken Ag Deckschicht. Als Isolator wird eine Aluminium-Oxid-Keramik oder eine Porzellan-Keramik verwendet. Der Mo-Film dient als Heizschicht. Er besitzt gute Haftungseigenschaften auf der Oxidkeramik und ist inert gegen Li. Anstelle einer reinen Li-Schicht wird eine 50%-ige Legierung aus Silber und Lithium als Lithium Reservoir verwendet. Diese Legierung ist erheblich weniger korrosionsgefährdet als metallisches Li und besitzt einen im Vergleich mit anderen Legierungen relativ hohen Dampfdruck. Die Silberdeckschicht dient als weiterer Korrosionsschutz für den LiAg-Film und erhöht seine nutzbare Lebensdauer auf mehrere Stunden.

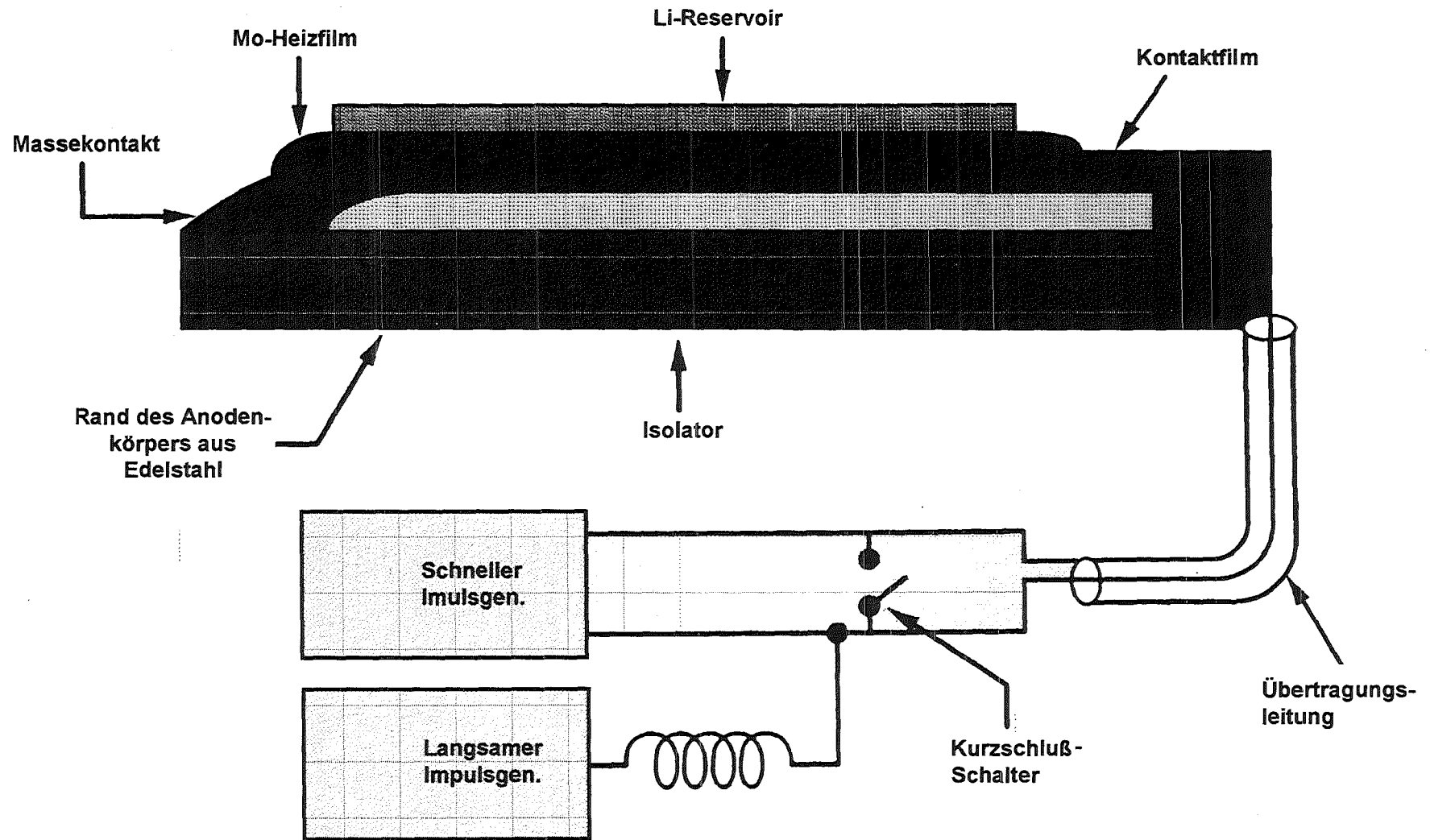


Abb. 4.14: Komponenten der BOLVAPS-LIBORS-Lithium-Ionenquelle

Zur Erzeugung eines reinen großflächigen Li^+ -Ionenplasmas werden die folgenden Verfahrensschritte angewandt. Zunächst wird das gesamte Schichtsystem mit dem Strom einer langsamen Kondensatorentladung in 8 ms und für die Dauer von 10 ms auf ca. 700 °C aufgeheizt. Dieser Heizimpuls dient zur Beseitigung von Oberflächenadsorbaten unmittelbar vor dem Generatorimpuls.

Danach werden die Filme durch eine zweite schnellere Kondensatorentladung auf ca. 1200 °C hochgeheizt und ein Teil des Li verdampft. Die Dauer des zweiten Heizimpulses ist durch die thermische Expansionsgeschwindigkeit von ca. 1 mm/ μs auf weniger als 1 μs beschränkt. Außerdem setzt durch die mit dem Heizstrom anwachsende Spannung nach dieser Zeit ein elektrischer Durchbruch innerhalb des Li-Dampfes ein. Man begrenzt die Heizdauer daher auf 400 ns.

Mit Hilfe eines 100 J Farbstofflasers, der auf die Absorptionslinie von 670,8 nm abgestimmt ist, wird schließlich eine Sättigung des Resonanzniveaus herbeigeführt. Der Ionisationsprozess beginnt mit einigen freien Elektronen, die durch inelastische Stöße eine Entvölkerung des oberen Niveaus der Resonanzlinie einleiten und dadurch Energie aufnehmen, die sie befähigt das Resonanzniveau anderer angeregter Atome durch direkte Stöße zu ionisieren oder Übergänge zu Zwischeniveaus einzuleiten, die dann durch Einphotonenprozesse ionisiert werden können. In dem Maße wie die Elektronendichte anwächst entsteht ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht zwischen der Bevölkerung des Resonanzniveaus und der des Zwischeniveaus. Dadurch entsteht eine schnelle nahezu vollständige Ionisation des Li-Dampfs. Das entstandene Plasma enthält nur einfach ionisierte Li-Ionen. Dies ist eine Folge der abgeschlossenen Schalenstruktur von einfach geladenem Li. Dadurch existiert ein großer energetischer Abstand zwischen ein- und zweifach geladenem Li. Die Ionisationsenergie des atomaren Li beträgt 5,4 eV, die des einfach geladenen Li dagegen 75,6 eV.

Der Hauptvorteil des LIBORS-Ionisierungsverfahrens besteht darin, daß es nur relativ geringe Laserleistungsdichten von 10^4 - 10^5 W/cm² erfordert. Im Gegensatz dazu erfordert ein Multiphotonenprozess mehr als 1 GW/cm².

Die Entwicklung der BOLVAPS-LIBORS-Ionenquelle kam jedoch nie über Labortests hinaus und wurde schließlich zugunsten des LEVIS (Laser Evaporation Ion Source)-Konzepts aufgegeben /4.46/. Bei diesem wurde das aufwendige und störanfällige System der elektrischen Heizung zur Erzeugung des Li-Dampfs durch eine Laserheizung ersetzt. Um die dazu notwendige Laserenergie auf

akzeptable Werte zu begrenzen, wurden allerdings dünnere Li Ag-Schichten (0,2 μm) auf Quartz oder Keramiks substraten verwendet. Es stellte sich heraus, daß in diesem Fall 0,1-0,2 J/cm^2 ausreichen, um hinreichend dicke Li-Dampfschichten zu erzeugen. Für die Dampferzeugung konnte daher ein 100 J Nd-YAG-Glaslaser mit einer Impulsdauer von 10 ns eingesetzt werden. Er wird ca. 100 ns vor Anliegen der Beschleunigungsspannung in der Diode betrieben. Dieses Zeitintervall ist notwendig um eine vollständige Ionisation des Li-Dampfs durch Resonanzsättigung mit dem abgestimmten Farbstofflaser sicherzustellen. Der Farbstofflaser besitzt eine Impulsdauer von mehreren μs und wird so synchronisiert, daß er sowohl mit dem Nd-YAG als auch mit dem Generatorimpuls überlappt. Da seine Energiedichte nur 30-50 mJ/cm^2 beträgt, führt sein frühzeitiger Einsatz nicht zu einer nennenswerten Dampfbildung.

Eines der Hauptprobleme der Li-Quellen ist die Vermeidung von Kontaminationen mit Wasserstoff und Kohlenstoffionen sowie die Korrosion der chemisch aktiven Li-Filme. Der beste Weg zur Lösung dieses Problems scheint die in situ-Herstellung der Li-Filme auf der Anodenoberfläche innerhalb der Diode durch Verdampfung aus einem Reservoir zu sein. Die nahezu zehnjährige, immer noch nicht abgeschlossene Entwicklung einer geeigneten Li-Ionenquelle zeigt die Komplexität dieser Aufgabe.

4.3.4 Magnetohydrodynamik und Instabilitäten in der Anodenplasmaschicht

Strömungsvorgänge innerhalb der Anodenplasmaschicht können die Eigenschaften der extrahierten Ionenstrahlen stark beeinflussen. Für die Entstehung starker elektrischer Ströme in der Plasmaschicht sind mehrere Ursachen verantwortlich: Bereits bei ihrer Formierung können durch elektrische Entladungen Ströme eingepreßt werden, die während des gesamten Beschleunigungsimpulses nicht abklingen. In einer Ionendiode mit hoher Leistungsdichte entstehen jedoch meist erheblich höhere Stromdichten durch den extrahierten Ionenstrom selber, der zur Aufrechterhaltung der Ladungsneutralität durch einen entsprechenden, hauptsächlich durch Elektronen getragenen, Strom im Plasma kompensiert werden muß. Schließlich kann auch durch ein während des Impulses im Beschleunigungsspalt schnell anwachsendes Magnetfeld eine hohe Stromdichte in der Plasmarandschicht induziert werden. Eine Ursache für das Anwachsen des Magnetfelds liegt, in der ExB-Bewegung der Elektronen im Beschleunigungsspalt und der damit verbundenen Kompression des Magnetfelds (s. 4.5.2).

Überschreiten die in der Plasmarandschicht fließenden Ströme gewisse kritische Werte, so kommt es zur Ausbildung von Instabilitäten mit Konsequenzen für die Plasmatemperatur und damit auch für den Ladungszustand der Ionen. Letzteres ist insbesondere für Ionen mit Kernladungszahlen größer als eins von Bedeutung. Ein weiterer möglicher Effekt der Instabilitäten in der Plasmarandschicht ist die Erhöhung der Strahldivergenz (s. Abschnitt 5.5).

Außer über die Änderung des Ladungszustands der Ionen im Plasma kann die Zusammensetzung des aus einem mehrkomponentigen Plasma extrahierten Ionenstrahls auch durch Randschichtpotentiale beeinflusst werden. Diese Randschichtpotentiale entstehen aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen der Stromdichte im Plasma und der elektrischen Feldstärke bei Anwesenheit von magnetischen Feldern und Druckgradienten. Insbesondere das senkrecht zur Stromdichte und zum Magnetfeld stehende Hallfeld kann zur Separation der Ionensorten in der Randschicht führen.

Im Folgenden sollen die angedeuteten Effekte näher beschrieben werden.

Wir beginnen mit einer Betrachtung des Verhältnisses von Plasmadruck und Magnetfelddruck in einer fremdmagnetisch isolierten Diode vor dem Einsetzen des Diodenstroms. Da das isolierende Magnetfeld lange vor der Plasmaentstehung erzeugt wurde, sind die Magnetfeldstärken innerhalb und außerhalb der anfänglich dichten aber wenig ausgedehnten Plasmaschicht zunächst gleich, und das Plasma kann entsprechend seinem kinetischen Druck expandieren. Bei dieser rasch erfolgenden Expansion bleibt das Magnetfeld "eingefroren", d.h. der Magnetfeldfluß bleibt konstant. Demnach nimmt die Magnetfeldstärke im Inneren des Plasmas anfänglich stark ab, und man kann annehmen, daß der magnetische Druck $B_0^2/2\mu_0$ außerhalb des mit Plasma erfüllten Bereichs dem Druck entspricht mit dem das Plasma an der weiteren Expansion gehindert wird.

In einer wirkungsvoll isolierten Diode liegen die Magnetfeldstärken typischerweise oberhalb von 2-3 T. Dies entspricht einem magnetischen Druck von ca. 16-36 bar. Nach der anfänglichen Expansion beträgt die Dichte des Anodenplasmas ca. 10^{17} cm^{-3} und seine Temperatur liegt bei 5 eV (s. Abschnitt 4.3.3). Damit errechnet man einen thermischen Druck von 1,6 bar. Man kann also erwarten, daß das Plasma unter diesen Bedingungen nur sehr langsam expandieren wird, zumal die Feldstärke während des Impulses noch erheblich zunehmen kann.

Um die Driftgeschwindigkeit des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld abzuschätzen, verwenden wir die Bewegungsgleichung der Einflüssigkeitshydrodynamik (s. z.B. 4.47 oder 4.48).

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{j} \times \vec{B} - \text{grad}(p_i + p_e) \quad (4.43)$$

- ρ = $m_e n_e + m_i n_i$
 \vec{u} = $(m_e n_e \vec{u}_e + m_i n_i \vec{u}_i) / \rho$
 \vec{u}_i = Ionengeschwindigkeit
 \vec{u}_e = Elektronengeschwindigkeit
 $n_i(n_e)$ = Ionen-(Elektronen-)dichte
 $p_i(p_e)$ = Ionen-(Elektronen-)druck
 \vec{j} = Stromdichte
 \vec{B} = magnetische Induktion

Neben der Bewegungsgleichung benötigen wir das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz /4.48/ für ein Plasma im Magnetfeld:

$$\vec{j} = \sigma_{\parallel} \vec{E}'_{\parallel} + \frac{\sigma_{\perp}}{1 + \omega_{ce}^2 \tau_e^2} (\vec{E}'_{\perp} + \omega_{ce} \tau_e \vec{b} \times \vec{E}'_{\perp}) \quad (4.44)$$

Hierbei bedeuten:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} + \frac{1}{e n_e} \nabla p_e \quad (4.45)$$

- $\vec{E}'_{\parallel}, \vec{E}'_{\perp}$ sind die Komponenten von \vec{E}' parallel bzw. senkrecht zum Magnetfeld
 $\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}$ elektrische Leitfähigkeit parallel bzw. senkrecht zum Magnetfeld; $\sigma_{\parallel} \approx 2 \sigma_{\perp}$
 ω_{ce} = Zyklotronfrequenz der Elektronen
 τ_e = Elektronenstoßzeit
 \vec{b} = Einheitsvektor in Richtung von \vec{B}

Für den Fall, daß der kinetische Druck des Plasmas sehr klein gegen den Magnetfelddruck ist ($p \ll B^2/2 \mu$), kann die linke Seite von 4.43 vernachlässigt werden, und es gilt die Gleichgewichtsbedingung

$$\vec{j} \times \vec{B} = \text{grad } p \quad (4.46)$$

Wir nehmen nun weiter an, daß der Gradient des Plasmadrucks und die eingepreßte elektrische Feldstärke E senkrecht zur Plasmaoberfläche stehen und wählen ein Koordinatensystem, bei dem die x -Achse parallel zu E , die z -Achse parallel zu B und die y -Achse senkrecht zu beiden liegt. Aus der Tatsache, daß die y -Komponente von 4.46 verschwindet, ergibt sich, daß auch $j_x = 0$ sein muß, und unter Verwendung des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes 4.44 erhält man:

$$E'_x = \beta_e E'_y \quad (4.47)$$

wobei $\beta_e = \omega_{ce} \tau_e$ gesetzt wurde.

Für die x -Komponente von 4.46 gilt

$$\begin{aligned} (\vec{j} \times \vec{B})_x &= \nabla p = j_y \cdot B \\ &= \frac{\sigma_{\perp}}{1 + \beta_e^2} (E'_y + \beta_e E'_x) B \\ &= \sigma_{\perp} E'_y B = -\sigma_{\perp} u_x B^2 \end{aligned}$$

Hieraus erhält man schließlich für die Expansionsgeschwindigkeit:

$$u_x = - \frac{\nabla p}{\sigma_{\perp} \cdot B^2} \quad (4.48)$$

Um die Expansionsgeschwindigkeit berechnen zu können benötigen wir noch einen Ausdruck für σ_{\perp} /4.48/

$$\begin{aligned} \sigma_{\perp} &= \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} \quad (4.49) \\ \tau_e &= \frac{3 m_e^{1/2} e^2 (2 \pi k T_e)^{3/2}}{\ln \Lambda e^4 Z^2 n_i} = 3,45 \cdot 10^{11} \frac{T_e^{3/2}}{\ln \Lambda n_i} \end{aligned}$$

Hierbei bedeuten

- T_e = Elektronentemperatur
 $\ln \Lambda$ = Coulomb-Logarithmus

$$= 30,3 - 0,499 \ln n + 1,498 \ln T_e$$

(n in m⁻³, T_e in eV)

Setzt man in diese Gleichungen die für ein Anodenplasma typischen Werte ein ($n_i \approx n_e \approx 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 5 \text{ eV}$, $\nabla p = 10^{27} \text{ J m}^{-4}$, $B = 3 \text{ T}$) so erhält man eine Expansionsgeschwindigkeit von

$$u_x = 0,64 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

Experimentell werden dagegen Expansionsgeschwindigkeiten von $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ beobachtet /4.49/. Diese Expansionsgeschwindigkeit entspricht ungefähr der Schallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma k (T_e + T_i) / m_i} \quad (4.50)$$

($\gamma = \text{Adiabatexponent} = 5/3$, $\rho = n m_i = \text{Dichte des Plasmas}$).

Der Trägheitsterm in der hydrodynamischen Bewegungsgleichung kann nur dann vernachlässigt werden, wenn die folgenden Ungleichungen erfüllt sind /4.50/:

$$\frac{r_L}{l_p} \ll \omega_{ce} \tau_e \quad \text{und} \quad \frac{r_L}{l_p} \ll \frac{\omega_{ce} \tau_e}{\sqrt{1 + \omega_{ce} \tau_e}} \quad (4.51)$$

Hierbei bedeuten $r_L = \text{Larmorradius der Ionen}$ und $l_p = (1/p \, dp/dx)^{-1}$ die Skalenlänge für Änderungen des Plasmadrucks. Man kann zeigen, daß die Plasmadiffusion unter diesen Bedingungen mit erheblich kleinerer Geschwindigkeit als der Schallgeschwindigkeit erfolgt /4.50/.

Für die Diskrepanz zwischen der obigen Abschätzung und dem experimentellen Befund sind mehrere Ursachen denkbar: Eine mögliche Erklärung ist die Annahme einer Elektronentemperatur, die erheblich niedriger ist als die Ionentemperatur. Diese Annahme erscheint jedoch sehr unrealistisch, da die meisten Anodenplasmen durch eine elektrische Entladung erzeugt werden, bei der primär die Elektronen geheizt werden. Dies trifft insbesondere für Flashoverlonenquellen zu, an denen die Messungen der Expansionsgeschwindigkeit durchgeführt wurden. Selbst wenn man hiervon absieht erfolgt die Aufheizung des Elektronengases während der Expansion so schnell, daß auch die Annahme eines

ursprünglich kalten Elektronengases zu keiner wesentlich größeren Expansion des Plasmas führt.

Eine zweite mögliche Erklärung ist die Erhöhung der effektiven Stoßfrequenz durch Instabilitäten und Turbulenz im Plasma. Für die wichtigsten durch Schichtströme im Anodenplasma verursachten Instabilitäten wird diese anormale Stoßfrequenz von der Größenordnung der Ionenplasmafrequenz (s. unten) /4.51/

$$\nu = \frac{1}{\tau_e} \approx \omega_{pi} = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2} \quad (4.52)$$

Setzt man in diese Gleichung die oben verwendeten typischen Werte für ein Anodenplasma ein, so erkennt man, daß die effektive Stoßfrequenz um weniger als eine Größenordnung zunimmt und daß dadurch die beobachtete schnelle Expansion kaum erklärbar ist. Wie weiter unten diskutiert, spielt die anormale Stoßfrequenz jedoch in anderem Zusammenhang eine wichtige Rolle.

Als wahrscheinlichste Erklärung muß das Vorhandensein von Neutralteilchen und der dadurch mögliche Ladungsaustausch zwischen den in der Plasmaschicht beschleunigten Ionen und neutralen Gasatomen angesehen werden. Wegen seiner Bedeutung für die Betriebsweise der Diode wird dieser Mechanismus in Abschnitt 4.3.5 ausführlich diskutiert.

Nach der anfänglich schnellen Ausbreitung des Anodenplasmas wird im Falle einer Flashoverionenquelle im späteren Verlauf des Impulses eine erhebliche Verlangsamung der Expansion bis hin zur Stagnation beobachtet /4.52/. Ein möglicher Grund für die Abbremsung der Plasmaexpansion ist seine fortschreitende Ionisierung durch Heizung. Bei diesem Prozess spielt der durch Instabilitäten hervorgerufene anormale Widerstand des Plasmas eine wichtige Rolle.

Ursächlich für die Heizung der Anodenplasmarandschicht sind die in ihr induzierten Ströme. Diese Ströme setzen sich aus zwei Komponenten zusammen. Die erste Komponente läßt sich durch das mit dem Diodengesamtstrom verbundene azimuthale Eigenfeld beschreiben. Für eine zylindersymmetrische Extraktodiode mit homogener Stromdichteverteilung gilt für dieses Magnetfeld:

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0}{2} j \cdot \frac{r^2 - r_i^2}{r} \quad (4.53)$$

Zur Abschätzung der Größenordnung dieses Feldes verwenden wir die Parameter der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Diode ($r_a = 8 \text{ cm}$, $I_0 = 500 \text{ kA}$) und erhalten für den Maximalbetrag dieses Feldes $1,25 \text{ T}$. Der mit ihm verknüpfte Strom fließt innerhalb der Plasmarandschicht in radialer Richtung.

Für die zweite Komponente ist die ExB-Drift der Elektronen im Beschleunigungsspalt verantwortlich. In der Extraktordiode erzeugt die hauptsächlich azimutale Elektronendrift eine radiale Magnetfeldkomponente und damit einen Anodenplasmastrom in azimutaler Richtung. Die Größe dieses Feldes läßt sich aus der Impulsstrombilanz im Beschleunigungsspalt berechnen (s. Abschnitt 4.4.2)

$$\Delta B^2 = B_a^2 - B_K^2 = 2 \mu_0 j \left(\frac{2 m_i V}{e Z} \right)^{1/2} \quad (4.54)$$

Da die magnetische Feldstärke an der Kathode während des Diodenbetriebs nahezu unverändert bleibt, beschreibt Gleichung 4.54 den Zuwachs an Magnetfeld vor der Anode. Für die Extraktordiode ($j = 5 \text{ kA/cm}^2$, $V = 1,5 \text{ MV}$) beträgt dieser Feldzuwachs

$$\Delta B_a = 4,7 \text{ T}$$

Daraus ist ersichtlich, daß die mit der ExB Drift der Elektronen verbundene Komponente i.a. die bedeutendere ist.

Wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, diffundiert das Magnetfeld in die Anodenplasmarandschicht. Ist die Feldverteilung bekannt, so kann mit Hilfe des Ampereschen Gesetzes die Stromdichteverteilung im Plasma berechnet werden. Eine Schwierigkeit ergibt sich dadurch, daß die Eindringtiefe einerseits von der Leitfähigkeit des Plasmas abhängt, daß aber andererseits die Leitfähigkeit durch die Stromdichte mitbestimmt wird. Eine untere Abschätzung der Stromdichte läßt sich jedoch dadurch gewinnen, daß man in den Gleichungen für die Plasmaleitfähigkeit die anormale Stoßfrequenz bei Sättigung der Instabilität einsetzt. Es wurde bereits erwähnt, daß diese Stoßfrequenz für die wichtigsten Strominstabilitäten im Anodenplasma $\approx \omega_{pi}$ ist (s. unten).

Setzt man einen Verlauf des Diodenstroms in der Form $j = j_0 \sin^2 \omega t$ an und beschränkt sich auf Zeiten, die klein gegenüber der Diffusionszeit des Magnet-

feldes durch die Plasmaschicht sind, so gilt für die Stromdichteverteilung in der Plasmarandschicht approximativ:

$$j_s = \sqrt{2} \frac{\Delta B_0}{\mu_0 \delta} e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta} + \frac{\pi}{4}\right) \quad (4.55)$$

Hierbei bedeutet $\delta = \sqrt{2/\mu_0 \sigma \omega}$ die klassische Skintiefe. Für ΔB_0 ist einer der beiden Ausdrücke 4.53 oder 4.54 mit $j = j_0$ einzusetzen. Mit Hilfe der Gleichung 4.49 für die Plasmaleitfähigkeit und unter Verwendung von $\tau_e \approx (\omega_{pe})^{-1}$ läßt sich der Ausdruck für die Skintiefe folgendermaßen umformen:

$$\delta = \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{2 \omega_{pi}}{\omega} \right)^{1/2} \quad (4.56)$$

Die Anstiegszeiten für den Ionenstrom in einer Diode liegen typischerweise bei 20 ns ($\omega = 7,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$). Damit berechnet man:

$$\delta = 6,0 \cdot 10^2 n_e^{-1/4} \text{ m}$$

Bei einer Dichte von $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ wird $\delta = 1 \text{ mm}$. Da die Ausdehnung eines guten Anodenplasmas so gering wie möglich sein sollte, bedeutet dies, daß die Skintiefe meist größer als die Plasmaschichtdicke wird. Die Differentialgleichung 4.17 zur Berechnung der Magnetfelddiffusion muß daher i.a. mit anderen Randbedingungen gelöst werden als denjenigen die bei der Ableitung von 4.55 zugrunde gelegt wurden. Diese Gleichung kann daher nur als grobe Näherung angesehen werden. Dennoch zeigt sie, daß in der Plasmarandschicht sehr hohe Stromdichten erzeugt werden. Am Eintritt in die Schicht liegt sie im Maximum des Diodenstroms ($t = T/4$) bei

$$j_{s\max} = \frac{\Delta B_0}{\mu_0 \delta} \quad (4.57)$$

Setzt man hierin die oben angegebenen Werte für das durch die ExB-Elektronendrift erzeugte Magnetfeld ein, so erhält man beispielsweise

$$j_{s\max} = 374 \text{ kA/cm}^2$$

Hätten wir bei dieser Berechnung nicht bereits die anomale Stoßfrequenz sondern die Coulomb-Stoßfrequenz 4.49 zugrunde gelegt, so wäre die Stromdichte ca. doppelt so groß. Wenn man bedenkt, daß die Dichte am Rand des Plasmas infolge von Diffusion in den Vakuumspalt erheblich geringer sein kann als im Zentrum, so ergibt sich, daß die Driftgeschwindigkeit der stromtragenden Elektronen $u_d = j_s/n_e \cdot e$ erheblich größer ist als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Dies ist die Bedingung für das Auftreten der Elektron-Ion-Zweistrominstabilität (Buneman-Instabilität) in der Anodenplasmaschicht. Die Charakteristiken der wichtigsten Strominstabilitäten in der Anodenplasmaschicht wurden von L. Olson zusammengestellt /4.51/. Neben der Buneman-Instabilität sind dies die Ionenschallinstabilität und die untere Hybridinstabilität. Die Buneman-Instabilität besitzt die größte Anwachsrate $\gamma \approx 3 \omega_{pi}$, die bei einer Frequenz von $\omega = 2 \omega_{pi}$ auftritt. Sie entsteht durch Wechselwirkung zwischen den schnellen Ladungsdichteschwingungen der Elektronen und den langsamen der Ionen. Wenn die Driftgeschwindigkeit der Elektronen genügend groß wird, ergibt sich durch die Dopplerverschiebung eine Resonanz zwischen den beiden Schwingungstypen. Dabei gilt $|\omega_{pi} - k u_d| \sim \omega_{pe}$. Notwendige Voraussetzung für die Entstehung der Buneman-Instabilität ist, daß die Elektronendriftgeschwindigkeit größer wird als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Diese Instabilität hört jedoch auf zu wachsen, wenn durch die erzeugte Energiedissipation die Elektronentemperatur anwächst und Driftgeschwindigkeit und thermische Geschwindigkeit annähernd gleich werden. Die anomale Stoßfrequenz liegt bei der Sättigung der Instabilität bei $\nu \approx 0,5 \omega_{pi}$.

Nach Sättigung der Buneman-Instabilität dominieren die anderen beiden Instabilitäten. Da ihre Sättigung nicht so schnell eintritt, spielen sie bei der Entwicklung der Anodenplasmarschicht eine entscheidende Rolle.

Die Ionenschallinstabilität erfordert, daß die Driftgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit wird $u_d > c_s = \sqrt{kT_e/m_i}$ und daß die Iontemperatur erheblich kleiner ist als die Elektronentemperatur. In diesem Fall ist eine kohärente Anregung von Ionenschall durch die Elektronen möglich /4.47/. Die maximale Anwachsrate ist $\gamma = 0,24 \cdot u_d/v_e \omega_{pi}$. Die durch sie verursachte anomale Stoßfrequenz liegt zwischen 0,15 und $1,5 \cdot \omega_{pi}$.

Als letzte der wichtigen Strominstabilitäten muß die untere Hybridinstabilität betrachtet werden. Sie gehört zu den Schwingungstypen, die im Plasma bei Vorhandensein eines Magnetfeldes auftreten können. Voraussetzung für ihre

Entstehung ist, daß die Driftgeschwindigkeit größer wird als $\{k(T_e + T_i)/m_i\}^{1/2}$. Ihre maximale Anwachsrate liegt bei $\gamma = 0,4 \omega_{pi}$. Die anomale Stoßfrequenz im Falle der Sättigung beträgt:

$$v = 0,3 \left(\frac{u_d}{c_s} \right) \left[1 + \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 \right]^{-1/2} \omega_{pi}$$

Bei den Stromdichten, die in der Plasmarandschicht auftreten, sind die Voraussetzungen für die Entstehung der Buneman-Instabilität meist und die für das Auftreten der Ionenschall- und der unteren Hybridinstabilität immer erfüllt. Die mit diesen Instabilitäten verbundenen anomalen Stoßfrequenzen sind bei den für das Anodenplasma typischen Dichten und Temperaturen meist größer als die Coulombsche Zweikörperstoßfrequenz. Daher ist während des Diodenbetriebs mit einer erheblich verstärkten Heizung des Anodenplasmas zu rechnen.

Um die Ohmsche Heizung des Plasmas abschätzen zu können nehmen wir an, daß die Plasmaleitfähigkeit und daher auch die Skintiefe unabhängig von der Zeit und vom Ort im Plasma sind. Für die Heizleistung gilt dann:

$$P = \frac{j_s^2}{\sigma} = \frac{2 \pi \Delta B_0^2}{\mu_0 \tau} e^{-\frac{2x}{\delta}} \sin^2 \left(\omega t - \frac{x}{\delta} + \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.58)$$

τ ist hierbei die Periode der sinusquadratförmig angenommenen Ionenstromdichte in der Diode. Integriert man Gleichung 4.58 zwischen 0 und $\tau/4$, so erhält man die bis zum Erreichen des Strommaximums zugeführte Energie:

$$W = \frac{\pi \Delta B_0^2}{4 \mu_0} e^{-\frac{2x}{\delta}} \left(1 - \frac{2}{\pi} \cos \frac{2x}{\delta} \right) \quad (4.59)$$

Man kann sich davon überzeugen, daß diese Energie adiabatisch zugeführt wird solange $T_e < 100$ eV bleibt. Die Zeitkonstante für den Temperaturengleich in der Plasmarandschicht ist gegeben durch:

$$t_{eq} = \frac{\delta^2 n_e k}{\lambda_e} \quad (4.60)$$

λ_e ist hierbei der Koeffizient der Elektronenwärmeleitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld

$$\lambda_e = \frac{\lambda_o}{1 + \omega_{ce}^2 \tau_e^2} \quad (4.61)$$

$$\lambda_o = \frac{5}{2} \frac{k}{m_e} n_e k T_e \tau_e \quad (4.62)$$

k ist die Boltzmann-Konstante.

Einsetzen dieser Ausdrücke in 4.60 ergibt schließlich:

$$\frac{t_{eq}}{\tau_a} = \frac{8}{5\pi} \frac{m_e}{m_i} \frac{m_e c^2}{k T_e} \left(1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pi}^2}\right) \quad (4.63)$$

Bei der Ableitung von 4.63 wurde auch die Gleichung 4.56 für die Skintiefe sowie $\tau_e = (\omega_{pi})^{-1}$ benutzt. Für $T_e = 100$ eV, $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $B = 3$ T erhält man für das Verhältnis von thermischer Zeitkonstante und Impulsanstiegszeit τ_a

$$\frac{t_{eq}}{\tau_a} = 3,6$$

Steigt die Elektronentemperatur wesentlich über 100 eV so setzt ein beträchtlicher Wärmestrom zur Wand ein, der den weiteren Temperaturanstieg verhindert.

Die durch 4.59 gegebene Energie wird nur zu einem kleinen Teil auf die Ionen und auf die Turbulenzfelder verteilt /4.51/. Die meiste Energie wird zur Heizung der Elektronen verwendet. Setzt man daher diese Energie gleich $3/2 nkT$, so kann man den Temperaturanstieg berechnen:

$$T_e \text{ (eV)} = \frac{\pi \cdot \Delta B_o^2}{6 \mu_o n_e e} e^{-\frac{2x}{\delta}} \left(1 - \frac{2}{\pi} \cos \frac{2x}{\delta}\right) \quad (4.64)$$

Für die oben angegebenen Parameter der Extraktordiode ($\Delta B_o = 4,7$ T, $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) erhält man für die Temperaturerhöhung am Plasmarand:

$$T_e = 209 \text{ eV}$$

Wesentlich höhere Elektronentemperaturen werden für die Li-Ionendiode von PBFA II erwartet /4.53/. Mit $\Delta B_0 = 16 \text{ T}$ und $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ berechnet man $T_e = 24 \text{ keV}$. Dies hätte zur Folge, daß erhebliche Anteile von Li^{++} und Li^{+++} -Ionen erzeugt werden würden, die in einem Trägheitsfusionstarget zu unerwünschter Vorheizung des Brennstoffs führen könnten. Um dies zu vermeiden, muß die Dichte des Li-Anodenplasmas daher auf Werte deutlich unterhalb von 10^{16} cm^{-3} begrenzt werden.

Ist das Anodenplasma zu Beginn des Impulses nicht vollständig ionisiert, so wird während des Stromanstiegs eine weitere Ionisierung erfolgen und eine mit dem Neutralgasanteil verbundene anfängliche Diffusion des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld kann gestoppt werden. Bei vollständiger Ionisation ist sogar eine Umkehrung der Plasmaexpansion möglich /4.54/.

Wird das Plasma durch den Magnetfelddruck zurückgedrängt, so bildet sich am Plasmarand ein Potentialwall aus. Letzterer entsteht dadurch, daß das Magnetfeld die Elektronen stärker zurückdrängt als die Ionen. Die aus der Ladungstrennung resultierende Raumladung erzeugt einen Potentialwall, dessen Stärke durch den folgenden Ausdruck gegeben ist /4.54/:

$$\phi_w = \Delta B^2 / 8\mu_0 n e \quad (4.65)$$

Bei geringer Plasmadichte kann dieser Potentialwall eine beträchtliche Höhe erreichen ($\phi_w = 1,4 \text{ keV}$ für $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $\Delta B = 4,7 \text{ T}$). Die Geschwindigkeit, mit der das Plasma zurückgedrängt wird, ergibt sich aus der Impulsstrombilanz:

$$\frac{\Delta B^2}{2\mu_0} = 2 m_i n u_s^2 \quad (4.66)$$

Ist u_s erheblich größer als die mittlere thermische Geschwindigkeit, so treten alle Ionen mit ungefähr der gleichen Geschwindigkeit in die Randschicht ein. In einem aus verschiedenen Ionensorten bestehenden Plasma kann daher der Fall eintreten, daß einige Ionen ein zu kleines Massen zu Ladungsverhältnis besitzen, um den Potentialwall überqueren zu können. Im Strahl würden dann bevorzugt Ionen mit großem Massen zu Ladungsverhältnis auftreten.

Trotz der unter Umständen sehr hohen Elektronentemperatur wird innerhalb der während des Impulses zur Verfügung stehenden Zeit nur ein kleiner Bruchteil

dieser Energie auf die Ionen übertragen. Wesentliche Auswirkungen auf die Strahldivergenz sind durch die Turbulenzheizung daher nicht zu erwarten. Zusätzlich kann dieser Effekt durch die Filterwirkung des Potentialwalls noch weiter abgeschwächt werden /4.51/.

4.3.5 Ladungsaustauschprozesse und Magnetfelddiffusion

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Anodenplasmen enthalten mehr oder weniger große Anteile von Neutralteilchen. Über die Dichte und Ausdehnung der Neutralteilchenschichten in den verschiedenen Ionenquellen ist wenig bekannt. Bei Dichten im Bereich von 10^{17} bis 10^{18} cm^{-3} sind jedoch erhebliche Auswirkungen auf den Betrieb der Ionendiode zu erwarten /4.55-4.57/.

Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse zwischen Ionen und Neutralteilchen sind Ladungsaustausch- und Ionisationsstöße. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse hängen stark von der Ionenenergie ab. Für Protonen überwiegt der Ladungsaustausch für Energien unterhalb 20-50 keV. Da die Ionen in der Anodenplasmaschicht mit der Energie Null starten, dominieren hier die Ladungsaustauschprozesse, wenn die Neutralteilchendichte genügend groß ist. Bevor die Ionen auf Energien beschleunigt werden, bei denen die Stoßionisationsquerschnitte anwachsen, erleiden sie in diesem Fall Stöße mit Ladungsaustausch.

Für Protonen liegen die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustausch bei Energien unterhalb 20 keV bei $\sigma \sim 10^{-15} \text{ cm}^2$. Bezeichnet man die Flächendichte der Neutralteilchen mit N_0 , so kann ein Ion in der Neutralteilchenschicht $\sigma \cdot N_0$ Stöße mit Ladungsaustausch erleiden. Je nach Dichte kann diese Zahl Werte bis zu 100 erreichen.

Der Ladungsaustausch erzeugt einen Fluß schneller Neutralteilchen, der in den Beschleunigungsspalt hinein expandiert. Bei einer Vielzahl von Austauschprozessen kann dieser Fluß ein Vielfaches des Ionenflusses betragen und den Anodenspalt mit einem Neutralgasuntergrund füllen. Falls es zur Ionisation dieses Neutralgases kommt, ist ein schneller Zusammenbruch der Diodenimpedanz denkbar. Insbesondere besteht diese Möglichkeit bei geringen Beschleunigungsspannungen ($< 500 \text{ kV}$) und großen Impulsdauern ($> 100 \text{ ns}$). In der Tat wurde der unter solchen Umständen beobachtete relativ schnelle Impedanzzusammen-

bruch auf das Vorhandensein eines Neutralgasuntergrunds im Diodenspalt zurückgeführt /4.58/.

Das bei einem Ladungsaustausch entstandene Ion erreicht die Anode mit verringerter Energie. Mehrere statistisch verteilte Austauschprozesse können daher zu einer Verbreiterung des Ionenenergiespektrums führen. Ein breites Ionenenergiespektrum ist wiederum ungünstig für die Fokussierungseigenschaften des Ionenstrahls. Experimentell wurde eine Varianz der Ionenenergie von 10-15% an Dioden mit Flashoverplasmaquellen gefunden /4.59/. Die Modellierung der Ladungsaustauschprozesse mit einem Computer-Programm ergab jedoch Energiestreuungen von nur 2-5% /4.55/. Allerdings wurde in dem Programm nur reiner Wasserstoff simuliert. Tatsächlich enthalten jedoch insbesondere Flashoverplasmaquellen große Anteile von Kohlenstoffionen. Da die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch zwischen C^+ -Ionen und Wasserstoffatomen auch bei Energien oberhalb von 50 keV noch hohe Werte besitzen, sollte die Anwesenheit von Kohlenstoffionen zu einer Vergrößerung der Energievarianz führen. Als weitere Ursache für die experimentell beobachtete Energievarianz wird in Kapitel 5 die kollektive Wechselwirkung des Ionenstrahls mit elektromagnetischen Wellen diskutiert. Ein Kriterium zur Entscheidung der Frage welches die Hauptursache für die Energievarianz ist, wäre der Vergleich zwischen der Beschleunigungsspannung und der mittleren Ionenenergie. Falls Ladungsaustauschprozesse hauptverantwortlich sind, sollte die mittlere Ionenenergie immer unterhalb der Beschleunigungsspannung liegen. Im anderen Fall sind auch Ionenenergien oberhalb der Beschleunigungsspannung möglich. Leider reicht die gegenwärtig erzielbare Zuverlässigkeit der Spannungsmessung nicht aus, um diese Frage eindeutig zu entscheiden.

Eine weitere Konsequenz der Ladungsaustauschprozesse ist eine erhebliche Reduktion der raumladungsbegrenzten Ionenstromdichte. Dies ist dadurch zu erklären, daß Ladungsaustauschprozesse die gleiche Wirkung besitzen wie Streuungen von Elektronen an den Verunreinigungen eines Metalls. Sie erhöhen den Widerstand, da sie mit einem vollständigen Energieverlust verbunden sind. Das neu entstandene Ion besitzt die Geschwindigkeit Null. Für eine große Zahl n von Austauschprozessen ergibt ein einfaches analytisches Modell die folgende Abschätzung /4.56/:

$$\frac{j_i}{j_{CL}} \approx \frac{9}{16} \frac{1}{\langle n \rangle} \left(\frac{V}{\langle \delta\phi \rangle} \right)^{1/2} \left(1 - \langle n \rangle \frac{\langle \delta\phi \rangle}{V} \right)^2 \quad (4.67)$$

Hierbei bedeuten

- $\langle n \rangle$ = mittlere Zahl der Austauschprozesse in der Neutralgasschicht
 $\langle \delta\phi \rangle$ = mittlere Potentialdifferenz, die das Ion zwischen zwei Austauschstößen durchläuft
 V = Beschleunigungsspannung
 j_{CL} = Child-Langmuirsche Stromdichte.

Selbst bei nur 10 Austauschprozessen in der Schicht und $\langle n \rangle \langle \delta\phi \rangle / V = 0,1$ wird die Ionenstromdichte auf weniger als die Hälfte der Child-Langmuirschen Stromdichte reduziert: $j_i/j_{CL} = 0,46$. Käme nur dieser Effekt zum Tragen, besäße die Diode demnach eine erhöhte Impedanz.

Auch die Effizienz der Ionenstrahlerzeugung wird durch die Austauschprozesse beeinträchtigt. In dem obigen Beispiel werden z.B. 10% der Ionenleistung in der Diode für die Erzeugung schneller Neutralteilchen aufgewendet.

In vielen Experimenten mit Flashoverquellen wurde eine anfängliche Expansion des Anodenplasmas von $\sim 3 \cdot 10^6$ cm/s beobachtet /4.49/. Bei den starken Magnetfeldern, die in diesen Experimenten angewendet wurden, ist diese schnelle Expansion des Anodenplasmas wie oben diskutiert schwer verständlich. Eine mögliche Erklärung besteht wiederum in der Annahme heißer Neutralteilchen, die durch Ladungsaustauschprozesse entstanden sind und ungehindert senkrecht zum Magnetfeld expandieren können /4.57/. Um die beobachtete spätere Abbremsung der Plasmaexpansion erklären zu können muß die expandierte Neutralgasschicht im Laufe des Impulses ionisiert werden. Dies ist durch Ionisationsstöße mit den aus tieferen Plasmaschichten beschleunigten Ionen und mit den in der Schicht entstandenen Sekundärelektronen, die zu Lawinen anwachsen können, möglich. Allerdings muß die Neutralteilchendichte in diesem Fall zwischen 10^{17} und 10^{18} cm⁻³ liegen. Falls der beschriebene Mechanismus der Plasmaexpansion auftritt, führt er zu einem weiteren unangenehmen Effekt: Im Laufe des Impulses verschiebt sich die Ionen-Emissionsfläche und ein Teil des magnetischen Flußes wird zwischen dieser Fläche und der ursprünglichen Anode eingeschlossen. Dadurch wird die Stärke der magnetischen Isolierung in der Diode reduziert und die Fokussierbarkeit der Ionen verschlechtert (s. Abschnitt 5.). Auch läßt sich bei starker Verschiebung der Emissionsfläche die für die Fokussierung der Ionenstrahlen notwendige Form der Anode nicht mehr einhalten.

Bei den aktiv erzeugten Ionenquellen muß daher immer ein vollständig ionisiertes Plasma angestrebt werden.

4.4 Materielle und virtuelle Kathoden

4.4.1 Kathodenplasma

Neben den Eigenschaften des Anodenplasmas besitzen die Dynamik, die Homogenität und die Form der Kathode eine überragende Bedeutung für das Betriebsverhalten der Diode und die Qualität der erzeugten Ionenstrahlen. Da die Kathode für den beschleunigten Ionenstrahl transparent sein muß, besteht sie in den meisten magnetisch isolierten Dioden aus einer freien Elektronenschicht. Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde, entspringt diese Elektronenschicht an der mit einem Plasma bedeckten Kathodenemissionskante und breitet sich sowohl in ExB-Richtung als auch parallel zu den durch die Emissionskante hindurchtretenden Magnetfeldlinien aus. Ihr kathodenseitiger Rand befindet sich auf dem Potential der Emissionskante und bildet die virtuelle Kathode. Das Potential ihres anodenseitigen Randes hängt von den Isolationsbedingungen ab (s. Abschnitt 4.5).

In diesem Abschnitt sollen zunächst die Bildungszeit und die Homogenität der virtuellen Kathode und danach ihre Lage und Form im stationären Betrieb diskutiert werden. Eine Diskussion der Entstehung und Bedeutung von Instabilitäten in der Elektronenschicht wird auf 5.5.2 verschoben.

Die Bildung der Elektronenschicht erfolgt in zwei Schritten: Zunächst muß auf der Emissionskante eine Plasmaschicht entstehen, aus der der notwendige Elektronenfluß extrahiert werden kann. Danach müssen sich die Elektronen über die gesamte Kathodenfläche ausbreiten und insbesondere die Zone, in der Ionen beschleunigt werden sollen, homogen bedecken.

Die Prozesse, die zur Entstehung eines Plasmas auf der Kathode führen, sind mit denen in der Anfangsphase eines gepulsten Hochspannungsdurchbruchs im Vakuum identisch. Eine solche Entladung geht immer von Mikropartikeln auf der Elektrodenoberfläche aus. Durch die an der Kathodenoberfläche wirkenden hohen elektrischen Feldstärken von typischerweise 10^6 V/cm kommt es zu einem lawinenartig anwachsenden Elektronenemissionsstrom aus den Mikropartikeln.

Die mit diesem Strom verbundene schnelle Heizung führt zur explosionsartigen Verdampfung der Mikropartikel mit anschließender Plasmabildung. Ist die Flächendichte der verdampfenden Mikropartikel genügend groß, so können sich die entstandenen Plasmazentren nach kurzer Zeit überlappen und so die Kathode mit einer homogenen Plasmaschicht bedecken.

Zur Erklärung der bei der explosionsartigen Elektronenemission wirkenden physikalischen Mechanismen konkurrieren mindestens drei Modelle. Die experimentellen Befunde reichen zur Zeit noch nicht aus, um eines dieser Modelle vollständig auszuschließen. Ein detailliertes Verständnis dieser Prozesse ist jedoch wichtig, da sich hieraus je nach Anforderung, Maßnahmen zur schnellen Erzeugung von homogenen Kathodenplasmen oder zur Herstellung von Strukturen mit hoher Durchbruchfeldstärke ableiten lassen. Das älteste Modell ist das sogenannte Whisker-Modell /4.60/. In ihm wird angenommen, daß die Emissionszentren feine metallische Spitzen (Whisker) auf der Elektrodenoberfläche sind. An diesen Spitzen ist das elektrische Feld gegenüber dem mittleren Feld auf der Kathode erhöht. Die Elektronenemissionsstromdichte wird durch die Fowler-Nordheim-Gleichung beschrieben /4.61/, in die die mit dem Feldüberhöhungsfaktor multiplizierte makroskopische Feldstärke einzusetzen ist.

Die Feldüberhöhungsfaktoren hängen insbesondere vom Verhältnis zwischen der Höhe und dem Radius an der Spitze der Whisker ab. Für einen Zylinder mit sphärischer Spitze gilt beispielsweise:

$$\beta = \frac{h}{r_e} + 2 \quad (4.68)$$

Hierbei bedeuten h die Höhe des Zylinders und r_e der Kugelradius an der Spitze. Mit Hilfe der den Feldemissionsstrom beschreibenden Fowler-Nordheim Gleichung läßt sich die Größe des auf einer Elektrode wirksamen mittleren Feldüberhöhungsfaktors experimentell ermitteln:

$$j = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} \beta^2 E^2}{\phi} \exp \left\{ \frac{-6,83 \cdot 10^7 \phi^{3/2} \theta(y)}{\beta E} \right\} \quad (4.69)$$

Hierbei bedeuten $y \approx 3,8 \cdot 10^{-4} \sqrt{E/\phi}$; $\theta(y) \approx 0,956 - 1,06 y^2$ ist die sogenannte Nordheim-Funktion, ϕ die Austrittsarbeit (j in $[A/cm^2]$, E in $[V/cm]$, ϕ in eV). Mißt man j für verschiedene Werte von E und trägt $\log(j/E^2)$ über $1/E$ auf, so ergibt sich eine Gerade aus deren Steigung β berechnet werden kann, wenn die Austritts-

arbeit ϕ bekannt ist. Solche Messungen wurden für verschiedene Elektrodenmaterialien durchgeführt /4.62/. Dabei ergaben sich Werte von β , die teilweise größer als 100 waren. Ein Blick auf Gleichung 4.68 zeigt, daß dies Aspektverhältnisse in der Whiskerstruktur von gleicher Größenordnung voraussetzt. Wie genaue mikroskopische Inspektionen der Elektrodenoberfläche zeigen, treten solche Verhältnisse jedoch sehr selten auf.

Untersuchungen an aktiven Emissionszentren u.a. mit Hilfe von Rasterelektronen- und Rastertunnelmikroskopen haben ergeben, daß die physikalisch an der Elektrodenoberfläche angelagerten Mikropartikel von dieser elektronisch isoliert sind /4.63/. D.h. das Mikropartikel ist entweder ein Isolator oder ein Metallteilchen auf einer isolierenden Unterlage. Der nichtmetallische Charakter tritt besonders klar im Energiespektrum der emittierten Elektronen zu Tage, daß eine feldstärkeabhängige Verschiebung zu Energien unterhalb der Fermienergie des Elektrodenmaterials aufweist /4.64/.

Ein Modell, daß diesen experimentellen Befunden Rechnung trägt und insbesondere die verstärkte Feldemission aus dielektrischen Partikeln beschreiben kann, wurde von Latham entwickelt /4.64/. Es basiert auf der Annahme einer Injektion von Metallelektronen mit Energien im Bereich der Fermienergie E_F in das Leitungsband des Dielektrikums. Dort werden sie vom Feld beschleunigt und erzeugen Elektronenlawinen. Die dabei entstandenen Löcher wandern unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zur Dielektrikum-Metall-Grenzfläche und verstärken dort den Tunnelstrom. Elektronen, die in die Nähe des Randes zwischen Dielektrikum und Vakuum gelangt sind, können zwischen zwei Stößen genügend Energie E_{kin} aufnehmen, um die Potentialbarriere zu überwinden ($E_{kin} + E_C - E_F \geq \phi$). Der sich aus diesem Modell ergebende Zusammenhang zwischen dem Emissionsstrom und der Feldstärke führt auf eine der Fowler-Nordheim Gleichung äquivalente Beziehung. Allerdings besitzt der "Feldstärkeüberhöhungsfaktor β " hier eine völlig andere Bedeutung. Er hängt insbesondere von der Dicke des Teilchens ab. Ein weiterer Erfolg dieses Modells ist die Erklärung der gemessenen Elektronenemissionsspektren /4.64/. Diesen Erfolgen stehen einige Mißerfolge gegenüber. Insbesondere kann das Modell die verstärkte Feldemission an metallischen Staubteilchen nicht erklären und auch das charakteristische Flackern des Emissionsstroms mit Frequenzen von 1 bis 10 GHz /4.65/ läßt sich mit diesem Modell nur schwer verstehen.

Halbritter /4.65/ hat das Modell daher erweitert und dabei insbesondere die Eigenschaften der auf den Partikeloberflächen gebundenen Adsorbatschichten berücksichtigt. Durch stochastische Prozesse aus Fallen freigesetzte Elektronen können im Feld innerhalb der Adsorbatschicht große Energien gewinnen und dadurch elektronische Zustände anregen, die durch die Emission von Elektronen, Photonen und Atomen relaxieren. Ähnlich wie bei der Gasentladung entsteht durch die geringere Beweglichkeit der positiven Ladungsträger ein Kathodenfall, der das elektrische Feld lokal verstärkt und so einen Lawinendurchbruch im Adsorbat erzeugt bei dem weiteres Gas freigesetzt wird. Der pulsierende Charakter der Entladung wird durch die endliche Lebensdauer der Elektronenlawinen, infolge von Ladungsbewegung und Neutralisation erklärt. Der eigentliche Durchbruch wird auf die Ionisation der freigesetzten Gaswolke durch den Feldemissionsstrom zurückgeführt.

Eine Ergänzung zu den Halbritterschen Modellvorstellungen stellt die Theorie des Unipolaren Bogens dar, die ebenfalls auf der Annahme einer feld- und elektronen-stimulierten Desorption von Oberflächenadsorbaten beruht /4.66/. Die freigesetzten Adsorbate expandieren mit der Schallgeschwindigkeit und bilden eine dichte Neutralgasschicht ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nach 1 ns) oberhalb des Mikroteilchens. Für viele Gase besitzt der Ionisationsquerschnitt der Elektronen ein breites Maximum von $\sigma_i \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$ im Energiebereich zwischen 50 und 150 eV. In einem elektrischen Feld von 10^6 V/cm gewinnt ein Elektron eine Energie von 100 eV auf einer Strecke von 10^{-4} cm und es besitzt daher eine große Wahrscheinlichkeit für Stoßionisationen. Die bei der Ionisation entstandenen Ionen driften zur Elektrodenoberfläche zurück und führen zu weiterer Desorption und Heizung der Mikropartikel. Oberhalb des Mikroteilchens entsteht so ein dichtes Plasma, das das elektrische Feld abschirmt und zur Ausbildung eines unipolaren Bogens führt /4.66/. Die dabei im einzelnen ablaufenden Vorgänge sind sehr verwickelt und überschreiten den Rahmen dieser Arbeit. Der unipolare Bogen wird auch in lasererzeugten Plasmen, die sich im Kontakt mit einer metallischen Wand befinden, beobachtet. Der Elektronenstrom im unipolaren Bogen erfolgt von einem Kathodenpunkt in die dichte Plasmawolke und von dort über den äußeren Rand dieser Plasmawolke zur ringförmigen "Anode" die den Kathodenfußpunkt auf der Metalloberfläche umgibt, zurück. Die treibende Kraft für diesen Strom ist das mit dem Elektronendichtegradienten und der unterschiedlichen Beweglichkeit von Elektronen und Ionen verbundene elektrische Feld in radialer Richtung. Die im Plasma durch Ohmsche Heizung bei der Elektronenextraktion dissipierte Energie wird durch den Unipolaren Bogen

im Zentrum konzentriert. Obwohl das Phänomen des Unipolaren Bogens nach der Entstehung von Plasmawolken über den Mikropartikeln für den weiteren Transport von Elektrodenmaterial in das Plasma eine wichtige Rolle spielen kann, ist es fraglich ob dieses Modell allein die Anfangsphase der verstärkten Feldemission richtig beschreiben kann. Abschätzungen für eine selbstkonsistente Bildungszeit der Plasmawolke über dem Emissionszentrum unter Berücksichtigung der Energiebilanz fehlen bisher.

Die Vorstellung, daß Adsorbate eine wesentliche Rolle bei der Plasmaentstehung auf der Kathode spielen, wird insbesondere durch die folgenden experimentellen Befunde gestützt: Die Zahl der Emissionszentren geht bei Heizung der Proben unter sehr reinen Vakuumbedingungen stark zurück. An Nioboberflächen von 12x12 mm wurden z.B. bei Temperaturen oberhalb von 1800 °C und bei 90 MV/m keine Emissionszentren mehr entdeckt /4.63/. Poröse und rissige Materialien wie Graphit zünden bei erheblich niedrigeren Feldstärken. Halbritter /4.65/ hat gezeigt, daß besonders hohe "Feldverstärkungsfaktoren" entstehen, wenn das elektrische Feld parallel zur Adsorbatschicht verläuft.

Aus den beschriebenen Modellen ist ersichtlich, daß die Bildungszeit für das Kathodenplasma exponentiell mit der Feldstärke abnimmt. Diese Schlußfolgerung ergibt sich aus der Abhängigkeit des Elektronenemissionsstroms von der Feldstärke, die formal durch einen dem Fowler Nordheim Gesetz äquivalenten Zusammenhang beschrieben werden kann. Sowohl die Desorptionsrate als auch die Ionisationsrate sind dem Elektronenstrom proportional. Für eine kurze Bildungszeit ist daher ein rascher Anstieg der Feldstärke an der Kathode auf Werte oberhalb von 10^9 V/m erforderlich. Solche Feldstärken werden in den Ionendioden durch die Einführung von scharfen Emissionskanten, an denen eine makroskopische Feldüberhöhung eintritt, erreicht. Der Zündverzug wird auch reduziert, wenn die Oberfläche der Kathode aufgeraut wird. Als vorteilhaft hat sich z.B. das Sandstrahlen von Edelstahloberflächen erwiesen. Es wird vermutet, daß dabei dielektrische Mikropartikel auf der Oberfläche zurückbleiben. Noch günstiger sind die von Natur aus rauhen und rissigen Oberflächen von Graphitkathoden.

Die genannten Bedingungen sind auch für die Erzeugung homogener Kathodenplasmaschichten notwendig. Da die Zündbedingungen für die einzelnen Mikropartikel statistisch variieren, kommt es nie zur simultanen Zündung aller Emissionszentren. Durch die Expansion von Plasmen oder die Ausbildung von

Raumladungswolken über frühzeitig gezündeten Partikeln kann es daher zur Abschattung des elektrischen Feldes an benachbarten Partikeln kommen, deren Zündung dadurch verhindert wird. Da der Zündzeitpunkt exponentiell von der elektrischen Feldstärke abhängt, kann bereits eine kleine Verringerung der elektrischen Feldstärke die Entstehung weiterer Emissionszentren verhindern. Das Ergebnis ist ein sehr fleckiges inhomogenes Plasma. Dies wird am besten durch einen sehr steilen Anstieg der elektrischen Feldstärke an der Kathode verhindert. Dadurch werden die Zündbedingungen für sehr viele Emissionszentren überschritten bevor der Abschattungseffekt eintreten kann. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, daß hierfür Werte von $dE/dt \geq 2 \cdot 10^{16}$ V/ms notwendig sind /4.67/. Ein halb so steiler Anstieg führt bereits zu einer deutlichen Verringerung der Zahl der Emissionszentren.

Die Anwendung eines starken Magnetfeldes parallel oder senkrecht zum elektrischen Feld vergrößert die Zahl der gezündeten Mikropartikel, da die Ausbreitung des Plasmas und der Raumladungswolke behindert werden und der Abschattungseffekt dadurch später eintritt /4.60/.

Aufgrund der Modelle zur Entstehung des Kathodenplasmas ist zu erwarten, daß sich das Plasma sowohl aus Ionen des Kathodenmaterials als auch aus Ionen der Oberflächenverunreinigungen zusammensetzt. Diese Vermutung wird durch experimentelle Untersuchungen an großflächigen Kathoden bestätigt /4.67/. Insbesondere werden unabhängig von der Art des Kathodenmaterials hohe Anteile von Wasserstoff und Kohlenstoff beobachtet. Das Plasmainventar wächst mit der extrahierten Ladung.

Unabhängig von der Ionenmasse expandiert es mit einer Geschwindigkeit von ca. $2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Durch ein starkes Magnetfeld kann die Expansion des Kathodenplasmas stark reduziert werden /4.67/. Überraschenderweise ist die Expansionsgeschwindigkeit völlig unabhängig von der Stromdichte, zumindest über einen Bereich von 4 Größenordnungen /4.67/. Dies läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß das Plasma im wesentlichen in heißen Kathodenflecken (unipolaren Bögen) entsteht und daß sich nur deren Zahl nicht aber deren physikalische Eigenschaften mit der Stromdichte ändern. Außerdem wird über den Plasma-Wand-Kontakt ständig neues Kathodenmaterial desorbiert. Die Ohmsche Heizung des Plasmas wird einerseits durch das nachströmende kalte Material, andererseits durch den von Ionen getragenen Wärmefluß zur Wand ausgeglichen. Ionen können auch an der Wand reflektiert werden und als Neutralteilchen in das

Plasma zurückkehren, wo ein Teil von ihnen erneut ionisiert wird. Dennoch kann der nichtionisierte Rest die beobachtete Existenz von energiereichen Neutralteilchen am Plasmarand erklären /4.67/. Ähnlich wie das Anodenplasma weicht das Kathodenplasma daher auch weit vom thermodynamischen Gleichgewicht ab, wodurch die Interpretation von spektroskopischen Messungen erheblich erschwert wird.

Die gemessenen Temperaturen der Elektronen liegen zwischen 3 und 6 eV. In einer stark isolierten Diode kann die thermische Geschwindigkeit die Ausbreitung der Elektronenschicht parallel zu den Magnetfeldlinien zu Beginn des Impulses begrenzen. Nimmt man eine mittlere Elektronentemperatur von 5 eV an, so beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit $1,3 \cdot 10^8$ cm/s. Die Abmessungen der Elektronenschicht in Richtung des Magnetfeldes betragen typischerweise 5-10 cm. Die thermische Geschwindigkeit alleine kann daher nicht zu einem schnellen Aufbau der virtuellen Kathode führen. Es ist daher notwendig, daß das beschleunigende elektrische Feld an der Emissionskante eine Komponente in Richtung des Magnetfeldes besitzt. Nach dem Einsetzen des Ionenstroms wird die Elektronendrift parallel zum isolierenden Fremdfeld durch das Eigenmagnetfeld unterstützt.

4.4.2 Gleichgewichtslage der virtuellen Kathode

Wegen ihrer geringen Masse ist die freie Elektronenschicht und mit ihr die virtuelle Kathode in der Diode relativ leicht verschiebbar. Um ihre Lage im stationären Betrieb der Diode zu berechnen, benutzen wir ein fundamentales Theorem über das Kräftegleichgewicht im Beschleunigungsspalt. Obwohl natürlich auch im stationären Betrieb individuelle Teilchen in der Diode beschleunigt werden, findet eine globale Bewegung des Elektronen- oder Ionenfluids nicht mehr statt. Die Druckkräfte müssen daher im gesamten Beschleunigungsspalt gleich sein. Der Gesamtdruck setzt sich aus dem Druck der Teilchen und dem Druck des elektromagnetischen Feldes zusammen. Die Normalkomponente des Teilchendrucks an den Elektroden ist

$$P = \gamma n m v_{\perp}^2 \quad (4.70)$$

wobei n die Teilchendichte, m die Teilchenmasse, v_{\perp} die Geschwindigkeit normal zu den Elektroden und $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ der relativistische Faktor bedeuten. Der

Felddruck setzt sich aus dem magnetischen Druck $P_m = B^2/2\mu_0$ und dem elektrischen Druck $\epsilon_0 E^2/2$ zusammen. Bei bipolarem raumladungsbegrenztem Stromfluß verschwindet das elektrische Feld an den Elektroden und es gilt daher für die Druckverhältnisse an der Anode und der Kathode:

$$P_e + \frac{B_A^2}{2\mu_0} = \frac{B_K^2}{2\mu_0} + P_i \quad (4.71)$$

Der Elektronendruck an der Anode kann im allgemeinen vernachlässigt werden. Für eine Diode mit starker Isolierung ist dies offensichtlich. Dies gilt jedoch auch für selbstmagnetisch isolierte Dioden mit nicht zu kleinem Ionenwirkungsgrad. Aus 4.70 läßt sich ableiten, daß

$$\frac{P_e}{P_i} \leq \frac{j_e}{j_i} \left(\frac{Z m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{e V_0}{2 m_e c^2} \right\}^{1/2} \quad (4.72)$$

Für eine fremdmagnetisch isolierte Protonendiode mit den typischen Daten $V_0 = 2 \text{ MV}$, $j_e/j_i = 1/4$ gilt beispielsweise: $P_e/P_i = 1\%$. 4.71 geht daher über in

$$\frac{B_A^2}{2\mu_0} = \frac{B_K^2}{2\mu_0} + j_i \left(\frac{2 m_i V_0}{Ze} \right)^{1/2} \quad (4.73)$$

Das Theorem 4.71 bzw. 4.73 wurde in etwas anderer Form zuerst von Zharinov und Popov /4.68/ und später von Mendel und Quintenz abgeleitet /4.69/.

Eine formale Ableitung ergibt sich aus den Bewegungsgleichungen der Zweiflüssigkeitshydrodynamik /4.47/:

$$\begin{aligned} n_i m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} &= n_i m_i \left(\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \nabla) \vec{v}_i \right) \\ &= Z e n_i \vec{E} + \vec{j}_i \times \vec{B} \end{aligned} \quad (4.74)$$

$$\begin{aligned} n_e \frac{d\vec{p}_e}{dt} &= n_e \left(\frac{\partial \vec{p}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \nabla) \vec{p}_e \right) \\ &= -e n_e \vec{E} + \vec{j}_e \times \vec{B} \end{aligned} \quad (4.75)$$

Unter der Voraussetzung, daß sich die Diode im stationären Betrieb befindet, können die partiellen Ableitungen nach der Zeit in den Gleichungen 4.74 und 4.75 Null gesetzt werden. Addiert man beide Gleichungen, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} n_i m_i (\vec{\nabla}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i + n_e (\vec{\nabla}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{p}_e &= \\ = (Ze n_i - n_e e) \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} & \quad (4.76) \end{aligned}$$

Drückt man hierin die Ladungsdichte durch die Poisson-Gleichung und die Stromdichte durch das Ampersche Gesetz aus, so erhält man

$$\begin{aligned} n_i m_i (\vec{\nabla}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i + n_e (\vec{\nabla}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{p}_e &= \\ = \epsilon_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{E} + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} &= \\ = \epsilon_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{E} - \frac{1}{2\mu_0} \nabla B^2 + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} & \quad (4.77) \end{aligned}$$

Hierbei wurde das Vektorprodukt mit Hilfe der bekannten Vektoridentität

$$\nabla B^2/2 = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} + \vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (4.78)$$

ausgedrückt.

Wir nehmen nun an, daß das elektrische Feld senkrecht zum Magnetfeld steht und wählen einen Integrationsweg parallel zum elektrischen Feld

$$\begin{aligned} \int_A^K n_i m_i v_{i\parallel} dv_{i\parallel} + \int_A^K n_e v_{e\parallel} dP_{e\parallel} &= \\ = \int_A^K \epsilon_0 E dE - \frac{1}{2\mu_0} \int_A^K d(B^2) & \quad (4.79) \end{aligned}$$

Wegen der Orthogonalität von \vec{E} und \vec{B} liefert der letzte Term von 4.77 keinen Beitrag. Die Ausführung der Integration in 4.79 ergibt schließlich:

$$\frac{m_i}{Ze} j_{i\parallel} v_{iK} - \frac{j_{e\parallel}}{e} p_{eA} =$$

$$= \frac{\epsilon_0}{2} (E_K^2 - E_A^2) - \frac{1}{2\mu_0} (B_K^2 - B_A^2) \quad (4.80)$$

Für $E_K = E_A = 0$ ist 4.80 mit 4.71 identisch. B_K bzw. B_A bedeuten hier das gesamte zu den Elektroden parallele Magnetfeld.

Hinter der virtuellen Kathode, deren ursprüngliche Lage durch die magnetische Stromfunktion gegeben ist, befinde sich nun in der Entfernung x_0 eine leitende Oberfläche, z.B. das Eintrittsfenster eines gasgefüllten Driftraums. Die geometrische Entfernung zwischen der Kathodenemissionskante und der Anode sei d . Die beschriebene Geometrie ist in Abb. 4.15 skizziert.

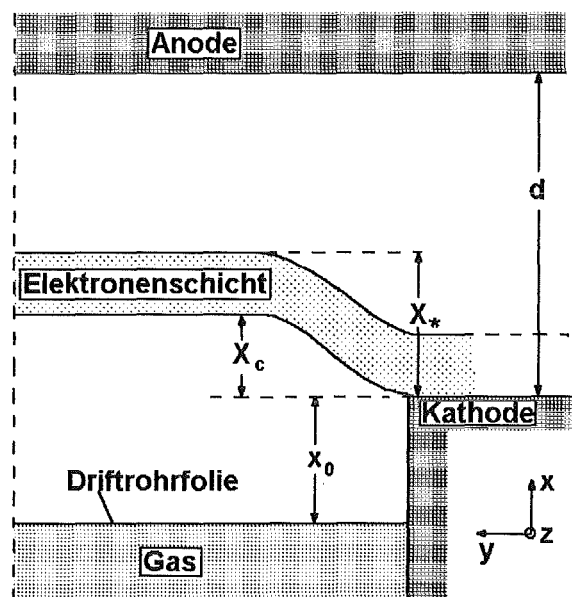


Abb. 4.15: Geometrie und Koordinatensystem zur Berechnung der Gleichgewichtslage der virtuellen Kathode in einer magnetisch isolierten Ionendiode mit Hohlkathode

Unter den gemachten Voraussetzungen bleibt der magnetische Fluß zwischen der Anode und dem Driftraum auch nach Einsetzen des Elektronendriftstroms erhalten. Dasselbe gilt auch für die Teilflüsse im Gebiet zwischen der Anode und der virtuellen Kathode bzw. zwischen der virtuellen Kathode und dem Driftraum. Dies ergibt sich sowohl aus der Überlegung, daß die virtuelle Kathode mit einer bestimmten Flußfläche verbunden ist, als auch aus dem Induktionsgesetz und der Definition der virtuellen Kathode als dem Ort an dem die elektrische Feldstärke verschwindet.

Bei starker magnetischer Isolierung bleibt die Elektronenschicht ein dünnes Band und die magnetische Induktion ändert sich beim Übergang von der Anoden- zur Kathodenseite sprunghaft. Die virtuelle Kathode wird sich aus ihrer ursprünglichen Lage soweit verschieben bis Druckgleichgewicht entsteht. Wegen der Flußerhaltung gilt auf der Anoden- bzw. auf der Kathodenseite (s. Abb. 4.15)

$$B_A = \langle B_{oA} \rangle \frac{d}{g} \quad (4.81a)$$

$$B_K = \langle B_{oK} \rangle x_o / (x_o + d - g) \quad (4.81b)$$

Dabei bedeuten $\langle B_{oA} \rangle$, $\langle B_{oK} \rangle$ die mittlere magnetische Induktion auf der Anoden- bzw. der Kathodenseite und g der nach der Verschiebung der virtuellen Kathode wirksame Anoden-Kathodenabstand. Für den unipolaren raumladungsbegrenzten Ionenstrom gilt demnach (s. Abschnitt 2.1)

$$j_i = \frac{4}{9} \varepsilon_o \left(\frac{2Ze}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V_o^{3/2}}{g^2} \quad (4.82)$$

Mit Hilfe von 4.73, 4.81 und 4.82 läßt sich g schließlich durch die bekannten Größen V_o , $\langle B_{oA} \rangle$, $\langle B_{oK} \rangle$, d und x_o ausdrücken

$$g = \frac{(x_o + d) \left[(c \langle B_{oA} \rangle d)^2 - \left(\frac{4}{3} V_o \right)^2 \right]^{1/2}}{c \langle B_{oK} \rangle x_o + \left[(c \langle B_{oA} \rangle d)^2 - \left(\frac{4}{3} V_o \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (4.83)$$

Man erkennt, daß der effektive Beschleunigungsspalt gegen Null geht, wenn die an der Diode anliegende Beschleunigungsspannung den Wert

$$V_* = \frac{3}{4} c \langle B_{oA} \rangle d \quad (4.84)$$

erreicht. Gleichzeitig würde die Ionenstromdichte auf unendlich hohe Werte anwachsen. Da der Gesamtstrom durch die Impedanz des Generators begrenzt wird, tritt dieser Fall natürlich nicht ein, und der Arbeitspunkt der Diode stellt sich dort ein, wo die durch 4.83 bestimmte Diodenkennlinie von der Lastgeraden des Generators geschnitten wird (s. Abschnitt 4.5.4). Der Faktor $3/4$ in 4.84 ist etwas von der Elektronendichteverteilung im Beschleunigungsspalt abhängig. Der durch 4.82 ausgedrückte raumladungsbegrenzte Stromfluß muß bei anderer

Elektronendichteverteilung allerdings mit einem Verstärkungsfaktor multipliziert werden (s. Abschnitt 4.5).

Es sei angemerkt, daß die Verschiebung der virtuellen Kathode umso größer ist, je stärker die mittlere kathodenseitige Induktion $\langle B_{0K} \rangle$ und je größer x_0 ist. Im Falle $x_0 \rightarrow 0$ bleibt der effektive Beschleunigungsspalt unabhängig von der Stärke der magnetischen Isolierung gleich d . Für eine zylindersymmetrische Diode mit radialem Magnetfeld wird die Verschiebung der virtuellen Kathode radiusabhängig, da $B_0 \sim 1/r$. Die radiale Abhängigkeit von g wird allerdings durch den Einfluß des entgegengesetzt wirkenden azimuthalen Eigenmagnetfelds abgeschwächt.

4.5 Diodenmodelle

4.5.1 Zykloide und laminare Elektronendrift

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Modelle der fremdmagnetisch isolierten Ionendioden betrachtet werden. Hierbei handelt es sich ausschließlich um Modelle zur Beschreibung des stationären Betriebszustands. Wie dieser Zustand erreicht wird und ob er stabil ist wird dabei nicht diskutiert. Zu den grundlegenden Voraussetzungen aller stationären Modelle gehören daher Annahmen über die Gesetzmäßigkeiten der Elektronendriftbewegung sowie gegebenenfalls über die Dichteverteilung der Elektronen im Diodenspalt.

Für die Elektronendrift in den gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern der Diode wird entweder eine zyklonale oder eine laminare Form der Bewegung angenommen. Erstere entsteht beim schnellen, letztere beim langsamen Einschalten des elektrischen Feldes. Um dies zu erläutern, betrachten wir die nicht-relativistische Bewegung eines Elektrons in einem homogenen Magnetfeld in z -Richtung unter der Wirkung eines elektrischen Feldes in negativer x -Richtung. Das elektrische Feld sei eine sich zeitlich ändernde Größe.

Die Bewegung des Elektrons erfolgt dann in der x - y -Ebene und die nicht-relativistische Bewegungsgleichungen lauten /4.47/:

$$\ddot{\mathbf{y}} = \omega_B \dot{\mathbf{x}} \quad (4.85)$$

$$\ddot{x} = -\omega_B \dot{y} + \frac{e E(t)}{m}$$

Hierbei bedeuten $\omega_B = eB/m$ die Zyklotronfrequenz des Elektrons und $E(t)$ das zeitabhängige elektrische Feld. Mit den Anfangsbedingungen $x(0) = 0, y(0) = 0, \dot{x}(0) = 0, \dot{y}(0) = 0$ und $E(0) = 0$ lautet die allgemeine Lösung von 4.85:

$$x = \frac{e}{m \omega_B^2} E(t) - \frac{e}{m \omega_B^2} \int_0^t \dot{E}(\tau) \cos \omega_B (t-\tau) d\tau \quad (4.86a)$$

$$y = \omega_B \int_0^t x(\tau) d\tau \quad (4.86b)$$

Wir nehmen nun zunächst an, daß das Feld $E(t)$ während eines Larmorumschlages des Elektrons nahezu konstant bleibt, d.h. es soll gelten:

$$\frac{2\pi}{\omega_B} \cdot |\dot{E}| \ll |E| \quad (4.87)$$

In diesem Fall kann das zweite Glied in Gleichung 4.86a gegenüber dem ersten vernachlässigt werden. Tatsächlich gilt:

$$\left| \int_0^t \dot{E}(\tau) \cos \omega_B (t-\tau) d\tau \right| \leq \frac{1}{\omega_B} |\dot{E}| \quad (4.88)$$

Für die Ortskoordinaten des Teilchens ergibt sich dann:

$$x = \frac{e}{m \omega_B^2} E(t) \quad (4.89)$$

$$y = \frac{e}{m \omega_B} \int_0^t E(\tau) d\tau$$

Die Geschwindigkeitskomponente berechnet man aus 4.86 zu

$$\dot{x} = \frac{e}{m \omega_B} \int_0^t \dot{E}(\tau) \sin \omega_B (t-\tau) d\tau \leq \frac{|\dot{E}|}{\omega_B \cdot B} \quad (4.90)$$

$$\dot{y} = \frac{e}{m \omega_B} E(t) = \frac{E(t)}{B}$$

Wächst das elektrische Feld bis zu dem Endwert E_0 an, so bewegt sich das Elektron nach dem Feldanstieg mit der konstanten Driftgeschwindigkeit E_0/B im Abstand $x = e/m\omega_B^2 E_0$ parallel zur x-Achse.

Steigt jedoch das elektrische Feld bei $t = 0$ sprunghaft an, so folgt aus 4.86 für $t > 0$:

$$x = \frac{e}{m\omega_B^2} E_0 (1 - \cos \omega_B t) \quad (4.91a)$$

$$y = \frac{e}{m\omega_B^2} E_0 (\omega_B t - \sin \omega_B t) \quad (4.91b)$$

Gleichung 4.91 ist die Parameterdarstellung einer Zykloide.

Da die Zeit des Larmorumschlages für ein Elektron bei den üblichen Magnetfeldstärken in der Diode sehr klein gegen die Anstiegszeit von $E(t)$ ist, könnte man vermuten, daß die Elektronendrift in der Diode hauptsächlich laminar erfolgt. Infolge der endlichen Lebensdauer der Elektronen tritt jedoch eher eine Mischung aus laminarer und zyklischer Driftbewegung auf.

4.5.2 Diodenmodell mit laminarer Elektronendrift

Unter Zulassung von relativistischen Elektronen wurde dieses Modell zuerst von Antonsen und Ott behandelt [4.71]. Wie im vorigen Abschnitt wird ein homogenes Magnetfeld in z-Richtung senkrecht zum elektrischen Feld in x-Richtung zugrunde gelegt. Für die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in y-Richtung gilt: $v_y = -E_x/B_z$. Unter der Annahme eines langsam bis zum Endwert anwachsenden elektrischen Feldes ist die Elektronengeschwindigkeit $v_x \ll v_y < c$. Weiterhin wird angenommen, daß die y-Koordinate zyklisch ist. Der kanonische Impuls des Elektrons in dieser Richtung bleibt daher erhalten und kann Null gesetzt werden

$$P_y = \gamma m_e v_y - e A_y = 0 \quad (4.92)$$

A_y ist hier das magnetische Vektorpotential und γ der relativistische Faktor $(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Falls v_x und v_z sehr klein gegen v_y sind, läßt sich v_y mit Hilfe von 4.92 durch das Vektorpotential A_y ausdrücken:

$$v_y = \frac{c \bar{A}}{(1 + \bar{A}^2)^{1/2}} \quad \bar{A} = \frac{e A_y}{m_e c} \quad (4.93)$$

Hieraus folgt:

$$v_y = -\frac{E_x}{B_z} = \frac{\frac{d\phi}{dx}}{dA/dx} = \frac{c \bar{A}}{(1 + \bar{A}^2)^{1/2}} \quad (4.94)$$

Aus der Integration von 4.94 erhält man folgenden Zusammenhang zwischen dem magnetischen Vektorpotential und dem elektrostatischen Potential

$$\bar{A} = \left\{ (\bar{\phi} + 1)^2 - 1 \right\}^{1/2} \quad (4.95)$$

Hierbei wurde $\bar{\phi} = e\phi/m_e c^2$ und $\bar{\phi}(0) = 0$ gesetzt. Gleichung 4.95 entspricht der Annahme, daß alle Elektronen in der laminaren Schicht die gleiche Gesamtenergie $W = -e\phi + \gamma m_e c^2$ besitzen. In einem durch W und P_y aufgespannten Phasenraum sind die Elektronen daher in einem Punkt konzentriert. Abhängig von der Stärke der magnetischen Isolation dehnt sich die Elektronenschicht während des Spannungsanstiegs von der als fest angenommenen Kathode bis zu einer Obergrenze x_* aus. In den Gebieten $0 \leq x < x_*$ und $x_* \leq x \leq d$ müssen das magnetische und das elektrostatische Potential selbstkonsistent aus den dort jeweils gültigen Formen der Ampereschen bzw. Poissonschen Gleichung bestimmt werden, wobei die Potentiale am Ort $x = x_*$ stetig ineinander übergehen müssen.

Für $0 \leq x = x_*$ gilt:

$$\frac{d^2 \bar{A}}{dx^2} = k_e^2 \frac{v_y}{c} = k_e^2 \frac{\bar{A}}{(1 + \bar{A}^2)^{1/2}} \quad k_e^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e c^2} \quad (4.96)$$

$$\frac{d^2 \bar{\phi}}{dx^2} = k_e^2 - k_i^2 = k_e^2 - \frac{K^2}{(\bar{V} - \bar{\phi})^{1/2}} \quad k_i^2 = \frac{Ze^2 n_i}{\epsilon_0 m_e c^2} \quad (4.97)$$

$$K^2 = \frac{e j_i}{\sqrt{2} \epsilon_0 m_e c^3} \left(\frac{m_i}{Z m_e} \right)^{1/2}$$

Im Bereich $x_* \leq x \leq d$ erhält man

$$\frac{d^2 \bar{A}}{dx^2} = 0 \quad (4.98)$$

$$\frac{d^2 \bar{\phi}}{dx^2} = -k_i^2 = -\frac{K^2}{(\bar{V} - \bar{\phi})^{1/2}} \quad (4.99)$$

Hierbei bedeuten n_e , n_i die Dichten der Elektronen bzw. Ionen im Diodenspalt, $\bar{V} = eV_0/m_e c^2$; V_0 das Diodenpotential, j_i die von x unabhängige Ionenstromdichte. Das Gleichungssystem 4.96-4.99 muß mit den Randbedingungen $\bar{\phi}(0) = \bar{A}(0) = 0$, $d\bar{\phi}/dx(0) = d\bar{\phi}/dx(d) = 0$, $\bar{A}(d) = e B_0 \cdot d/m_e c$ gelöst werden. Die letzte Randbedingung folgt aus der Erhaltung des magnetischen Flußes zwischen der Kathode und der Anode. Wird $\bar{\phi} = \gamma - 1$ und $\bar{V} = \gamma_0 - 1$ gesetzt, so ergibt sich folgende Differentialgleichung zur Berechnung des Potentials im Bereich $0 \leq x \leq x_*$:

$$\frac{d\gamma}{dx} = 2 K (\gamma^2 - 1)^{1/2} (\Delta - (\gamma_0 - \gamma)^{1/2})^{1/2} \quad (4.100)$$

Die Integrationskonstanten K und Δ müssen zusammen mit den Randwerten γ_* und $\eta_* = x_*/d$ aus den Stetigkeitsbedingungen bei $x = x_*$ für die aus 4.96-99 berechneten Potentiale bestimmt werden. Für die vier Konstanten ergeben sich die folgenden vier Bestimmungsgleichungen:

$$2 K d \eta_* = \int_1^{\gamma_*} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/2} (\Delta - (\gamma_0 - \gamma)^{1/2})^{1/2}} \quad (4.101)$$

$$\gamma_*^2 - 1 + \frac{4}{3} \gamma_* (\gamma_0 - \gamma_*) = \frac{B_0}{B_{\text{crit}}} \left[(\gamma_0^2 - 1) (\gamma_*^2 - 1) \right]^{1/2} \quad (4.102)$$

$$\Delta = (\gamma_0 - \gamma_*)^{1/2} \gamma_*^2 / (\gamma_*^2 - 1) \quad (4.103)$$

$$Kd = Kd \eta_* + \frac{2}{3} (\gamma_0 - \gamma_*)^{3/4} \quad (4.104)$$

Da die Elektronenschicht die Ionenraumladung vor der Anode partiell kompensiert, ergibt sich eine Erhöhung der Ionenstromdichte über den Child-Langmuir-schen Wert

$$\varepsilon = \frac{j_i}{j_{CL}} = \frac{\left(1 - \frac{\gamma_*}{\gamma_0}\right)^{3/2}}{(1 - \eta_*)^2 \left(1 - \frac{1}{\gamma_0}\right)^{3/2}} \quad (4.105)$$

Das Integral 4.101 besitzt für $\Delta^2 \rightarrow \gamma_0 - 1$ eine Singularität. K d wird in diesem Fall unendlich und aus 4.104 folgt, daß η_* dann gegen 1 geht. Setzt man diesen Wert für Δ in Gleichung 4.103 ein, so erkennt man, daß γ_* für $\eta_* \rightarrow 1$ nicht gegen γ_0 strebt. Der Verstärkungsfaktor ε strebt daher für $\eta_* \rightarrow 1$ ebenfalls gegen unendlich. Natürlich ist klar, daß das Modell für $\eta_* \rightarrow 1$ seine Gültigkeit verliert, da Elektronen nun direkt von der Kathode zur Anode gelangen können und ein laminarer Elektronenfluß nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Es ist interessant zu bemerken, daß in dem hier betrachteten Modell bei vorgegebenem γ_0 und d ein höheres B -Feld als das in Abschnitt 4.0 abgeleitete B_{crit} (Gleichung 4.8) zur magnetischen Isolation der Diode notwendig ist.

Für den nichtrelativistischen Fall gilt $e \cdot B_0 \cdot x_* / m \ll c$ und die Ergebnisse vereinfachen sich erheblich: Unter diesen Voraussetzungen erhält man für den Verstärkungsfaktor ε :

$$\varepsilon = \frac{j_i}{j_{CL}} = \left(\frac{9}{4}\right)^2 \frac{\eta_*^2 \left(\frac{B_0}{B_{crit}}\right)^4}{\left[1 - \eta_*^2 \left(\frac{B_0}{B_{crit}}\right)^2\right]^{1/2}} \quad (4.106)$$

$$\eta_* = \frac{x_*}{d} = \frac{3}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{8}{9} \left(\frac{B_{crit}}{B_0}\right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (4.107)$$

Der Verstärkungsfaktor ε ist für den relativistischen Fall in Abb. 4.16 als Funktion von B_0/B_{crit} dargestellt. Man erkennt, daß eine größere Erhöhung der Ionenstromdichte über den Child-Langmuirschen Wert nur erreicht wird, wenn B_0 sehr nahe bei B_{crit} liegt. Abb. 4.17 zeigt die Elektronendichteverteilung im Beschleunigungsspalt für verschiedene Werte von B_0/B_{crit} . Diese läßt sich aus der Gleichung

$$k_e^2 = 4 K^2 \gamma \left\{ \Delta - (\gamma_0 - \gamma)^{1/2} + \frac{1}{4} \frac{\gamma}{(\gamma_0 - \gamma)^{1/2}} \right\} \quad (4.108)$$

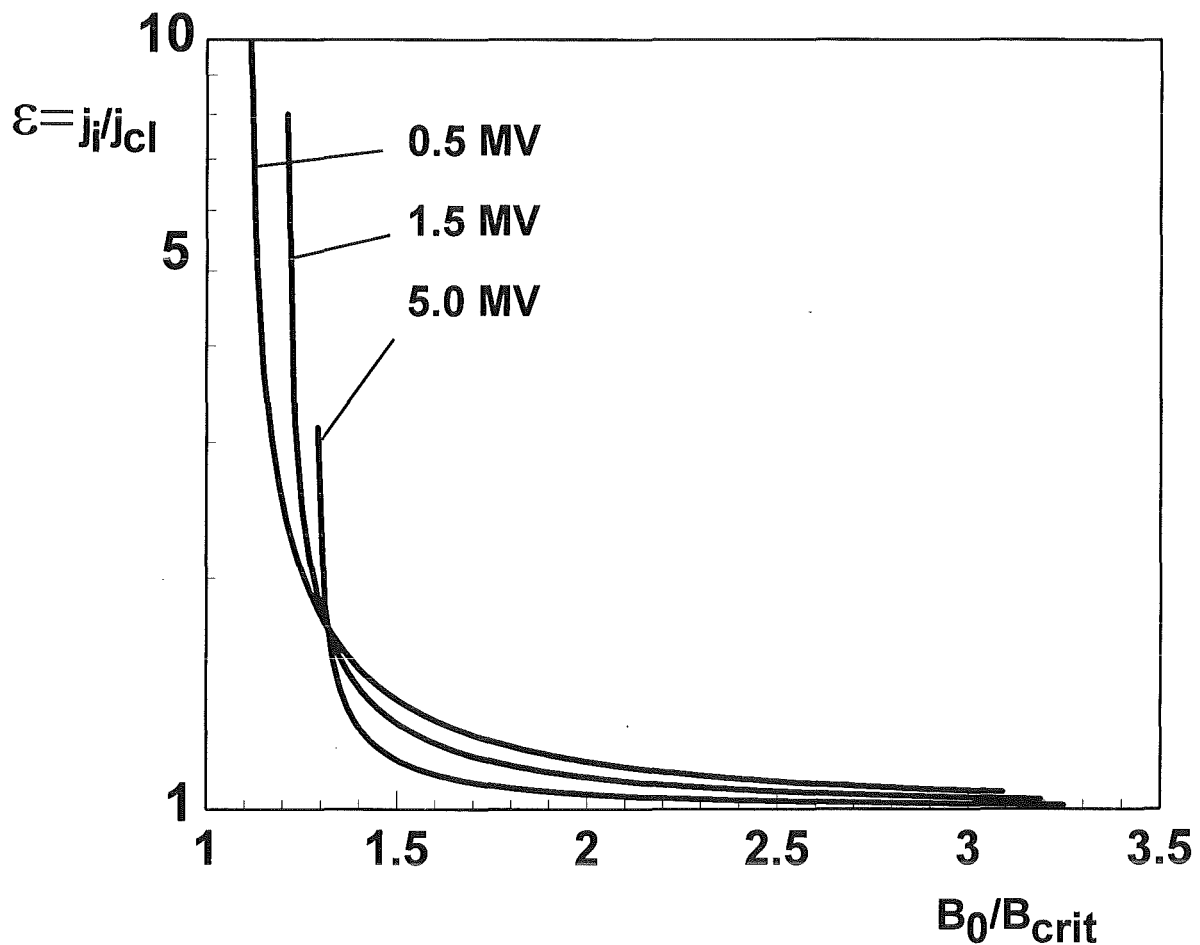


Abb. 4.16: Erhöhung der Ionenstromdichte über den Child-Langmuirschen Wert für unipolaren raumladungsbegrenzten Stromfluß als Funktion der angelegten zur kritischen Feldstärke. Die Abbildung zeigt die Resultate bei laminarer Elektronendrift

berechnen, die aus den Gleichungen 4.101-4.104 abgeleitet werden kann. Auch hier erkennt man, daß die Elektronendichte vor der Anode stark anwächst, wenn das isolierende Magnetfeld sich dem kritischen Wert B_{crit} nähert.

4.5.3 Diodenmodell mit zykloidenartiger Elektronendrift

Wie im vorangehenden Abschnitt wird auch dieses Modell nur für die planare Geometrie mit zyklischer y -Koordinate entwickelt [4.72]. Bei der Ableitung des Differentialgleichungssystems wird wiederum von den Erhaltungssätzen für die Energie und den Impuls Gebrauch gemacht:

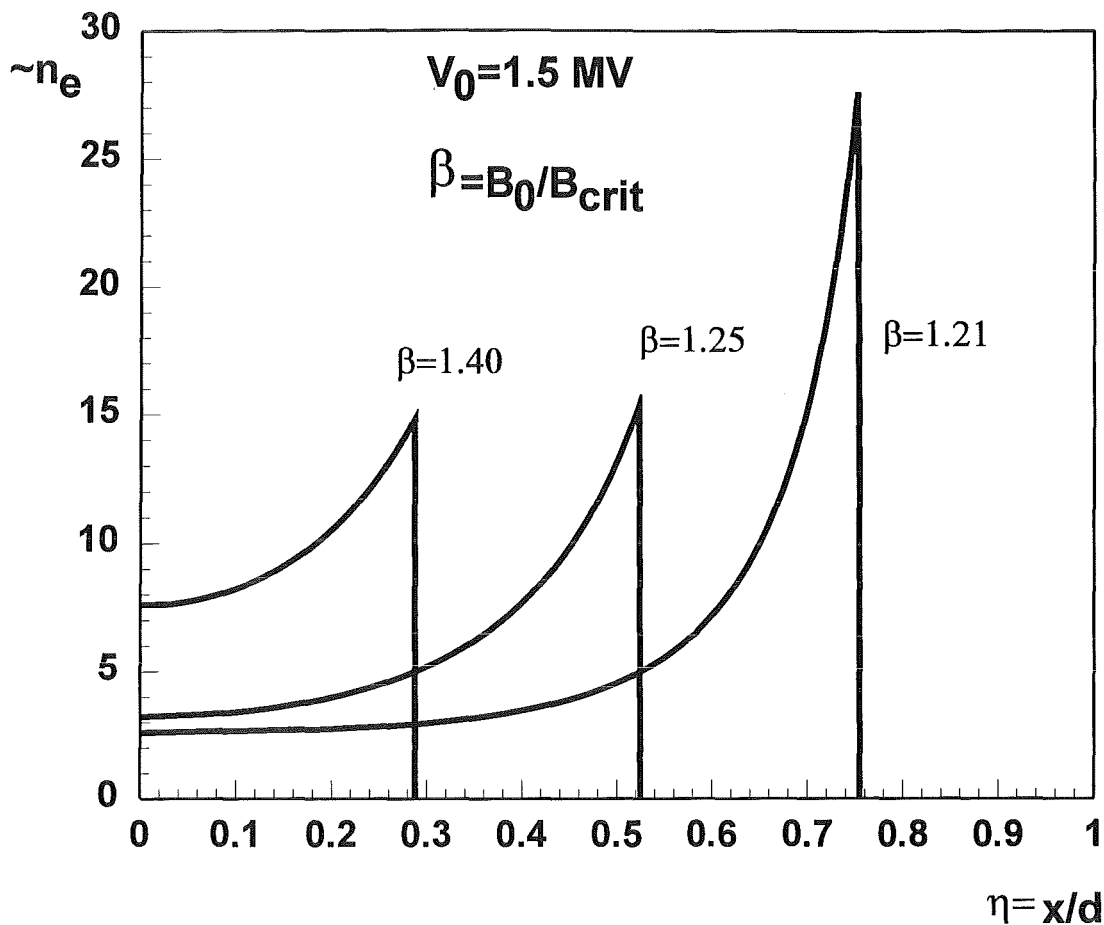


Abb. 4.17: Elektronendichteverteilung im Diodenspalt bei laminarer Elektronendrift für verschiedene Wert von B_0/B_{crit} .

$$m_e c^2 (\gamma - 1) = e \phi \quad (4.109)$$

$$\gamma m_e v_y = e A_y \quad (4.110)$$

$$\frac{m_i}{2} v_i^2 + Ze\phi = Ze\phi_0 \quad (4.111)$$

$$\text{mit } \gamma^{-2} = 1 - (v_x^2 + v_y^2)/c^2 \quad (4.112)$$

Da angenommen wird, daß alle Elektronen die Kathode mit der Geschwindigkeit Null verlassen, gilt $v_z \equiv 0$. Im Unterschied zum laminaren Modell wird für die Elektronen jedoch sowohl eine x- als auch eine y-Komponente der Elektronengeschwindigkeit berücksichtigt. Mit Hilfe der obigen Gleichungen lassen sich

diese Geschwindigkeiten durch die Potentiale $\bar{\Phi} = e\phi/m_{ec}^2$ und $\bar{A} = eA_y/m_{ec}$ ausdrücken:

$$v_x = \frac{c}{\bar{\Phi}+1} \left\{ (\bar{\Phi}+1)^2 - 1 - \bar{A}^2 \right\}^{1/2} \quad (4.113)$$

$$v_y = \frac{\bar{A}}{\bar{\Phi}+1} \quad (4.114)$$

Solange das isolierende Magnetfeld größer als das kritische Magnetfeld ist, kehren die Elektronen am Ort $x_* < d$ ihre Bewegungsrichtung um. Die Elektronenstromdichten in die positive und negative x -Richtung sind daher exakt gleich und für die Elektronendichte kann man schreiben $n_e(x) = -2 j_{ex}/v_x(x)$. Dabei bedeutet $j_{ex}(x)$ die Stromdichte in die positive x -Richtung. Mit Hilfe der Poisson'schen und der Ampèreschen Gleichung erhält man damit das folgende Differentialgleichungssystem zur Bestimmung von $\bar{\Phi}$ und \bar{A} in Analogie zum vorigen Abschnitt.

Für $0 \leq x \leq x_*$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \bar{\Phi}}{dx^2} &= \frac{k_e^2 (\bar{\Phi}+1)}{\{(\bar{\Phi}+1)^2 - 1 - \bar{A}^2\}^{1/2}} - \frac{k_i^2}{(\bar{\Phi}_0 - \bar{\Phi})^{1/2}} \\ &= \frac{\partial}{\partial \bar{\Phi}} \left\{ k_e^2 \{(\bar{\Phi}+1)^2 - 1 - \bar{A}^2\}^{1/2} + 2 k_i^2 (\bar{\Phi}_0 - \bar{\Phi})^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad (4.115)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \bar{A}}{dx^2} &= k_e^2 \frac{\bar{A}}{\{(\bar{\Phi}+1)^2 - 1 - \bar{A}^2\}^{1/2}} \\ &= - \frac{\partial}{\partial \bar{A}} \left\{ k_e^2 \{(\bar{\Phi}+1)^2 - 1 - \bar{A}^2\}^{1/2} + 2 k_i^2 (\bar{\Phi}_0 - \bar{\Phi})^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad (4.116)$$

Für $x_* \leq x \leq d$

$$\frac{d^2 \bar{\Phi}}{dx^2} = - \frac{k_i^2}{(\bar{\Phi}_0 - \bar{\Phi})^{1/2}} \quad (4.117)$$

$$\frac{d^2 \bar{A}}{dx^2} = 0 \quad (4.118)$$

Dabei bedeuten:

$$k_e^2 = \frac{2 e j_{ex}}{\epsilon_0 m_e c^3} \quad (4.119)$$

$$k_i^2 = \frac{e j_i}{\sqrt{2} \epsilon_0 m_e c^3} \sqrt{\frac{m_i}{Z m_e}} \quad (4.120)$$

Die Integration des Differentialgleichungssystems 4.115-4.118 ist wiederum mit den üblichen Randbedingungen durchzuführen:

$$\bar{\phi}(d) = \bar{\phi}_0, \bar{\phi}(0) = \bar{\phi}'(0) = \bar{\phi}'(d) = 0, \bar{A}(0) = 0, \bar{A}(d) = e B_0 d / m_e c.$$

Die Gleichungen 4.115 und 4.116 lassen sich auf das vollständige Differential der Funktion $\psi(\bar{\phi}, \bar{A}) = k_e^2 \{(\bar{\phi} + 1)^2 - 1 - \bar{A}^2\}^{1/2} + 2 k_i^2 (\bar{\phi}_0 - \bar{\phi})^{1/2}$ zurückführen und durch Integration gewinnt man eine Konstante der Bewegung, die dazu benutzt werden kann 4.116 auf eine Differentialgleichung 1. Ordnung zu reduzieren. Eine weitere Vereinfachung von 4.115 und 4.116 ist nicht möglich. 4.117 und 4.118 lassen sich natürlich wie im vorigen Abschnitt analytisch lösen und über die Stetigkeitsbedingungen mit 4.115-116 kombinieren.

In Abb. 4.18 ist der numerisch bestimmte Verstärkungsfaktor $\epsilon = j_i / j_{iCL}$ für $\bar{\phi}_0 = 2$ und $\bar{\phi}_0 = 10$ als Funktion von B_0 / B_{crit} dargestellt. Man erkennt, daß im Gegensatz zu dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Modell der Verstärkungsfaktor bei Annäherung an das kritische Magnetfeld endlich bleibt. Das Maximum wird bei einem Wert von B_0 etwas oberhalb von B_{crit} erreicht. Für $B_0 / B_{crit} \rightarrow 0$ wird für nichtrelativistische Energien der Wert $\epsilon = 1,865$, für bipolaren raumladungsbegrenzten Stromfluß angenähert (s. Abschnitt 2.1). Bei größeren Werten von $B_0 / B_{crit} > 1,2$ weichen die Verstärkungsfaktoren wenig von denen des laminaren Modells ab. In jedem Fall gilt, daß die Verstärkungsfaktoren oberhalb von $B_0 / B_{crit} > 1,5$ in der Nähe von 1 liegen.

4.5.4 Diodenmodell mit laminarer Elektronendrift und freier Elektronenschicht (virtueller Kathode)

Die Ergebnisse der in den beiden vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Diodenmodelle stehen im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen. Im Experiment findet man auch bei hoher magnetischer Isolierung Verstärkungsfaktoren von mehr als 10 für die Ionenstromdichte.

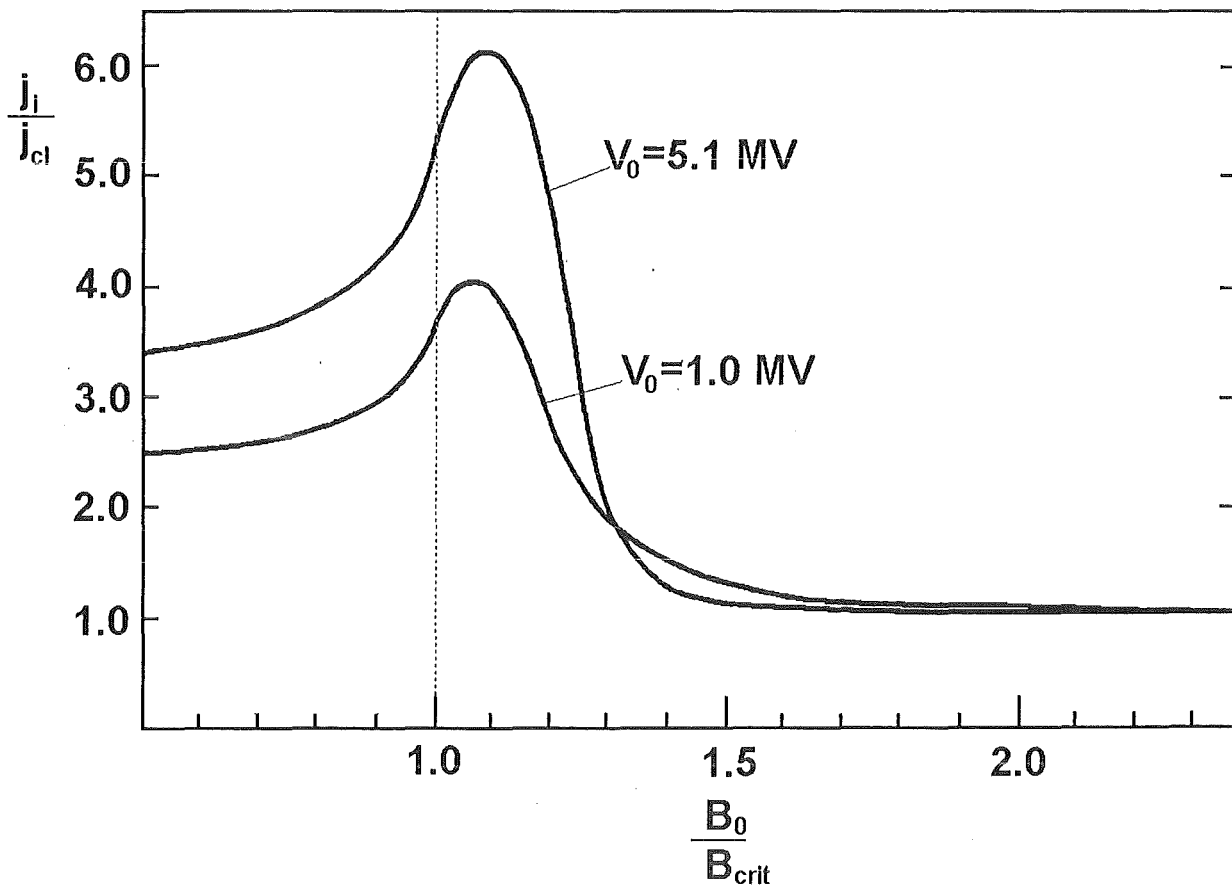


Abb. 4.18: Erhöhung der Ionenstromdichte bei zyklodaler Elektronendrift als Funktion von B_0/B_{crit} und für $V_0 = 1$ und 5 MV

Grundsätzlich können zwei Vorgänge eine Erhöhung der Ionenstromdichte in der Diode erklären: Erstens eine Verkleinerung des effektiven Beschleunigungsspalts und zweitens eine Erhöhung der Elektronendichte im Spalt. Ein Vorgang, der den ursprünglichen geometrischen Beschleunigungsspalt reduzieren kann, besteht beispielsweise in der Expansion der Elektrodenplasmen. Der Mechanismus der Anoden- und Kathodenplasmaexpansion wurde in den Abschnitten 4.3 und 4.4 diskutiert. Die überwiegende Zahl der Messungen der Plasmaexpansionsgeschwindigkeit ergibt Werte von weniger als $2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Außerdem wird beobachtet, daß die Expansionsgeschwindigkeit durch ein starkes Magnetfeld verringert wird. Natürlich hängen diese Befunde von der Art der Plasmaquelle und insbesondere von ihrem Ionisierungsgrad ab. Dies gilt speziell für die Expansion des Anodenplasmas.

Im Gegensatz zu diesen Beobachtungen steht allerdings die Messung von Maron et al. /4.52/. Von diesen Autoren wurde zu Beginn des Impulses eine sehr schnelle Anodenplasmaexpansion gefunden, in deren Verlauf etwa ein Drittel des ursprünglichen Beschleunigungsspalts mit Plasma gefüllt wird. Nach dieser Anfangsphase kommt die Plasmaexpansion jedoch im weiteren Verlauf des Impulses nahezu zum Stillstand. Eine mögliche Erklärung für das abweichende Verhalten der Plasmaexpansion in diesem Experiment besteht in der relativ geringen Beschleunigungsspannung von nur 300 kV. Falls nämlich, wie in 4.3 diskutiert, die schnelle Expansion durch Ladungsaustauschprozesse getragen wird, so ist wegen der Dominanz dieser Prozesse bis etwa 100 keV Ionenenergie ein rasches Vordringen des Plasmas bis in eine Tiefe von etwa einem Drittel des Beschleunigungsspalts möglich.

Da die Plasmaexpansion alleine die experimentell beobachteten Verstärkungsfaktoren nicht erklären kann, wurde zuerst von Miller begründet /4.73/. Beim Vergleich der experimentellen Parameter von verschiedenen fremdmagnetisch isolierten Dioden ergab sich, daß der Verstärkungsfaktor ε bei gleicher Generatorimpedanz nur wenig vom Diodenspalt und von der Ionenstromdichte abhing. Dagegen fand man bei gleicher Diodengeometrie eine starke Abhängigkeit von ε von der Generatorimpedanz und damit vom Diodengesamtstrom. Aus dieser rein empirischen Betrachtung der Diodenbetriebsdaten leitete Miller die Existenz einer Grenzspannung ab, bei der der Ionenstrom divergiert. Für Betriebsdaten weit unterhalb dieser Grenzspannung, d.h. bei hoher magnetischer Isolation erhielt er einen konstanten Verstärkungsfaktor von 5,5.

Diese rein empirischen Befunde waren Anlaß für eine kritische Betrachtung der bisherigen stationären Diodenmodelle. Dabei fiel auf, daß insbesondere die Tatsache, daß die Kathode in den Dioden eine freie, leicht bewegliche Elektronenschicht darstellt, zuwenig berücksichtigt worden war. Neben der Bewegung der virtuellen Kathode, die bereits in Abschnitt 4.4.2 aus einer Betrachtung des Druckgleichgewichts in der Diode und aus der Flußerhaltung abgeleitet wurde, spielt die Elektronendichteverteilung im Beschleunigungsspalt für die Bestimmung des Verstärkungsfaktors eine wesentliche Rolle. Desjarlais /4.70/ hat beides in einem Diodenmodell mit laminarer Elektronendrift selbstkonsistent berücksichtigt. Der Einfachheit halber wurde dabei eine konstante Elektronendichte angenommen und deren Ausdehnung als freier Parameter eingeführt.

Die Grundgleichungen dieses Modells sind denen des in 4.5.2 beschriebenen laminaren Modells von Antonsen und Ott sehr ähnlich. Die verwendete Geometrie wurde in Abb. 4.15 dargestellt. Zur Ableitung der Differentialgleichungen ist es sinnvoll, anstelle der Variablen x , die Variable $\eta = x - x_c$ einzuführen, wobei x_c die Position der durch die Forderung $E_x = 0$ bestimmten virtuellen Kathode beschreibt. Die Elektronenschicht dehnt sich zwischen x_* und x_c aus ($\eta_* = x_* - x_c$, $\eta_d = d - x_c$). Analog zu 4.5.2 lauten die Gleichungen dann für $x_* \leq x \leq x_c$:

$$\frac{d^2 \bar{\phi}}{d\eta^2} = k_e^2 - \frac{K^2}{(\bar{V} - \bar{\phi})^{1/2}} \quad (4.121)$$

$$\frac{d^2 \bar{A}_y}{d\eta^2} = k_e^2 \frac{v_y}{c} = k_e^2 \frac{d\bar{\phi}}{d\eta} / \frac{d\bar{A}}{d\eta} \quad (4.122)$$

Im elektronenfreien Gebiet $d \leq x \leq x_*$ gilt:

$$\frac{d^2 \bar{\phi}}{d\eta^2} = - \frac{K^2}{(\bar{V} - \bar{\phi})^{1/2}} \quad (4.123)$$

$$\frac{d^2 \bar{A}_y}{d\eta^2} = 0 \quad (4.5.40)$$

Hierbei wurden die gleichen Bezeichnungen wie in 4.5.2 gewählt. Mit den üblichen Rand- und Stetigkeitsbedingungen und unter Verwendung der Flußerhaltung links und rechts von der virtuellen Kathode leitet man hieraus die folgenden Bestimmungsgleichungen für $k_e \eta_d$, $\bar{\phi}_*$, $K \eta_d$ und $\beta = \bar{B}_K^2 / k_e^2$ mit $\bar{B}_K = d\bar{A}_y(0)/d\eta$ ab:

$$k_e \eta_d \cdot \rho = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^{\bar{\phi}_*} \frac{d\bar{\phi}}{[(\bar{\phi} - \bar{\phi}_*) + \bar{\phi}_* (1 - \frac{\bar{\phi}}{\bar{V}})^{1/2}]^{1/2}} \quad (4.124)$$

$$k_e \eta_d \bar{\phi}_*^{1/2} = \sqrt{2} K \eta_d \bar{V}^{1/4} \quad (4.125)$$

$$2 K \eta_d (1 - \rho) = \frac{4}{3} (\bar{V} - \bar{\phi}_*)^{3/4} \quad (4.126)$$

$$A_d - (2 \bar{\phi}_* + \beta)^{1/2} k_e \eta_d (1 - \rho) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^{\Phi_*} \left[\frac{2\bar{\Phi} + \beta}{(\bar{\Phi} - \bar{\Phi}_*) + \bar{\Phi}_* \left(1 - \frac{\bar{\Phi}}{\bar{V}}\right)^{1/2}} \right]^{1/2} d\bar{\Phi} \quad (4.127)$$

Wie erwähnt wird $\rho = \eta_*/\eta_d$ in dem Modell als freier Parameter angenommen.

Aus diesen Gleichungen läßt sich der folgende Ausdruck für den Ionenstromverstärkungsfaktor ableiten /4.70/:

$$\varepsilon = \frac{j_i}{j_{CL}} = \frac{j_i^0}{j_{CL}} \frac{1}{g^2} \left(\frac{x_0 + g \cdot d}{x_0 + d} \right)^2 \quad (4.128)$$

Der erste Faktor beschreibt die Verstärkung für den Fall $x_c \rightarrow 0$, also ohne die diamagnetische Bewegung der virtuellen Kathode und ist daher allein durch die Elektronendichteverteilung im Beschleunigungsspalt gegeben. Aus den Gleichungen 4.124-4.126 leitet man für das Verhältnis j_i^0/j_{CL} ab:

$$\frac{j_i^0}{j_{CL}} = \frac{9}{16} \left[\frac{4}{3} (1-t)^{3/4} + J_1(t) \right]^2 \quad (4.129)$$

$$\text{mit } J_1(t) = t^{1/2} \int_0^t \frac{dt'}{|(t'-t) + t\sqrt{1-t'}|^{1/2}} \quad (4.130)$$

$$t = \frac{\bar{\Phi}_*}{\bar{V}}$$

Für den Fall $\rho, t \rightarrow 0$ ist dieses Verhältnis 1,0 und im Grenzfall $\rho, t \rightarrow 1$ geht es gegen $9\pi^2/16 \approx 5,55$. Der letzte Faktor stimmt mit dem von Miller gefundenen empirischen Wert für den Fall starker magnetischer Isolierung überein. Diese Übereinstimmung zeigt, daß die Wahl einer konstanten Elektronendichte im Beschleunigungsspalt nicht völlig unrealistisch ist.

Die Funktion g hängt für jedes ρ nur vom Verhältnis \bar{A}_d/\bar{V} ab und ist ein Maß für die Größe des diamagnetischen Effekts.

Der Wert $g = 0$ ist mit einer Grenzspannung $\bar{V}_*(\rho)$ verbunden, die sich durch $\bar{V}_*(\rho) = \alpha(\rho)c\bar{A}_d$ darstellen läßt. Nähert sich die Diodenspannung diesem Wert, so divergiert der Ionenstrom und es kommt zum Impedanzkollaps. Das Bemerkenswerte

ist nun, daß diese Grenzspannung deutlich unterhalb der kritischen Spannung liegt. In den zwei Grenzfällen $\rho = 0$ und $\rho = 1$ berechnet man $\alpha(0) = 3/4$ bzw. $\alpha(1) = 0,6$. Damit gilt unter der Voraussetzung einer homogenen Elektronendichte:

$$0,6 c\bar{A}_d \leq \bar{V}_*(\rho) \leq 0,75 c\bar{A}_d \quad (4.131)$$

Der obere Wert der Grenzspannung stimmt mit dem in Abschnitt 4.4.2 aus einer einfachen Kräftebilanz abgeleiteten Wert überein (Gleichung 4.84). Die Bewegung der virtuellen Kathode läßt sich mit einem einfachen physikalischen Modell erklären: Nehmen wir an, daß die Kathodenspitze mit einer masselosen supraleitenden Membran verbunden ist, die zu Beginn des Impulses die Lage der virtuellen Kathode definiert. Auf beiden Seiten der Membran beträgt der Magnetfelddruck $B_0^2/2\mu_0$. Beim Einschalten der Beschleunigungsspannung entsteht die diamagnetische Elektronenschicht, die das Magnetfeld vor der Anode erhöht und auf der Anodenseite der Membran erniedrigt. Der Magnetfelddruck auf der Kathodenseite der Membran bleibt dabei zunächst unverändert. Dadurch entsteht ein Druckungleichgewicht, das die Membran soweit verschiebt, bis der Druck auf beiden Seiten wieder gleich ist. Für praktische Anwendungen wurde in /4.70/ ein approximativer Ausdruck für $g(s)$, $s = \bar{A}_d/\bar{V}$ angegeben:

$$g(s) = \frac{\exp |(s-s_0)^v| - 1}{\exp |(s-s_0)^v| - \mu} \quad (4.132)$$

$$v = 0,6416, \mu = 0,2982, s_0 = 1,68063.$$

Dieser Ausdruck gilt für den Fall einer Ausdehnung der Elektronenschicht über den gesamten Beschleunigungsspalt. Im anderen Grenzfall $\rho \rightarrow 0$ gilt der einfache Zusammenhang:

$$g(s) = \left[1 - \left(\frac{4}{3s} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.133)$$

Die letzten beiden Gleichungen können nun mit 4.128 verknüpft werden, um die Strom-Spannungscharakteristik einer Diode abzuleiten. Für eine Diode mit radialem Magnetfeld ergibt sich dabei die Schwierigkeit, daß $A_d = \Delta\psi/r$ dem Radius umgekehrt proportional ist. Die Ionenstromdichte wird daher bei Annäherung an

die Grenzspannung ebenfalls radiusabhängig. Zur Berechnung der Diodencharakteristik muß deshalb über die Emissionsfläche integriert werden:

$$I_i = 2 \pi \varepsilon_0 \frac{j_{CL}}{(x_0 + d)^2} \int_{r_i}^{r_a} \left(d + \frac{x_0}{g}\right)^2 r dr \quad (4.134)$$

Hierbei bedeuten $\varepsilon_0 = j_i^0/j_{CL}$, r_i , r_a der innere bzw. äußere Radius der Emissionsfläche auf der Anode.

Der Fall $\rho = 0$ ($\varepsilon_0 = 1$) läßt sich elementar integrieren und führt auf den Ausdruck:

$$I_i = 2 \pi \frac{j_{CL}}{(x_0 + d)^2} \left\{ \frac{d^2}{2} (r_a^2 - r_i^2) + \frac{1}{2} x_0^2 \ln \frac{(1 - \kappa^2 r_i^2)}{(1 - \kappa^2 r_a^2)} - 2 x_0 d \left[(1 - \kappa^2 r_a^2)^{1/2} - (1 - \kappa^2 r_i^2)^{1/2} \right] \right\} \quad (4.135)$$

Für den Fall $\rho = 1$ ($\varepsilon_0 = 5,5$) muß der Wert des Integrals 4.134 numerisch bestimmt werden. In beiden Fällen divergiert der Strom bei $\kappa r_a = 1$ mit $\kappa = 4/3$ (1,67) $V/c\Delta\psi$. Für diesen Wert von κ erreicht die virtuelle Kathode aufgrund der diamagnetischen Wirkung der Elektronendrift die Anode bei $r = r_a$.

Die Strom-Spannungscharakteristik der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Diode mit radialem Magnetfeld ist für die beiden Grenzfälle $\rho = 0$ und $\rho = 1$ in Abb. 4.19 dargestellt. Der Arbeitspunkt der Diode wird sich dort einstellen, wo die Lastgerade des Generators die Diodenkennlinie schneidet. Hierbei muß allerdings noch der Einfluß der selbstmagnetisch isolierten Vakuumübertragungsleitung berücksichtigt werden, die im einfachsten Fall als konstante Induktivität angesehen werden kann. Die verfügbare Beschleunigungsspannung ist dann $V_G = V_{II} - L I_t$, wobei V_{II} die Leerlaufspannung des Generators und I_t die zeitliche Ableitung des Gesamtstroms darstellt. Die Gleichung, die zur Bestimmung der Arbeitsspannung gelöst werden muß, lautet dann

$$w \frac{V_G - V}{Z_G} = I_i(V) \quad (4.136)$$

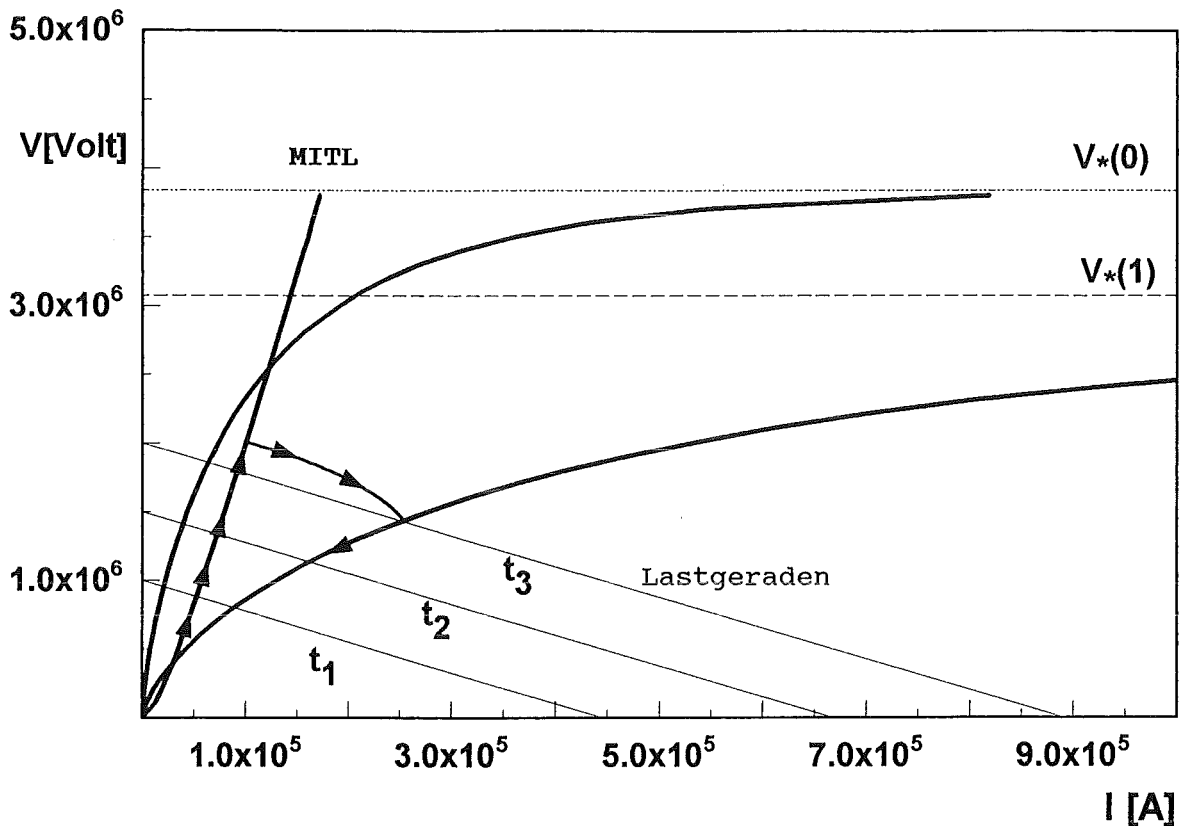


Abb. 4.19: Strom-Spannungscharakteristik einer Extraktordiode mit radialem Magnetfeld

w ist hierbei der Ionenwirkungsgrad der Diode, $w = I_i/I_t$, Z_G die Impedanz des Generators. $I_i(V)$ ist die durch 4.134 bestimmte Diodenkennlinie. Gleichung 4.136 gilt natürlich nur, solange der Ionenwirkungsgrad nahe bei 1 liegt oder wenn I_t und I_i die gleiche Abhängigkeit von V besitzen. Da die Impulsspannung zeitlich variiert, muß die Lastgerade in Abb. 4.19 für verschiedene Zeiten parallel verschoben werden.

Zu Beginn des Impulses ist die Diode in der Regel zunächst sehr hochohmig. Dies gilt auch, wenn das Anodenplasma beim Anlegen der Beschleunigungsspannung bereits vorhanden ist. Der Grund hierfür ist hauptsächlich in der anfänglich geringen Elektronendichte und diamagnetischen Verschiebung der virtuellen Diode zu sehen. In dieser Phase ist die vom Generator aus gesehene Lastimpedanz daher durch die Charakteristik der magnetisch isolierten Vakuumleitung bestimmt. Erst

wenn der Diodenstrom den minimalen Eigenstrom der Vakuumleitung überschreitet, wird das Lastverhalten durch die Diodencharakteristik dominiert (s. Abschnitt 3.4). In Abb. 4.19 ist die so entstehende typische Strom-Spannungscharakteristik hervorgehoben. Nach Durchlaufen der Charakteristik der Vakuumleitung wird zunächst die Charakteristik für den supraisolierten Fall ($\rho=0$) erreicht und erst nach Ausdehnung der Elektronenschicht über den gesamten Beschleunigungsspalt erfolgt ein Übergang auf die Charakteristik des saturierten Falls ($\rho=1$).

4.5.5 Kritik der Diodenmodelle

Es ist offensichtlich, daß die diskutierten Modelle nur einen Teilaspekt der komplexen Diodenphysik beschreiben. Insbesondere wird in ihnen die Magneto-hydrodynamik der Elektrodenplasmen und ihre Rückwirkung auf die Zusammensetzung des extrahierten Ionenstrahls und auf seine Stromdichte nicht berücksichtigt. Außerdem wird die Wechselwirkung zwischen dem Ionenstrahl einerseits und dem Elektronenfluid und elektromagnetischen Fluktuationen andererseits nicht behandelt.

Alle Modelle beschreiben daher Gleichgewichtskonfigurationen, und es muß zunächst offen bleiben, ob diese Konfigurationen realisiert werden und wie lange sie stabil bleiben. Man kann vermuten, daß insbesondere die singulären Elektronendichteverteilungen der beiden zuerst diskutierten Modelle instabil sind. Sie weichen außerdem insofern von der Realität ab, als die angenommene Existenz einer materiellen Kathode die Bewegung der Kathode von vornherein ausschließt.

Trotz der ebenfalls sehr unwahrscheinlichen im Desjarlais'schen Modell vorausgesetzten konstanten Elektronendichteverteilung im Beschleunigungsspalt beschreibt es die experimentell bestimmten Betriebsdaten vieler magnetisch isolierter Ionendioden recht zufriedenstellend [4.70.]. Dies trifft insbesondere dann zu, wenn die experimentell ermittelten Plasmaexpansionsgeschwindigkeiten von ca. $2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ berücksichtigt werden. Der Hauptgrund hierfür ist, daß die Ergebnisse für den Verstärkungsfaktor relativ unempfindlich gegen die tatsächliche Elektronendichteverteilung im Spalt sind. Für die Entstehung einer über den gesamten Spalt ausgebreiteten Elektronenschicht sind hauptsächlich Streuungen der Elektronen an den durch Instabilitäten hervorgerufenen elektromagnetischen

Fluktuationen verantwortlich. Dadurch entsteht eine permanente Diffusion von Elektronen in Richtung Anode (s. Abschnitt 5.5.2).

Die im Desjarlais'schen Modell vorausgesetzte laminare Elektronendrift ist allerdings eine starke Idealisierung deren Konsequenzen diskutiert werden müssen. In der fluiddynamischen Beschreibung lautet die vollständige Gleichung für die Driftgeschwindigkeit in senkrechter Richtung zum Magnetfeld:

$$v_{e\perp} = -\frac{E_x}{B_z} - \frac{\nabla P_e}{e n_e B_z} \quad (4.137)$$

Der zweite Term beschreibt die diamagnetische Drift aufgrund eines Gradienten im Elektronendruck senkrecht zum Magnetfeld.

Bei raumladungsbegrenzter Emission muß der erste Term an der Anode verschwinden und die Drift aufgrund des Elektronendichtegradienten darf dort nicht mehr vernachlässigt werden. Dies wird von dreidimensionalen elektromagnetischen PIC-code Simulationen bestätigt. Die Diskrepanz zwischen E_x/B_z und $v_{e\perp}$ wird in der Nähe der Anode zunehmend größer. Da aber gleichzeitig die Elektronendichte abnimmt, ist der durch die Annahme $v_{e\perp} = E_x/B_z$ verursachte Fehler im diamagnetischen Driftstrom relativ gering.

Ein weiteres mit der Annahme $v_{e\perp} = E_x/B_z$ verknüpftes grundsätzliches Problem ist die Verletzung des Energieerhaltungssatzes für die einzelnen Elektronen im Desjarlais'schen Modell. Anders als im Modell von Antonsen und Ott ist die Gesamtenergie $W = -e\phi + \gamma m c^2$ der Elektronen im Beschleunigungsspalt nicht konstant, sondern eine Funktion des Ortes. Ob solche Elektronen im Diodenspalt existieren können, hängt davon ab, ob ihre Phasenraumkoordinaten (p_y, W) innerhalb des zulässigen Bereichs liegen /s. 3.33, 3.34./. Davon unabhängig ist die Frage, welcher Mechanismus Elektronen mit derartigen Phasenraumkoordinaten erzeugen kann. Unter Erhaltung der Gesamtenergie ist dies nur durch Vermittlung der elektromagnetischen Fluktuationen möglich. Die Vorstellung hierbei ist, daß durch Wechselwirkung mit einer elektromagnetischen Fluktuation die Energie eines Elektrons erniedrigt wird, während gleichzeitig die Energie eines anderen Elektrons erhöht wird ohne daß dabei die Amplitude der Fluktuation anwächst.

Ein weiterer Kritikpunkt der Diodenmodelle ist ihre Eindimensionalität. Dadurch können sie insbesondere die Wirkung des Eigenmagnetfelds des Diodenstroms nicht berücksichtigen. Da das Eigenmagnetfeld bei großen Diodenströmen dem Fremdfeld durchaus vergleichbar werden kann, besitzt die Bewegung der Elektronen in der Regel auch eine Komponente parallel zum Magnetfeld. Falls der Ionenwirkungsgrad 100% beträgt, muß die Elektronenfluidgeschwindigkeit in dieser Richtung dennoch verschwinden. Für zylindrische Dioden folgt dies direkt aus der Existenz einer Symmetrieachse. Bei nicht hundertprozentigem Wirkungsgrad darf die Wirkung des Eigenmagnetfelds auf die Bewegung der Elektronenschicht nur dann vernachlässigt werden wenn das Verhältnis

$$\varepsilon = \frac{B_{dA}^2 - B_{dK}^2}{B_{oA}^2 - B_{oK}^2} \ll 1 \quad (4.138)$$

ist. Der Zähler entspricht der Differenz des Eigenfelddrucks zwischen Anode und Kathode. Der Nenner beschreibt die gleiche Druckdifferenz aufgrund des diamagnetischen Feldes in Richtung des ursprünglichen Fremdfeldes. Solange $\varepsilon \ll 1$ gilt, kann der Einfluß des Eigenfeldes auf das Druckgleichgewicht im Beschleunigungsspalt vernachlässigt werden.

4.5.6 Particle-in-cell (PIC)-code Simulationen

Numerische Simulationen des physikalischen Geschehens in der Diode bilden eine wertvolle Ergänzung zu analytischen Diodenmodellen. Da sie nicht den für eine analytische Lösung meist notwendigen Vereinfachungen unterliegen, können ihre Ergebnisse dazu benutzt werden, die Gültigkeit von Approximationen in den analytischen Modellen zu überprüfen. Darüberhinaus können sie die Aufstellung analytischer Modelle stimulieren und befruchten. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß reale numerische Simulationen die Physik der Diode auch niemals vollständig beschreiben können. Begrenzte Kernspeicher und Rechenzeiten erzwingen Reduktionen in der Zahl der Raum-Zeit-Dimensionen, in der Zahl der Gitterpunkte oder in der Zahl der Simulationsteilchen.

Sowohl innerhalb als auch außerhalb der Diode kann die Wechselwirkung eines Strahlteilchens mit seinen nächsten Nachbarn gegenüber der Wechselwirkung mit den kollektiven elektromagnetischen Feldern aller anderen Strahlteilchen vernachlässigt werden. Unter diesen Bedingungen gilt das Liouville'sche Theorem

und die zeitliche Entwicklung der Verteilungsfunktion jeder Teilchensorte im Phasenraum kann durch die Vlasov-Gleichung beschrieben werden (näheres s. Abschnitt 5.3)

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}} + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (4.139)$$

$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$ ist hier die Verteilungsfunktion der Teilchensorte s im 6-dimensionalen Phasenraum (\vec{r}, \vec{v}) . Die Felder \vec{E} und \vec{B} müssen mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen selbstkonsistent aus der Ladungsdichte $\rho = \sum_s q_s \int f_s dV$ und der Stromdichte $\vec{j} = \sum_s q_s \int f_s \vec{v} dV$ berechnet werden.

Gleichung 4.139 beschreibt die Bewegung einer inkompressiblen Flüssigkeit im Phasenraum (\vec{r}, \vec{v}) , und es ist daher möglich, sie mit den in der Hydrodynamik üblichen Eulerschen oder Lagrangeschen Methoden zu lösen. Diese Gitterapproximationen besitzen jedoch für das hier zu behandelnde physikalische Problem zwei wesentliche Nachteile: Erstens erfordert die Beschreibung der meisten Diodengeometrien die Verwendung von mindestens 5 Dimensionen im Phasenraum $(r, z, v_r, v_\theta, v_z)$ und die Diskretisierung aller Koordinatenrichtungen benötigt daher viel Speicherplatz und Rechenzeit, und zweitens erfordert die meist turbulente Bewegung der Elektronen sowie ihr nicht verschwindender Gyroradius eine sehr feine Gittereinteilung in der Eulerschen Darstellung bzw. eine häufige Gitterneueinteilung in der Lagrangeschen Darstellung. Aus diesem Grund ist auch die Modellierung der Erzeugung und Vernichtung von Teilchen auf den Elektroden schwierig durchzuführen.

Der Vlasov-Gleichung völlig äquivalent ist jedoch die Bewegungsgleichung der individuellen Teilchen in den aufgeprägten und selbsterzeugten elektromagnetischen Feldern. In der PIC-Methode werden die Geschwindigkeiten und Positionen von Pseudoteilchen mit Hilfe der Bewegungsgleichung für einen Zeitschritt berechnet und gespeichert. Die elektrischen und magnetischen Felder werden aus den Maxwell'schen Gleichungen auf einem Eulerschen Raumgitter bestimmt. Dazu werden die Ladungen und Ströme der Teilchen entsprechend ihrer Position in der Gitterzelle mit Gewichtungsfaktoren auf die benachbarten Gitterzellen aufgeteilt. Ein Geschwindigkeitsgitternetz existiert demnach nicht. Jedes Pseudoteilchen repräsentiert eine große Anzahl physikalischer Teilchen.

Entsprechend dem physikalischen Mechanismus werden in jedem Zeitschritt an den emittierenden Elektroden neue Teilchen in die Rechnung eingeführt. Im allgemeinen wird dabei die Physik der Plasmaschichten auf Anode und Kathode nicht behandelt. Vielmehr wird raumladungsbegrenzte Emission angenommen. Zur selbstkonsistenten Beschreibung dieser Art von Emission wird das Gaußsche Gesetz verwendet:

$$\oint \epsilon_0 \vec{E} d\vec{f} = \int \rho dV = Q \quad (4.140)$$

Da das elektrische Feld an der Emissionsfläche verschwindet und auf den übrigen Flächen der Gitterzelle an der Elektrode vor jedem neuen Zeitschritt bekannt ist, ist Q festgelegt und es wird gerade soviel neue Ladung emittiert, daß Gleichung 4.140 erfüllt wird. Da die Ladungsdichte bei raumladungsbegrenzter Emission an der Elektrode divergiert, kann diese Vorschrift jedoch numerisch zu Problemen führen. In jedem Zeitschritt sind nämlich Differenzen zwischen großen Zahlen zu bilden. Nachdem an allen Emissionsflächen neue Teilchen eingeführt worden sind, wird jedes Teilchen einen Zeitschritt bewegt und anschließend die Ladungs- und Stromdichteverteilung neu berechnet. Die Größe des Zeitschritts muß dabei so gewählt werden, daß die vom Teilchen zurückgelegte Strecke kleiner als die Maschenweite des Gitters wird. Bei Anwesenheit von Elektronen und Ionen werden daher im allgemeinen zwei verschiedene Zeitskalen verwendet, d.h. die Bewegung der Ionen wird nur nach jedem 100.-1000. Zeitschritt der Elektronen bestimmt.

Wenn die Zahl der neu erzeugten gleich der Zahl der aus dem System verschwindenden Teilchen wird, ist der stationäre Betriebszustand der Diode erreicht.

Der im KfK zur Beschreibung der Teilchenbewegung in der Diode und im Driftraum entwickelte quasistationäre Code löst die Feldgleichungen auf einem zwei-dimensionalen Gitter und berücksichtigt die Geschwindigkeitskomponenten in den drei Koordinatenrichtungen /4.74/. In einem quasistationären Code werden die zeitlichen Ableitungen in den Maxwell'schen Gleichungen vernachlässigt. Er kann daher Instabilitäten und alle damit verbundenen Prozesse nicht erfassen. Das Gitterkonzept des Karlsruher Codes basiert jedoch auf randangepaßten Koordinaten /4.75/. Daher ist es möglich die tatsächliche Geometrie der Diode sehr genau zu erfassen und der Code ist geeignet, Schwachpunkte im Entwurf einer Diode, z.B. in der magnetischen Isolation, aufzudecken. Eine unerläßliche

Ergänzung des Codes ist der Postprozessor, mit dem die Felder in der Diode, die Teilchenverteilungen und die Teilchentrajektorien dargestellt werden können. Die Ergebnisse dieses Codes für eine zylindergeometrische Diode mit radialem Magnetfeld werden in Abschnitt 4.63 beschrieben und mit den experimentellen Befunden verglichen.

Die bisher vollständigste Entwicklung zur numerischen Beschreibung der Diodenphysik ist der dreidimensionale vollelektromagnetische PIC-Code Quicksilver /4.76/. Wegen der enormen Rechenzeiten sind mit diesem Code jedoch nur stark vereinfachte Geometrien behandelbar. Er wird daher vor allem dazu benutzt, um grundsätzliche Fragestellungen der Diodenphysik anzugehen. Z.B. war es möglich wichtige Erkenntnisse zur zeitlichen Entwicklung der Elektroneninstabilitäten und ihrer Auswirkungen auf die Ionenstrahldivergenz zu gewinnen /4.77/. Näheres s. Abschnitt 5.)

4.6 Die fremdmagnetisch isolierte Extraktordiode an KALIF

4.6.1 Entwurfskriterien und Aufbau

Als Beispiel für eine Hochleistungsdiodendiode soll hier die für den Generator KALIF entwickelte Extraktordiode mit radialem Magnetfeld beschrieben werden. Dies ist die erste Diode, die sowohl ein aktiv erzeugtes Anodenplasma als auch starke magnetische Isolationsfelder verwendet. Ziel ihrer Entwicklung war es, günstige Voraussetzungen für die Fokussierung eines Protonenstrahls auf hohe Leistungsdichten zu schaffen.

Die wichtigste Vorbedingung hierfür ist ein stabiler Betrieb der Diode. Eine optimale Fokussierung ist nur möglich, wenn der Ionenstrahl monoenergetisch ist, keine zeitabhängigen Eigenfelder besitzt und eine niedrige innere Divergenz aufweist. Idealerweise würde man einen Rechteckimpuls sowohl für die Beschleunigungsspannung als auch für den Diodenstrom wünschen. Dies bedingt, daß sowohl der effektive Beschleunigungsspalt als auch die Raumladungsverteilung in der Diode während des größten Teils des Impulses unverändert bleibt. Natürlich muß auch der Impulsgenerator in der Lage sein, diese ideale Impulsform zu liefern. Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, können im Prinzip alle Aberrationen des Strahlfokussierungssystems eliminiert werden.

Nehmen wir dies zunächst an, dann ist die maximal erreichbare Ionenstrahlleistungsdichte W_f auf einem ebenen Target im Fokus durch die verfügbare Ionenleistung P_i der Diode, die innere Divergenz δ des Strahls, die Brennweite f des Fokussierungssystems und einen Geometriefaktor g begrenzt:

$$W_f \leq \frac{W_i}{\pi f^2 \delta^2} g \quad (4.141)$$

δ ist der Halbwinkel des Kegels mit dem der Strahl von einem Punkt am Ausgang der Diode emittiert wird (Gleichung 4.1 wird in Abschnitt 5.4 abgeleitet.)

Eine möglichst hohe Ionenleistung P_i erfordert einen hohen Kopplungswirkungsgrad ε_K zwischen dem Impulsgenerator und der Diode, sowie einen hohen Ionenwirkungsgrad ε_i der Diode selber. Der Kopplungswirkungsgrad ε_K wird hauptsächlich durch die Eigenschaften der Vakuumleitung, die den Generator mit der Diode verbindet, bestimmt. An KALIF handelt es sich hierbei um eine kurze, relativ hochohmige Leitung, die daher in erster Näherung als punktförmige Induktivität betrachtet werden kann. Diese Induktivität begrenzt vor allem den Leistungsanstieg in der Diode. Die zweite für die Kopplung wichtige Charakteristik der Vakuumleitung ist der in ihr fließende freie Elektronenstrom. Generell gelingt es nur, den in der Leitung fließenden Wandstrom in der Diode in Ionenstrom umzusetzen. Der freie Elektronenstrom muß daher soweit wie möglich unterdrückt werden. Wie wir in Abschnitt 3.4 sahen, glückt dies umso besser je hochohmiger die Vakuumleitung im Vergleich zur Diodenlast ist. Eine hochohmige Leitung besitzt aber eine hohe Induktivität pro Längeneinheit. Daher muß im allgemeinen ein Kompromiß zwischen den beiden entgegengesetzten Anforderungen an die Vakuumleitung gefunden werden. Für die an KALIF verwendete Vakuumleitung, die einer Gesamtinduktivität von 60 nH entspricht, wird ein Kopplungswirkungsgrad von ca. 80% gemessen. Die für die Umsetzung in Ionenstrahlleistung verfügbare elektrische Leistung beträgt daher ca. 1 TW.

Der Ionenwirkungsgrad einer Diode ist vor allem durch die Stärke ihrer magnetischen Isolation bestimmt. Bei sehr hohen Magnetfeldern lassen sich Wirkungsgrade von mehr als 90% erreichen.

Beiträge zum Divergenzwinkel δ können durch Inhomogenitäten im Anodenplasma, durch Instabilitäten in der Elektronenschicht und durch Streuungen

während der Strahlausbreitung entstehen. Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Ursachen wird in Abschnitt 5.5 durchgeführt. Wegen der starken Abhängigkeit der fokussierten Leistungsdichte von δ ist eine Minimierung der Divergenz besonders wichtig. Erste Bedingung hierfür ist ein homogenes Anodenplasma, das am besten durch eine aktiv erzeugte Ionenquelle gewährleistet wird. Für die KALIF-Diode wurde daher die beschriebene, Pd bedeckte Ti-Hydridanode vorgesehen. Zweite Bedingung ist die Unterdrückung divergenzvergrößernder elektromagnetischer Fluktuationen in der Elektronenschicht. Am ehesten wird eine günstige stabilisierende Wirkung von starken Magnetfeldern erwartet. Daher wurde für die KALIF-Diode eine möglichst hohe magnetische Isolation angestrebt.

Um schließlich bei gegebener Ionenleistung P_i und gegebener Divergenz δ eine möglichst hohe Leistungsdichte im Fokus zu erzeugen, muß die Brennweite f der Ionenoptik so kurz wie praktikabel gemacht werden. Dies führt zu einem kompakten Diodenentwurf mit begrenzter Emissionsfläche. Um bei gegebener Betriebsspannung die Diodenleistung an die Generatorleistung anzupassen, wird folglich ein kleiner effektiver Beschleunigungsspalt oder eine starke Erhöhung der Ionenstromdichte über den raumladungsbegrenzten Child-Langmuirschen Wert benötigt. Die bisher beobachteten, auf eine Raumladungskompensation durch Elektronen im Beschleunigungsspalt zurückzuführenden Verstärkungsfaktoren liegen meist unterhalb von 5,5. Dieser Wert entspricht gerade der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten homogenen Elektronenverteilung in der Diode. Wird andererseits der effektive Beschleunigungsspalt zu klein, so besteht die Gefahr, daß die Diodenimpedanz, aufgrund der Plasmaexpansion von den Elektroden und aufgrund eines fortschreitenden Verlustes der magnetischen Isolation durch Diffusion des Magnetfelds in die Plasmen, zu rasch kollabiert. Um dies zu vermeiden, darf der effektive Beschleunigungsspalt nach Berücksichtigung der Plasmaexpansion und der diamagnetischen Bewegung der virtuellen Kathode erfahrungsgemäß nicht kleiner werden als 4 mm. Für die KALIF-Diode bedeutet dies, daß eine Emissionsfläche von mindestens 120 cm² benötigt wird, um die Diodenleistung an die verfügbare Generatorleistung anzupassen. Dadurch wird auch eine untere Grenze für die Brennweite der Ionenoptik festgelegt, die bei ca. 12 cm liegt. Es gibt noch eine weitere praktische Grenze für die Kleinheit der Diode: Es wird zunehmend schwieriger, kleine an die Größe der Diode angepaßte Feldspulen zu bauen, die sowohl hohe Magnetfelder erzeugen, als auch den enormen Kräften standhalten können /4.78/.

Die nach den beschriebenen Grundsätzen konstruierte Diode ist in Abb. 4.20 dargestellt. Die aktive Zone ihrer metallischen Anode besteht aus einem mit Wasserstoff beladenen 300-500 Å dicken Ti-Film, der von einer 100-200 Å starken Pd-Deckschicht geschützt wird. Beide Filme bedecken eine 0,5 mm dicke, elektrisch isolierende Epoxidharzschicht und sind an ihren Rändern mit dem Metall des Anodenkörpers elektrisch leitend verbunden. Der Anodenkörper ist durch einen ebenfalls mit Epoxidharz gefüllten Ringspalt in zwei voneinander isolierte Segmente getrennt. Eine elektrisch leitende Verbindung zwischen diesen beiden Teilstücken existiert nur über den Ti-Pd-Film.

Zur raschen Desorption des Wasserstoffs wird wie in 4.3 beschrieben, ein Stromimpuls durch den Metallfilm geschickt. In den bisherigen Experimenten mit der KALIF-Diode wurde eine niederimpedante Bypass-Leitung verwendet, um zu Beginn des Impulses einen Teil des Generatorstroms durch den Metallhydridfilm zu leiten. Die Bypassleitung ist mit dem Generatorausgang über 6 zuvor injizierte Plasmasäulen verbunden. Wie man aus Abb. 4.20 erkennt, wird diese Verbindung über Metallbolzen, die sich in isolierten Durchführungen innerhalb der Anodenplatte befinden, fortgesetzt. Das injizierte Plasma besitzt eine sehr geringe Dichte und das Plasma erodiert daher nach wenigen ns. Zuvor findet meist ein Oberflächendurchbruch auf den Isolatorstopfen in der Anodenplatte statt, sodaß die Bypassleitung nach kurzer Zeit vom Generatorstromkreis getrennt wird. Die charakteristische Aufteilung der Ströme auf die Vakuumleitung, die Bypassleitung und die Last ist in Abb. 4.21 wiedergegeben. Bis zu dem Zeitpunkt an dem der Oberflächendurchbruch auf dem Isolatorstopfen stattfindet, fließt der gesamte Generatorstrom durch die Bypassleitung. Nach dem Durchbruch zerfällt der Strom in der Bypassleitung mit einer Zeitkonstanten, die durch die (bekannte) Induktivität der Leitung und den ohmschen Widerstand der Plasmaschichten gegeben ist. Aus den gemessenen Zeitkonstanten kann man schließen, daß zu dem Zeitpunkt, an dem die Oberfläche des Isolatorstopfens leitend wird, auch auf der Anode bereits ein Plasma entstanden ist. Der zweite steile Anstieg des Laststroms ist eine Folge der Öffnung des Plasmaöffnungsschalters. Erst zu diesem Zeitpunkt, an dem das Anodenplasma bereits gebildet ist, tritt eine Spannung über dem Beschleunigungsspalt auf.

Die in der Diode verwendete Hohlkathode besteht aus einem stumpfen Hohlkegel aus Edelstahl und besitzt eine Wandstärke von 0,5 mm. An ihrer Spitze ragt eine 3-5 mm lange Kante in Normalenrichtung zur Anode. An dieser Kante ent-

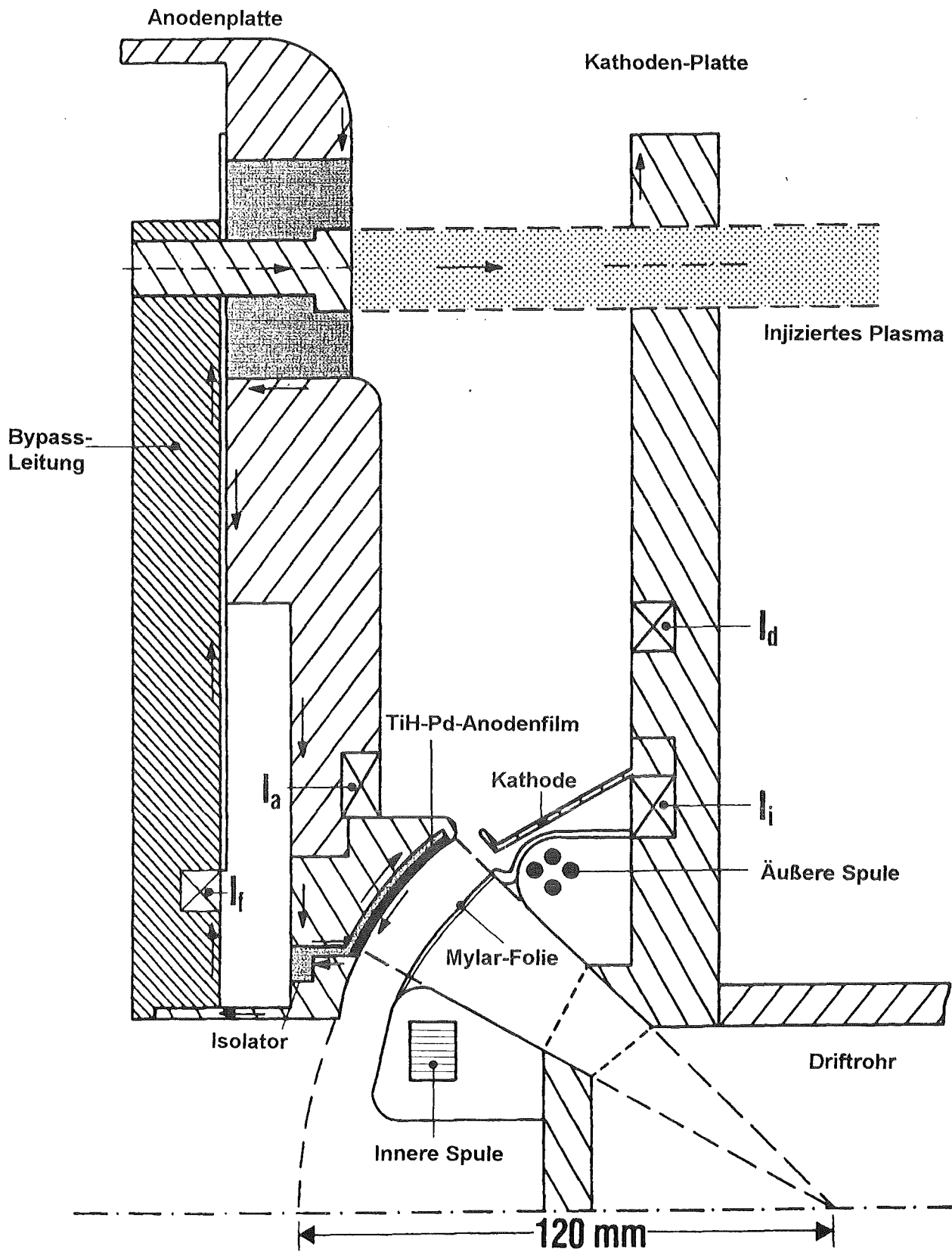


Abb. 4.20: Schematische Darstellung der fremdmagnetisch isolierten Diode Extraktodiode von KALIF.

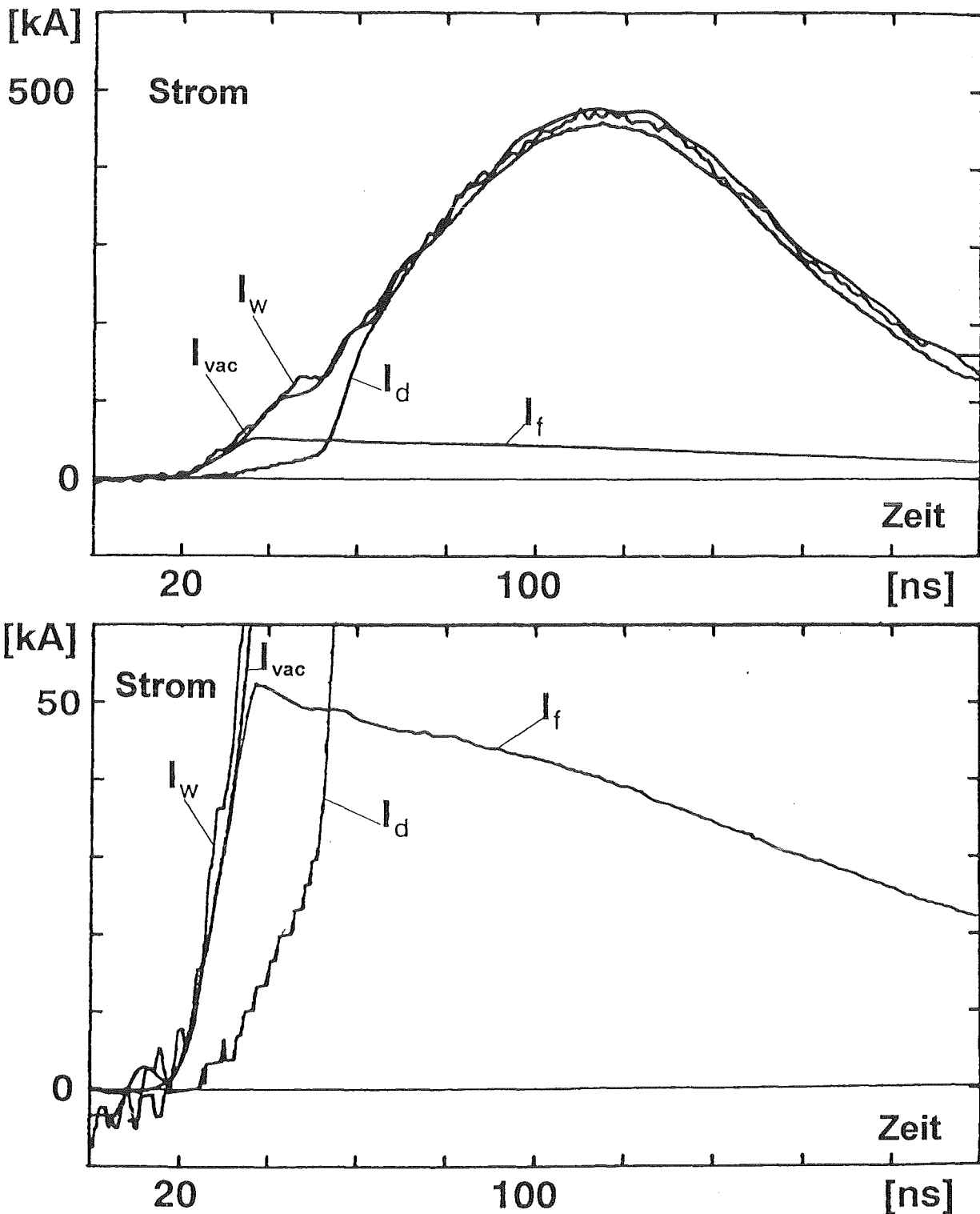


Abb. 4.21: Aufteilung der Ströme in der Vakuumleitung auf die Bypassleitung und auf die Last. Die Last war in dem hier dargestellten Fall ein Kurzschluß. I_w und I_{vac} repräsentieren den vom Generator gelieferten Strom auf der Wasser- bzw. auf der Vakuumseite der Impulsleitung. I_d und I_f sind die in der Last bzw. in der Bypassleitung fließenden Ströme. Im unteren Teil der Abbildung ist die Anfangsphase des Impulses, in der die Plasmabildung stattfindet, vergrößert dargestellt.

springt die Elektronenschicht und die Magnetfeldlinie, die durch ihre Spitze hindurchgeht, bestimmt die anfängliche Lage der virtuellen Kathode.

Die isolierenden Magnetfelder werden durch zwei in Serie geschaltete Spulen erzeugt. Die Spulen sind konzentrisch zur Achse angeordnet, besitzen aber einen relativen axialen Versatz. Der mittlere Radius der inneren Spule liegt bei 35 mm, derjenige der äußeren Spule bei 76 mm. Die innere Spule besteht aus einer neunwindigen Spirale aus einem mit überlappenden Lagen von Kapton isolierten Cu-Be-Band. Um die hohe Zugfestigkeit von Cu-Be hervorzubringen wird die gewickelte Spule im vorgespannten Zustand längere Zeit bei 315 °C wärmebehandelt. Die äußere Spule besitzt 4 Windungen aus rechteckförmigem Cu-Draht, der ebenfalls mit Kaptonband isoliert ist. Beide Spulen werden in einer mit Glas- und Kohlenstofffasern verstärkten Epoxidharz-Matrix eingebettet und mit einer dünnen lasergeschweißten, gasdichten Edstahlhülle umgeben /4.78/.

Die Spulen werden von einer 240 μF , 15 kV Kondensatorbank versorgt. Mit der auf die volle Spannung geladenen Bank erreicht der Strom durch die Spulen seine Amplitude von 50 kA innerhalb von 70 μs und erzeugt ein Isolationsfeld von 3 T an der Kathodenspitze und von 4,2 T am inneren Rand der ionenemittierenden Zone. Um das durch Diffusion in die metallische Anode eingedrungene Feld zu kompensieren, steht eine langsamere 5 kV, 2800 μF -Bank mit einer Viertelperiode von 1,5 ms zur Verfügung. Die langsame Bank enthält eine Entkopplungsinduktivität von 420 μH in ihrem Ausgangskreis, sodaß beide Bänke die Spulen parallel versorgen können.

Die Feldgeometrie in der Diode wurde mit Hilfe des quasistationären Wirbelstromprogramms PROFIL /4.79/ optimiert. Ein typisches Feldprofil ist in Abb. 4.22 dargestellt. Man erkennt, daß die Feldlinien sich in der Nähe der Anode deren Form anpassen. Unsymmetrien in der Feldgeometrie, die u.a. an den Zuleitungen entstehen können, werden mit dieser zweidimensionalen Rechnung nicht erfaßt. Zur Überprüfung der Symmetrie und der Amplitude wurde das Feld mit Sonden im Diodenspalt vermessen. Dabei ergab sich generell eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung. Die azimuthale Symmetrie lag bei $\pm 5\%$ /4.78/.

Die Tragplatten für die innere und äußere Spule sind über Edstahlplatten miteinander verbunden. Sie bestehen aus Kupfer und verhindern so die Diffusion der gepulsten Magnetfelder in den Driftbereich dahinter. Der Driftraum hinter

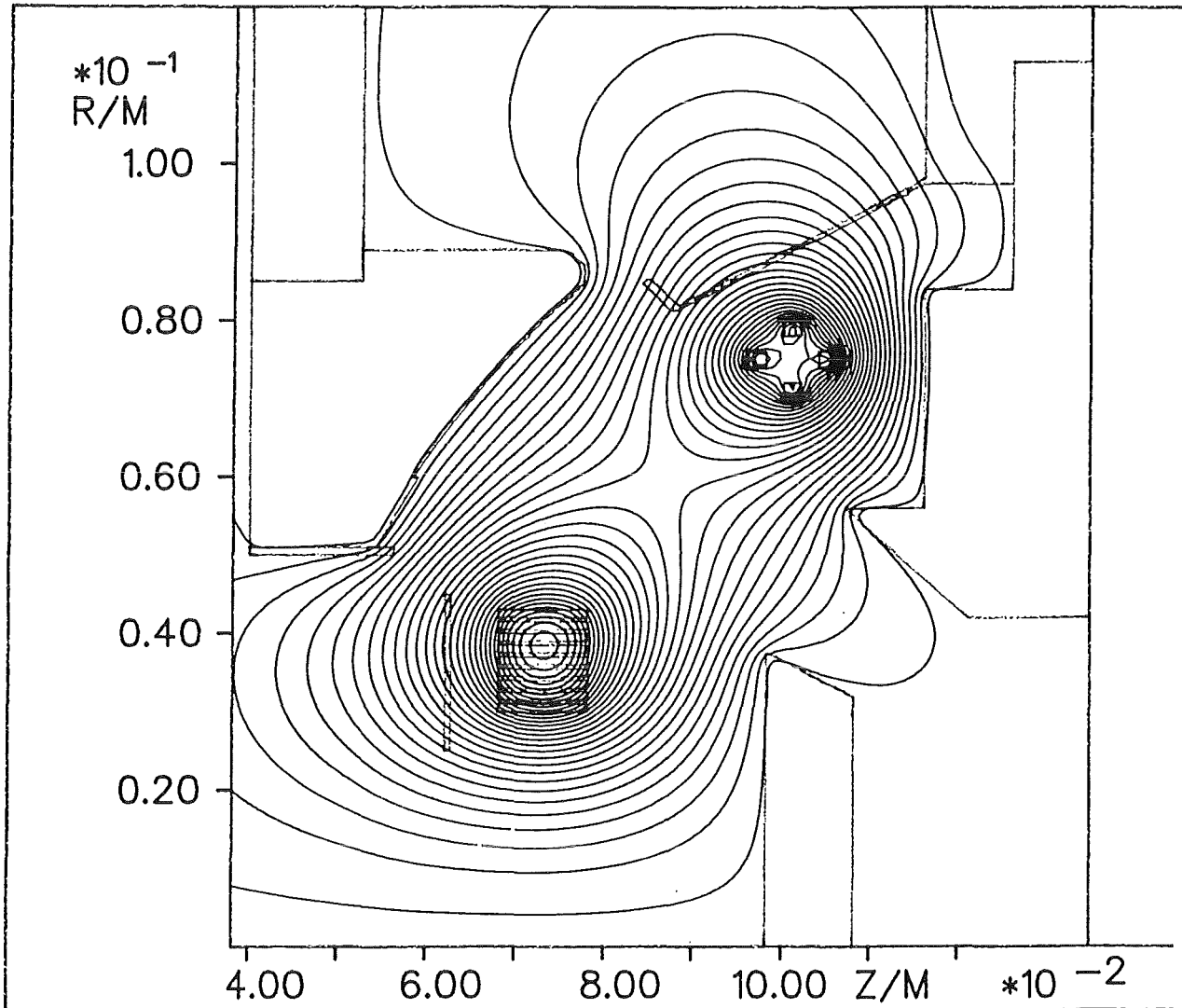


Abb. 4.22: Magnetfeldprofil der KALIF-Diode. Dargestellt sind Niveaulinien mit konstantem $r A_\theta$

der Kathode ist durch eine $1,5 \mu\text{m}$ dünne Mylar Fensterfolie in 3,5 bis 5 mm Entfernung von der Kathodenkante abgedichtet und kann mit Gas gefüllt werden. Zur Raumladungs- und Stromneutralisation des propagierenden Ionenstrahls wird dieser Transportbereich mit 5 mbar Argon gefüllt. Durch Wechselwirkung des intensiven Ionenstrahls mit dem Füllgas entsteht innerhalb weniger ns ein Plasma, das die zur Neutralisation benötigten Elektronen bereitstellt (näheres s. Abschnitt 5.2).

4.6.2 Betriebsverhalten der Diode: Experimentelle Ergebnisse

Ein typischer Satz elektrischer Signale, der das Betriebsverhalten der Diode charakterisiert, ist in Abb. 4.23 dargestellt. In diesem Experiment betrug der geometrische Beschleunigungsspalt 8 mm und die kritische Spannung lag bei 5 MV an der Position der Kathodenspitze. Ein schwieriges diagnostisches Problem bei diesen Experimenten ist die Bestimmung der Diodenbetriebsspannung. Zu Beginn des Generatorimpulses ist die Diode durch den Plasmaöffnungsschalter elektrisch vollständig abgeschirmt. Kurz nachdem der Strom in den Plasmasäulen zu fließen beginnt, werden sie durch die magnetischen Kräfte radial nach innen beschleunigt. Wenn das Plasma die Zone starker Magnetfelder im Außenbereich der Diode erreicht, wird es abgebremst. Ein Stromfluß am Außenrand der Diode bleibt solange bestehen bis das Magnetfeld des Diodenstroms ausreicht um den Elektronenstrom aus dem Schalterbereich magnetisch zu isolieren. Ohne eine Verstärkung des Ionenstroms in der Diode ist die anfängliche Impedanz der Diode durch das unipolare Child-Langmuirsche Gesetz bestimmt und zunächst sehr hoch, typischerweise 50Ω bei 1 MV. Daher kann die magnetische Isolierung des Schalterbereichs 10-20 ns hinausgezögert werden. Aufgrund dieses Sachverhalts ist klar, daß sinnvolle Ergebnisse für die Diodenspannung aus einer induktiv korrigierten Messung mit kapazitiven Sonden in der Wasserleitung erst erwartet werden können, wenn die Diode einen ausreichend großen Anteil des Generatorstroms übernommen hat. Das in Abb. 4.23 mit V_d bezeichnete Spannungssignal repräsentiert daher erst nach Einsetzen des Diodenstroms die Beschleunigungsspannung am Diodenspalt. Eine hilfreiche Ergänzung der Diodenspannungsmessung ist das Signal eines für harte Röntgenstrahlung empfindlichen Detektors. Es wird durch die von Verlustelektronen hervorgerufene Bremsstrahlung erzeugt und zeigt an, wann zum erstenmal höhere Spannungen in der Diode und im Bereich der Plasmaöffnungsschalter auftreten. In Abb. 4.23 besteht dieses Röntgensignal aus zwei breiten Maxima. Der erste Teil dieses Signals beginnt vor dem Stromanstieg in der Diode und repräsentiert daher die Elektronenverluste außerhalb der Diode. Dieser Signalanteil nimmt ab, wenn der Diodenstrom zur vollständigen magnetischen Isolierung der Vakuumleitung ausreicht. Zugleich setzt ein Signal ein, daß die Elektronenverluste in der Diode selber repräsentiert. Gleichzeitige Messungen der Wandströme auf der Anoden- und der Kathodenseite unmittelbar außerhalb der Diode ergaben immer ausgezeichnete Übereinstimmungen zwischen den Signalen. Wir müssen daher schließen, daß jeglicher Vakuumelektronenstrom die Leitung stromaufwärts der beiden Monitore überquert. Die geringe Differenz zwischen dem Diodengesamtstrom und

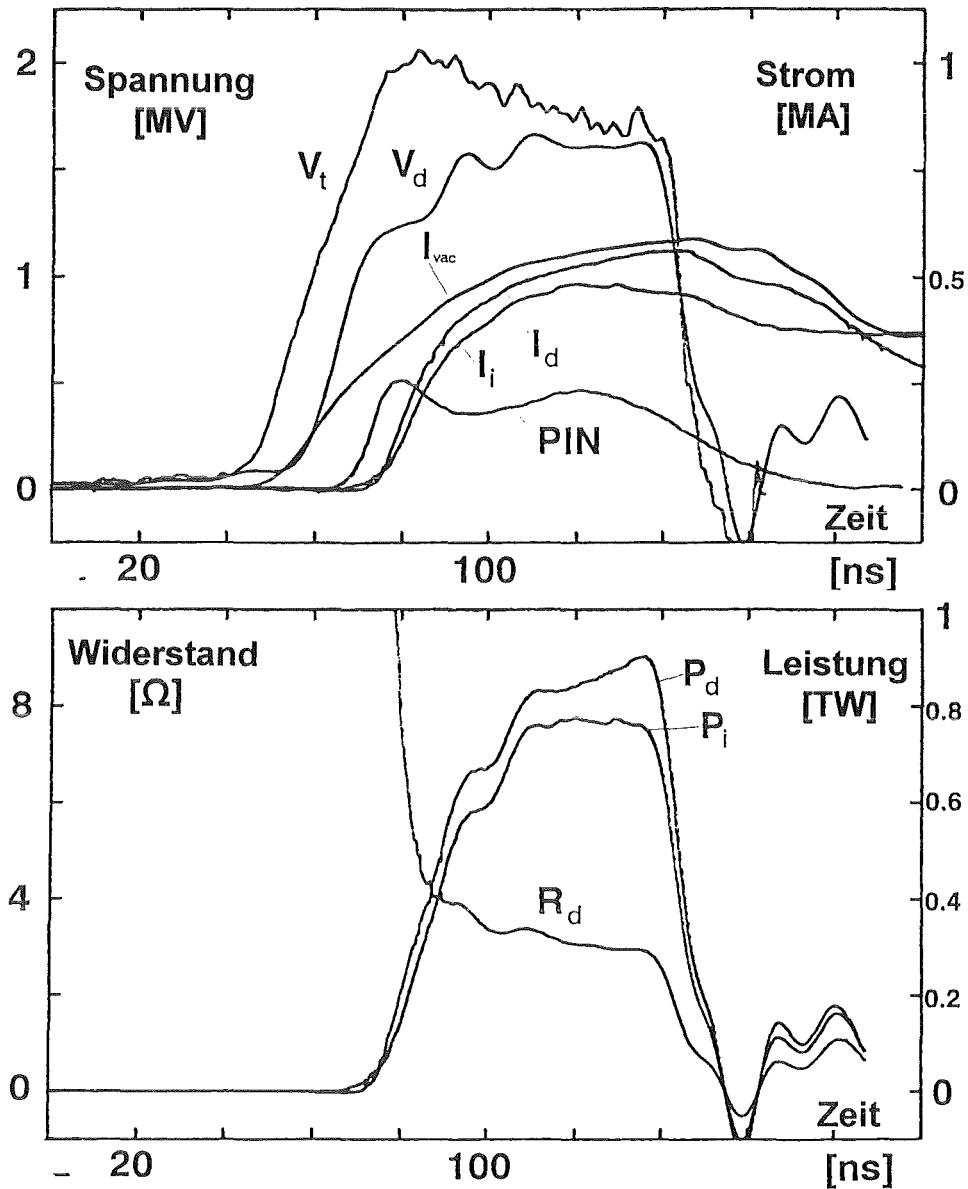


Abb. 4.23: Gemessene Signale der KALIF-Diode, die ihr Betriebsverhalten beschreiben. V_t ist die an der Trennfläche zwischen Wasser und Vakuum gemessene Generatorspannung; V_d ist die daraus durch eine Korrektur für den induktiven Spannungsabfall in der Vakuumleitung abgeleitete "Diodenspannung"; I_{vac} ist der vom Generator gelieferte Strom; I_d und I_i sind der Gesamtstrom und der Ionenstrom in der Diode; mit PIN ist das Signal eines Röntgendetektors bezeichnet, das anzeigt wann erstmals eine nennenswerte Spannung stromabwärts der Plasmaöffnungsschalter auftritt; R_d ist die Impedanzkurve der Diode; P_d und P_i geben die in der Diode umgesetzte Gesamtleistung bzw. die Ionenleistung wieder.

dem Ionenstrom zeigt, daß der Ionenwirkungsgrad der Diode sehr hoch ist. Auch der Kopplungswirkungsgrad liegt bei diesem Experiment deutlich über 90%.

Besonders bemerkenswert ist, daß der Diodenstrom und die Diodenspannung in Phase sind und ein gemeinsames Plateau erreichen. Daher ist auch die Diodenimpedanz für eine Dauer von 60 ns stabil. Für diesen Typ von Diode war diese Art von Betriebsverhalten bisher unerreicht und ist vermutlich auf die gleichzeitige Anwendung starker Isolationsfelder und einer aktiv erzeugten Anodenplasmaquelle zurückzuführen. Die Ionenleistung der Diode erreicht damit 0,8 TW, was 76% der an der Wasser-Vakuum-Trennfläche verfügbaren elektrischen Leistung entspricht. Damit sind einige der bei der Diskussion von Gleichung 4.141 abgeleiteten Forderungen für eine Fokussierung auf hohe Leistungsdichten erfüllt.

Eine Analyse der Strahlzusammensetzung mit einem Thomson-Parabelspektrometer ergab, daß alle nichtprotonischen Anteile weniger als 20% betragen. Damit ist auch eine ausreichend hohe Strahlreinheit gewährleistet.

Die Messungen der Strahldivergenz und der Strahltrajektorien für diese Diode werden wir in Abschnitt 5.6 diskutieren.

4.6.3 PIC-Code-Simulation

Zur Unterstützung des Diodenentwurfs und der Interpretation der Ergebnisse wurden numerische Simulationen der Diode mit dem in Abschnitt 4.5.6 beschriebenen 2,5 dimensional stationären PIC-Code durchgeführt [4.74]. Da dieser Code randangepaßte Koordinaten verwendet, ist es möglich die Geometrie der Diode relativ genau zu simulieren.

Bei den Rechnungen stellte sich heraus, daß der Code in seiner gegenwärtigen Form den Ionenstrom um einen Faktor 15 unterschätzt. Dieses Ergebnis entspricht dem unipolaren Stromfluß in einer Diode mit dem ursprünglichen geometrischen Beschleunigungsspalt. Folglich ist es nicht verwunderlich, daß der Code auch einen großen Elektronenverluststrom in der aufgrund des geringen Diodenstroms schlecht isolierten Vakuumleitung vorhersagt.

Der Grund für diese Diskrepanz zwischen theoretischer Vorhersage und experimentellem Befund liegt vor allem in der durch Instabilitäten in der Elektronen-

schicht hervorgerufenen Elektronendiffusion, die den Beschleunigungsspalt mit einer kompensatorischen Raumladung füllt und zu einer Erhöhung der Ionenstromdichte führt. Diese Diffusion tritt in dem stationären Code nicht auf. Da die Stromdichte geringer ist als im Experiment, fällt auch die Bewegung der virtuellen Kathode zur Herstellung des Druckgleichgewichts in den Rechnungen geringer aus, was die Diskrepanz noch weiter verstärkt. Schließlich ist ein weiterer Grund für den Unterschied in der in den Rechnungen nicht berücksichtigten Plasmaexpansion zu suchen.

Eine Beseitigung der Diskrepanzen erfordert daher einen zeitabhängigen dreidimensionalen Code und eine Vorgabe der Plasmaexpansion.

Dennoch sind die Ergebnisse des 2,5 dimensional stationären PIC-Codes zur Veranschaulichung der Teilchenbewegungen in der Diode nützlich. Projektionen der Elektronenbewegung im Diodenspalt auf zwei zueinander senkrechte Ebenen sind in Abb. 4.24 dargestellt. Während sich das Elektron azimuthal in $E \times B$ -Richtung bewegt, oszilliert es gleichzeitig zwischen zwei radialen Positionen. Dies ist ein Ergebnis der magnetischen Feldverteilung im Diodenspalt. Die Feldstärke nimmt an beiden Enden der Emissionszone zu und führt so zu spiegelartigen Reflektionen der Elektronen. Daher sind geschlossene Trajektorien möglich, eine notwendige Voraussetzung für einen hohen Ionenwirkungsgrad.

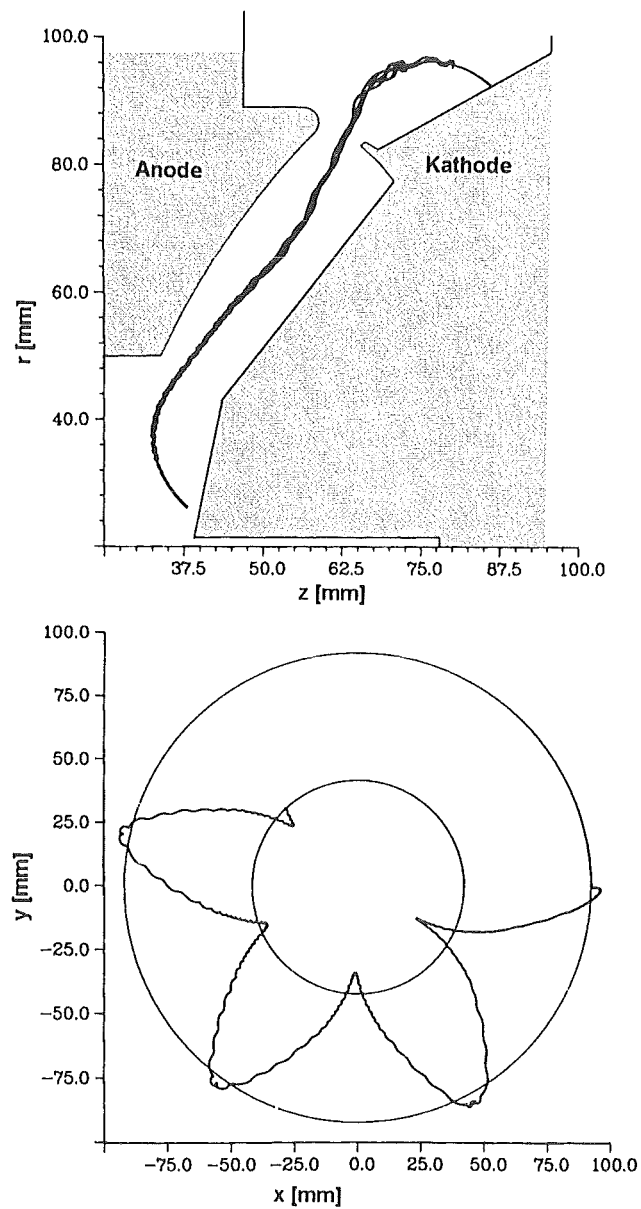


Abb. 4.24: Darstellung von Elektronentrajektorien in der fremdmagnetisch isolierten KALIF-Diode. Das obere Teilbild zeigt die Projektion der Trajektorien auf die r - z -Ebene; das untere Teilbild gibt die Projektion in einer dazu senkrechten Ebene wieder.

5. Fokussierung und Transport

5.1 Elektromagnetische Eigenfelder und Stromgrenzen für Ionenstrahlen

Ein Ionenstrahl, der durch ein Gitter oder eine dünne Folie in einen evakuierten Driftraum eintritt, baut dort eine Raumladung auf und erzeugt dadurch ein elektrisches Feld, das die nachströmenden Teilchen abbremst. Wurden die Ionen in einer planaren Diode mit dem effektiven Beschleunigungsspalt d_{eff} entsprechend dem Child-Langmuirschen Gesetz raumladungsbegrenzt erzeugt und sind die lateralen Abmessungen der Diode sehr groß gegenüber d_{eff} , so wird der Ionenstrahl im Abstand d_{eff} von der Kathode gestoppt. An dieser Position entsteht eine virtuelle Anode von der die Ionen zur Diode zurückreflektiert werden.

Auch für den realistischeren Fall eines zylindrischen Ionenstrahls mit endlichem Radius r_0 , der in ein metallisches Driftrohr vom Radius R , das sich auf dem Potential der Kathode befindet, eintritt, existiert eine solche Ausbreitungsgrenze, wenn der Strahlstrom einen kritischen Wert überschreitet. Um diesen elektrostatischen Grenzstrom abzuleiten wird ein laminarer Ionenstrahl in einem unendlich großen axialen Magnetfeld vorausgesetzt /5.1/. Dadurch ist es möglich, die radiale Expansion des Ionenstrahls zunächst zu vernachlässigen.

Es wird angenommen, daß die Ionen alle mit der gleichen Energie $m u^2/2$ in das Driftrohr eintreten und eine homogene vom Radius unabhängige Stromdichte besitzen. Über Entfernungen von der Größenordnung des Strahldurchmessers werden die Ionen durch ihre eigene Raumladung abgebremst, und es entsteht eine vom Radius abhängige Ionendichteverteilung. In sehr großen Entfernungen $z \gg R$ vom Driftrohereintritt hat sich im Strahl eine Dichte- und Potentialverteilung etabliert, die nicht mehr von z und nur noch von r abhängt (Abb. 5.1). Da die Ionen im Zentrum stärker abgebremst werden als an den Rändern, wird der Strahl nur solange propagieren bis die Ionengeschwindigkeit im Zentrum Null wird. In diesem Fall ist der in dem beschriebenen System maximal transportierbare Strom annähernd erreicht. Eine genauere Analyse zeigt, daß der maximale Strom nicht erreicht ist, wenn das Potential (und die Geschwindigkeit der Ionen) im Zentrum des Strahls Null wird, sondern wenn das Potential dort 0,17 des Randpotentials oder die Geschwindigkeit 0,42 der Randgeschwindigkeit beträgt /5.2/. Das exakte Ergebnis für den Grenzstrom unterscheidet sich jedoch nur um ca. 10% von der Lösung mit virtueller Anode, d.h. Geschwindigkeit Null im Zentrum.

$$\Delta\phi = 10^4 \text{ V}$$

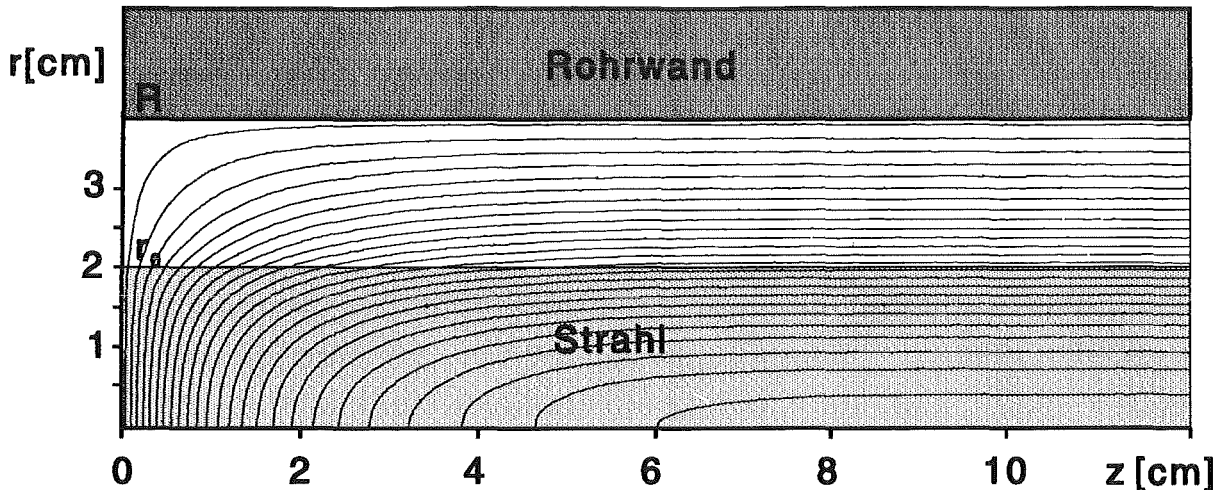


Abb. 5.1: Potentialverteilung innerhalb und außerhalb eines nichtneutralisierten zylindrischen Ionenstrahls mit 4 cm Durchmesser und 200 A Stromstärke.

Die Stromgrenze läßt sich unter Verwendung des Energie und Impulserhaltungssatzes, sowie der Poisson-Gleichung in zylindrischer Geometrie ableiten /5.2, 5.3/:

$$\frac{m}{2} u^2 = Z e \phi \quad (5.1)$$

$$Z e n u = j = \text{const} \quad (5.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = \frac{Z e n}{\epsilon_0} \quad (5.3)$$

Mit Hilfe von 5.1 und 5.2 kann die Ionendichte n durch j und ϕ ausgedrückt und in die Poissongleichung eingesetzt werden:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2 Z e \phi}{m}}} \quad (5.4)$$

In diesen Gleichungen bedeutet ϕ das bezüglich der Anode gemessene Potential.

Gleichung 5.4 muß zusammen mit der homogenen Gleichung für den Bereich $r_0 < r < R$ mit folgenden Randbedingungen gelöst werden:

$$\phi \Big|_{r=0} = \phi_0 \quad \phi \Big|_{r=R} = \frac{m u^2}{2 Z e} \quad (5.5)$$

Außerdem wird die Kontinuität der Potentiale und ihrer Ableitungen an der Strahlgrenze $r = r_0$ gefordert.

Um den im System maximal transportierbaren Strom zu bestimmen, muß das Maximum der Funktion $I(\phi_0)$, die durch Lösung der Differentialgleichung 5.4 gewonnen wurde, bestimmt werden. Eine exakte Lösung des beschriebenen Problems ist analytisch nicht möglich.

Es wurde jedoch bereits angemerkt, daß die von Pierce /5.2/ und Bogdankevich und Rukadze /5.3/ angegebene partikuläre Lösung mit $\phi_0 = 0$ für nicht zu große Werte von R/r_0 ($R/r_0 < 10$) mit der von Smith und Hartmann /5.4/ berechneten numerischen Lösung sehr gut übereinstimmt.

Diese spezielle Lösung der Gleichung 5.4 lautet

$$\phi = \left(\frac{9}{16 \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}}} \right)^{2/3} I^{2/3} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{4/3} \quad (5.6)$$

Mit Hilfe der Randbedingungen 5.5 erhält man schließlich für den Grenzstrom:

$$I_1 = \frac{8}{9} \pi \epsilon_0 \frac{m u^3}{Ze} \frac{1}{\left\{ 1 + \frac{4}{3} \ln \frac{R}{r_0} \right\}^{3/2}} \quad (5.7)$$

oder

$$I_1 = \frac{16}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}} \frac{V^{3/2}}{\left\{ 1 + \frac{4}{3} \ln \frac{R}{r_0} \right\}^{3/2}} \quad (5.8)$$

V bedeutet hierbei die von den Ionen durchlaufene Beschleunigungsspannung.

Für auf 1 MeV beschleunigte Protonen ergibt sich damit ein Grenzstrom von

$$I_1 \leq 683 \text{ A} \quad (r_0 = R)$$

Dieser relativ kleine Wert bedeutet, daß die Raumladung eines intensiven Protonenstrahls mit einigen 100 kA Gesamtstrom bis auf weniger als 1‰ Restladung kompensiert werden muß, damit er propagieren kann. Tatsächlich muß die Kompensation noch erheblich vollständiger sein, wenn man fordert, daß die Energie der Ionen sich im gesamten Strahlquerschnitt nur wenig von der

Eintrittsenergie unterscheiden darf. D.h. wir fordern, daß die folgende Bedingung erfüllt wird:

$$\frac{W_R - W_r}{W_R} \ll 1 \quad (5.9)$$

Dabei bedeuten $W_R = Z e V =$ kinetische Energie der Ionen beim Eintritt in das Driftrohr. V ist hier wiederum das Potential der Driftrohrwand relativ zur Anode. $W_r =$ kinetische Energie der Ionen am Radius r im Strahl. Für die gewählte Normierung des Potentials gilt:

$$W_R - W_r = Z \cdot e \int_r^R E_r dr'$$

$$E_r = \frac{Z e}{\epsilon_0 r} \int_0^r n(r') r' dr' \quad \text{für } 0 < r < r_0$$

$$= \frac{Z e}{2 \pi \epsilon_0 r} \int_0^{r_0} 2 \pi r' n(r') dr' \quad \text{für } r > r_0$$

Falls die Potentialdifferenz und damit auch die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Rand und Mitte des Strahls klein ist, wird bei konstanter Stromdichte j auch die Dichte $n = j/Z \cdot e u$ nahezu unabhängig vom Radius sein. Nach Ausführung der Integrationen erhält man:

$$\frac{W_R - W_0}{W_R} = \frac{Z e}{4 \pi \epsilon_0} \frac{I}{W_R \cdot u} \left(1 + 2 \ln \frac{R}{r_0}\right) \quad (5.10)$$

Damit dieser Ausdruck klein gegen 1 bleibt, muß daher gelten:

$$\frac{I}{V^{3/2}} \ll \frac{4 \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{2 Z e}{m}}}{\left(1 + 2 \ln \frac{R}{r_0}\right)^{3/2}} \quad (5.11)$$

oder für Protonen und $r_0 = R$:

$$\frac{I}{V^{3/2}} \ll 1,53 \cdot 10^{-6} \quad (5.12)$$

Für das obige Beispiel: $I = 0.5 \text{ MA}$, $V = 1 \text{ MV}$ erhält man daher die sehr scharfe Forderung für die Raumladungskompensation:

$$1 - f_i \ll 3 \cdot 10^{-3}$$

In der Nähe des Fokus ist für einen konvergierenden Ionenstrahl typischerweise $R/r = 10$. In diesem Fall muß die Raumladung nochmals um mindestens eine Größenordnung vollständig kompensiert werden.

Wir nehmen nun an, daß es gelungen ist, die Raumladung des Ionenstrahls durch Elektronen soweit zu reduzieren, daß die Bedingung 5.12 erfüllt ist. Bei homogener Stromdichte j dürfen wir daher auch konstante Ladungsdichte $Z \cdot e \cdot n$ im Strahl voraussetzen. Für die elektrische Feldstärke E_r und die magnetische Feldstärke B_θ am Radius r im Strahl gilt daher

$$E_r = \frac{N \cdot Z \cdot e \cdot r}{2 \pi \epsilon_0 r_0^2} (1 - f_i) \quad (5.13)$$

$$B_\theta = \mu_0 \frac{N \cdot Z \cdot e \cdot u \cdot r}{2 \pi r_0^2} (1 - f_m) \quad (5.14)$$

$N = \int_0^{r_0} 2 \pi r n(r) dr$ ist hier die Anzahl der Teilchen pro Strahllänge.

f_m beschreibt den Grad der Stromkompensation

$1 - f_m = \text{Nettostrom/Eingangstrom}$.

Damit erhält man für die radiale Bewegungsgleichung

$$m \cdot \ddot{r} = \frac{N \cdot (Z \cdot e)^2}{2 \pi \epsilon_0 r_0^2} r \{ 1 - f_i - \beta^2 (1 - f_m) \} \quad (5.15)$$

Ist der Faktor in der geschweiften Klammer positiv, d.h. überwiegen die elektrostatischen nach außen gerichteten Kräfte, so wird es zu einer Aufweitung des Ionenstrahls kommen. Ist dieser Faktor dagegen negativ, überwiegen also die magnetischen Kräfte so kommt es zur Kontraktion des Ionenstrahls, dem sogenannten Pinch-Effekt.

Wir haben oben gesehen, daß $1 - f_i < 10^{-3}$ sein muß, damit ein 1 MeV Protonenstrahl mit 500 kA Gesamtstrom propagieren kann. In diesem Beispiel ist $\beta^2 = 2 \cdot 10^{-3}$, sodaß es bei fehlender Stromkompensation $f_m = 0$ zum Pinchen des Strahls kommen würde.

Da es in der Praxis sehr schwierig ist, die elektrostatischen und die magnetischen Kräfte exakt gleich zu machen, ist ein kräftefreier ballistischer Transport der Ionenstrahlen nur möglich, falls sowohl die Raumladung als auch der Strom nahezu vollständig kompensiert werden.

Obwohl der Fall eines vollständig raumladungsneutralisierten ($f_i = 1$), aber nicht stromkompensierten Ionenstrahls ($f_m = 0$) in der Praxis kaum vorkommt, ist es doch nützlich diesen Fall zu betrachten.

Der Larmorradius eines Ions am Strahlrand ist gegeben durch

$$r_L = \frac{m \cdot u}{Z e B_0} \quad (5.16)$$

Setzen wir hierin den Ausdruck 5.14 für B_0 ein und beachten, daß $I = Z e N u$ ist, so wird r_L :

$$r_L = \frac{2 \pi m r_0 u}{Z e \mu_0 I} = \frac{2 \pi}{\mu_0} \sqrt{\frac{2 m}{Z e}} \frac{V^{1/2}}{I} \quad (5.17)$$

Der Strahl wird nur solange propagieren wie $r_L \geq r_0/2$ ist. Der zu diesem Radius gehörende magnetische Grenzstrom wird Alfvén-Strom genannt in Analogie zu dem entsprechenden Grenzstrom für Elektronenstrahlen:

$$I_A = \frac{4 \pi}{\mu_0} \sqrt{\frac{2 m}{Z e}} V^{1/2} \quad (5.18)$$

Für einen Strom von 1 MeV Protonen beträgt er

$$I_A = 1,44 \text{ MA}$$

Häufig stehen in der Driftsektion leicht bewegliche Elektronen zur Verfügung um den Ionenstrom weitgehend zu kompensieren, sodaß anders als beim Transport von intensiven Elektronenstrahlen, der magnetische Grenzstrom für Ionenstrahlen keine so starke Beschränkung darstellt.

Zum Abschluß dieses Abschnitts berechnen wir noch die Leistungsbilanz im Driftrohr, aus der sich eine weitere Grenzbedingung für den Strom oder die Geschwindigkeit der Ionen an der Strahlfront ergibt /5.5/. Die kinetische Energie der

Teilchen an der Strahlfront muß gleich der kinetischen Energie der Teilchen beim Eintritt in das Driftrohr minus der aufgebauten Feldenergie sein:

$$\frac{I}{Z \cdot e} \cdot \frac{m}{2} u_f^2 = \frac{I}{Z \cdot e} \frac{m}{2} u^2 - \frac{W}{L} u_f \quad (5.19)$$

Hierbei bedeuten u_f = Geschwindigkeit der Ionen an der Strahlfront

u = Geschwindigkeit der Ionen beim Strahlrohreintritt

W = gespeicherte Feldenergie

L = Länge des Strahls.

W ergibt sich aus der Summe von elektrischer und magnetischer Feldenergie:

$$W_e = \frac{L (1-f_i)^2 I^2}{4 \pi \epsilon_0 u^2} \left\{ \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{r_0} \right\} \quad (5.20)$$

$$W_m = \frac{L (1-f_m)^2 I^2}{4 \pi \epsilon_0 c^2} \left\{ \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{r_0} \right\} \quad (5.21)$$

Setzen wir dies in 5.19 ein und drücken die kinetische Energie durch eine Potentialdifferenz aus, so erhalten wir (mit $\beta_f = u_f/c$)

$$I \cdot V_f = I \cdot V - \frac{I^2}{4 \pi \epsilon_0 c} \left\{ \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{r_0} \right\} \left\{ \frac{(1-f_i)^2}{\beta_f^2} + (1-f_m)^2 \right\} \beta_f \quad (5.22)$$

Betrachten wir den Fall vollständiger Raumladungsneutralisation $f_i = 1$, aber fehlender Stromkompensation $f_m = 0$, so wird für den Fall $V_f \rightarrow 0$ die zur Verfügung stehende Strahlenergie vollständig in magnetische Feldenergie umgesetzt. Für den Grenzstrom, bei dem dies eintritt berechnet man im nichtrelativistischen Fall:

$$I_p = I_A \cdot \frac{2}{1 + 4 \ln \frac{R}{r_0}} \quad (5.23)$$

I_A ist hier der in 5.18 angegebene nichtrelativistische Alfvén Strom. Bei großem Verhältnis von Driftrohrradius zu Strahlradius ist diese durch die magnetische Feldenergie erzeugte Grenze des transportierbaren Ionenstroms also erheblich geringer als der Alfvén-Strom.

Alternativ läßt sich aus Gleichung 5.22 eine Grenze für die Geschwindigkeit der Strahlfront im Falle $V_f \rightarrow 0$ ableiten:

$$\beta_r = \frac{V}{I} \frac{1}{7,5(1 + 4 \ln \frac{R}{r_0})} \quad (5.24)$$

Wir haben in diesem Abschnitt gezeigt, daß aufgrund der elektrostatischen und magnetischen Eigenfelder, Grenzen für den Strahlstrom existieren, die insbesondere eine weitgehende Raumladungsneutralisation erfordern, falls intensive nichtrelativistische Ionenstrahlen von einigen 100 kA transportiert werden sollen. Um eine gute energieunabhängige Fokussierbarkeit der Ionen zu gewährleisten, ist meist auch eine weitgehende Stromkompensation wünschenswert.

Im nächsten Abschnitt werden wir die Bedingungen der Raumladungs- und Stromneutralisation insbesondere in gas- oder plasmagefüllten Driftrohren näher betrachten.

5.2 Raumladungs- und Stromneutralisation

Raumladungs- und Stromkompensation des Ionenstrahls lassen sich durch freie Elektronen im Driftrohr bewirken. Bei Transport im Vakuum müssen sie am Strahleintritt von der virtuellen Kathode, von plasmabedeckten Gitterlamellen, von den Driftrohrwänden oder von einer verdampften und ionisierten Eintrittsfolie bereitgestellt werden. Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung der kompensierenden Elektronen besteht darin, den Transportraum mit einem Plasma oder mit einem Gas zu füllen, das durch Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl schnell in ein Plasma übergeführt wird.

5.2.1 Neutralisation im Vakuum

Wir betrachten zunächst den Mechanismus der Neutralisation im Vakuum. Da die Gaszelle nie unmittelbar an der virtuellen Kathode beginnen kann, ist man in einem gewissen Transportabschnitt immer auf die Neutralisation durch Elektronen im Vakuum angewiesen. Die sich dabei abspielenden Vorgänge wurden von verschiedenen Autoren theoretisch und experimentell untersucht /5.6-5.8/.

Das einfachste Modell besteht aus einem Ionenstrahl homogener Dichte, mit unendlichen transversalen Abmessungen, der durch eine geerdete Elektronen- oder Plasmaschicht ins Vakuum eintritt. Die Elektronen in dieser Schicht sollen eine Temperatur besitzen, die klein gegenüber der kinetischen Energie der Ionen ist. Die Neutralisation kann daher durch vom Strahlpotential beschleunigte mitbewegte Elektronen erfolgen. S. Humphries hat als erster darauf hingewiesen, daß die Raumladungskompensation des Ionenstrahls in diesem Modell nicht mit einer einzigen monoenergetischen Elektronenkomponente, die sich aus der einfachen Lösung des Randschichtproblems ergeben würde, bewirkt werden kann. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß das Raumladungsproblem durch die zu fordernden Randbedingungen überbestimmt ist. Diese Randbedingungen erfordern, daß das elektrische Feld bei $x = 0$ und $x = d$ verschwindet. Ferner muß für das Potential gelten $\phi(0) = 0$ und $\phi(d) = Z \cdot m_e / m_i V_i = \phi_0$. V_i ist hier wiederum die Spannung mit der die Ionen beschleunigt wurden.

Wird jedoch die Forderung aufgegeben, daß sich die Elektronen exakt mit der Geschwindigkeit der Ionen im Strahl bewegen, wird also $\phi(d) > \phi_0$ zugelassen, so werden die beschleunigten Elektronen die Strahlfront überholen und dort eine virtuelle Kathode aufbauen, von der sie mit reduzierter Geschwindigkeit reflektiert werden. Mit Hilfe des Impulserhaltungssatzes kann man leicht zeigen, daß die Geschwindigkeit der an der Strahlfront reflektierten Ionen gleich $-v_e + 2 v_i$ ist, wenn v_e die Geschwindigkeit der in den Strahl hinein beschleunigten Elektronen darstellt. Sowohl die Forderung nach verschwindender Energie der reflektierten Elektronen als auch die Forderung nach verschwindender elektrischer Feldstärke innerhalb des Ionenstrahls führen auf das Ergebnis $\phi_d / \phi_0 = 4$, lassen sich also widerspruchsfrei gemeinsam befriedigen.

Damit ergibt sich folgendes Bild für die Neutralisation eines Ionenstrahls beim Eintritt in ein Vakuumdriftrohr: In einer dünnen Randschicht werden $n_e = n_i/2$ Elektronen auf die Geschwindigkeit $2 v_i$ beschleunigt. Sie überholen die Strahl-

front, werden dort an der entstehenden virtuellen Kathode gestoppt und erzeugen einen ortsfesten Elektronenuntergrund der Dichte $n_e = n_i/2$. An jeder Position innerhalb des Ionenstrahls befinden sich daher n_e Elektronen mit der Geschwindigkeit $2 v_i$ - sie kompensieren den Ionenstrom - und $n_e = n_i/2$ ruhende Elektronen - sie kompensieren zusammen mit der vorherigen Elektronengruppe die Raumladung. Am Ende des Ionenstrahls werden die ruhenden Elektronen durch das Strahlpotential wieder beschleunigt. Für die Dicke der Randschicht, in der die Beschleunigung der mitgeführten Elektronen erfolgt, berechnet man in diesem Modell:

$$d = \pi (2 \Phi_0 \epsilon_0 / e n_i)^{1/2} \quad (5.25)$$

Für einen 1 MeV Protonenstrahl mit einer Stromdichte von 10 kA/cm² ergibt sich

$$d = 0,11 \text{ mm}$$

Daher sollte das eindimensionale Modell eine gute Approximation darstellen.

Es wurde jedoch bereits von Humphries bei der Beschreibung dieser Lösung und später von Sudan /5.7/ darauf hingewiesen, daß die gefundene Lösung mit zwei relativ zueinander bewegten Elektronenkomponenten anfällig gegen die Zweistrahlinstabilität ist. Daher wird sich nach kurzer Zeit eine thermalisierte Elektronenverteilung im Strahl einstellen. Numerische Particle-In-Cell Simulationen der Strahlselbstneutralisation durch mitgeführte Elektronen zeigen, daß sich in einer Entfernung von einigen Randschichtdicken d von der Injektionsstelle eine Elektronengeschwindigkeitsverteilung mit der mittleren Geschwindigkeit v_i und der Varianz $0,61 v_i$ einstellt.

Es ist offensichtlich, daß in der beschriebenen Anordnung sowohl eine Ladungs- als auch eine Stromkompensation eintritt. In einer Anordnung mit Magnetfeldern transversal zur Strahlausbreitung ist eine Neutralisation durch parallel zum Strahl eintretende Elektronen nicht mehr möglich. Propagationsexperimente in solchen Geometrien zeigen jedoch, daß auch in diesem Fall eine vollständige Raumladungsneutralisation erreicht wird. Wir betrachten den im Zusammenhang mit der fremdmagnetisch isolierten Diode auftretenden Fall, in der die transversalen Magnetfeldlinien leitende Flächen verbinden und der Ionenstrahl rotationssymmetrisch zu einer zu den Magnetfeldlinien senkrechten Achse ist. Dann ist die Entstehung von Polarisationsfeldern senkrecht zum Mag-

netfeld und daher auch eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Elektronendrift parallel zum Strahl ausgeschlossen.

Auf den Driftrohrwänden kann jedoch eine Plasmaschicht als Elektronenemitter angenommen werden, die entweder durch UV-Licht, durch Ionenverluste zu Beginn der Strahlinjektion oder durch hohe elektrische Feldstärken entstanden ist. Durch das Raumladungspotential der Ionen werden Elektronen aus dieser Schicht in den Strahl hineinbeschleunigt. Sind die elektrischen und magnetischen Feldlinien exakt parallel, so entsteht eine zwischen den Driftrohrwänden oszillierende Elektronenwolke mit einer an den Wänden divergierenden Dichte. Dadurch wird eine vollständige Raumladungskompensation innerhalb des Ionenstrahls verhindert. Für die in Abb. 5.2 dargestellte Geometrie berechnet man, daß das Potential auf der Achse gegenüber dem unkompenzierten Fall gerade um den Faktor $4/\pi^2$ reduziert wird [5.9].

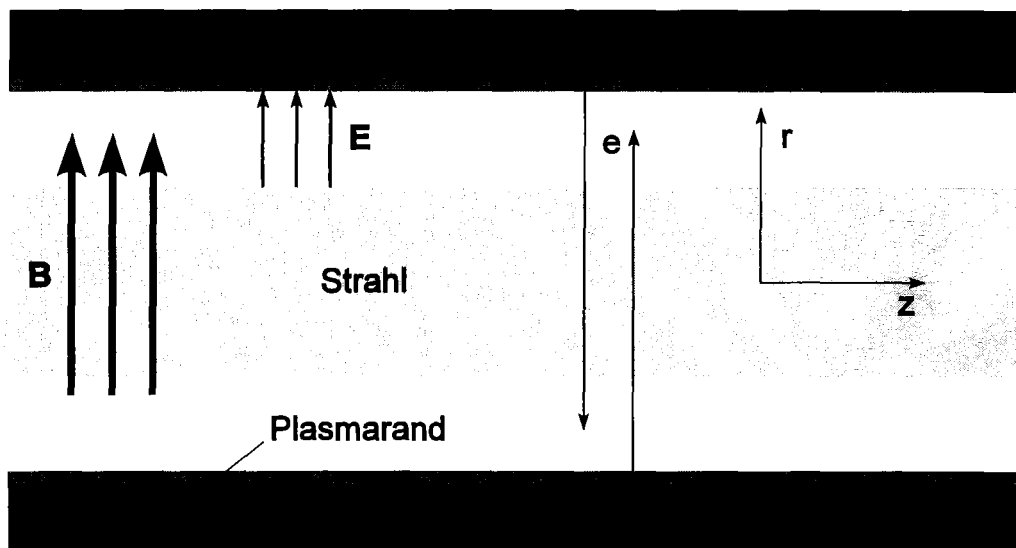


Abb. 5.2: Geometrie zur Berechnung der Raumladungskompensation in einem Ionenstrahl durch transversal in den Strahl hineinbeschleunigte Elektronen. Eine vollständige Raumladungsneutralisation läßt sich auf diese Weise nicht herstellen.

Dieses Ergebnis befindet sich im Widerspruch zu den experimentellen Befunden und resultiert aus der Vernachlässigung von elastischen Streuungen der Elektronen, die ihnen eine zur Strahlachse parallele Geschwindigkeitskomponente erteilen können und verhindern, daß die Elektronen zur Wand zurückkehren. In ähnlicher Weise wirken eine endliche Anstiegszeit der Ionenstromdichte und ein nichtparalleler Verlauf von elektrischer und magnetischer Feldstärke im Strahl. Insbesondere der letzte Punkt ist in den Geometrien der fremdmagnetisch

isolierten Dioden (s. Abschnitt 4.6) immer erfüllt. Dadurch ist ein effektives Einfangen von Elektronen im Strahlkörper möglich und eine schnelle Raumladungskompensation wahrscheinlich. Dies wird wiederum durch numerische Simulationen bestätigt. Am einfachsten läßt sich in diesen Computer-Codes der Einfangmechanismus mit Hilfe von gegeneinander geneigten elektrischen und magnetischen Feldern realisieren. Das Ergebnis einer solchen Simulation ist in Abb. 5.3 dargestellt /5.9/. In dieser Darstellung ist auch das Ergebnis für exakt parallelen Verlauf von elektrischem und magnetischem Feld, aber endlicher Anstiegszeit der Ionenstromdichte eingetragen. Man erkennt, daß die endliche Anstiegszeit bereits eine erhebliche Reduktion des Potentials auf der Strahlachse bewirkt. Im Fall nichtparalleler Felder wird nahezu vollständige Neutralisation bereits kurz nach Beendigung der Anstiegszeit erreicht.

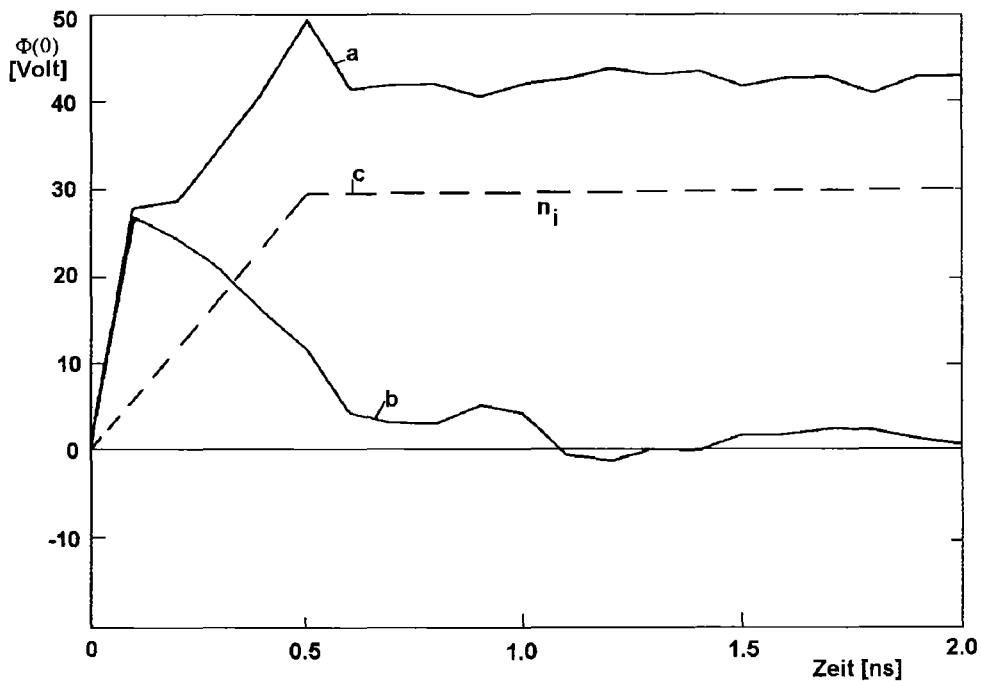


Abb. 5.3: Dynamik der transversalen Raumladungsneutralisation bei exakt parallelem (Kurve a) und nichtparallelem (Kurve b) Verlauf von elektrischem Eigenfeld und magnetischem Fremdfeld. Bei den Simulationen wurde eine endliche Anstiegszeit der Ionendichte zugrunde gelegt (Kurve c). Die Kurven a und b sind zeitlich gemittelte Werte und eigentlich von Oszillationen der Frequenz $2\pi/\omega_p$ überlagert /5.9/.

Eine Abschätzung für das mittlere Potential auf der Achse des Ionenstrahls während der Anstiegszeit läßt sich durch Gleichsetzen der Zunahme der Ionen- und der Elektronenraumladungsdichte in einem Strahlabschnitt erreichen. Dies setzt voraus, daß die Transitzeit der Elektronen von den Wänden zur Strahlachse klein gegenüber der Anstiegszeit für den Ionenstrom ist. Für den Elektronenstrom wird eine raumladungsbegrenzte Stromdichte angenommen:

$$j_e = \frac{4 \epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} \Phi_0^{3/2} \frac{1}{(\gamma d)^2} \quad (5.26)$$

d = Entfernung der Strahlachse von der Wand

γ berücksichtigt den kompensatorischen Effekt der Ionenraumladung und ist immer kleiner als 1.

$$\rho_i(x,t) = \rho_{i0} \frac{t}{\Delta t_r} \quad t < \Delta t_r$$

$$\rho_i = \rho_{i0} \quad t \geq \Delta t_r$$

Δt_r = Anstiegszeit des Ionenstroms

$$\frac{d}{dt} \int \rho_i d v = \frac{d}{dt} \int \rho_e d v$$

$$\int \frac{\partial \rho_i}{\partial t} d v = \int \operatorname{div} \vec{j}_e d v = \oint \vec{j}_e d \vec{f}$$

$$2 \cdot \frac{\rho_{i0}}{\Delta t_r} \cdot \Delta z \cdot \Delta y \cdot x_b = 2 j_e \cdot \Delta z \cdot \Delta y$$

Einsetzen der Ausdrücke für j_e und ρ_i ergibt schließlich:

$$\Phi_0 = \left\{ \frac{j_{i0}}{\sqrt{\frac{2ZeV_i}{m_i}}} \frac{x_b}{\Delta t_r} (\gamma d)^2 \cdot \frac{9}{4 \epsilon_0} \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{1/2} \right\}^{2/3} \quad (5.27)$$

Für einen 1 MeV Protonenstrom, der innerhalb von 20 ns auf 1 kA/cm² Stromdichte anwächst, ergibt sich mit $\gamma = 1$, $x_b = 3$ cm, $d = 4$ cm für Φ_0 :

$$\phi_0 \leq 0,82 \text{ MV}$$

Ein Vergleich mit den numerisch ermittelten Werten zeigt, daß diese Abschätzung das Potential überschätzt. Nehmen wir an, daß für das hier betrachtete Beispiel, der gleiche Faktor 2,5 gilt wie für das von Poukey /5.9/ berechnete Beispiel, so beträgt dieses Potential immerhin noch 330 kV und kann daher zu ganz erheblichen elektrostatischen Ablenkungen der Ionen während des Stromanstiegs führen.

In der Geometrie der in Abschnitt 4.6 beschriebenen fremdmagnetisch isolierten Diode ist man auf die transversale Raumladungsneutralisation insbesondere im Transportabschnitt zwischen virtueller Kathode und Driftrohereintrittsfenster angewiesen. Es ist daher wichtig, diesen Teil der Ionenflugbahn so kurz wie möglich zu gestalten.

Natürlich hängt die tatsächliche Ablenkung der Ionen sowohl von der Stärke des elektrischen Eigenfeldes als auch des magnetischen Eigenfeldes an ihrer jeweiligen radialen Position ab. Da eine Stromkompensation durch das transversale Magnetfeld verhindert wird, wird die magnetische Eigenfeldablenkung in diesem Transportabschnitt im allgemeinen dominieren. Eine mathematische Beschreibung der Eigenfeldablenkungen wird in Abschnitt 5.4 gegeben.

Wir haben gesehen, daß ein in den feldfreien Raum expandierender Ionenstrahl durch mitbewegte Elektronen sowohl in seiner Raumladung als auch in seinem Strom kompensiert wird. Dazu ist es notwendig, daß der Strahl gegenüber dem geerdeten Eintrittsfenster ein positives elektrostatisches Potential aufrecht erhält.

Wie ändert sich diese Neutralisation insbesondere die Stromkompensation, wenn der Strahl in einer Entfernung, die kürzer als seine Länge ist, auf ein gleichfalls geerdetes Target in einem geschlossenen Driftrohr trifft? Da der Ionenstrom kompensiert ist, wird sich das Target zunächst nicht aufladen. Es entsteht aber ein Plasma auf der Targetoberfläche aus dem Elektronen in den Strahl eintreten können, solange eine Potentialdifferenz zwischen Strahl und Target bestehen bleibt. Dadurch entsteht jedoch eine Aufladung des Targets, die den weiteren Elektronenfluß vom Target in den Strahl verhindert und zu einer Potentialdifferenz zwischen Target und Eintrittsfenster führt. Diese Potentialdifferenz sorgt für den weiteren Fluß von Elektronen vom Eintrittsfenster in den Strahl, der zur Aufrechterhaltung der Stromneutralisation notwendig ist. Dieser Zustand

läßt sich nur solange aufrecht erhalten, solange eine induktiv erzeugte Potentialdifferenz zwischen Target und Eintrittsfenster bestehen bleibt. Welches dI/dt dafür notwendig ist, ergibt sich aus der Geometrie der Anordnung. Da der Ionenstrom konstant bleibt, kann sich nur der Nettoelektronenstrom ändern. Die Spannung zwischen Eingang und Ausgang des Transportkanals ist demnach:

$$\phi(t) = L \frac{dI}{dt} \quad I(t) = I_i - I_e(t) \quad (5.28)$$

In Zylindergeometrie gilt für L:

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot l \left\{ \frac{1}{2} + \ln \frac{r_D}{r_b} \right\} \quad (5.29)$$

l = Entfernung zwischen Eintrittsfenster und Target im Driftrohr

r_b = Radius des Ionenstrahls

r_D = Radius des Driftrohrs

Hierbei wurde konstante Stromdichte im Strahl vorausgesetzt.

Die experimentelle Erfahrung zeigt, daß auch unter den hier angenommenen Bedingungen, die Raumladungskompensation erhalten bleibt: $\rho_e = \rho_i$. Es muß daher gelten: $I_e(t)/I_i = v_e(t)/v_i = \sqrt{\phi(t)/\phi_0}$

$$\text{oder} \quad I = I_i \left(1 - \sqrt{\frac{\phi(t)}{\phi_0}} \right) \quad (5.30)$$

Durch Kombination der Gleichungen (5.28) und (5.30) erhält man schließlich:

$$\frac{I}{I_i} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{\phi_0}{L \cdot I_i} t} \quad (5.31)$$

Innerhalb der Zeit $T_{1/2} = L \cdot I_i / \phi_0$ nach dem Auftreffen auf das Target ist der Nettostrom im Strahl daher von $I = 0$ auf $I = 1/2 I_i$ angewachsen. Für ein Target im Fokus der B_θ -Diode, die keine gasgefüllte Driftstrecke benutzt [5.10], erhält man:

$$(L \approx 100 \text{ nH}, V_i = 1 \text{ MV}, \phi_0 = 544 \text{ V}, I_i = 200 \text{ kA})$$

$$T_{1/2} = 36 \mu\text{s}$$

Da die Impulsdauer erheblich kürzer ist, ist der Zerfall der Stromkompensation in dieser Konfiguration kein ernstes Problem.

In einer geeigneten Detektoranordnung kann man jedoch einen erheblich schnelleren Zerfall der Stromkompensation erzwingen, und auf diese Weise die Ionenstromdichte messen. Eine solche Anordnung ist in Abb. 5.4 dargestellt

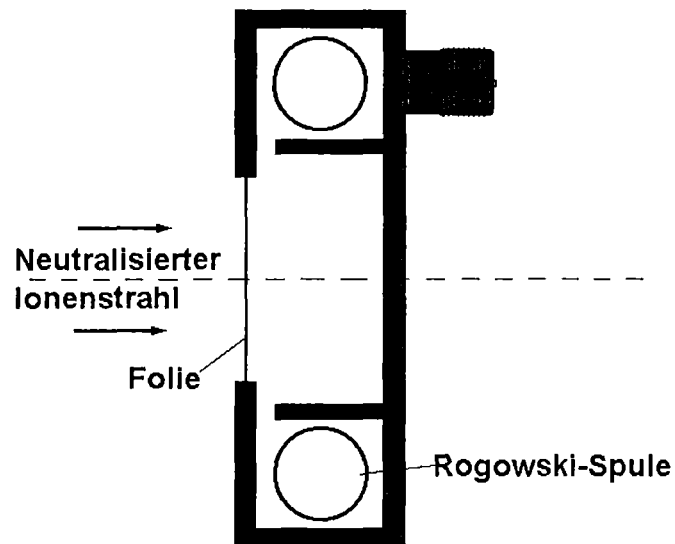


Abb. 5.4: Schematische Darstellung eines Ionenstromdetektors, der seine eigene Vorspannung für die Abweisung der mitdriftenden Elektronen erzeugt.

/5.11/. Mit $l = 1 \text{ cm}$, $r_b = 2 \text{ mm}$ und $r_D = 4 \text{ mm}$ beträgt die Induktivität der Anordnung nur 3 nH . Für $j_i = 10 \text{ kA/cm}^2$ und $\phi_0 = 544 \text{ V}$ erhält man daher eine Zerfallszeit von $T_{1/2} = 2,2 \text{ ns}$.

5.2.2 Neutralisation in einem Gasraum

Tritt der Ionenstrahl in einen gasgefüllten Driftraum ein, so wird er durch Ionisationsstöße mit den Gasatomen ein Plasma erzeugen. Dadurch alleine ist jedoch die Neutralisation des Ionenstrahls noch nicht garantiert, denn die positive und

die negative Raumladung in diesem Plasma sind zunächst exakt gleich. Die zusätzlichen Ladungsträger zur Kompensation der Ionenstrahlraumladung müssen von außen in das Strahlvolumen hineinfließen. Ähnlich wie bei der Selbstneutralisation im Vakuum kommen diese Ladungsträger auch hier entweder vom Eintrittsfenster oder von den Wänden des Driftrohrs. Selbst wenn der Ionenstrahl nicht den gesamten Driftrohrquerschnitt ausfüllt kann man annehmen, daß im gesamten Querschnitt ein Plasma entsteht, daß sich im Kontakt mit den Wänden befindet. Für die Ausbreitung der Ionisation über das eigentliche Strahlvolumen hinaus sind mehrere Mechanismen denkbar: Ist der Kopf des Strahls zunächst nicht raumladungsneutralisiert wird er aufplatzen und sich über den gesamten Querschnitt des Driftrohrs ausbreiten; durch UV-Strahlung aus dem heißen Strahlkanal kann eine Photoionisation des umgebenden Gases bewirkt werden; besteht eine ausreichende Potentialdifferenz zwischen der Strahlachse und der Driftrohrwand, so wird es unter den beschriebenen Umständen (UV-Strahlung) zu einem Gasdurchbruch kommen. Natürlich werden die tatsächlichen Vorgänge wiederum stark davon abhängen, ob in dem Driftrohr ein transversales Magnetfeld existiert oder nicht.

Die Dynamik des Neutralisationsvorgangs im Gas wurde bisher weder theoretisch noch experimentell ausreichend untersucht. In ähnlicher Weise wie bei der transversalen Kompensation im Vakuum kann man jedoch abschätzen, welche Leitfähigkeit das Plasma während der Anstiegszeit des Ionenstroms besitzen muß, damit der ständige Zuwachs an positiver Ladung im Strahl durch nachfließende Elektronen ausgeglichen wird. Wir betrachten einen zylindrischen Strahl. Wiederum soll in einem Strahlabschnitt gelten

$$\frac{d}{dt} \int \rho_i dv = \frac{d}{dt} \int \rho_e dv$$

oder (5.32)

$$\frac{1}{u_i} \frac{\partial I_i}{\partial t} dz = j_e 2\pi r_b dz$$

Verwendet man $j_e = \sigma \cdot E$ und $E \approx 2\phi/r_b$ für einen homogenen Strahl, so erhält man:

$$\sigma = \frac{dI_i/dt}{4\pi\phi u_i} \quad (5.33)$$

Verlangt man, daß das Potential ϕ während der gesamten Anstiegszeit nicht größer sein soll als das Potential bei Autoneutralisation im Vakuum, $\phi = (m_e/e) u_i^2$, so erhält man:

$$\sigma > \frac{dI_i/dt}{4\pi \frac{m_e}{e} u_i^3} \quad (5.34)$$

Für einen 1 MeV Protonenstrahl, der in 20 ns auf 400 kA ansteigt, bedeutet das:

$$\sigma > 10^2 \frac{1}{\Omega \cdot m} \quad (5.35)$$

Für ein Wasserstoffgas mit Leitfähigkeit parallel zu einem Magnetfeld gilt beispielsweise /5.12/:

$$\sigma_{\parallel} = 1,92 \cdot 10^4 \frac{T^{3/2} \text{ (eV)}}{Z \ln \Lambda} \quad (5.36)$$

In Λ ist der Coulomb-Logarithmus, der bei den üblichen Gasdichten ungefähr 20 gesetzt werden kann. Damit erhält man schließlich, daß die Elektronentemperatur in der Stromanstiegsphase ungefähr $T_e = 0,22$ eV betragen muß. Diese Temperatur wird durch Energiedeposition des intensiven Ionenstrahls im Gas schnell erreicht.

Die Stromkompensation im Plasma unterscheidet sich jedoch grundsätzlich von der Stromkompensation eines in den freien Raum propagierenden Ionenstrahls. Sie ist im wesentlichen eine Folge der Lenzschen Regel: Der durch Induktion erzeugte Strom im Plasma ist dem Strahlstrom entgegengerichtet, um seiner Ursache, dem sich zeitlich ändernden Nettostrom und Magnetfeld entgegenzuwirken und diese Änderung so gering wie möglich zu halten. Wird der Ionenstrahl nicht in ein Gas, sondern in ein Plasma mit sehr hoher Leitfähigkeit injiziert, so wird der Nettostrom annähernd verschwinden. Anders in einem Gas, in dem die Leitfähigkeit durch Energiedeposition des Ionenstrahls erst allmählich hohe Werte erreicht. Hier bleibt der Nettostrom zum Zeitpunkt des Erreichens der hohen Leitfähigkeit im Plasma eingefroren. Ein Kriterium für das Eintreten dieses Zustands ist die Forderung, daß die Diffusionszeit τ_d für jedes weitere Eindringen von Magnetfeld in das Plasma sehr groß gegenüber der Impulsdauer sein muß:

$$\tau_d \gg t_b$$

$$\tau_d = \mu_0 \sigma r_b^2 \quad (5.37)$$

Für eine Impulsdauer von 50 ns und einen Strahlradius von 1 cm ergibt sich daher die Forderung:

$$\sigma \gg 400 \frac{1}{\Omega \cdot m} \quad (5.38)$$

Also ist unter diesen Bedingungen eine um ein bis zwei Größenordnungen höhere Leitfähigkeit als zur Erreichung der Ladungsneutralisation in der Anstiegsphase notwendig.

Für die fremdmagnetisch isolierte Ionodiode mit ihren unvermeidbaren transversalen Magnetfeldern im Driftraum ist die Kompensation des Stroms in einem Gas oder Plasma die einzige Möglichkeit, um den Effekt der selbstmagnetischen Ablenkung zu reduzieren.

Ein Modell der Stromneutralisation in einem Gas wurde von Swegle und Slutz /5.13/ entwickelt. Dieses Modell ermöglicht ein qualitatives Verständnis der Stromkompensation und gestattet eine quantitative Abschätzung der wichtigsten Einflußgrößen. Der Einfluß von Eigenmagnetfeldern wird jedoch vernachlässigt. Auch wird perfekte Ladungsneutralisation vorausgesetzt ($\text{div } E = 0$). Mit dieser Bedingung und unter Vernachlässigung von Verschiebungsströmen leitet man aus dem Induktionsgesetz und dem Ampereschen Gesetz für zylindrische Geometrie die folgende Differentialgleichung für das Elektrische Feld im Strahl ab:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = \mu_0 \frac{\partial (r j_z)}{\partial t} \quad (5.39)$$

j_z ist hierbei die Nettostromdichte: $j_z = j_e - j_{\text{ind}}$

j_{ind} = Induktionsstromdichte.

Für den Induktionsstrom setzt man nun das Ohmsche Gesetz an:

$$j_{\text{ind}} = \sigma E_z \quad (5.40)$$

wobei σ sowohl von r als auch von t abhängen kann. Damit wird Gleichung (5.39) schließlich:

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{j_{\text{ind}}}{\sigma} \right) \right) = \left\{ \frac{\partial j_b}{\partial t} - \frac{\partial j_{\text{ind}}}{\partial t} \right\} \quad (5.41)$$

Diese Gleichung muß mit den entsprechenden Randbedingungen an der leitenden Driftrohrwand gelöst werden. Unter der Annahme einer perfekt leitenden Wand bedeutet dies verschwindende Stromdichte am Rand.

Die Differentialgleichung (5.41) ist vom Typ der Wärmeleitungsgleichung wobei $\partial j_b / \partial t$ die Funktion einer Wärmequelle besitzt /5.14/.

Entscheidend für die Lösung von (5.41) ist die Kenntnis der zeitlichen Entwicklung der Plasmaleitfähigkeit als Funktion des Ionenstroms und seiner Zusammensetzung. Dieser Zusammenhang kann durch die Entstehung von Plasmainstabilitäten erheblich kompliziert werden. Mit dem Auftreten solcher Instabilitäten ist z.B. zu rechnen falls die Elektronendriftgeschwindigkeit des induzierten Plasmaneutralisationsstroms größer als die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen wird /5.15/. Als eine weitere mögliche Ursache kommt eine räumlich und zeitlich stark fluktuierende Struktur des Ionenstrahls in Frage. Solange jedoch von diesen Instabilitäten abgesehen werden kann, kann in Gleichung (5.41) die klassische stoßbedingte elektrische Leitfähigkeit verwendet werden:

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c} \quad (5.42)$$

wobei ν_c die mittlere Stoßfrequenz eines Elektrons ist, die sich als Summe der Stoßhäufigkeiten der Elektronen mit den neutralen Atomen und den Ionen ergibt

$$\nu_c = \nu_o + \nu_{ei} \quad (5.43)$$

ν_c hängt von den Dichten der beteiligten Teilchen, der mittleren Ladungszahl der Ionen sowie von der Elektronentemperatur ab.

Bei Vorhandensein eines transversalen Magnetfelds muß Gleichung (5.42) modifiziert werden /5.12/:

$$\sigma_B = \frac{\sigma}{1 + \left(\frac{\omega_B}{v_c}\right)^2} \quad (5.44)$$

wobei $\omega_B = eB/m_e$ die Elektronenzyklotronfrequenz ist.

Zur Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Plasmaleitfähigkeit müssen also im wesentlichen die Ionisationsrate und die Elektronentemperatur über die Wechselwirkung des Ionenstrahls mit den Gasatomen und den Ionen berechnet werden. Anstatt die Ratengleichungen für die einzelnen Anregungs- und Ionisationsprozesse zu lösen, kann die Elektronenproduktionsrate auch aus der vom Ionenstrahl im Gas deponierten Energie ermittelt werden /5.13/:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{1}{w} \cdot \frac{j_b}{Z \cdot e} \cdot \frac{dE}{dx} + n_e \langle \Sigma_i \cdot v \rangle \quad (5.45)$$

hierbei bedeuten:

dE/dx = spezifischer Energieverlust der Ionen in Gas

w = mittlere aufzuwendende Energie für die Erzeugung eines Elektron-Ion Paares

w wurde für viele in Zählrohren verwendete Gase und verschiedene Ionenarten experimentell bestimmt. Dabei wurde für w nur eine schwache Ionenenergieabhängigkeit festgestellt. Im Gegensatz zu den bei der Neutralisation eines intensiven Ionenstrahls vorliegenden Bedingungen war der Ionisationsgrad jedoch in allen diesen Messungen gering. Daher muß der für niedrigen Ionisationsgrad ermittelte w -Wert korrigiert werden. Eine solche Korrektur wurde in /5.16/ berücksichtigt. Der zweite Summand in Gleichng (5.45) beschreibt die Elektronenproduktionsrate durch die thermischen Elektronen. $\langle \Sigma_i v \rangle$ ist dabei die über die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemittelte und über alle Atom- und Ionenarten des Plasmas summierte Ionisationsstoßfrequenz. Es zeigt sich, daß die Ionisationsrate durch Plasmaelektronen nur zu Beginn des Impulses erheblich kleiner als die Ionisationsrate der Strahlionen ist.

Ist die Elektronendichte bekannt, so kann die Elektronentemperatur aus der Energiebilanz berechnet werden:

$$\frac{3}{2} n_e k T_e = S - S_i \quad (5.46)$$

S ist hier die gesamte, sowohl durch den Ionenstrahl als auch durch ohmsche Heizung des induzierten Stroms, im Plasma deponierte Energie. S_i ist die Ionisationsenergie. Eine Heizung der Atome und Ionen des Plasmas wird vernachlässigt. Dies ist solange gerechtfertigt, solange die Relaxationszeit für die Angleichung der Elektronen und Iontemperatur groß gegenüber der Impulsdauer ist. Für Argon, eines der am häufigsten verwendeten Driftröhrgase, ist dies eine akzeptable Näherung. Problematisch ist dagegen die Nichtberücksichtigung der Anregungsenergie der Atome und Ionen in der Energiebilanz (5.46).

Häufig besteht der in den Gasraum eintretende Ionenstrahl nicht nur aus einer Ionensorte. So sind die von passiven Flashoveranoden extrahierten Protonenstrahlen mit bis zu 50% Kohlenstoffionen verunreinigt (s. Abschnitt 4.3). Da der spezifische Energieverlust von Kohlenstoffionen im Gas erheblich größer ist als der von Protonen, wird das Gas schneller ionisiert und der Ionenstrom schneller kompensiert werden als in einem reinen Protonenstrahl. Daher muß bei der Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Plasmaleitfähigkeit die genaue Zusammensetzung des Ionenstrahls zugrunde gelegt werden.

Obwohl das bei der Ableitung der Differentialgleichung (5.39) verwendete eindimensionale Modell keine explizite Abhängigkeit von der axialen Koordinate z besitzt, besteht doch eine parametrische Abhängigkeit über die entlang der Achse nicht konstante Strahlstromdichte. Der Grund für diese Abhängigkeit liegt zum einen in der Flugzeitdispersion bzw. -Konvergenz der an unterschiedlichen Zeiten mit verschiedenen Geschwindigkeiten gestarteten Strahlionen, zum anderen an der räumlichen Konvergenz des fokussierten Ionenstrahls. Beides führt zu axial veränderlichen Strahlstromdichten und folglich auch zu axial inhomogenen Plasmaleitfähigkeiten.

Der räumlich konvergierende Ionenstrahl ist auch mit einer zunehmenden Strahlinduktivität verbunden, die wiederum ein elektrisches Feld induzieren und die Plasmastromdichte verringern kann [5.17]. Daher ist in einem konvergierenden Strahl unter Umständen mit einer geringeren Stromneutralisation und daher mit stärkerer Selbstfokussierung zu rechnen. Dieser Effekt kann natürlich in dem eindimensionalen Modell von Swegle und Slutz nicht beschrieben werden.

Die wichtigsten Ergebnisse der für Argon durchgeführten Modellrechnungen sind:

- 1.) In einem Transportabschnitt ohne transversale Magnetfelder wird nach 5-10 ns eine Stromkompensation von mehr als 97% erreicht (Abb. 5.5).

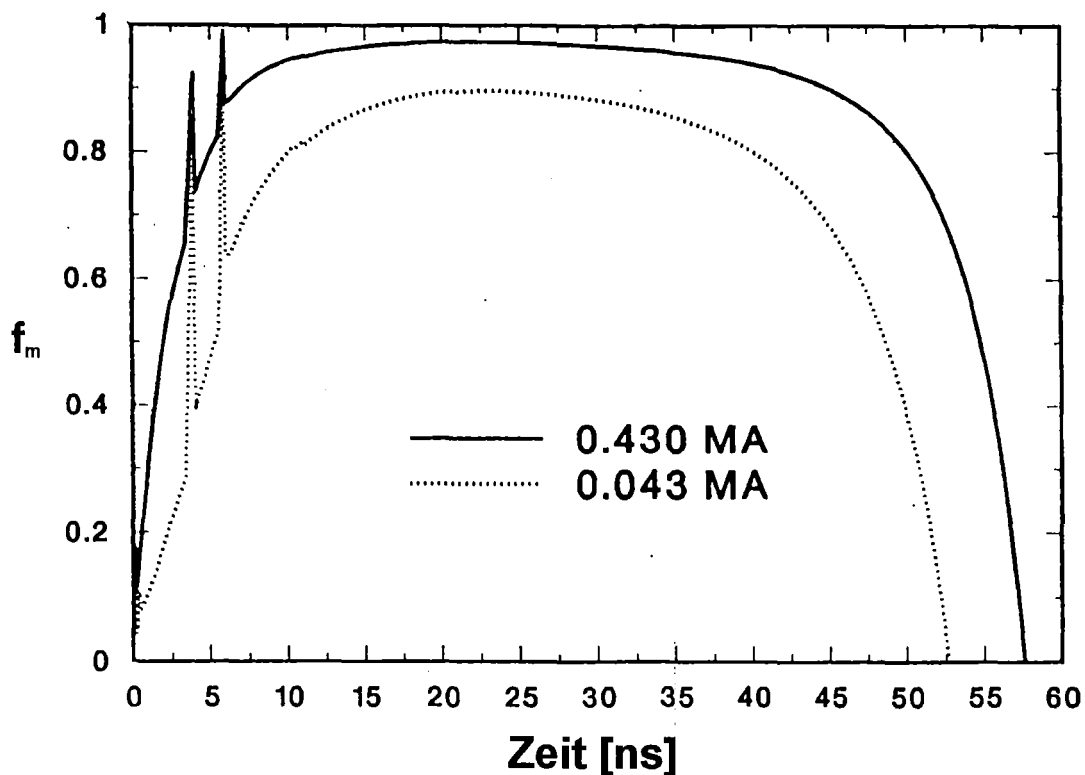


Abb. 5.5: Stromneutralisationsfaktor f_m für einen 1,5 MeV Protonenstrahl mit einer maximalen Stromstärke von 430 kA (3 kA/cm²) bzw. 43 kA (0,3 kA/cm²), einer Anstiegszeit von 25 ns¹ und einer Impulsdauer von 60 ns. Die Berechnung wurde für einen Argongasdruck von 1 Torr und in einer Entfernung von 7,8 cm von der Diode durchgeführt /5.13/.

- 2.) Im Widerspruch zu den experimentellen Befunden sagt die Modellrechnung für den Druckbereich zwischen 0,1 und 5 Torr einen vom Druck nahezu unabhängigen Neutralisationsgrad vorher. Im Experiment steigt der Neutralisationsgrad zwischen 0,5 und 4 Torr von 53% auf 100% an.
- 3.) Wird die Ionenstromdichte von 3 kA/cm² auf 300 A/cm² gesenkt, so wächst die Neutralisation langsamer an und erreicht ein niedrigeres Plateau bei ca. 90% (Abb. 5.5).
- 4.) Bei Transport quer zu einem Magnetfeld von 1 T ist der Neutralisationsgrad stark vom Gasdruck abhängig und erreicht bei 6 Torr ca. 87%. Dieser Befund wird vom Experiment bestätigt. Jedoch liegt der experimentelle Neutralisationsgrad bei allen Drücken über dem theoretischen.

Die Diskrepanzen zwischen Modell und Experiment haben ihre Ursachen vermutlich in der Vernachlässigung zweidimensionaler Effekte. Zu diesen nichtlokalen Phänomenen gehören vor allem der Wärme- und Strahlungstransport sowie die Kontinuität des Induktionsstroms im Plasma. Außerdem sollte die tatsächliche i.a. auch vom Radius abhängige Ionenstromdichteverteilung im Driftröhre verwendet werden.

5.3 Liouvillesches Theorem, Strahlungsdichte und Emittanz

Die Bewegung eines aus N Teilchen bestehenden Ionenstrahls unter der Einwirkung von inneren und äußeren Feldern wird durch die Lösung der $6N$ Hamiltonschen Differentialgleichungen

$$\begin{aligned}\dot{p}_i &= -\frac{\partial H}{\partial q_i} + Q_i \\ \dot{q}_i &= \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad i = 1, \dots, 3N\end{aligned}\quad (5.47)$$

bestimmt.

Die Q_i bedeuten hier Kräfte, die nicht von einem Potential ableitbar sind.

Bei bekannten Anfangsbedingungen würden die Hamiltonschen Gleichungen das System exakt beschreiben. Da es aber offensichtlich hoffnungslos ist, die Bewegung von 10^{17} Teilchen zu berechnen und da die Anfangsbedingungen oft nur unvollständig bekannt sind, ist eine statistische Beschreibung notwendig. Ziel dieser statistischen Beschreibung ist es, Voraussagen über bestimmte mittlere Eigenschaften des Systems zu machen. Dazu wird in der statistischen Mechanik der Begriff der Phasenraum-dichte $\tau = \tau(p_1, \dots, p_{3N}, q_1, \dots, q_{3N})$ eingeführt. Sie ist so definiert, daß

$$\tau(p, q) \cdot \prod_{i=1}^{3N} dp_i dq_i$$

die Wahrscheinlichkeit beschreibt, mit der bei einer Vielzahl von gedachten gleichartigen Systemen der Zustand $(p_1, \dots, p_{3N}, q_1, \dots, q_{3N})$ im Phasenraumvolumenelement

$$dv = \prod_{i=1}^{3N} dp_i dq_i$$

auftritt. Die Phasenraumdicke erfüllt daher die Normierungsbedingung

$$\int \tau(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \, d\mathbf{v} = 1 \quad (5.48)$$

Für die zeitliche Änderung der Dichte im Phasenraum muß die folgende Kontinuitätsgleichung gelten:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \left[\frac{\partial}{\partial p_i} (\tau \dot{p}_i) + \frac{\partial}{\partial q_i} (\tau \dot{q}_i) \right] = 0 \quad (5.49)$$

Sie drückt aus, daß die Änderung der Phasenraumdicke in einem festen Volumenelement des Phasenraums durch die Differenz der in dieses Volumen ein- und austretenden Systempunkte gegeben ist und ist sicher richtig, da die Gesamtzahl der Systempunkte unverändert bleibt (keine Quellen oder Senken).

Setzen wir hierin die oben eingeführten Hamiltonschen Bewegungsgleichungen ein, so erhalten wir

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \left(\dot{p}_i \frac{\partial \tau}{\partial p_i} + \dot{q}_i \frac{\partial \tau}{\partial q_i} \right) = - \sum_{i=1}^{3N} \tau \frac{\partial Q_i}{\partial p_i} \quad (5.50)$$

Für ein konservatives System ($\partial Q_i / \partial p_i = 0$) erhält man hieraus schließlich das Liouvillesche Theorem:

$$\frac{d\tau}{dt} = 0 \quad (5.51)$$

Wirklich nützlich für unsere Betrachtungen über Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen ist dieses Theorem jedoch nur in seiner 6-dimensionalen Formulierung. Eine Reduktion von 6N auf 6 Dimensionen ist streng genommen nur möglich, wenn die Teilchen des Systems wechselwirkungsfrei sind, d.h. wenn

$$\tau = \tau(\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i) \prod_{i \neq j} \tau(\mathbf{p}_j, \mathbf{q}_j). \quad (5.52)$$

Dabei bedeutet der zweite Faktor die Phasenraumdicke des Teilchens j und der erste Faktor die Phasenraumdicke der übrigen N-1 Teilchen. Die angegebene Faktorisierung der Phasenraumdicke bedeutet, daß die Bewegung eines Teil-

chens sich unbeeinflusst von der Lage und Bewegung der übrigen Teilchen vollzieht. Unter den gemachten Voraussetzungen erhält man durch Integration der allgemeinen Liouvilleschen Gleichung (5.51) über 6 (N-1)-Koordinaten das Liouvillesche Theorem für den 6-dimensionalen Phasenraum:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\dot{p}_i \frac{\partial f}{\partial p_i} + \dot{q}_i \frac{\partial f}{\partial q_i} \right) = 0 \quad (5.53)$$

Man könnte nun meinen, daß dieses Theorem bei der Untersuchung von intensiven Ionenstrahlen nicht anwendbar ist, da die Wechselwirkung zwischen den Teilchen über starke Eigenfelder geradezu ein Charakteristikum dieser Ionenstrahlen darstellt. Unter gewissen Voraussetzungen stellt die Gleichung (5.53) jedoch auch für Teilchenstrahlen mit innerer Wechselwirkung eine gute Approximation dar. Um die Bedingungen hierfür zu bestimmen, gehen wir wieder von der Gleichung (5.51) aus und definieren die reduzierte Verteilungsfunktion f gemäß

$$f(\vec{p}_1, \vec{q}_1, t) = A_1 \int \tau \prod_{i=2}^N d\vec{p}_i d\vec{q}_i \quad (5.54)$$

Dabei haben wir zur Vereinfachung der Schreibweise eine vektorielle Notation eingeführt. A_1 ist ein Normierungsfaktor, der zweckmäßigerweise gleich $1/(N-1)!$ gesetzt wird /5.18./.

Wir nehmen ferner an, daß die Hamiltonsche Funktion des Gesamtsystems folgende Form besitzt:

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + V(\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_N, t) \quad (5.55)$$

$$\dot{\vec{p}}_i = - \frac{\partial H}{\partial \vec{q}_i} = - \frac{\partial V}{\partial \vec{q}_i} \quad (5.56)$$

und daß sich $\partial V / \partial \vec{q}_i$ in einen durch äußere Kräfte und in einen durch innere Wechselwirkungskräfte verursachten Anteil aufspalten läßt:

$$\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_i} = \left(\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_i} \right)_{\text{ext}} + \left(\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_i} \right)_{\text{int}} \quad (5.57)$$

Die Ausführung der Integration von Gleichung (5.49) über N-1 Koordinaten führt dann auf

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\vec{q}}_1 \frac{\partial f}{\partial \vec{q}_1} - \left(\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_1} \right)_{\text{ext}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}_1} = \frac{A_1}{m} \int \left(\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_1} \right) \cdot \frac{\partial \tau}{\partial \vec{q}_1} \prod_{i=2}^N d\vec{p}_i d\vec{q}_i \quad (5.58)$$

Wenn wir nun annehmen, daß die einzigen inneren Kräfte elektrostatischer Natur sind

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_1} \right)_{\text{int}} = \sum_{j=2}^N \frac{\partial \Phi_{1j}}{\partial \vec{q}_1} \quad (5.59)$$

$$\Phi_{1j} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_j e^2}{|\vec{q}_1 - \vec{q}_j|} \quad (5.60)$$

und bedenken, daß Φ_{1j} nur von den Koordinaten der Teilchen 1 und j abhängt, sodaß alle Terme in der Summe auf der rechten Seite von Gleichung (5.58) den gleichen Wert ergeben, so erhalten wir schließlich:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \dot{\vec{q}}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{q}_1} - \left(\frac{\partial V}{\partial \vec{q}_1} \right)_{\text{ext}} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = \frac{(N-1) \cdot A_1}{A_2} \cdot \frac{1}{m} \int \frac{\partial \Phi_{12}}{\partial \vec{q}_1} \cdot \frac{\partial f_2}{\partial \vec{q}_1} d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 \quad (5.61)$$

Dabei haben wir $f = f_1$ gesetzt und f_2 analog zu f_1 definiert:

$$f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{q}_1, \vec{q}_2, t) = A_2 \int \tau \prod_{i=3}^N d\vec{q}_i d\vec{p}_i \quad (5.62)$$

Mit

$$A_2 = \frac{1}{(N-2)!} \text{ wird } \frac{(N-1) \cdot A_1}{A_2} = 1$$

Es ist üblich f_2 aufzuspalten in einen Term, der die unkorrelierte Bewegung der Teilchen 1 und 2 beschreibt und in einen Korrelationsterm.

$$f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{q}_1, \vec{q}_2, t) = f(1) \cdot f(2) + P(1,2) \quad (5.63)$$

$$f(1) = f(\vec{p}_1, \vec{q}_1, t) \quad (5.64)$$

Für die rechte Seite von Gleichung (5.61) ergeben sich damit die folgenden zwei Terme:

1.)

$$\frac{1}{m} \frac{\partial f(1)}{\partial \vec{p}_1} \cdot \int \frac{\partial \Phi_{12}}{\partial \vec{q}_1} f(2) d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 = Z_1 e \frac{E}{m} \frac{\partial f(1)}{\partial \vec{p}_1} \quad (5.65)$$

2.)

$$\frac{1}{m} \int \frac{\partial \Phi_{12}}{\partial \vec{q}_1} \cdot \frac{\partial P(1,2)}{\partial \vec{q}_1} d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st}. \quad (5.66)$$

Der erste Term beschreibt das mittlere elektrische Feld am Ort eines Teilchens hervorgerufen durch alle anderen. Dieses selbstkonsistente elektrische Feld kann dem externen Feld hinzuaddiert werden. Der zweite Term beschreibt das sogenannte Stoßintegral, dessen Form aus Stoßmodellen abgeleitet werden muß. In unserem Zusammenhang interessiert nur die Frage, unter welchen Umständen dieses Stoßintegral vernachlässigt werden kann. In diesem Fall besäße das Liouvillesche Theorem trotz selbstkonsistenter innerer Felder wieder seine Gültigkeit.

Um diese Aussage zu gewinnen betrachten wir einen sich kräftefrei ohne äußere und innere Felder bewegenden Ionenstrahl und nehmen an, daß seine Verteilungsfunktion in einem mit dem Strahl bewegten Koordinatensystem durch eine Maxwell-Verteilung gegeben ist:

$$f_M(1) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp(-m v_1^2 / 2kT) \quad (5.67)$$

Boyd und Sanderson /5.19/ haben gezeigt, daß die Korrelationsfunktion im thermischen Gleichgewicht durch

$$P(1,2) = -f_M(1) \cdot f_M(2) \frac{\Phi_{12}}{kT} \exp \left\{ -r_{12} / \lambda_D \right\} \quad (5.68)$$

approximiert werden kann. λ_D bedeutet hierbei die Debye-Länge:

$$\lambda_D^2 = \epsilon_0 kT / n e^2.$$

Das Verhältnis von unkorreliertem und korreliertem Term in der Zweiteilchenverteilungsfunktion ist in dieser Approximation gegeben durch

$$\frac{P(1,2)}{f(1) f(2)} \sim \frac{e^2 / r_{12}}{4\pi \epsilon_0 kT} \exp \left\{ -r_{12} / \lambda_D \right\} \quad (5.69)$$

Dieses Verhältnis ist klein für $r_{12} \gg \lambda_D$. Im Falle $r_{12} \approx \lambda_D$ ist es ebenfalls klein, wenn die Anzahl der Teilchen in der Debye-Kugel N_p groß ist: $N_p = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$

$$\frac{P(1,2)}{f(1)f(2)} \sim \frac{1}{8 N_p} \quad (5.70)$$

Dieses Verhältnis ist jedoch nicht klein, wenn die elektrostatische Energie des Systems größer als die thermische Energie wird:

$$r_{12} < \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 kT} = \frac{1}{(4 \pi n)^{1/3} (4 \pi n \lambda_D^3)^{2/3}} = \frac{1}{(4 \pi n)^{1/3} (3 N_p)^{2/3}} \quad (5.71)$$

Da für intensive Ionenstrahlen im allgemeinen $N_p \gg 1$ gilt, ist der Bereich, in dem die individuelle Teilchenstreuung bedeutsam wird, sehr klein gegen den mittleren Teilchenabstand $n^{-1/3}$. Demnach ist der Einfluß der kollektiven Eigenfelder auf die Bewegung der intensiven Teilchenstrahlen im allgemeinen erheblich größer als der Einfluß von direkten Stößen zwischen den einzelnen Teilchen. Obwohl diese Aussage nur für elektrostatische Wechselwirkungen zwischen den Teilchen abgeleitet wurde, gilt sie auch für magnetische Wechselwirkungen. Dies läßt sich leicht einsehen, wenn man die obige Ableitung in einem mit dem Ionenstrahl bewegten Bezugssystem durchführt, in dem die kollektiven Magnetfelder verschwinden, die Form des Coulombschen Gesetzes jedoch unverändert bleibt.

Für die Anwendung auf die Propagation und Fokussierung von intensiven Ionenstrahlen können wir daher das Liouvillesche Theorem wie folgt zusammenfassen:

In einem intensiven Teilchenstrahl, in dem Stöße zwischen individuellen Teilchen gegenüber der Wirkung von kollektiven elektrostatischen und magnetischen Eigenfeldern vernachlässigt werden können, bleibt die 6-dimensionale Phasenraum-dichte entlang der Strahltrajektorien konstant.

Demnach gilt auch, daß die Aufweitung eines Strahls unter der Wirkung von Eigenfeldern mit Hilfe von geeigneten externen Feldern rückgängig gemacht werden kann.

Für die Charakterisierung der intensiven Ionenstrahlen benötigen wir nun noch einen Qualitätsfaktor, der es ermöglicht zu beurteilen, auf welche Leistungs-

dichten ein erzeugter Ionenstrahl fokussiert werden kann. In enger Anlehnung an die Optik wird hierfür die Strahlungsdichte B definiert:

$$B = \frac{dW}{d\Omega \cdot dF \cdot \cos \delta} \quad (5.72)$$

Sie beschreibt die Leistung dW , die durch ein Flächenelement dF des Strahls in das Raumwinkelelement $d\Omega$ unter dem Winkel δ zur Normalen von dF hindurchtritt. $dF \cdot \cos \delta$ ist hier auch die scheinbare Fläche unter der das Strahlelement vom Empfänger aus erscheint. B ist im allgemeinen nicht nur über den Faktor $1/\cos \delta$ von δ abhängig. Bei allen Ionendioden ist die Emission vielmehr auf einen schmalen Winkelbereich um die Normale zur Emissionsfläche begrenzt.

Wir werden weiter unten zeigen, daß B mit der Phasenraumdichte zusammenhängt und daher bei Gültigkeit des Liouvilleschen Satzes entlang der Strahltrajektorien erhalten bleibt. Wir können daher in Analogie zur Optik ableiten, daß die durch Fokussierung auf einem Target maximal erreichbare Leistungsdichte gegeben ist durch

$$P_F = \pi \cdot B \cdot \sin^2 \alpha \quad (5.73)$$

wobei α den Öffnungswinkel beschreibt, unter dem das Fokussierungselement (magnetische Linse, sphärische Anode etc.) vom Empfänger aus erscheint und B als unabhängig von den Ortskoordinaten und vom Emissionswinkel angenommen wurde.

Um nun den Zusammenhang zwischen der Strahlungsdichte B und der Phasenraumdichte $f(\vec{r}, \vec{v})$ abzuleiten, führen wir eine Transformation von den Geschwindigkeitskoordinaten v_x, v_y, v_z auf die Koordinaten $v\Omega_x, v\Omega_y, v\Omega_z$ durch, wobei $\vec{\Omega}$ ein Einheitsvektor in sphärischen Polarkoordinaten und $v = |\vec{v}|$ ist. Damit wird $dv_x dv_y dv_z = v^2 d\Omega dv$ und

$$\begin{aligned} f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{r} d\vec{v} &= f(\vec{r}, |\vec{v}| \vec{\Omega}) v^2 d\vec{r} d\Omega dv \\ &= n(\vec{r}, \vec{\Omega}, v) d\vec{r} d\Omega dv \end{aligned} \quad (5.74)$$

$n(\vec{r}, \vec{\Omega}, v)$ ist nun die Anzahl der Ionen pro Volumen, Raumwinkel- und Geschwindigkeitselement mit der Flugrichtung $\vec{\Omega}$. Setzen wir nun einen monoenergetischen Teilchenstrahl voraus:

$$n(\vec{r}, \vec{\Omega}, v) = n(\vec{r}, \vec{\Omega}) \delta(v_0 - v) \quad (5.75)$$

so führt die Integration über v auf die Teilchendichte $n(\vec{r}, \vec{\Omega})$ pro Volumen- und Raumwinkelelement ($\bar{n}(\vec{r}, \vec{\Omega})$ wird in der Transporttheorie Vektordichte genannt).

Die Anzahl der Ionen, die pro s durch ein Flächenelement dF in den Raumwinkel $d\Omega$ mit dem Winkel δ zur Flächennormalen \vec{n} hindurchtritt, ist demnach gegeben durch

$$v_0 \vec{\Omega} \cdot \vec{n} \cdot n(\vec{r}, \vec{\Omega}) dF d\Omega = v_0 n(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega dF \cos \delta \quad (5.76)$$

Sie transportieren die Leistung dW durch das Flächenelement:

$$dW = Z \cdot eV \cdot v_0 n(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega dF \cos \delta \quad (5.77)$$

Hierbei wurde angenommen, daß die Ionen mit der Ladung Z die Beschleunigungsspannung V durchlaufen haben.

Ein Vergleich mit der Definition für B zeigt

$$B = Z \cdot eV \cdot v_0 n(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (5.78)$$

Die Größe $j(\vec{r}, \vec{\Omega}) = Z \cdot e \cdot v_0 n(\vec{r}, \vec{\Omega})$ wird als Vektorstromdichte bezeichnet. Sie beschreibt den Strom, der durch eine Fläche von 1 cm^2 senkrecht zur Richtung $\vec{\Omega}$ hindurchfließt. Damit wird B :

$$B = j(\vec{r}, \vec{\Omega}) \cdot V \quad (5.79)$$

Falls das Liouvillesche Theorem gültig ist und v_0 während der Strahlpropagation konstant bleibt, ist demnach gezeigt, daß auch B entlang der Strahltrajektorie invariant ist.

Neben der Strahlungsdichte wird in der Teilchenstrahl-optik häufig der Begriff der Emittanz verwendet /5.1, 5.20, 5.21/. Dieser Begriff ist besonders zur Beschreibung von paraxialen Strahlen in elektrostatischen und magnetischen Fokussierungs- und Ablensystemen geeignet. Paraxiale Strahlen besitzen geringe Neigungswinkel gegen die Transportachse und es ist daher möglich die Geschwindigkeitsvariablen v_x, v_y senkrecht zur Transportachse durch

und

$$\begin{aligned}x' &= \frac{dx}{dz} \approx \frac{u_x}{u_z} \\y' &= \frac{dy}{dz} \approx \frac{u_y}{u_z}\end{aligned}\tag{5.80}$$

in der Verteilungsfunktion zu ersetzen.

Als Emittanz ε_x wird hier die effektive Fläche, dividiert durch π , definiert, die sich aus der Projektion des Phasenraumvolumens auf die Ebene x, x' ergibt. Unter der effektiven Fläche versteht man die kleinste Ellipse, die die Projektionsfläche umschreibt. In gleicher Weise wird die Emittanz ε_y definiert.

Neben dieser Definition für die Emittanz sind in der Literatur noch zwei weitere gebräuchlich /5.1/. Eine praktische Alternative stellt die sogenannte R.M.S. Emittanz dar /5.22/. Sie wird durch die folgende Gleichung definiert:

$$\varepsilon_x = 4 \{ \langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x \cdot x' \rangle^2 \}^{1/2}\tag{5.81}$$

Weniger nützlich ist die direkte Verwendung der Projektionsfläche zur Definition der Emittanz. Sind die Teilchenbewegungen in x - und y -Richtung entkoppelt, so bleibt nach dem Liouvilleschen Theorem zwar die Projektionsfläche beim Durchqueren eines Linsensystems erhalten, ihre Form kann jedoch stark verzerrt worden sein. Vom praktischen Gesichtspunkt kann diese Verzerrung häufig nicht rückgängig gemacht werden, und die Qualität des Ionenstrahls im Sinne seiner Parallelität oder Fokussierbarkeit hat sich daher verschlechtert. Diesem Umstand tragen die ersten beiden Definitionen Rechnung. Die umschreibende Ellipse einer stark verzerrten Verteilung besitzt im allgemeinen eine größere Fläche. Die durch sie definierte Emittanz ist also nicht mehr in jedem Fall eine Erhaltungsgröße.

In einem linearen ionenoptischen Abbildungssystem bleibt sie jedoch erhalten. Hierunter versteht man ein System, in dem die von den einzelnen Komponenten ausgeübten Kräfte linear von der Entfernung zur Achse abhängen. Ein solches lineares optische System transformiert elliptische Verteilungen im Konfigurationsraum x, x' oder y, y' wieder in elliptische Verteilungen. Auch bleibt die Fläche der Ellipsen bei dieser Transformation erhalten. Zu den linearen elektronen- oder ionenoptischen Linsen gehören z.B. magnetische Dipole und Quadrupole, nicht jedoch Solenoide, Plasmalinsen und Spulenordnungen von der in der fremd-

magnetisch isolierten Diode (Abschnitt 4.6) verwendeten, in den Driftraum hineinwirkenden Art.

Im Feld eines Solenoids ist die Bewegung in x- und y-Richtung auch nicht mehr separierbar. In diesem Fall muß eine vierdimensionale Erweiterung der Emittanz eingeführt werden. Falls die Bewegung in z-Richtung nach wie vor entkoppelt ist, ist das Volumen des vierdimensionalen Unterraums x, x', y, y' bei Gültigkeit des Liouvilleschen Theorems und unter der gemachten Voraussetzung der Paraxialität des Strahls eine Erhaltungsgröße. Die Hyperemittanz ε_4 ist dann in analoger Weise zur zweidimensionalen Emittanz durch das vierdimensionale Ellipsoid definiert, das die Projektion des sechsdimensionalen Phasenraums auf den vierdimensionalen Unterraum umschließt

$$\varepsilon_4 = \frac{V_4}{\pi^2} = \frac{1}{\pi^2} \int \int \int \int dx' dx dy' dy \quad (5.82)$$

Falls die Bewegungen in x- und y-Richtung entkoppelt sind gilt:

$$\varepsilon_4 = \varepsilon_x \cdot \varepsilon_y \quad (5.83)$$

Um einen Zusammenhang zwischen der vierdimensionalen Emittanz und der oben eingeführten Strahlungsdichte B abzuleiten, führen wir zunächst die über den Strahl gemittelte Strahlungsdichte \bar{B} ein:

$$W = \int \int \int \int B d\Omega dF \cos \delta = \bar{B} \int \int \int \int d\Omega dF \cos \delta \quad (5.84)$$

Drückt man nun $x' = u_x/u$ und $y' = u_y/u$ durch sphärische Koordinaten aus, so läßt sich das Integral für ε_4 überführen in:

$$\varepsilon_4 = \frac{1}{\pi^2} \int \int \int \int \cos \delta d\Omega dF \quad (5.85)$$

Der Vergleich von (5.84) und (5.85) liefert schließlich die Beziehung zwischen ε_4 und \bar{B} :

$$\bar{B} = \frac{W}{\pi^2 \cdot \varepsilon_4} \quad (5.86)$$

Bei dieser Ableitung wurde implizit angenommen, daß der Strahl das bei der Definition von ε_4 zugrunde gelegte vierdimensionale Ellipsoid voll ausfüllt.

Es ist klar, daß die hier definierte Emittanz als integrale Größe hauptsächlich zur Beschreibung der Strahlkontur geeignet ist. Zur Berechnung der Strom- und Leistungsdichteverteilung im Strahlfokus ist sie nur in wenigen Spezialfällen geeignet.

5.4 Grenzen und Fehler bei der Fokussierung

5.4.1 Ballistische Fokussierung ohne Abbildungsfehler

Intensive neutralisierte Ionenstrahlen lassen sich nur ballistisch oder mit Hilfe von magnetischen Linsen fokussieren. Einfache elektrostatische Linsen scheiden aus, da das elektrische Feld innerhalb einer Debye-Länge abgeschwächt werden würde und daher keinen Effekt auf die Strahlionen hätte. Die zur Vermeidung dieses Problems von Humphries /5.23/ vorgeschlagene magnetisch isolierte elektrostatische Linse entspricht weitgehend der Fokussierung mit Hilfe von gekrümmten Potentialflächen, die in der Ionendiode angewendet und im Folgenden beschrieben wird (Immersionlinse).

Ist die ionenemittierende Fläche einer Diode sphärisch und sind alle Äquipotentialflächen vor der Anode ebenfalls sphärisch und können die vom Strahl selbst-erzeugten Kräfte vernachlässigt werden, so stellt die Diode selber ein ideales Fokussierungssystem dar. Unter den gemachten Voraussetzungen ist diese sogenannte ballistische Fokussierung völlig aberrationsfrei. Um eine möglichst hohe Leistungsdichte im Fokus erreichen zu können, muß dieser Idealzustand daher so weit wie möglich angestrebt werden. In diesem Fall ist, wie bereits oben gezeigt, die erreichbare Leistungsdichte allein durch die Strahlungsdichte B und den bildseitigen Öffnungswinkel α begrenzt

$$P_F = \pi \cdot B \sin^2 \alpha \quad (5.87)$$

Ist der Diodendurchmesser D und die Brennweite der Diode f , so gilt:

$$P_F = \pi \cdot B \left(\frac{D}{2f} \right)^2 \quad (5.88)$$

Daher ist für ein gegebenes Diodensystem die Leistungsdichte im Fokus proportional zur Strahlungsdichte und für gegebene Strahlungsdichte proportional zum Quadrat des Öffnungsverhältnisses $(D/f)^2$.

Wir werden weiter unten zeigen, daß die Strahlungsdichte B für schmale Strahlbündel durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden kann:

$$B = \frac{j(\vec{r}) \cdot V}{\pi \theta_0^2} \quad (5.89)$$

Dabei bedeuten

- θ_0 = halber Öffnungswinkel (Divergenzwinkel) des Strahlbündels
- $j(\vec{r})$ = Ionenstromdichte in der Diode
- V = Spannung, mit der die Ionen beschleunigt wurden

Für einen gegebenen Impulsgenerator ist die maximale Leistung $W_G = I \cdot V$ festgelegt. Mit einem Vollstrahl kann daher höchstens die folgende Leistungsdichte im Fokus erreicht werden:

$$P_F = \frac{W_G}{\pi \theta_0^2} \cdot \frac{1}{2 f^2 (1 - \cos \alpha)} \cdot \left(\frac{D^2}{4 f^2} \right) \quad (5.90)$$

Die Erfahrung hat gezeigt, daß die Ionenstrahldivergenz θ_0 sehr wenig von der Größe der Ionendiode abhängt. Zur Erreichung einer hohen Ionenstrahlleistungsdichte P_F bei gegebener Generatorleistung W_G muß daher die Brennweite f der Immersionslinse so kurz wie möglich gemacht werden. Mit einer kurzen Brennweite ist jedoch auch eine kleine Anodenfläche verbunden. Um die Diodenleistung an die Generatorleistung anzupassen, muß bei reduzierter Fläche die Leistungsdichte in der Diode entsprechend erhöht werden. Nach dem Child-Langmuirschen Gesetz für raumladungsbegrenzten Stromfluß bedeutet dies bei vorgegebener Beschleunigungsspannung einen verringerten Anoden-Kathoden-Abstand. Die Reduktion des Beschleunigungsspalts darf dabei jedoch nicht zu weit getrieben werden, da sonst die Impedanz der Diode durch Expansion der Elektrodenplasmen zu schnell zusammenbricht. Dadurch und wegen der schwer zu beherrschenden Magnetfeldkräfte in den notwendigerweise ebenfalls kompakten Feldspulen erscheint es nicht sinnvoll die Brennweite von Extraktionsdioden erheblich kleiner als ca. 8 cm machen zu wollen. Für die Faßdiode, die erstens einen größeren Raumwinkel aufspannt und zweitens größere Spulendurchmesser ermöglicht, liegt die praktisch erreichbare Brennweite bei ca. 4 cm.

Um die für die Trägheitsfusion notwendigen sehr hohen Leistungsdichten erreichen zu können, muß daher entweder die Beschleunigungsspannung erhöht werden, oder es müssen sehr viele Strahlen von verschiedenen Dioden auf dem Target überlagert werden. Das letztere setzt natürlich den Transport dieser Ionenstrahlen über größere Entfernungen voraus.

Prinzipiell kann die Diode mit kugelförmigen konzentrischen Äquipotentialflächen auch durch eine ebene Diode plus magnetischer Linse ersetzt werden. Ein solches System wäre jedoch nicht mehr aberrationsfrei.

Wir betrachten nun eine ideal fokussierende Diode und nehmen ferner an, daß die Eigenfelder des erzeugten Ionenstrahls in der Diode vernachlässigt werden können und außerhalb der Diode vollständig neutralisiert worden sind. Auch sollen keine Fremdfelder auf die Ionen einwirken. Mit anderen Worten, die Ionen sollen sich kräftefrei mit der ihnen in der Diode erteilten Flugrichtung auf einen gemeinsamen Fokus zu bewegen. Wir nehmen jedoch an, daß von jedem Ort der sphärischen Kathodenpotentialfläche ein eng begrenztes Strahlbündel ausgeht und daß die zentralen Achsen dieser Strahlkegel auf den gemeinsamen Fokus zielen (Abb. 5.6). Die Vektorstromdichte in diesen Strahlbündeln hänge annähernd gaußförmig vom Winkel zwischen der Kegellachse und der betrachteten Trajektorie ab:

$$j(\vec{r}, \vec{\Omega}) = g(\vec{r}) \exp \left\{ - \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0} \right\} \quad (5.91)$$

Eine solche Gaußverteilung wird sich immer dann einstellen, wenn die zur Hauptpropagationsrichtung transversale Geschwindigkeitskomponente durch stochastische Prozesse z.B. aufgrund der Temperatur des Anodenplasmas oder aufgrund von Mikrofluktuationen im Anodenplasma entstanden ist.

Die Stromdichte $j(r)$ durch ein Flächenelement senkrecht zur Kegellachse ergibt sich aus 5.91 durch Integration über den Raumwinkel $d\Omega$

$$j(\vec{r}) = g(\vec{r}) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp \left\{ - \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0} \right\} \cdot \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta \, d\theta \quad (5.92)$$

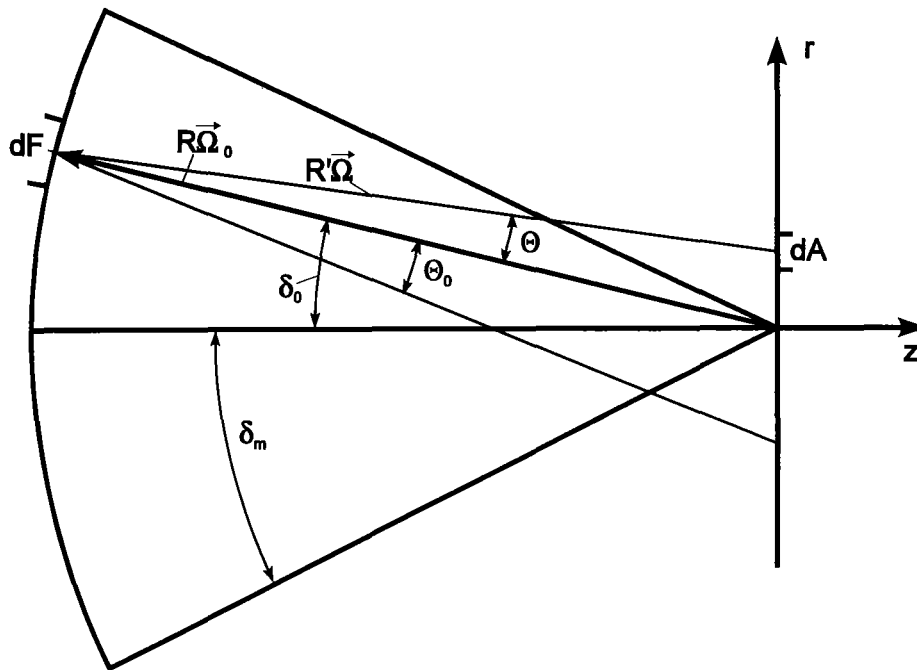


Abb. 5.6: Geometrie zur Berechnung der Stromdichteverteilung auf einem ebenen Target bei ballistischer Fokussierung. Von jedem Punkt auf der sphärischen Emissionsfläche geht ein Strahlbündel mit dem Öffnungswinkel θ_0 aus.

Haben wir es mit sehr schmalen Bündeln zu tun, so kann der Sinus durch sein Argument ersetzt und die Integration von 0 bis ∞ ausgeführt werden:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{j}(\vec{r}) &= g(\vec{r}) \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\theta^2}{\theta_0^2} \right\} 2\pi \theta \, d\theta \\
 &= g(\vec{r}) \cdot \pi \theta_0^2
 \end{aligned} \tag{5.93}$$

Setzen wir dies in 5.79 ein, so ergibt sich für die maximale Strahlungsdichte:

$$B = \frac{\mathbf{j}(\vec{r}) \cdot \mathbf{V}}{\pi \cdot \theta_0^2} \tag{5.94}$$

θ_0 wird als Divergenzwinkel bezeichnet. Er hängt mit dem halben Öffnungswinkel $\theta_{1/2}$ des Teilkegels zusammen, in den die Hälfte der Vektorstromdichte emittiert wird:

$$\theta_{1/2} = \theta_0 \cdot \sqrt{\ln 2} \tag{5.95}$$

Als nächstes wollen wir die Leistungsdichteverteilung in einem ebenen Target berechnen, daß sich im gemeinsamen Fokus aller Strahlbündelachsen befindet (Abb. 5.6).

Die Strahlleistung, die ein Flächenelement dA des Targets erreicht, ist dann:

$$dW = \int B dF \cdot \cos \theta d\Omega_A$$

Die Integration ist über die gesamte kugelförmige Emissionsfläche auszuführen:

$$d\Omega_A = \frac{dA}{R^2} \frac{\cos \delta_0}{\left\{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 2\left(\frac{r}{R}\right) \cos \phi_0 \sin \delta_0\right\}^{3/2}}$$

$$dF = R^2 \sin \delta_0 d\delta_0 d\phi_0$$

$$B = \frac{j(\vec{r}) \cdot V}{\pi \cdot \theta_0^2} \exp\left\{-\frac{1 - (\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0)^2}{\theta_0^2}\right\}$$

$$(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0)^2 = \frac{\left(1 - \frac{r}{R} \cos \phi_0 \sin \delta_0\right)^2}{\left\{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 2\left(\frac{r}{R}\right) \cos \phi_0 \sin \delta_0\right\}}$$

R ist hier die Entfernung des Flächenelements dF vom Targetmittelpunkt und r ist die radiale Entfernung des Flächenelements dA auf dem Target von der Achse. Die übrigen Bezeichnungen können der Abb. 5.6 entnommen werden.

Beschränkt man sich auf radiale Positionen r , die klein gegenüber R sind, so erhält man für die radiale Leistungsdichteverteilung im Fokus eines zylindersymmetrischen Vollstrahls:

$$L = \frac{dW}{dA} = \int \int \frac{j(\delta_0, \phi_0)}{\pi \cdot \theta_0^2} \cdot \exp\left\{-\left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{1}{\theta_0^2}\right\} \cdot \exp\left\{\left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{\cos^2 \phi_0 \sin^2 \delta_0}{\theta_0^2}\right\} \sin \delta_0 d(\sin \delta_0) d\phi_0$$

Unter der Annahme einer konstanten Stromdichte j ergibt die Ausführung der Integration über δ_0 :

$$L(r) = \frac{j \cdot V}{\pi \cdot \theta_0^2} \exp \left\{ - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \frac{1}{\theta_0^2} \right\} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \left(\frac{R}{r} \right)^2 \frac{\theta_0^2}{\cos^2 \phi_0} \left\{ \exp \left[\left(\frac{r}{R} \right)^2 \frac{\cos^2 \phi_0}{\theta_0^2} \sin^2 \delta_m \right] - 1 \right\} d\phi_0 \quad (5.96)$$

δ_m ist hier der Öffnungswinkel unter dem die Emissionsfläche vom Zentrum des Targets aus erscheint. Eine für nicht zu große Werte von $\alpha = (r/R)^2 1/\theta_0^2$ gute Approximation des Integrals erhält man mit Hilfe der Integrationsformeln vom Gaußschen Typ unter Verwendung von Tschebyschev'schen Polynomen 1. Art /5.24/. Durch die Substitution $x = \cos \phi_0$ läßt sich das obige Integral J umwandeln in

$$J = 4 \cdot \int_0^1 \frac{1}{2\alpha} \frac{e^{\alpha \sin^2 \delta_m x^2} - 1}{x^2 \sqrt{1-x^2}} dx$$

$$= \frac{1}{\alpha} \int_{-1}^1 \frac{f(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx \approx \frac{1}{\alpha} \sum_{i=1}^n w_i f(x_i)$$

$$\text{mit } w_i = \frac{\pi}{n} \quad \text{und} \quad x_i = \cos \frac{(2i-1) \cdot \pi}{2n}$$

Für $n = 3$ erhält man schließlich

$$L(r) = \frac{j \cdot V}{\pi \cdot \theta_0^2} \exp \left\{ - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \frac{1}{\theta_0^2} \right\} \cdot \frac{\pi}{3} \left\{ 2 \cdot \frac{e^{\frac{3}{4} \alpha \sin^2 \delta_m} - 1}{\frac{3}{4} \alpha} + \sin^2 \delta_m \right\} \quad (5.97)$$

Wie erwartet geht diese Gleichung für $r = 0$ über in den bereits oben angegebenen Ausdruck

$$L(0) = \frac{j \cdot V}{\pi \cdot \theta_0^2} \pi \cdot \sin^2 \delta_m \quad (5.98)$$

Die Verteilung $L(r)$ ist für $\theta_0 = 1^\circ$ und $\delta_m = 45^\circ$ in Abb. 5.7 als Funktion von r/R dargestellt. Man erkennt den annähernd gaußförmigen Charakter dieser Vertei-

lung. Für die Halbwertsbreite erhält man: $d_{1/2} = 2 R \theta_0 \sqrt{\ln 2}$. Wurden der Divergenzwinkel θ_0 und die Halbwertsbreite im Fokus getrennt gemessen, so kann mit Hilfe von Gleichung 5.97 herausgefunden werden, ob die Fokussierung noch unkorrigierte Aberrationen enthält.

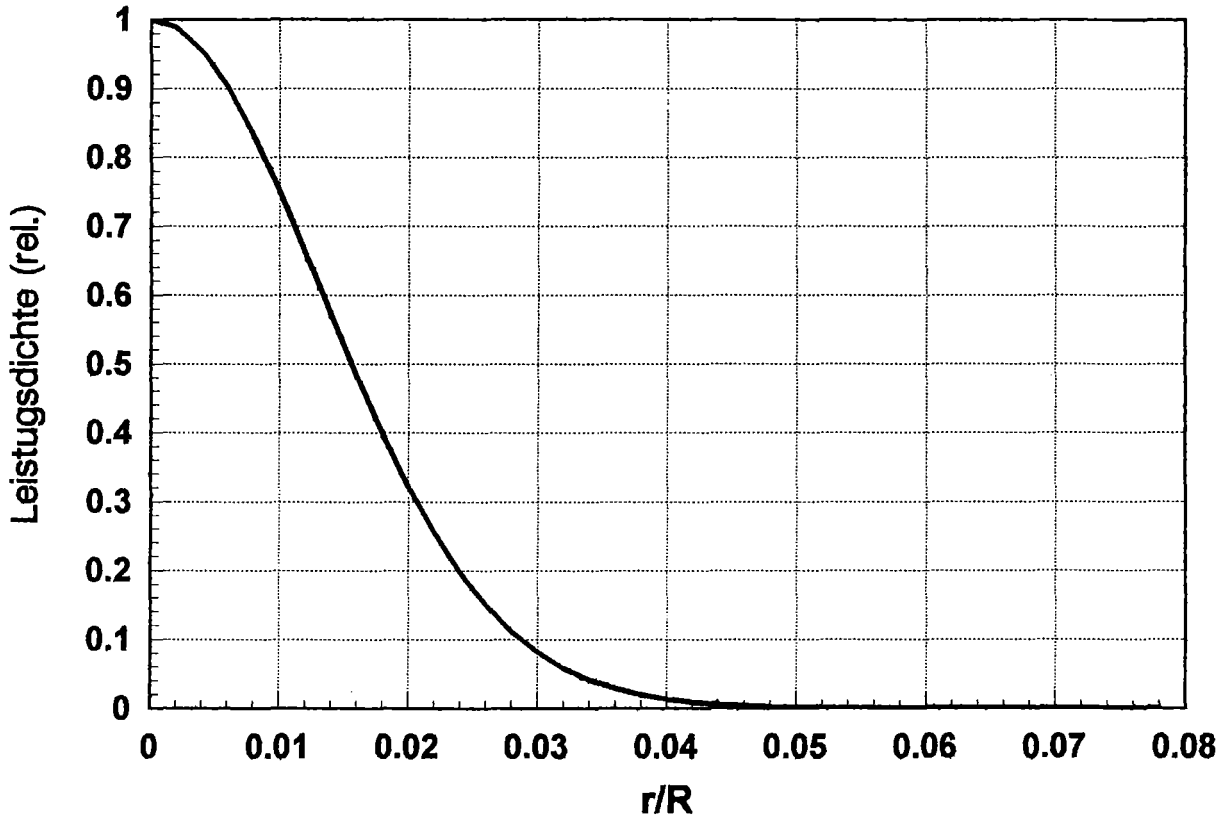


Abb. 5.7: Leistungsdichteverteilung auf einem ebenen Target im Fokus einer Ionendiode mit ballistischer Fokussierung

5.4.2 Sphärische Aberrationen

Unter sphärischen oder geometrischen Aberrationen verstehen wir hier analog zur Optik die Erscheinung, daß Strahlen, die das fokussierende System an verschiedenen Radien verlassen, die Achse an unterschiedlichen Orten schneiden. Um diese Fokusabweichung klar von den geschwindigkeitsabhängigen chromatischen Aberrationen unterscheiden zu können, setzen wir zunächst einen monoenergetischen Ionenstrahl voraus.

Eine Ursache für die bei der ballistischen Fokussierung auftretenden sphärischen Aberrationen liegt in der Abweichung der Äquipotentialflächen in der Diode von der idealen sphärischen Form. In den meisten fremdmagnetisch isolierten Dioden wird das Magnetfeld durch ein Paar konzentrisch angeordneter Feldspulen erzeugt. Für die Ionenbeschleunigung und Extraktion genutzt wird der freie Raum zwischen den Spulen, in dem sich eine gewisse konvexe Krümmung der magnetischen Flußfunktion $r A_\theta$ nicht vermeiden läßt. Wie in Abschnitt 4.4 gezeigt wurde, folgen die virtuelle Kathode und damit auch die benachbarten Potentialflächen der mit der Kathode verbundenen Flußfunktion $r A_\theta$. Die Krümmung der Potentialflächen in der Diode ist umso größer je größer der Abstand zwischen den Spulen und je kleiner ihr Abstand von der flußerhaltenden Anodenfläche ist. Da die in der Diode benötigten Magnetfeldstärken sehr groß sind, muß ein vernünftiger Kompromiß für den Abstand der Spulen von der Anode gefunden werden, der beiden Erfordernissen - hoher Feldstärke und geringer Krümmung - Rechnung trägt.

Glücklicherweise läßt sich dieser Fokussierungsfehler durch eine entsprechend stärkere entgegengesetzte Krümmung der Äquipotentialflächen auf der Anodenseite eliminieren. Da die Ionen vor der Anode kleinere Geschwindigkeiten besitzen als an der Kathode, läßt sich praktisch immer erreichen, daß die fokussierende Wirkung der Potentialflächen vor der Anode die defokussierende Wirkung der Potentialflächen vor der virtuellen Kathode übersteigt.

Die zweite wichtige Ursache für die sphärischen Aberrationen sind die im vorigen Abschnitt nicht berücksichtigten Eigenfelder des Ionenstrahls. Bereits während des Beschleunigungsvorgangs in der Diode bewirkt das Eigenmagnetfeld des Diodenstroms eine Ablenkung der Ionen senkrecht zum elektrischen Feld. Für kleine Winkelabweichungen von der Hauptbeschleunigungsrichtung läßt sich aus der Trajektoriengleichung die folgende Näherung ableiten:

$$\alpha = \sqrt{\frac{Z e}{2 m V}} B_\theta \cdot d \quad (5.99)$$

Hierbei wurde ein zylindersymmetrischer Strahl vorausgesetzt. Weiterhin bedeuten

V = Beschleunigungsspannung

Z, m = Ladungszahl bzw. Masse der Ionen

d = Breite des Beschleunigungsspalts

B_θ = azimuthales Eigenmagnetfeld des Diodenstroms.

Für homogene Stromdichte gelten die folgenden radialen Abhängigkeiten von B_θ

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{2} j \cdot r \quad \text{für einen Vollstrahl} \quad (5.100)$$

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{2} \frac{r^2 - r_i^2}{r} j \quad \text{für einen ringförmigen Strahl}$$

Die selbstmagnetische Ablenkung im Diodenspalt wächst daher von Null im Strahlzentrum bzw. am inneren Strahlrand bis auf einen Maximalwert am äußeren Strahlrand an. In der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Diode ist dieser Maximalwert typischerweise $\alpha = 2,4^\circ$ (Protonen, $V = 1 \text{ MV}$, $B_\theta = 1,2 \text{ T}$) und würde zu einer axialen Verschiebung des Fokus der äußeren Randstrahlen von 7 mm führen.

Nach der Beschleunigung in der Diode durchlaufen die Ionen eine Strecke bis zum Eintritt in den gas- oder plasmagefüllten Driftraum auf der wegen der starken transversalen Magnetfelder nur eine geringe Stromneutralisation und zumindest während des Stromanstiegs, wie in Abschnitt 5.2 gezeigt wurde auch keine vollständige Raumladungsneutralisation eintreten kann. Zur Abschätzung des Effekts der Eigenfelder auf die Strahltrajektorien auf dieser Transportstrecke kann der Einfluß des transversalen Magnetfeldes vernachlässigt werden. Dies ist dadurch begründet, daß das transversale Magnetfeld in erster Näherung nur einen Einfluß auf die azimutale Bewegung der Ionen besitzt.

Unter den gemachten Annahmen erhält man aus den Bewegungsgleichungen die folgende Trajektoriengleichung /5.25/ in Zylinderkoordinaten:

$$r'' = \frac{Z \cdot e}{m_0 v^2} \sqrt{1+r'^2} \left\{ \sqrt{1+r'^2} E_r - (1+r'^2) v B_\theta \right\} \quad (5.101)$$

mit

$$r' = \frac{dr}{dz}, \quad r'' = \frac{d^2r}{dz^2}$$

$$E_r = (1-f_i) \frac{Z \cdot e}{\epsilon_0 r} \int_{r_i}^r r n dr \quad \text{für} \quad r_i \leq r \leq r_a, \quad n(r) = \frac{j(r)}{Ze \cdot v}$$

- n = Ionendichte im Strahl
 f_i = Grad der Ladungsneutralisation (s. Abschnitt 5.1)
 ($f_i = 1$ vollständige Neutralisation)
 u = Geschwindigkeit der Ionen.

Für homogene Stromdichte ergibt sich

$$E_r = (1 - f_i) \frac{j}{\epsilon_0 u} \cdot \frac{r^2 - r_i^2}{2r} \quad \text{für } r_i \leq r \leq r_a \quad (5.102)$$

Dabei wurde auch vorausgesetzt, daß zwischen innerem und äußerem Strahlrand nur geringe Potentialunterschiede und daher vernachlässigbare Geschwindigkeitsunterschiede existieren (s. Abschnitt 5.1).

B_θ ist wiederum durch Gleichung (5.100) gegeben. Zur Lösung der Gleichung (5.101) nehmen wir auch an, daß $r'^2 \ll 1$, d.h. wir verwenden wiederum die paraxiale Näherung:

$$r'' = \frac{Z \cdot e}{m_0 u^2} \frac{j}{\epsilon_0 u} \frac{r^2 - r_i^2}{2r} \left\{ (1 - f_i) - \beta^2 \right\} \quad (5.103)$$

Für $1 - \beta^2 < f_i$ dominieren die elektrostatischen Kräfte und der Strahl wird expandieren. Für $f_i > 1 - \beta^2$ wird sich der Durchmesser des Strahls dagegen verringern. Dies wurde bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert. Gleichung (5.103) läßt sich auch durch den Strahlstrom I_r innerhalb des Radius r und die Beschleunigungsspannung V ausdrücken:

$$r r'' = \frac{I_r}{V^{3/2}} \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{\sqrt{2Ze}}{m} (1 - \beta^2 - f_i) = K_r \quad (5.104)$$

K_r ist wiederum die in Abschnitt 5.1 eingeführte verallgemeinerte Perveanz des Strahls. Um die Integration dieser Gleichung durchführen zu können, wird weiterhin angenommen, daß der betrachtete Strahl laminar ist, d.h. daß sich die Strahltrajektorien nicht kreuzen. Dann bleibt der Strom I_r in dem durch die Trajektorie begrenzten Bereich konstant. I_r hängt dann nur vom Anfangsradius r_0 der Trajektorie ab.

Durch zweimalige Integration erhält man die folgenden Lösungen der Differentialgleichung (5.104) /5.1/:

$$\frac{z}{r_0} = \sqrt{\frac{2}{K_{r_0}}} \int_0^{|\ln \frac{r}{r_0}|^{1/2}} \exp u^2 du \quad \text{für } K_{r_0} > 0 \quad (5.105)$$

$$\frac{z}{r_0} = \sqrt{\frac{2}{|K_{r_0}|}} \int_0^{|\ln \frac{r}{r_0}|^{1/2}} \exp(-u^2) du \quad \text{für } K_{r_0} < 0$$

Für $|1 - r/r_0| \ll 1$ lassen sich diese Gleichungen durch die folgenden Ausdrücke approximieren:

$$r = r_0 e^{\left\{ \frac{z^2 K_{r_0}}{r_0^2} \right\}} \quad \text{für } K_{r_0} > 0 \quad (5.106)$$

$$r = r_0 e^{-\frac{z^2 |K_{r_0}|}{r_0^2}} \quad \text{für } K_{r_0} < 0$$

Durch Differentiation erhält man hieraus schließlich die gesuchten Winkelabweichungen:

$$r' = \frac{1}{r_0} K_{r_0} e^{\frac{l^2 K_{r_0}}{r_0^2}} \quad \text{für } K_{r_0} > 0 \quad (5.107)$$

$$r' = -\frac{1}{r_0} |K_{r_0}| e^{-\frac{l^2 |K_{r_0}|}{r_0^2}} \quad \text{für } K_{r_0} < 0$$

l = Länge des Transportwegs zwischen virtueller Kathode und Driftrohereintritt.

Dem in Abschnitt 5.2 betrachteten Beispiel der Ladungsneutralisation während des Stromanstiegs entspricht ein Neutralisationsfaktor $f_i = 0,99$. $(1 - f_i - \beta^2) = 7,88 \cdot 10^{-3}$ ist also positiv und der Strahl wird expandieren. Die in diesem Beispiel

verwendeten Zahlen sind Abschätzungen für die in Abschnitt 4.6 beschriebene Extraktordiode (Protonen 1 MeV, $j_p = 1 \text{ kA/cm}^2$ in 20 ns). Mit $l = 1 \text{ cm}$ erhält man für die Winkelabweichung der Protonen am äußeren Strahlrand ($r_a = 8,5 \text{ cm}$, $I_{r_a} = 120 \text{ kA}$, $K_{r_a} = 0,61$)

$$r' = 7,2 \cdot 10^{-2} \quad \text{oder} \quad \alpha = 4^\circ$$

Im Strommaximum wird vermutlich vollständige Neutralisation der Raumladung erreicht und der Strahl wird kontrahieren. Mit den obigen Zahlen, aber für $f_i = 1$ erhält man $K_{r_a} = -0,16$ und

$$r' = -1,9 \cdot 10^{-2} \quad \text{oder} \quad \alpha = -1^\circ$$

Während der Impulsabklingzeit befindet sich im Ionenstrahl ein Überschuß an Elektronen, der in ähnlicher Weise abgebaut wird wie der Ionenüberschuß während der Impulsanstiegszeit. Dadurch wird es während der Abklingzeit zu einer zur magnetischen gleichgerichteten zusätzlichen elektrischen Ablenkung kommen.

Innerhalb eines gas- oder plasmagefüllten Driftraumes wird zwar vollständige Raumladungsneutralisation eintreten, nicht jedoch vollständige Stromneutralisation, wenn die Plasmaleitfähigkeit durch transversale Magnetfelder behindert wird. In Abschnitt 5.2 wurde abgeschätzt, daß mit einem Nettostrom von 15-20% des Ionenstrommaximums gerechnet werden muß. Zur Berechnung der Strahlablenkung auf diesem Transportabschnitt muß erneut von der Trajektorien-gleichung 5.101 ausgegangen werden, die nach Fortfall der elektrischen Komponente lautet

$$r'' = -\frac{Z \cdot e}{m v} (1+r'^2)^{3/2} \cdot B_0 \quad (5.108)$$

Zur Lösung dieser Gleichung wird wiederum eine homogene Nettostromdichte und Laminarität vorausgesetzt:

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_r}{r} (1-f_m) \quad (5.109)$$

f_m = Grad der Stromneutralisation

Von mehreren Autoren wurde vorgeschlagen, den Pincheffekt durch das Eigenmagnetfeld zur Fokussierung des Ionenstrahls zu nutzen /5.26, 5.27/. In diesem

Fall ist die paraxiale Näherung zur Lösung der Differentialgleichung 5.108 nicht mehr zulässig, da relativ große Ablenkwinkel angestrebt werden. Die direkte Integration der Gleichung (5.108) ist zwar möglich führt jedoch auf ein Integral, das nur numerisch ausgewertet werden kann. Wir verfolgen diesen Weg hier nicht weiter, da die Selbstfokussierung der Ionenstrahlen kein erfolgversprechendes Konzept zu sein scheint. Ihre erfolgreiche Anwendung würde nicht nur einen monoenergetischen Ionenstrahl, sondern auch weitgehende Konstanz und Reproduzierbarkeit des Ionenstroms voraussetzen. Die Anforderungen an das Ionenenergiespektrum und die Stromkonstanz könnten gelockert werden, wenn der auf einen kleinen Durchmesser gepinchte Ionenstrahl durch sein Eigenmagnetfeld eingeschlossen bliebe. Ein solcher Gleichgewichtszustand scheint jedoch nur erreichbar zu sein, wenn der Eintrittswinkel des Ionenstrahls in den Pinchkanal klein ist. Dieser Winkel kann nicht kleiner werden als der Divergenzwinkel. Im Gleichgewicht wird die Tendenz des Strahls sich aufgrund seiner endlichen Divergenz aufzuweiten, gerade durch die kontraktive Wirkung des Eigenmagnetfelds kompensiert. Der Gleichgewichtsradius ist daher gegeben durch /5.1/:

$$a^2 = - \frac{\varepsilon^2}{K_a} \quad (5.110)$$

In dieser Gleichung bedeuten ε die Emittanz und K_a die in 5.104 definierte Perveanz. Bei vollständiger Raumladungskompensation kann K_a auch durch den kritischen Alven-Strom ausgedrückt werden:

$$K_a = - 2 \frac{I_n}{I_A}$$

I_A wurde in Abschnitt 5.1 eingeführt:

$$I_A = \frac{4 \pi m v}{Z e \mu_0} = 1,4 \sqrt{A \cdot V/Z} \text{ [MA]} \quad (5.111)$$

V in MV, A = Atomgewicht, Z = Ladungszahl der Ionen.

I_n ist der Nettoionenstrom: $I_n = I(1-f_m)$.

Mit 5.86 kann die Emittanz durch die mittlere Strahlungsdichte ersetzt werden:

$$\varepsilon^2 = \frac{W}{\pi^2 \cdot B} \quad (5.112)$$

Für die Extraktodiode in Abschnitt 4.6 ergab sich experimentell $\varepsilon = 0,38$ cm-rad. Hierbei wurde ein zusätzlicher Konvergenzwinkel von 1° von der Diode in den Pinchkanal berücksichtigt. Mit $I_n = 1 \cdot 0,75 = 0,3$ MA, $V = 1,7$ MV, $I_A = 1,83$ MA, $I_n/I_A = 0,16$ erhält man schließlich die Abschätzung $2a = 1,33$ cm.

Diese unter sehr optimistischen Annahmen gewonnene Abschätzung zeigt, daß mit Hilfe des magnetischen Selbsteinschlusses schwerlich ein kleiner Strahldurchmesser zu erreichen ist. Dieses Konzept verlangt außerdem die weitgehende Unterdrückung der Stromkompensation mit Hilfe von transversalen Magnetfeldern ohne dabei die Raumladungskompensation zu zerstören. Auch dies ist zumindest während der Anstiegs- und Abklingzeit des Impulses schwer zu erreichen. Ein weiterer Nachteil der Selbstfokussierung mit Hilfe des Pincheffekts ist die Tatsache, daß die Perveanz $|K_a| = 2 I_n/I_A$ mit wachsender Beschleunigungsspannung und größerer Ionenmasse abnimmt und daß der Pinchradius daher wächst.

Aus den dargelegten Gründen erscheint es sinnvoller die Eigenfeldablenkung durch Stromkompensation so weit wie möglich zu reduzieren (s. Abschnitt 5.2). In vielen fokussierenden Ionendioden findet auch bei geringer Eigenmagnetfeldablenkung auf der zu betrachtenden Transportstrecke eine erhebliche Konvergenz des Ionenstrahls statt. Der verringerte Strahlradius führt bei gleichem Nettostrom zu einer erhöhten Magnetfeldstärke. Um diesen Effekt bei der Berechnung des Ablenkwinkels zu berücksichtigen, ersetzt man in Gleichung 5.108 r' durch $r'_0 = \text{tg } \theta_0$ den anfänglichen Konvergenzwinkel /5.26/

$$r'' = -2 \frac{I_n}{I_A} (1 + r_0'^2)^{3/2} \cdot \frac{1}{r} \quad (5.113)$$

Das erste Integral dieser Gleichung lautet

$$r' = - \left\{ \text{tg}^2 \theta_0 + \frac{4 I_n}{I_A} \frac{\ln \left(\frac{r_0}{r} \right)}{\cos \theta_0} \right\}^{1/2} \quad (5.114)$$

Falls die Winkelabweichungen klein sind, kann hier

$$\frac{r_0}{r} = \frac{r_0}{r_0 - z \operatorname{tg} \theta_0}$$

gesetzt werden.

Für die Geometrie der Extraktordiode von Abschnitt 4.6 beträgt die Länge des Transportwegs mit transversalen Magnetfeldern ca. 4 cm und der Nettostrom ca. 20% des Gesamtstroms. Für den äußeren Randstrahl ($\theta_0 = 45^\circ$, $V = 1,7$ MV, $I_n/I_A = 4,37 \cdot 10^{-2}$) berechnet man daher: $\theta - \theta_0 = 2^\circ$.

Als letzter geometrischer Fokussierungsfehler muß die Wirkung der Feldspulen auf die Trajektorien betrachtet werden. Beim Durchqueren des transversalen Magnetfeldes im Beschleunigungsspalt und in den angrenzenden Bereichen erhalten die Ionen eine azimutale Geschwindigkeitskomponente. Die dadurch verursachte Lorentzkraft bewirkt in dem Transportabschnitt mit überwiegend parallelem Magnetfeld zur Hauptflugrichtung eine Bewegung weg von den Spulen. In der fremdmagnetisch isolierten Extraktordiode bedeutet dies eine fokussierende Wirkung auf die äußeren Randstrahlen und eine defokussierende Wirkung auf die inneren Randstrahlen. Die Verhältnisse sind denen in einer kurzen magnetischen Linse sehr ähnlich /5.25/. Analytische Abschätzungen dieser Effekte sind wegen der komplizierten Feldgeometrie schwer durchführbar. Ihre Größe ist jedoch mit der der selbstmagnetischen Ablenkung vergleichbar. Abbildung 5.8 zeigt eine numerische Berechnung der Ionentrajektorien im Driftrohr der KALIF-Extraktordiode für Protonenenergien von 1,7 MeV und 1,0 MeV. Man erkennt, daß die Defokussierung der inneren Randstrahlen mit abnehmender Ionenenergie stark zunimmt. Bei 1,7 MeV beträgt die Abweichung von der kräftefreien ballistischen Flugbahn jedoch nicht mehr als $1-2^\circ$. In der Mitte zwischen den Feldspulen ist der Einfluß des Magnetfeldes auf die Trajektorien natürlich aufgehoben.

Unter der in diesem Abschnitt gemachten Annahme monoenergetischer Ionen lassen sich alle beschriebenen geometrischen Aberrationen korrigieren. Es kommt darauf an, die verschiedenen radial unterschiedlichen Einflüsse auf die Strahltrajektorien so zu kombinieren, daß ein möglichst aberrationsfreies Gesamtsystem entsteht. Leider ist es bisher nicht möglich die Strahltrajektorien beim Verlassen der Diode mit genügender Zuverlässigkeit zu berechnen. Daher ist man zur Bestimmung der Korrekturen des Fokussierungssystems auf experimentell-

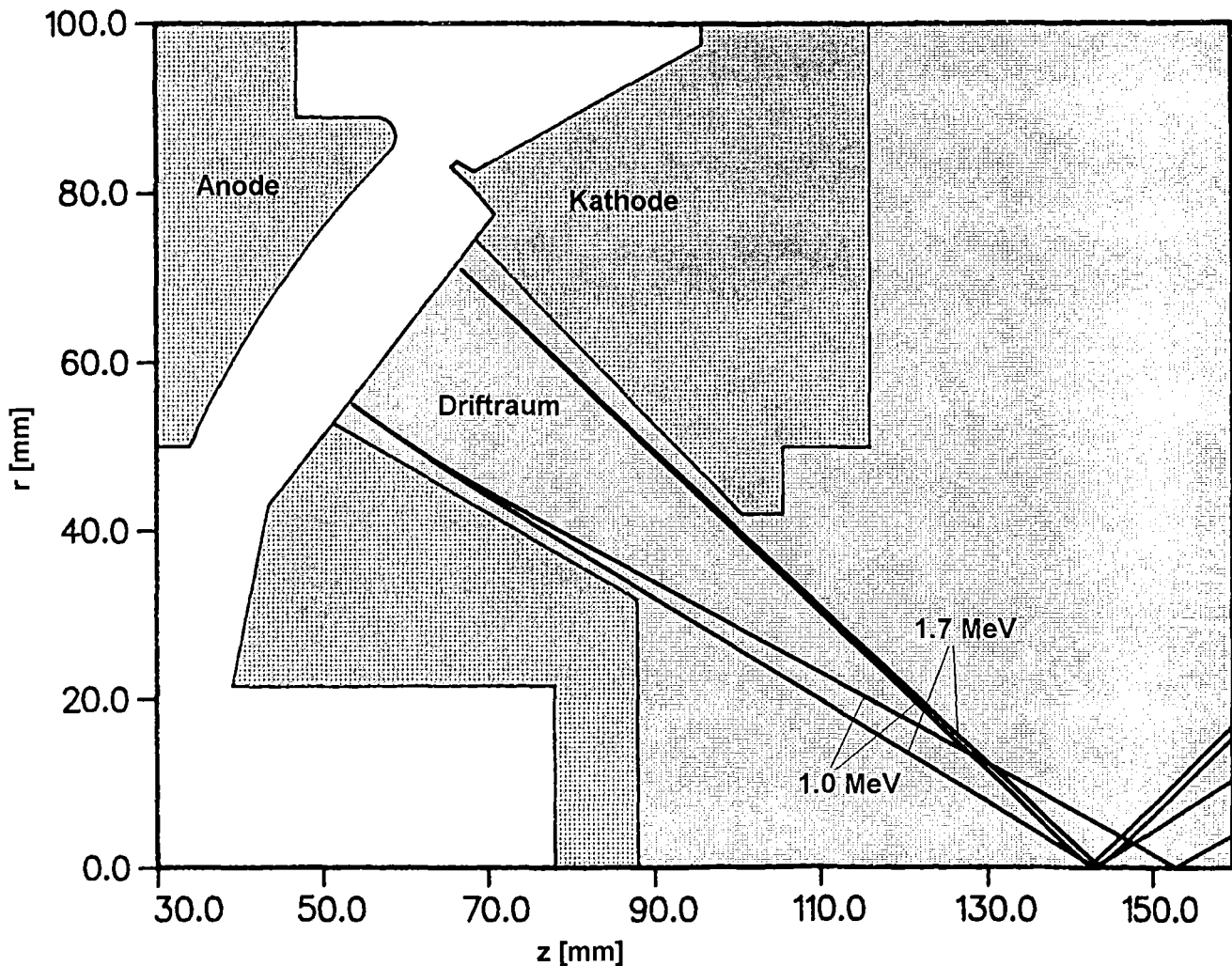


Abb. 5.8: Ablenkung von 1,7 MeV bzw. 1,0 MeV Protonen durch die Spulenfelder im Driftraum der KALIF-Extraktordiode.

analytische Methoden angewiesen. Die diagnostischen Methoden werden in Abschnitt 5.6 ausführlicher beschrieben. Ausgehend von einer gegebenen Dioden- und Felgeometrie werden die gemessenen Trajektorien dazu verwendet eine verbesserte Geometrie zu bestimmen. Zur Interpretation der Messungen werden natürlich auch die Ergebnisse von Dioden-Code- und Trajektorienberechnungen herangezogen. Diese im wesentlichen auf dem Prinzip von Versuch und Irrtum beruhende Methode sollte nach wenigen Iterationen konvergieren. Zwei Probleme sind bei diesem Vorgehen zu beachten: zum einen ist die Genauigkeit der experimentellen Trajektorienbestimmung häufig unbefriedigend, insbesondere dann, wenn die gesuchten Abweichungen von der Größenordnung der Strahldivergenz sind. Zum anderen ist die Reproduzierbarkeit der Diodencharakteristik oft ungenügend. Beides begrenzt den Erfolg der experimentell ermittelten Fokussierungskorrektur.

5.4.3 Chromatische Aberrationen

Die an der Diode anliegende Beschleunigungsspannung weicht stets mehr oder weniger stark von der idealen Rechteckform ab. Ein Grund hierfür ist die begrenzte Steilheit der Anstiegsflanke des vom Generator gelieferten Impulses. Diese besitzt ihre Ursache im Verhalten der Schalter am Ausgang der impulsformenden Leitungen (s. Abschnitt 3.3). Größerer Einfluß auf die Anstiegszeit entsteht durch die Tiefpaßwirkung der Vakuumübertragungsleitung. Ihre Wirkung ist umso stärker je kleiner die Impedanz des Generators ist. Den größten Effekt auf die Signalform besitzt jedoch das zeitabhängige und nichtlineare Verhalten der Diodenkennlinie, das durch das Child-Langmuirsche Gesetz, die Bewegung der Elektronenschicht und die Expansion der Elektrodenplasmen bestimmt ist (Abschnitt 4.). Auch hier gilt, daß diese Vorgänge die Signalform umso wirkungsvoller verändern, je kleiner die Impedanz und je kleiner daher der Beschleunigungsspalt in der Diode ist.

Bis auf eine Ausnahme hängen alle in Abschnitt 5.4.2 besprochenen geometrischen Aberrationen auch von der Ionenenergie ab. Die Korrekturen des Fokussierungssystem sind daher immer nur für eine Ionenenergie vollkommen. Die Erscheinung, daß Ionen mit gleichem Ursprungsort aber unterschiedlichen Energien die Achse an verschiedenen Orten schneiden, bezeichnen wir als chromatische Aberration. Diese begrenzt zwar nicht primär die Leistungsdichte wohl aber die Energiedichte im Fokus.

Um möglichst hohe Energiedichten erreichen zu können, müssen das Plateau des Beschleunigungsimpulses breit und der Phasenversatz zwischen Strom und Spannung in der Diode gering sein. Im folgenden soll abgeschätzt werden, welche Änderung der fokussierten Leistungsdichte bei Variation der Beschleunigungsspannung zu erwarten ist.

Unter den geometrischen Aberrationen bildet die durch die asphärische Form der Potentiallinien in der Diode verursachte insofern eine Ausnahme, als sie als einzige völlig unabhängig von der Amplitude der Beschleunigungsspannung ist. Dies läßt sich aus der Trajektoriengleichung für ein nichtrelativistisches Teilchen in einem axialsymmetrischen rein elektrostatischen Feld ablesen:

$$r'' = \frac{1+r'^2}{2\phi} \left(-\frac{\partial\phi}{\partial r} + r' \frac{\partial\phi}{\partial Z} \right) \quad (5.115)$$

Dabei bedeutet ϕ das elektrostatische Potential in der Diode.

Aus 5.115 ergeben sich zwei Schlußfolgerungen:

1. Die Trajektorien hängen nicht vom Absolutwert der Beschleunigungsspannung ab und es gibt daher auch, unabhängig von der Form der Potentiallinien, keine chromatischen Aberrationen.
2. Die Trajektorien sind unabhängig vom Ladungs- zu Massenverhältnis der beschleunigten Teilchen.

Es sei betont, daß dies nur bei Abwesenheit von magnetischen Feldern gilt. Ein axialsymmetrisches durch die magnetische Stromfunktion $r A_\theta = \psi$ beschriebenes Isolationsfeld besitzt zwei Wirkungen auf die Ionentrajektorien:

1. Die zum elektrischen Feld senkrechte Magnetfeldkomponente erzeugt eine azimutale Geschwindigkeitskomponente v_θ , die eine Zentrifugalbeschleunigung hervorruft. Am stärksten kann sich diese Beschleunigung in einer Extraktordiode mit radialem Isolationsfeld auswirken. Eine einfache Abschätzung des Effekts für diesen Fall zeigt jedoch, daß die Trajektorien nur marginal beeinflußt werden. Für den Ablenkwinkel α erhält man

$$\alpha = \frac{2}{5} \frac{v_\theta^2}{v^2} \frac{d}{r} \quad (5.116)$$

v_θ ist hier die azimutale Geschwindigkeit nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke, v die Gesamtgeschwindigkeit, r die radiale Position der Ionen und d die Breite des Beschleunigungsspalts. Für typische Werte ($v_\theta = 2 \cdot 10^6$ m/s, $v = 1,7 \cdot 10^7$ m/s, $d = 7$ mm, $r = 6$ cm) ergibt sich $\alpha = 0,03^\circ$. Da sogar die bisher erreichbaren Divergenzwinkel um ein bis zwei Größenordnungen über diesem Wert liegen, kann der Effekt vernachlässigt werden.

2. In einer Diode mit gekrümmten $r A_\theta$ -Flächen (s. Abb. 4.22) erzeugt die azimutale Geschwindigkeit zusätzlich eine Beschleunigung normal zu diesen Flächen. Man kann vermuten, daß die Auswirkungen auf die Trajektorien in der r, z Ebene klein bleiben werden, wenn die elektrischen und die magnetischen Potentialflächen konform sind. In der Tat läßt sich unter der Voraussetzung der Konformität aus der fundamentalen Trajektorien-gleichung für die Bewegung in einem axialsymmetrischen elektromagnetischen Feld /5.25/

$$r'' = \frac{1+r'^2}{2W(r,z)} \left(-\frac{\partial W}{\partial r} + r' \frac{\partial W}{\partial z} \right) \quad (5.117)$$

die folgende modifizierte Trajektoriengleichung gewinnen:

$$r'' = \frac{1+r'^2}{2\Phi} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial r} + r' \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \cdot \frac{1 - 2 \frac{v_\theta^2}{v^2} + \frac{m v_\theta^2}{r q E \sqrt{1+r'^2}}}{\left(1 - \frac{v_\theta^2}{v^2}\right)} \quad (5.118)$$

In 5.117 und 5.118 bedeuten:

$$W = -\Phi(r,z) + \frac{q}{2m} \left\{ A_0(r,z) - \frac{c}{q \cdot r} \right\}^2 \quad (5.119)$$

E = Betrag des elektrischen Feldes.

Aus 5.118 liest man ab, daß die Trajektorien in der Diode solange unabhängig vom Betrag der Beschleunigungsspannung bleiben werden, wie die azimutale Geschwindigkeit v_θ sehr klein gegenüber der Gesamtgeschwindigkeit v bleibt und solange die zentrifugale Beschleunigung klein gegenüber der Beschleunigung durch das elektrische Feld ist. Beide Voraussetzungen sind in der fremdmagnetischen Diode im allgemeinen erfüllt, und chromatische Aberrationen durch die beschriebenen Effekte spielen daher eine untergeordnete Rolle.

Diese Schlußfolgerung gilt nicht für die Wirkung der selbstmagnetischen Ablenkung aufgrund des azimutalen Eigenfelds des Stroms. Wie bei den geometrischen Aberrationen müssen auch bei der Untersuchung der chromatischen Aberrationen die verschiedenen Transportabschnitte gesondert behandelt werden. Das Ergebnis hängt dabei entscheidend von den Annahmen über die Ursachen der Variation der Beschleunigungsspannung ab. Hier wird angenommen, daß der Generator in der Lage ist, einen idealen Rechteckimpuls zu liefern und daß die Änderung der Diodenspannung allein durch Änderungen der Diodenimpedanz zustande kommen. Schwankungen der Diodenimpedanz um bis zu $\pm 30\%$ um die Generatorimpedanz bewirken nur geringfügige Änderungen der in die Diode eingekoppelten Leistung. Es kann daher angenommen werden, daß die Leistung P und die Leistungsdichte in der Diode in dem betrachteten Bereich konstant bleiben. Für die Stromdichte muß daher gelten

$$j = \frac{P}{F \cdot V} \quad (5.120)$$

F = emittierende Fläche.

Andererseits ist j durch das Child-Langmuirsche Gesetz mit variablem Beschleunigungsspalt d_{eff} gegeben. Beides zusammen ergibt eine Bestimmungsgleichung für d_{eff} bei vorgegebenem V . Neben dieser für Skalierungsrechnungen nützlichen Vorgehensweise werden hier zusätzlich die minimalen und maximalen Ablenkungen angegeben, die innerhalb der Halbwertsbreite der Leistung für einen ganz konkreten Impuls an KALIF auftreten. Diese Variation der Ablenkwinkel wird mit $\Delta\alpha^*$ bezeichnet.

Für die selbstmagnetische Ablenkung im Diodenspalt war in 5.4.2 die Gleichung

$$\alpha = \sqrt{\frac{Ze}{2mV}} B_0 \cdot d \quad (5.99)$$

abgeleitet worden. Unter den oben angegebenen Bedingungen erhält man hieraus:

$$\Delta\alpha = K \left(\frac{2Ze}{m} \right)^{3/4} \left(\frac{1}{V_1^{1/4}} - \frac{1}{V_2^{1/4}} \right) \quad (5.121)$$

$$K = \frac{\mu_0}{6} \frac{r^2 - r_i^2}{r} \sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \frac{\sqrt{P}}{\sqrt{F}}$$

für einen annularen Strahl mit dem Innenradius r_i .

Für $V_1 = 1,0$ MV, $V_2 = 2,0$ MV, $P = 0,7$ TW, $F = 120$ cm², $r_i = 6$ cm, $r = 8,5$ cm, $\epsilon = 5,55$ ergibt sich damit für Protonen am Strahlrand:

$$\Delta\alpha = 0,7^\circ \quad \Delta\alpha^* = 0,54^\circ$$

Diese Varianz des Ablenkwinkels ist kleiner als die üblichen Divergenzwinkel und stellt demnach keine Begrenzung der Fokussierung dar.

Der nächste zu betrachtende Transportabschnitt ist der zwischen der virtuellen Kathode und dem Driftrohrfenster. Im Plateau der Beschleunigungsspannung

kann man vollständige Raumladungsneutralisation annehmen. Wegen des transversalen Magnetfeldes wird die Stromneutralisation jedoch nur gering sein. Für die Berechnung der Flugrichtung am Ende dieses Transportabschnitts gilt daher die untere der Gleichungen 5.107

$$r' = \frac{z|K_{r_0}|}{r_0} e^{-\frac{z^2 |K_{r_0}|}{2 r_0^2}} \approx -\frac{z}{r_0} |K_{r_0}| \quad (5.122)$$

Unter Berücksichtigung des Ausdrucks 5.104 für K_{r_0} und unter Verwendung von Gleichung 5.120 erhält man hieraus

$$\Delta\alpha = -\frac{z}{r_0} g \cdot \sqrt{\frac{Ze}{2m}} \left(\frac{1}{V_1^{3/2}} - \frac{1}{V_2^{3/2}} \right); \quad g = \frac{2P\pi(r_0^2 - r_i^2)}{F \cdot 4\pi\mu_0} \quad (5.123)$$

Mit den oben verwendeten Zahlen und $z = 1$ cm ergibt sich $\Delta\alpha = 4^\circ$ für Protonen zwischen 1,0 und 2,0 MeV. $\Delta\alpha^*$ für den Impuls von Abb. 4.19 beträgt dagegen $\Delta\alpha^* = 0,8^\circ$. Dieser relativ große Wert des selbstmagnetischen Ablenkwinkels unterstreicht die Notwendigkeit eines Plateaus der Beschleunigungsspannung. Alternativ bieten sich eine Erhöhung der mittleren Beschleunigungsspannung und die Wahl von Ionen größerer Masse an.

Auf dem dritten Transportabschnitt, innerhalb des gasgefüllten Driftraums mit transversalem Magnetfeld, muß wegen der erheblichen Konvergenz zur Berechnung der chromatischen Aberrationen von Gleichung 5.114 ausgegangen werden. Damit ergibt sich:

$$\Delta\alpha = z \cdot (1 - f_m) \frac{\ln \frac{r_0}{r}}{\sin 2\theta_0} g \cdot \left(\frac{Z_t}{Z_b} \right)^2 \sqrt{\frac{Z_b e}{2m}} \left(\frac{1}{V_1^{3/2}} - \frac{1}{V_2^{3/2}} \right) \quad (5.124)$$

Bei der Ableitung von Gleichung 5.124 wurde auch berücksichtigt, daß die effektive Ladungszahl der Ionen sich beim Eintritt in den gasgefüllten Driftraum erhöhen kann.

Z_t bedeutet demnach die Ladungszahl während des Transports und muß von Z_b der Ladungszahl während der Beschleunigung unterschieden werden.

$$r = r_0 - z \operatorname{tg} \theta_0$$

Setzt man in 5.124 wieder die Daten der Extraktordiode ein und verwendet $f_m = 0,9$, $\theta_0 = 44^\circ$, $z = 4 \text{ cm}$, so ergibt sich

$$\Delta\alpha = 4,3^\circ \qquad \Delta\alpha^* = 0,9^\circ$$

Die fokussierende Wirkung der äußeren und die defokussierende Wirkung der inneren Spule im Transportabschnitt zwischen den Spulen wurde bereits in dem Abschnitt über geometrische Aberrationen diskutiert. Die dort gezeigte Abbildung enthält die Trajektorien der inneren und äußeren Randstrahlen von 1,0 und 1,7 MeV Protonen und demonstriert, daß auch hierbei erhebliche chromatische Aberrationen auftreten können, die von ähnlicher Größe sind wie die durch Eigenfelder verursachten.

5.4.4 Magnetfelddiffusion und kanonischer Drehimpuls der Ionen

Die Diffusion der gepulst erzeugten Magnetfelder in die metallische Struktur der Anode verlegt die emittierende Oberfläche in ein Gebiet nichtverschwindender magnetischer Induktion. Dadurch werden die Ionen mit einem nichtverschwindenden kanonischen Drehimpuls erzeugt. In einem axialsymmetrischen System ist dieser Impuls eine Konstante der Bewegung /5.28/. Aus der Hamiltonschen Funktion für ein solches System erhält man:

$$m r^2 \dot{\theta} + Z e r A_\theta(\vec{r}) = Z e r_0 A_\theta(\vec{r}_0) \quad (5.125)$$

Hierbei bedeuten:

$A_\theta(\vec{r})$ = magnetisches Vektorpotential am Ort r, z

$\dot{\theta}$ = Winkelgeschwindigkeit

In der Fokusebene verschwindet das Vektorpotential im allgemeinen und die Winkelgeschwindigkeit $v_\theta = r\dot{\theta}$ wird demnach:

$$v_\theta = \frac{Z e r_0 A_\theta(\vec{r}_0)}{m r} \quad (5.126)$$

Bei Annäherung an die Achse würde sie und mit ihr die Energie des Teilchens beliebig anwachsen. Natürlich bleibt neben dem kanonischen Drehimpuls auch

die kinetische Energie des Teilchens erhalten, und daher ist der Radius, bis zu dem sich das Teilchen der Achse nähern kann, begrenzt:

$$r \geq \sqrt{\frac{Ze}{2m}} \cdot \frac{r_0 A_\theta(\vec{r}_0)}{\sqrt{V}} \frac{1}{\sin \alpha} \quad (5.127)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen der Flugbahn und der z-Richtung. Um einen möglichst kleinen Fokusbereich zu erreichen, muß der durch die emittierende Plasmaoberfläche eindringende magnetische Fluß daher minimiert werden. Dies läßt sich durch zwei Maßnahmen erreichen: 1.) Durch eine schnelle gepulste Erzeugung der Magnetfelder. 2.) Durch Superposition zweier mit sehr unterschiedlicher Schwingungsperiode und entgegengesetzter Amplitude erzeugter Felder. Bei der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Anordnung werden beide Möglichkeiten angewendet. Da das während des Impulses expandierende Anodenplasma das Feld nicht verdrängt, läßt sich jedoch eine vollständige Kompensation des magnetischen Vektorpotentials an der Emissionsfläche über die volle Dauer des Impulses nicht erreichen. Beträgt das isolierende Magnetfeld z.B. 3 T, $r_0 = 8,5$ cm, und dringt dieses Feld 1 mm in das Anodenplasma ein, so ist

$$r \geq \frac{1,7}{\sqrt{V}} \frac{1}{\sin \alpha} \text{ mm}$$

wobei V in MV einzusetzen ist.

5.4.5 Skalierung mit Ionenenergie, Masse und Beschleunigungsspannung

Aus den in Abschnitt 5.4.3 abgeleiteten Formeln für die Ablenkung in selbstmagnetischen Feldern geht hervor, daß die Größe und die Varianz aller Ablenkungen mit wachsender Ionenmasse und steigender Beschleunigungsspannung abnimmt. Dies ist einer der Gründe, weswegen in verschiedenen Leichtionenlabors höhere Beschleunigungsspannungen angestrebt und Anodenplasmaquellen zur Erzeugung von Deuteronen, He⁺- und Li⁺-Ionen entwickelt werden. Vergleicht man Ionendioden mit gleicher Leistungsdichte und gleicher prozentualer Variation der Beschleunigungsspannung über den Impuls, so ergeben sich die folgenden Verhältnisse für die Varianz der Ablenkungswinkel von Ionen mit dem Atomgewicht A und der Ladungszahl Z und Protonen. Für die selbstmagnetische Ablenkung in der Diode selbst gilt:

$$\left(\frac{\Delta a_A}{\Delta a_p}\right)_I = \left(\frac{Z}{A}\right)^{3/4} \left(\frac{V_p}{V_A}\right)^{1/4} \quad (5.128)$$

In dem nichtneutralisierten Transportabschnitt zwischen virtueller Kathode und Driftrohreingang erhält man:

$$\left(\frac{\Delta a_A}{\Delta a_p}\right)_{II} = \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} \left(\frac{V_p}{V_A}\right)^{3/2} \quad (5.129)$$

Eine ähnliche Gleichung gilt für das Gebiet mit transversalem Magnetfeld innerhalb des Driftrohrs. Wegen der möglichen zusätzlichen Ionisierung der Strahlionen ist hier jedoch wieder zwischen der Ladungszahl während der Beschleunigung Z_b und der Ladungszahl während des Transports Z_t zu unterscheiden:

$$\left(\frac{\Delta a_A}{\Delta a_p}\right)_{III} = \left(\frac{Z_t}{Z_b}\right)^2 \cdot \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2} \left(\frac{V_p}{V_A}\right)^{3/2} \quad (5.130)$$

Geringe Unterschiede zwischen den Ionenarten könnten in diesem Bereich auch aufgrund des ionenabhängigen Neutralisationsgrads entstehen (s. Abschnitt 5.2). Bei Ableitung der Gleichungen 5.128 bis 5.130 wurde wieder angenommen, daß die Ursache der Spannungsvariation eine Veränderung des effektiven Beschleunigungsspalts ist.

Für viele Anwendungen, bei denen allein die erreichbare Leistungs- und Energiedichte von Bedeutung ist, sind alle Ionenarten äquivalent, die die gleiche Reichweite in Materie besitzen. Dies gilt insbesondere für die Trägheitsfusion. Es ist daher eine sinnvolle Basis für den Vergleich der selbstmagnetischen Ablenkungen, wenn in den obigen Gleichungen die Beschleunigungsspannungen eingesetzt werden, die auf gleiche Reichweiten führen. Die Reichweite von Ionen in Materie skaliert im wesentlichen wie

$$R \sim \frac{A}{Z^2} \left(\frac{E}{A}\right)^{1.8} \quad (5.131)$$

Daraus erhält man

$$\frac{V_p}{V_A} = \frac{Z_b}{Z_t^{10/9} A^{4/9}} \quad (5.132)$$

Unter Verwendung von 5.132 lassen sich schließlich die äquivalenten Beschleunigungsspannungen und die sich damit ergebenden Varianzen der Ablenkwinkel relativ zu den entsprechenden Größen für Protonen berechnen. In Tabelle I sind diese Relationen für D^+ , He^+ und Li^+ -Ionen angegeben.

Tabelle I: Verhältnisse der Beschleunigungsspannungen zur Erzeugung von Ionen gleicher Reichweite und der Varianz der Ablenkwinkel auf den verschiedenen Transportabschnitten

Ionenart	V_A/V_p	$(\Delta\alpha_A/\Delta\alpha_p)_I$	$(\Delta\alpha_A/\Delta\alpha_p)_{II}$	$(\Delta\alpha_A/\Delta\alpha_p)_{III}$
D^+	1,36	0,55	0,45	0,45
He^+	4,00	0,25	0,062	0,25
Li^+	8,05	0,14	0,016	0,14

Demnach ist eine erhebliche Steigerung der in das Target eingekoppelten Energiedichte zu erwarten falls von Protonen auf Ionen höherer Massenzahl bei gleichzeitiger entsprechender Erhöhung der Beschleunigungsspannung übergegangen wird.

Eine Erhöhung der Beschleunigungsspannung alleine ergibt jedoch nur dann eine Steigerung der Energiedichte im Target, wenn dadurch auch der Divergenzwinkel reduziert wird.

5.5 Ursachen der Ionenstrahldivergenz

5.5.1 Begriffsdefinitionen

Falls es gelingt die sphärischen Aberrationen des Fokussierungssystems zu beseitigen und die chromatischen Aberrationen dadurch zu vermeiden, daß Diodenstrom und Diodenspannung zeitgleich und über einen längeren Zeitraum ein Plateau erreichen, wird die fokussierte Leistungsdichte allein durch den Divergenzwinkel begrenzt.

Eine weitere Steigerung der Leistungsdichte ist dann nur noch durch Reduktion der Divergenzwinkel möglich. Diese kann jedoch nur gelingen, wenn die Ursachen der Divergenz bekannt sind. Bei der experimentellen Bestimmung der

Divergenzwinkel besteht eine Schwierigkeit darin, die gemessenen Werte mit dem richtigen Gewicht über die Diodenfläche zu mitteln. Eine häufig beobachtete Erscheinung ist, daß zwar lokal kleine Divergenzwinkel gemessen werden, daß aber die Strahlbündelrichtungen für äquivalente geometrische Positionen in statistischer, nicht reproduzierbarer Weise von Experiment zu Experiment variieren. In diesem Fall muß die Winkelabweichung von der mittleren Strahlrichtung, die sogenannte Makrodivergenz, mitberücksichtigt werden. Im Gegensatz dazu bezeichnet man die lokal gemessene Divergenz als Mikrodivergenz. Für die Berechnung der erreichbaren Leistungsdichte ist allein die Gesamtdivergenz relevant. Die vollständige Definition der Divergenz muß daher lauten:

$$\langle \theta_t \rangle^2 = \langle \theta_\mu \rangle^2 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\theta_{ri} - \bar{\theta}_r)^2 = \langle \theta_\mu \rangle^2 + \langle \theta_m \rangle^2 \quad (5.133)$$

- $\langle \theta_t \rangle$ = Gesamtdivergenz
- $\langle \theta_\mu \rangle$ = mittlerer lokaler (Mikro-) Divergenzwinkel
- $\langle \theta_m \rangle$ = über die Diode gemittelte Makrodivergenz
- $\bar{\theta}_r$ = mittlere Strahlrichtung an dem durch den Parameter r (z.B. die radiale Position in der Diode) definierten Ort
- θ_{ri} = tatsächliche an der Meßposition i ermittelte Strahlrichtung
- n = Zahl der Meßpositionen.

Will man die so definierte Divergenz zur Berechnung der mit der Diode maximal möglichen Leistungsdichte verwenden, so müssen die Divergenzwinkel noch mit der zugehörigen lokalen Stromdichte gewichtet werden.

Für die Entstehung der Strahldivergenz sind im wesentlichen drei Ursachen verantwortlich: Inhomogenitäten im Anodenplasma, Instabilitäten in der virtuellen Kathode und Streuungen und Instabilitäten im Driftraum.

5.5.2 Inhomogenitäten im Anodenplasma

Bedeckt das Anodenplasma die Oberfläche nur lückenhaft, so kann der Ionenstrahl in Form von räumlich mehr oder weniger stark getrennten Substrahlen erzeugt werden. Diese wechselwirken über ihr Magnetfeld miteinander und erzeugen unkontrollierbare Ablenkungen. Eine solche Situation kann z.B. bei passiven, auf dem elektrischen Durchbruch an einer dielektrischen Oberfläche

beruhenden Anodenplasmaquellen entstehen (s. Abschnitt 4.3). In der Tat deuten z.B. Untersuchungen der Leuchtdichte an solchen Plasmaquellen auf eine äußerst fleckige Plasmaverteilung hin /5.29/. Zugleich werden an Dioden mit diesen Plasmaquellen Divergenzwinkel von bis zu 7° gemessen /5.30/.

Eine weitere Quelle für Divergenzen kann eine nichtglatte Plasmaoberfläche sein. Da das beschleunigende elektrische Feld immer senkrecht auf der leitenden Plasmaoberfläche steht, kann bei rauher Oberfläche die anfängliche Beschleunigung in eine von der makroskopisch geometrischen Normalen abweichende Richtung erfolgen. Um die zulässige Welligkeit der Plasmaoberfläche abschätzen zu können, kann man eine einfache sinusförmige Struktur annehmen /5.31/. In einer planaren Diode kann die Anodenoberfläche dann durch die folgende Gleichung dargestellt werden (s. Abb. 5.9):

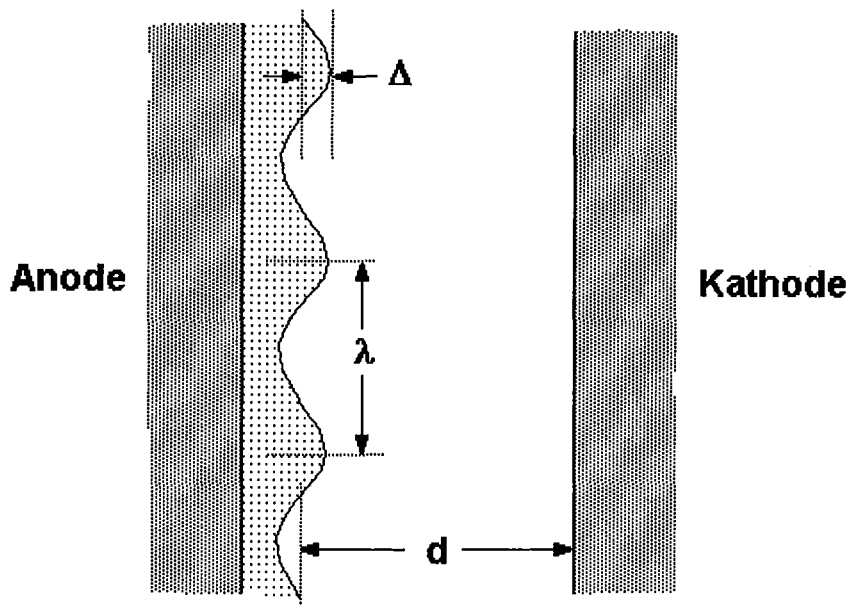


Abb. 5.9: Geometrie zur Berechnung der Divergenzwinkel aufgrund einer Welligkeit der Anodenplasmaoberfläche

$$x = d + \Delta \cos k y \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.134)$$

- d = mittlerer Anoden-Kathodenabstand
- Δ = Amplitude der Welle
- λ = Wellenlänge der Oberflächenstruktur.

Unter diesen Modellannahmen erhält man für den Divergenzwinkel:

$$\langle \theta_m^2 \rangle \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta}{3d} \right)^{4/3} \quad \text{für } k \cdot \Delta \ll 1 \quad (5.135)$$

Soll $\sqrt{\langle \theta_m^2 \rangle}$ unterhalb 1° bleiben, so muß

$$\frac{\Delta}{d} < 2 \cdot 10^{-2}$$

sein. Bei einem mittleren Anoden-Kathodenabstand von 7 mm darf die Amplitude der Plasmawelligkeit daher nicht mehr als 0,14 mm betragen. Dies ist eine sehr strikte Anforderung an die Plasmaqualität, die sich aber dadurch abmildern läßt, daß man die Wellenlänge $\lambda < \Delta \cdot 2\pi$ macht. In obigem Beispiel bedeutet dies $\lambda < 1$ mm. Bei den Flashoverplasmaquellen mit Rillenstruktur (s. Abschnitt 4.3) wird dies dadurch angestrebt, daß man den Metallstreifen zwischen den mit Dielektrikum gefüllten Rillen ausreichend klein macht.

5.5.3 Instabilitäten in der Diode

Die Kopplung zwischen Feldern, Elektronenschichten, Elektrodenplasmen und Ionenströmen im Beschleunigungsspalt kann zu Instabilitäten führen. Diese Instabilitäten stellen eine weitere Quelle für die Entstehung von Divergenzen im Ionenstrahl dar. Falls das Anodenplasma mit ausreichender Homogenität erzeugt wurde, müssen sie sogar als Hauptursache für den Divergenzwinkel angesehen werden.

Die Untersuchung der Natur und der Anwachsraten dieser Instabilitäten ist Gegenstand aktueller Arbeiten /5.32-5.34/. Aus den bisherigen Ergebnissen lassen sich mehrere mögliche Quellen für Instabilitäten identifizieren:

- 1.) Instabilitäten durch Wechselwirkung zwischen der in $\vec{E} \times \vec{B}$ Richtung driftenden Elektronenschicht mit Hochfrequenz-Wellen

Diese Instabilitäten benötigen für ihre Entstehung weder die Anwesenheit von Ionen noch von Elektrodenplasmen. Sie sind seit langem bekannt und bilden die Grundlage der erfolgreichen, mit hohem Wirkungsgrad betriebenen Erzeugung von Mikrowellen mit Hilfe des Magnetrons /5.36/. Gepulste relativistische Magnetrons erzeugen Leistungspulse von mehr als 1 GW bei Wirkungsgraden von bis zu 30% /5.37/. Trotz jahrzentelangem erfolgreichen technischen Betriebs

sind die Details der Arbeitsweise des Magnetrons noch nicht vollständig verstanden. In unserem Zusammenhang sind jedoch zwei generelle Beobachtungen wichtig: Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem HF-Feld führt zur Entstehung von Elektronenpaketen und zur Elektronen-Drift in Richtung Anode. Bei dieser Drift können sich die Elektronen in Resonanz mit einem abbremsenden HF-Feld befinden und dabei den größten Teil ihrer im angelegten beschleunigenden Feld aufgenommenen kinetischen Energie an die elektromagnetische Welle abgeben, deren Amplitude dadurch anwächst. Die Elektronen erreichen daher die Anode mit geringer kinetischer Energie.

Finden solche Vorgänge auch in der Ionendiode statt, so bewirken sie einerseits die Auffüllung des Beschleunigungsspalts mit Elektronenraumladung und damit, durch die partielle Kompensation der Ionenraumladung, eine erhebliche Steigerung der Ionenstromdichte, andererseits durch Streuung der Ionen an den Elektronenfluktuationen eine Erhöhung der Ionenstrahldivergenz. Letzteres hat jedoch nur dann merkbare Auswirkungen, wenn die Frequenz der Elektronenschwingungen kleiner als der reziproke Wert der Ionen transitzeit wird.

Im Gegensatz zur Beobachtung der Instabilität von Elektronenbewegungen im Magnetron steht die Beobachtung einer sehr stabilen Bewegung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern bei der Penning-Entladung /5.38/. In solchen Entladungen wurden Elektroneneinschlußzeiten von bis zu 10^3 s (10^{12} Zyklotron-Perioden) gemessen. Diese Anordnungen unterscheiden sich vor allem durch das Verhältnis der beiden für die Bewegung wichtigsten Frequenzen. Dies sind die Plasmafrequenz $\omega_{pe} = \{n e^2/\epsilon_0 m\}^{1/2}$ des Elektronenfluids und die Zyklotronfrequenz $\Omega_{ce} = e \cdot B/m$. Für die Bewegung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern ist das Verhältnis $q = \omega_{pe}^2/\Omega_{ce}^2 = nm/\epsilon_0 B^2$ der charakteristische Parameter. Im Magnetron, bei dem die Instabilität der Elektronenschicht Grundvoraussetzung für seine Funktionsweise ist, gilt im allgemeinen $q \approx 1$. In Anordnungen wie der Penning-Entladung, in denen Stabilität gewünscht wird, findet man dagegen $q < 0,1$. Theoretische Untersuchungen zeigen, daß es keine scharfe Stabilitätsgrenze gibt, daß aber die Anwachsrate wichtiger instabiler Moden für Werte von $q < 0,1$ so gering wird, daß sie nicht mehr beobachtet werden können /5.39/. Abhängig vom Verhältnis der Betriebsspannung zur kritischen Spannung (s. Abschnitt 4) liegt q für die meisten fremdmagnetisch isolierten Dioden zwischen 0,3 und 1,0. Man kann daher erwarten, daß auch bereits ohne die Anwesenheit eines Ionenstrahls Instabilitäten

in der Elektronenschicht dieser Dioden mit den oben erwähnten Konsequenzen auftreten werden.

In den meisten Ionendioden besitzt die virtuelle Kathode nur punktuellen Wandkontakt an der Stelle der Elektronenemissionskante und auch die anodenseitige Oberfläche der mit der virtuellen Kathode verbundenen Elektronenschicht erreicht bei Isolierungen oberhalb der kritischen Feldstärke die Anode zunächst nicht. Eine solche beiderseits freie Elektronenschicht ist für Instabilitäten besonders anfällig. Die wichtigste unter diesen Umständen auftretende Instabilität ist die sogenannte Diocotron-Instabilität /5.39, 5.40/. Ihre Ursache sind Scherungskräfte in der Elektronenschicht, die durch unterschiedliche Elektronendriftgeschwindigkeiten in der Schicht entstehen. Ein Maß für die Größe der Scherung ist die Ableitung der Driftgeschwindigkeit quer zur Driftrichtung:

$$w_s = \frac{dv}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{E}{B} \right) = \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}} = q \Omega_{ce} \quad (5.136)$$

Notwendige Voraussetzung für das Entstehen der Instabilität ist, daß die Ableitung von w_s , $\partial w_s / \partial x$ über der Schicht das Vorzeichen wechselt /5.40/. Für eine freie Elektronenschicht tritt dies immer ein. Für den physikalischen Mechanismus dieser Instabilität ergibt sich folgendes Bild: Elektronen, die sich parallel zu einer elektrischen Welle, mit der Geschwindigkeit $v(x)$ in y -Richtung bewegen, sehen die Frequenz dieser Welle Doppler-verschoben: $\omega' = \omega - k \cdot v(x)$. Starke Wechselwirkung zwischen Welle und Teilchen tritt für die Elektronenschicht ein, bei der die Doppler verschobene Frequenz nahezu Null ist. Die aus einer linearen Stabilitätsanalyse folgende Dispersionsrelation für lange Wellenlängen ergibt zwei Oberflächenwellen, die durch die Diskontinuitäten an den freien Oberflächen der Elektronenschicht hervorgerufen werden. Daß es sich tatsächlich um ein Oberflächenphänomen handelt, bei dem die Elektronen im Strahlkörper eine untergeordnete Rolle spielen, läßt sich wie folgt verstehen /5.39/: Für lange Wellenlängen, dünne Schichten oder geringe Scherung sind alle Ströme nahezu synchron und die Doppler-verschobene Frequenz ω' , die die Teilchen erfahren, ist sehr klein gegen Ω_{ce} . Die Elektronen bewegen sich daher auch unter den Bedingungen einer harmonischen Störung mit der ursprünglichen Geschwindigkeit in die lokal wirksame $\vec{E} \times \vec{B}$ -Richtung. Unter diesen Bedingungen kann die Elektronenschicht als inkompressible Flüssigkeit betrachtet werden, und die Störung des E-Feldes ist daher divergenz- und wirbelfrei. Die Anwesenheit der Elektronen in der Schicht hat daher keine Auswirkungen auf die Störung des elektrischen

Feldes. Aber die zwei Oberflächen der Elektronenschicht, die sich unter der Einwirkung der Feldstörung wellenförmig bewegen, erzeugen Ladungsdichtefluktuationen, die über die Schichtdicke miteinander wechselwirken können. Infolge der Geschwindigkeitsscherung bewegen sich die Oberflächenwellen relativ zueinander und die Bewegung der Ladungsdichtefluktuationen der einen Welle kann durch die Ladungsdichtefluktuation der anderen beeinflusst werden. Unter geeigneten Bedingungen erfolgt diese Wechselwirkung synchron und es tritt eine starke Kopplung zwischen beiden Wellen ein. Eine lokale Ladungsverdichtung in der Elektronenschicht führt lokal auch zur Änderung der Richtung des elektrischen Feldes und als Folge davon zur Änderung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftrichtung. Letzteres führt schließlich zur Entstehung von Verbiegungen in der Schicht, die anwachsen. Die Verhältnisse werden in Abb. 5.10 illustriert. Im nichtlinearen Bereich wird die Diocotron-Instabilität dadurch stabilisiert, daß die Elektronenschicht sich über den gesamten Beschleunigungsspalt der Diode ausbreitet. Da für das Auftreten der Diocotron-Instabilität zwei freie Oberflächen der Elektronenschicht notwendig sind, kommt sie bei Kontakt einer der beiden Oberflächen mit den Elektroden zum Stillstand.

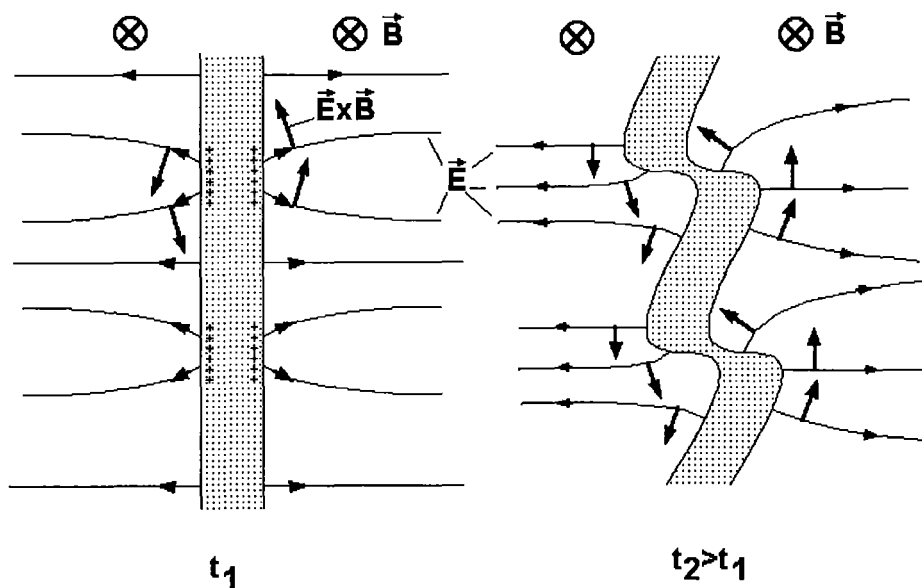


Abb. 5.10: Veranschaulichung der Verhältnisse bei der Entstehung der Diocotron-Instabilität in einer freien Elektronenschicht. Eine lokale Ladungsverdichtung führt lokal zur Änderung der Richtung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift.

Neuere analytische Untersuchungen haben ergeben, daß sich die beschriebenen Verhältnisse auch bei Anwesenheit von Ionen in der Diode nicht wesentlich

ändern /5.34/. Die Diocotron-Instabilität bleibt auch dann die dominierende Instabilität mit den höchsten Anwachsrate.

Dies gilt zumindest solange wie die Kopplung zwischen den beiden Oberflächenwellen genügend stark ist oder bis die Elektronenschicht sich vollständig über den Beschleunigungsspalt ausgebreitet hat. Über die Schichtdicke wird die Wechselwirkung der Oberflächenwellen exponentiell geschwächt und die Dominanz der Diocotron-Instabilität nimmt daher mit wachsender Schichtdicke oder Flächenladung ab. In dem Maße wie die Bedeutung der Diocotron-Instabilität abnimmt steigt die Amplitude der Ionenmoden (s. unten) an, die wegen ihrer niedrigen Frequenzen erheblich schädlichere Auswirkungen auf die Ionenstrahldivergenz besitzen.

Neben der Diocotron-Instabilität tritt in den linearen Stabilitätsanalysen die Magnetroninstabilität zu Tage. Der Mechanismus, der zu ihrer Entstehung führt, ist die Wechselwirkung einer Oberflächenwelle mit einer Elektronenschicht bei der Doppler verschobenen Zyklotron-Frequenz: $\omega = k v_0 \pm \Omega_{ce}$. Die Magnetron-Instabilität ist eine kurzweilige Instabilität, die erst bei erheblich größeren Werten des Parameters q an Bedeutung gewinnt als die Diocotron-Instabilität (Abb. 5.11). Erst bei sehr starker magnetischer Isolierung übertreffen ihre Anwachsrate diejenigen der Diocotron-Instabilität allerdings auf erheblich niedrigerem Niveau. Generell läßt sich daher sagen, daß die Magnetron-Instabilität nur dann bedeutsam wird, wenn entweder die Voraussetzungen für die Entstehung der Diocotron-Instabilität nicht gegeben sind, weil z.B. eine Oberfläche der Elektronenschicht Kontakt mit der Wand hat oder wenn die magnetische Isolierung sehr groß ist. Wegen der kürzeren Wellenlängen ist ihr Einfluß auf die Ionenstrahldivergenz vermutlich ebenfalls erheblich geringer.

In der zylindergeometrischen Extraktordiode mit radialem magnetischen Isolationsfeld vollführen die Elektronen neben der azimuthalen $\vec{E} \times \vec{B}_0$ -Drift eine quasiperiodische Bewegung in radialer Richtung. Die adiabatische Invarianz des magnetischen Moments $\mu = w_{\perp}/B_0$ erzwingt in dem mit abnehmendem Radius zunehmendem magnetischen Feld eine Umkehr der Bewegungsrichtung bei einem Radius r_{\min} ($B_0 =$ externes isolierendes Magnetfeld, $w_{\perp} =$ kinetische Energie der zum Feld senkrechten Bewegung). Im Bereich zwischen der äußeren Kathodenemissionskante und der Anode nimmt B_0 erneut zu, und zusätzlich wächst auch das Eigenmagnetfeld an. Dadurch kann es erneut zu einer Umkehr der Bewegungsrichtung bei einem Radius r_{\max} kommen. In der Elektronenschicht

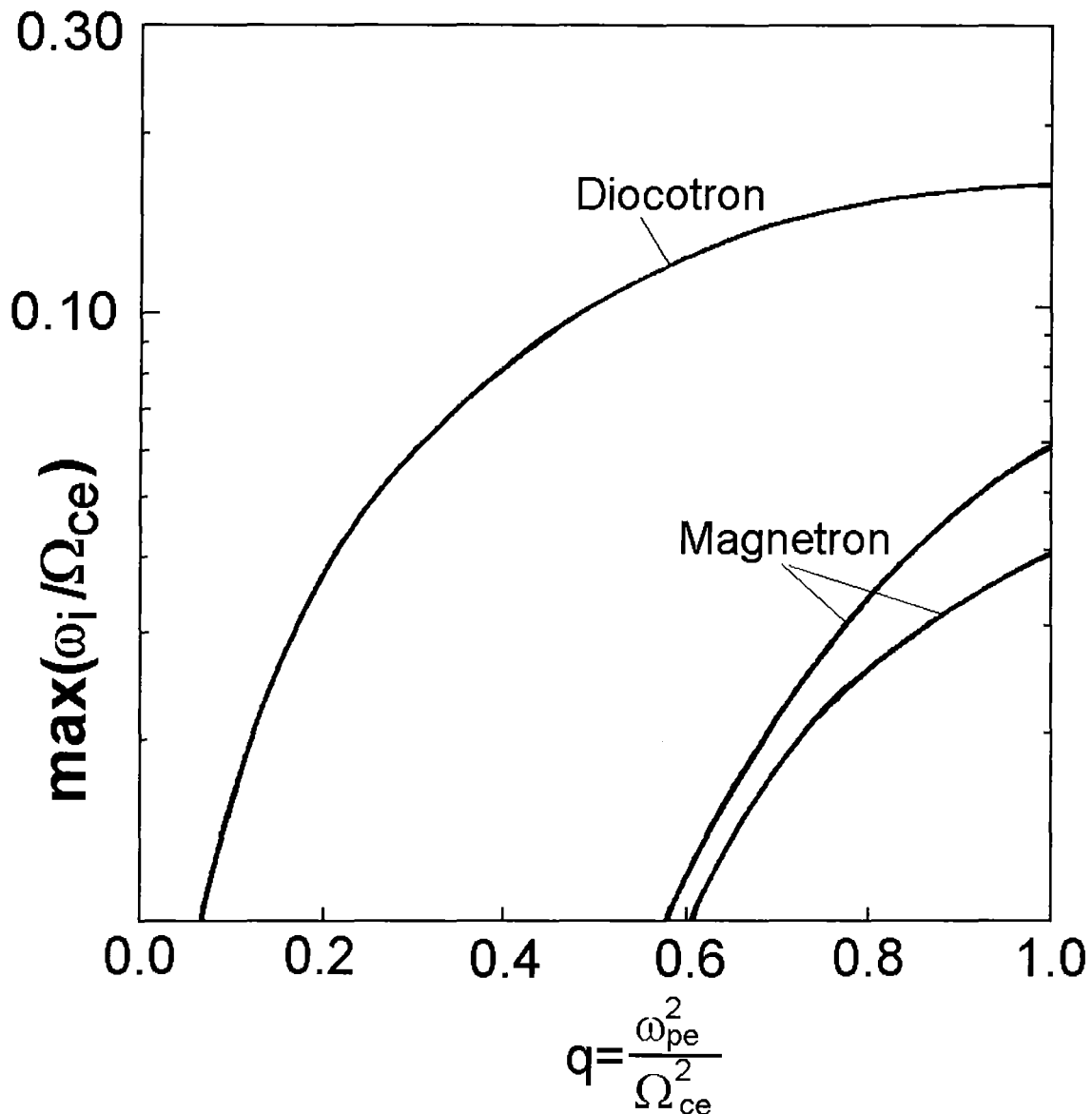


Abb. 5.11: Skalierung der Anwachsrate der Diocotron- und der Magnetron-Instabilität mit dem Parameter $q = \omega_{pe}^2 / \Omega_{ce}^2 / 5.32b/$

befinden sich daher zwei Elektronenströme mit entgegengesetzten Bewegungsrichtungen. Die Wechselwirkung dieser Elektronenströme kann zur Anregung von Ladungsdichtefluktuationen und damit zur Entstehung von Instabilitäten führen, die denen der in Lehrbüchern behandelten Zweistrahlinstabilitäten sehr ähnlich sind /5.12/. Eine Ableitung der Dispersionsrelation für die in der Diode vorliegende Situation zweier nichtneutralisierter Elektronenstrahlen wurde bisher nicht durchgeführt.

2. Kopplung zwischen Ionenstrahl und Elektronenschicht

Es ist bekannt, daß die Beschleunigung von geladenen Teilchen in einer Diode zu Laufzeitinstabilitäten führen kann /5.42/. Diese Instabilitäten entstehen, wenn die Phase und die Frequenz der Welle einen Energietransfer von den Ionen an die Welle ermöglichen. Dies tritt dann ein, wenn das Produkt aus der Wellenfrequenz und der Ionen transitzeit ganzzahlige Werte annimmt. In einer magnetisch isolierten Ionendiode können die Ionenlaufzeitmoden mit den Wellen der Elektronenschicht wechselwirken und zur Entstehung neuer Instabilitäten führen. Ott et al. /5.33/ haben diese Instabilitäten für den nichtrelativistischen elektrostatischen Fall untersucht und insbesondere zwei Arten gefunden:

1. Eine Zweistrahlinstabilität zwischen Ionen und Elektronen
2. Eine Ionen transitzeitinstabilität.

Die Ionen-Elektronen-Zweistrahlinstabilität ist der herkömmlichen Zweistrahlinstabilität mit homogenem stationären Ionenuntergrund sehr ähnlich /5.12/. Verglichen mit der $\vec{E} \times \vec{B}_0$ -Driftgeschwindigkeit der Elektronen kann die Ionengeschwindigkeit als nahezu stationär angesehen werden. Wie bei der gewöhnlichen Zweistrahlinstabilität überträgt sich eine periodische Dichtefluktuation des Ionenstrahls auf das Elektronenfluid. Elektronen, die sich in der resultierenden Potentialverteilung bewegen, verbringen mehr Zeit in den Potentialminima als in den Potentialmaxima und verstärken dadurch ihrerseits die ursprünglichen Dichtefluktuationen. Das Vektorprodukt der dadurch auf die Elektronen einwirkenden Kraft mit dem Magnetfeld kann im nichtlinearen Fall zu einer Elektronendrift in den Beschleunigungsspalt der Diode führen. Daher bewirkt auch diese Instabilität sowohl eine Erhöhung der Elektronenraumladung in der Diode als auch eine Vergrößerung der Strahldivergenz. Letzteres entsteht durch Streuung der Ionen an den Elektronenfluktuationen. Grobe Abschätzungen der Anwachsrate dieser Instabilität ergeben $|\omega_i| \cdot T \sim (M_i/m_e)^{1/6}$. Dabei bedeuten M_i = Ionenmasse, m_e = Elektronenmasse, T = Transitzeit der Ionen im Beschleunigungsspalt, ω_i = Imaginärteil der Schwingungsfrequenz. Die Frequenz der Schwingung liegt für die wichtigste Mode bei $\omega < 0,05 \cdot \Omega_{ce}$, die zugehörige Wellenlänge bei $\lambda \sim \pi \cdot d$ (d = Breite des Beschleunigungsspalts). Für die meisten Dioden ist der reziproke Wert der Ionen transitzeit der Schwingungsfrequenz vergleichbar. Ob sich aufgrund der stärkeren Anwachsrate bei höherer Ionenmasse ein Nachteil für die Divergenz dieser Ionenstrahlen ergibt, ist ungewiß, da hierfür allein die Sättigungsamplitude der Instabilität maßgebend ist.

Die Ionen transitzeitinstabilität entsteht durch schnelle kurzweilige Oszillationen des Ionenfluids, die mit dem Ionenstrahl aus dem Anodenplasma herausgetragen werden. Die Zahl der Schwingungen dieser Welle im Diodenspalt ist $\omega T/2\pi$. Mit dem oszillierenden elektrischen Feld oszilliert auch die vom Ionenstrahl gegen das Feld geleistete Arbeit. Im nichtlinearen Fall wird daher eine Streuung der Ionenenergien eintreten. Eine solche Streuung wirkt stabilisierend wenn $\omega \cdot \Delta T > 2\pi$, wobei ΔT die zur Energiestreuung gehörende Transitzeitstreuung ist. Man kann daher erwarten, daß sich eine Ionenenergiestreuung der Größenordnung $\Delta E_i/E_i \sim 1/(\omega \cdot T)^2$ einstellt /5.33/. Unter Verwendung der numerischen Lösung für den relativistischen Fall /5.32/ erhält man für eine Protonendiode mit dem Isolationsfeld von 1,2 T, der Beschleunigungsspannung von 2 MV und einem Beschleunigungsspalt von 1 cm $T = 1$ ns und $\omega = 7,5 \cdot 10^9$ s⁻¹. Mit diesen Werten ergibt die Abschätzung für die Energiestreuung $\Delta E/E = 1,8\%$. Tatsächlich werden Energiestreungen von mehr als 10% gemessen /5.43/. Es ist jedoch kaum zu erwarten, daß mit den verwendeten groben Näherungen genauere Ergebnisse erzielt werden können.

Große Energiestreungen müssen in jedem Fall vermieden werden, da sie über die chromatischen Aberrationen die Fokussierbarkeit der Ionenstrahlen stark begrenzen können (s. Abschnitt 5.4.3). Eine wichtige Frage ist in diesem Zusammenhang die nach dem Einfluß eines wachsenden Magnetfelds. Die Stabilitätsanalysen deuten darauf hin, daß die Anwachsraten der Zweistrominstabilität und der Transitzeitinstabilität mit wachsendem Magnetfeld abnehmen /5.32/. Dies ist ein weiterer Grund warum die in Abschnitt 4.6 beschriebene Extraktordiode mit sehr hoher magnetischer Isolierung betrieben wurde.

Die bei höherem Magnetfeld ebenfalls beobachtete Breitbandinstabilität /5.32/ tritt in Dioden mit virtuellen Kathoden nicht auf /5.34/ und ist daher kein Grund auf starke magnetische Isolierungen zu verzichten.

Eine weitere Quelle für Instabilitäten entsteht durch die starke Kopplung des Anodenplasmas mit der Elektronenschicht vor der Kathode. Die Anwesenheit des Anodenplasmas in der Diode führt zu einer neuen niederfrequenten Mode, der sogenannten Ionenresonanz-Instabilität, die durch Kopplung zwischen den Plasmaionen und den Schichtelektronen hervorgerufen wird. Darüberhinaus werden auch die berechneten Eigenschaften der Diocotron-Instabilität durch die Kopplung mit den Plasmaelektronen erheblich modifiziert. Insbesondere werden die Anwachsraten stark erhöht /5.44/.

Schließlich kann auch die endliche Leitfähigkeit des Anodenplasmas einen großen Einfluß auf die Stabilitätseigenschaften insbesondere bei niederfrequenten Störungen ausüben /5.32, 5.43/.

Lineare Stabilitätsanalysen können immer nur Hinweise auf mögliche Ursachen für Instabilitäten und auf ihre anfänglichen Anwachsraten geben. Wie sie sich im Sättigungszustand auswirken, kann nur vermutet werden und muß bis zu einem gewissen Grade offen bleiben.

Untersuchungen zur zeitlichen Entwicklung und zur relativen Bedeutung von Instabilitäten lassen sich jedoch mit Hilfe von dreidimensionalen voll elektromagnetischen PIC-Codes durchführen (s. Abschn. 4.5). Aus ihren Ergebnissen lassen sich auch die Auswirkungen von Instabilitäten auf die Divergenz von Ionenstrahlen ableiten. Solche numerischen Diodenexperimente wurden vor kurzem mit dem Code Quicksilver durchgeführt /5.41/. Dabei stellte sich heraus, daß zu Beginn des Diodenbetriebs die oben beschriebene Diocotron-Instabilität dominiert. Durch ihre großen Anwachsraten füllt sie den Diodenspalt innerhalb weniger ns mit Elektronen. Ihre beherrschende Frequenz liegt beim 4-8-fachen der reziproken Ionen transitzeit ($\nu \cdot T_i \gg 1$) und ihre Auswirkungen auf die Ionenstrahldivergenz sind daher relativ gering. In dem Maße wie die Diocotron-Instabilität infolge Sättigung verschwindet, gewinnt die Ionen-Mode an Bedeutung. Ihre Frequenz ist entweder kleiner oder gleich der reziproken Ionen transitzeit ($\nu \cdot T_i < 1$) und ihre Beiträge zur Ionenstrahldivergenz sind daher groß.

Dabei scheint der Übergang von der Diocotroninstabilität zur Ionenlaufzeitinstabilität kontinuierlich zu erfolgen, da die maximale Anwachsraten der Diocotron-Instabilität sich mit zunehmender Ausbreitung der Elektronenschicht zu niedrigeren Frequenzen hin verlagert.

Ein wichtiges Ergebnis der Untersuchungen ist, daß die durch die Diocotron-Instabilität dominierte Betriebsphase der Diode umso länger anhält je höher das isolierende Magnetfeld ist. Allgemeiner scheint zu gelten, daß die gesamte Elektronenladung im Diodenspalt einen gewissen Grenzwert nicht überschreiten darf, wenn die Diocotron-Phase und die mit ihr verbundene geringe Ionendivergenz über den gesamten Impuls erhalten bleiben sollen. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die Kopplung zwischen den Oberflächenwellen der Elektronenschicht, die eine notwendige Voraussetzung für die Existenz der Diocotron-Instabilität darstellt, mit wachsender Flächenladungsdichte in der

Schicht abnimmt. Wie in Abb. 5.12 gezeigt, liegt der aus den numerischen Simulationen abgeleitete Wert beim 0,8-fachen der Ladung, die der homogenen Füllung des Diodenspalts mit Elektronen entspricht (s.a. Abschnitt 4.5.2). Die Elektronenladung im Beschleunigungsspalt kann z.B. durch einen über das Niveau der Anode hinausragenden Elektronenkollektor begrenzt werden. Allerdings wird dadurch auch der Ionenwirkungsgrad der Diode reduziert. Im Hinblick auf die erreichbare Ionenstrahlleistungsdichte im Fokus kann dennoch ein Nettogewinn übrigbleiben.

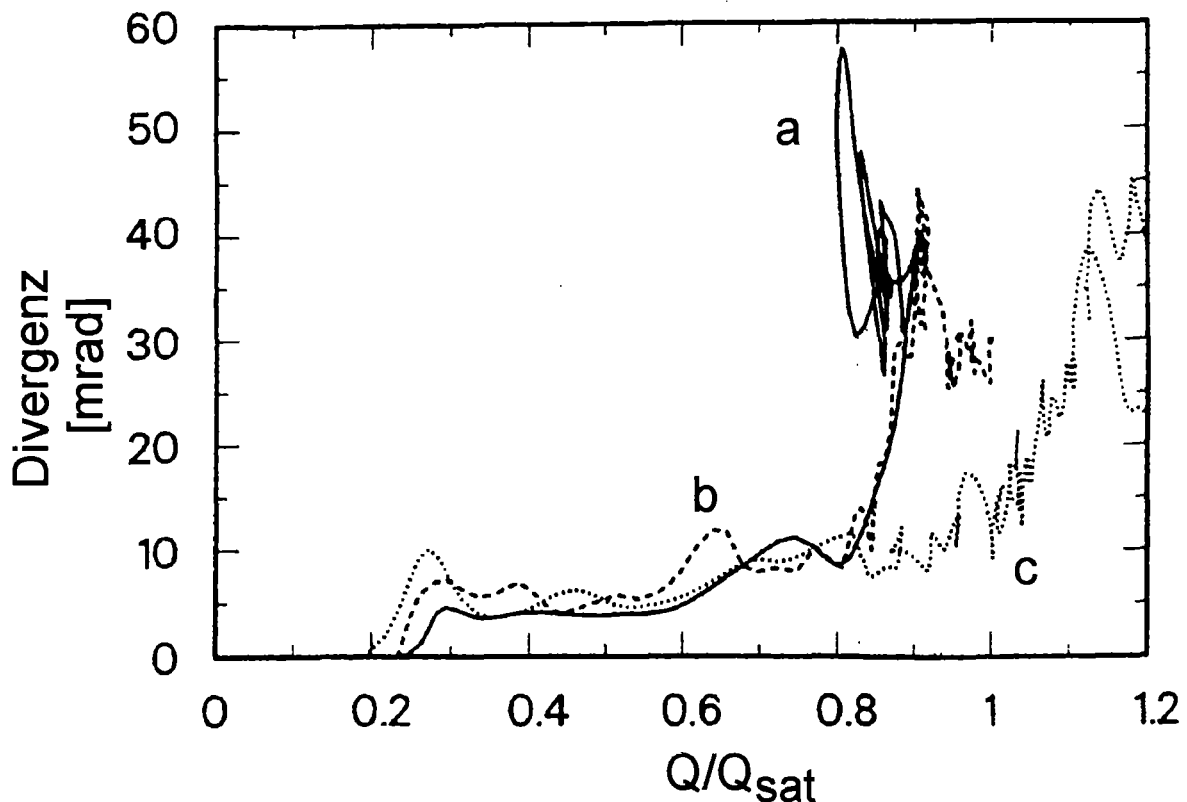


Abb. 5.12: Divergenz des Ionenstrahls als Funktion der Flächenladungsdichte in der Elektronenschicht bezogen auf die Ladungsdichte bei homogener Füllung. Bei Kurven a, b, c gelten für zunehmende Stärke der magnetischen Isolation (a: $B \cdot d = 5,2 \text{ T cm}$, c: $B \cdot d = 7,5 \text{ T cm}$)

Wegen der Komplexität der Vorgänge in der Diode sind von den analytischen und bis zu einem gewissen Grad auch von den numerischen Stabilitätsuntersuchungen immer nur qualitative Ergebnisse zu erwarten. Zur Untersuchung der Diodenstabilität gibt es bisher zu wenige gezielte Experimente. Von großem Interesse wären insbesondere Untersuchungen des Einflusses starker Magnetfelder und von Elektronenkollektoren. Auch scheint aufgrund der Analysen klar,

daß die Homogenität der Ionenstromdichte große Bedeutung für die Stabilität der Diode besitzt.

5.5.4 Kleinwinkelstreuungen

Eine weitere wichtige Quelle für die Entstehung von Ionenstrahldivergenzen sind Kleinwinkelstreuungen der Ionen in der den Driftraum abschließenden Mylar-Folie bzw. im Driftraumgas selber. Zur Abschätzung dieses Effekts kann die von Moliere entwickelte Theorie der Vielfachstreuung geladener Teilchen beim Durchtritt durch Materie verwendet werden [5.46]. Hiernach ist die Streuwinkelverteilung gegeben durch

$$f(\theta) \theta d\theta = \frac{\theta}{\theta_o^2} d\theta \left\{ 2 e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_o}\right)^2} + \frac{1}{B} f^{(1)}\left(\frac{\theta}{\theta_o}\right) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}\left(\frac{\theta}{\theta_o}\right) + \dots \right\} \quad (5.137)$$

Dabei bedeuten:

θ = Winkel, um den das Teilchen gegenüber der Primärriichtung abgelenkt wurde

θ_o = $\theta_1 \sqrt{B}$

B ist ein Parameter, der aus der transzendenten Gleichung $e^B = B \cdot (\theta_1/\theta_a)^2 e^{1-2C}$ bestimmt werden muß; C = Eulersche Konstante = 0,577. θ_1 , θ_a sind charakteristische Winkelkonstanten, deren quadratisches Verhältnis numerisch gegeben ist durch

$$\left(\frac{\theta_1}{\theta_a}\right)^2 = 7800 \frac{Z_{\text{eff}}^2 z^2 \sum_i x_i}{\beta^2 M \sum_i x_i Z_i^{2/3} (1 + 3,35 \alpha_i^2)} \cdot t \quad (5.138)$$

$$\theta_1^2 = 3,92 \cdot 10^{-2} \frac{Z_{\text{eff}}^2 z^2}{M \cdot E^2} \cdot t$$

M = Atomgewicht (Molekulargewicht) des Streuers

t = Dicke der durchdrungenen Schicht in g/cm²

E = Energie des gestreuten Teilchens in MeV

$$\alpha_i = \frac{z Z_i e^2}{4 \pi \epsilon_0 \hbar v}$$

x_i = Anzahl der Atome mit der Ladungszahl Z_i im Streuer

$f^{(v)}$ = bestimmte auf einfache Integrale zurückführbare Funktionen, die von Moliere tabelliert wurden /5.46/

Normierungsbedingung: $\int_0^\infty f(\theta) \theta d\theta = 1$

θ_0 begrenzt den Winkelbereich, in den etwa die Hälfte der Teilchen gestreut wird.

Die in den meisten Experimenten als Eintrittsfenster in den Driftraum verwendete Mylar-Folie hat eine Flächendichte von $t = 0,23 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2$ und eine mittlere Ladungszahl $Z_{\text{eff}} = 25$ (Summenformel $C_{10} H_8 O_4$; $M = 192$). Für Protonen mit Energien unterhalb 2 MeV ist $B = 7,3$ und damit gilt für θ_0 :

$$\theta_0 = \theta_1 \sqrt{B} = \frac{14,6 \text{ mrad}}{E} \quad (E \text{ in MeV}) \quad (5.139)$$

Für Protonen mit Energien unterhalb 1 MeV kann hierdurch überhaupt der stärkste Beitrag zum Divergenzwinkel entstehen.

Auch an den Atomen des Driftraumgases finden Streuungen auf dem gesamten Transportweg statt. Zur Berechnung des integralen Beitrags dieser Streuungen zum Divergenzwinkel benötigt man die korrelierten Wahrscheinlichkeiten für die lateralen und die Winkelablenkungen. Eine approximative Theorie zur Berechnung dieser Verteilung wurde von Fermi entwickelt /5.47/. In ihr wird die Projektion der Bahnspur auf eine die ursprüngliche Flugrichtung enthaltende Ebene t, y betrachtet. $W(y, \sigma, t) dy d\sigma$ beschreibt dann die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen beim Durchqueren der Materieschicht t eine laterale Ablenkung zwischen y und $y + dy$ in der Projektionsebene und eine Winkelverteilung zwischen σ und $\sigma + d\sigma$ erfährt.

$$W(y, \sigma, t) dy d\sigma = \frac{\sqrt{12}}{\pi \sigma_0^2 t} \exp \left\{ -\frac{4}{\sigma_0^2} \left(\sigma^2 - 3 \sigma \frac{y}{t} + 3 \left(\frac{y}{t} \right)^2 \right) \right\} dy d\sigma \quad (5.140)$$

Aus Symmetriegründen besitzt die Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(x, \alpha, t)$ in der zur t, y -Ebene senkrechten t, x -Ebene die gleiche Form.

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion für den Ablenkwinkel σ allein erhält man durch Integration über alle y

$$W(\sigma, t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(y, \sigma, t) dy = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sigma_0} \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^2 \right\} \quad (5.141)$$

Für die Verteilung als Funktion des räumlichen Winkels $\theta = \sqrt{\sigma^2 + \alpha^2}$ berechnet man hieraus:

$$W(\theta, t) = \frac{2\theta}{\sigma_0^2} e^{-\left(\frac{\theta}{\sigma_0}\right)^2} \quad (5.142)$$

Durch Vergleich mit der exakten Verteilungsfunktion von Molière ergibt sich

$$\sigma_0 \approx \theta_1 \sqrt{B}$$

Umgekehrt läßt sich aus der korrelierten Verteilung durch Integration über σ die laterale Verteilungsfunktion gewinnen:

$$W(y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(y, \sigma, t) d\sigma = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi} \sigma_0 t} \exp \left\{ - \frac{3y^2}{\sigma_0^2 t^2} \right\} \quad (5.143)$$

Schließlich ergibt sich hieraus die Verteilung als Funktion von $r = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$W(r, t) = \frac{6r}{\sigma_0^2 t^2} \exp \left\{ - \frac{3r^2}{\sigma_0^2 t^2} \right\} \quad (5.144)$$

Um nun den Beitrag zum Divergenzwinkel aufgrund von Streuungen im Drift-raumgas zu ermitteln, berechnet man zunächst den Radius $r_{1/2}$ innerhalb dessen sich am Ende des Transportweges t die Hälfte der gestreuten Teilchen befinden und berechnet dann $\delta_t = r_{1/2}/t$

$$\delta_t = \sigma_0 \sqrt{\frac{\ln 2}{3}} \approx \theta_1 \sqrt{B} \frac{\ln 2}{3} \quad (5.145)$$

Für einen Transportweg von 12 cm Länge in einer 8 mbar Argongasfüllung erhält man

$$\delta_t = \frac{7,4 \text{ m rad}}{E_p} (E_p \text{ in MeV}) \quad (5.146)$$

Für Protonenenergien von mehr als 1,5 MeV ist dies beim gegenwärtigen Stand der Diodenentwicklung ein vernachlässigbarer Beitrag zum Gesamtdivergenzwinkel.

Am Ende eines mehrere Meter langen Plasmatransportkanals, der in einigen Reaktorkonzepten zur Trägheitsfusion als notwendiger Abstand zwischen Target und Diode angesehen wird, kann der mittlere Streuwinkel σ allerdings erhebliche Werte erreichen, sodaß die ballistische Fokussierung zwischen Plasmakanalaustritt und Target auf sehr kurzen Wegen erfolgen muß. Anderenfalls geht ein großer Bruchteil des Strahls am Target vorbei.

5.6 Diagnostik der Strahleigenschaften

5.6.1 Divergenz und Steuerfehler

Genauere Messungen der sphärischen Aberrationen des Fokussierungssystems sind die Voraussetzung für ihre Beseitigung. Das wichtigste Instrument zur Bestimmung der Steuerfehler ist die Shadow-box. Hierbei handelt es sich um eine Mehrlochkamera, mit deren Hilfe die Richtung von Strahlen an einer axialen Position für verschiedene Orte im Strahlquerschnitt ermittelt werden kann. Wie Abb. 5.13 zeigt, tritt durch jedes Loch der Shadow-box-Apertur ein feines Strahlbündel, das nach einem ausreichend langen Transportweg auf eine Nachweisscheibe trifft. Auf dieser hinterläßt es beim Auftreffen eine Spur, deren Zentrum als Achse des Strahlbündels angesehen werden kann. Die geometrische Verbindung der Spurmitte mit dem zugehörigen Aperturloch legt eine räumliche Gerade fest, deren Richtungsvektor die lokale Richtung des Strahlbündels angibt. Als Nachweisscheibe sind Messing- oder Bronzebleche und Infrarotfolien geeignet. Durch lokale Erhitzung im Auftreffpunkt des Strahlbündels dampft aus den Messing- bzw. Bronzelegierungen Zink bzw. Zinn heraus und markiert so den Auftreffpunkt. Ebenso verfärbt sich die Infrarotfolie im Auftreffpunkt. Da die Ionenstrahlen auch außerhalb der Fokusposition bereits Leistungsdichten von 5-10 GW/cm² besitzen, genug um Metall zu schmelzen, entsteht auf der Shadow-box-Apertur flüssiges und bei ausreichender Leistungsdichte auch dampfförmiges Metall, das ebenfalls Brennschmelzen auf den Nachweisscheiben hinterlassen kann.

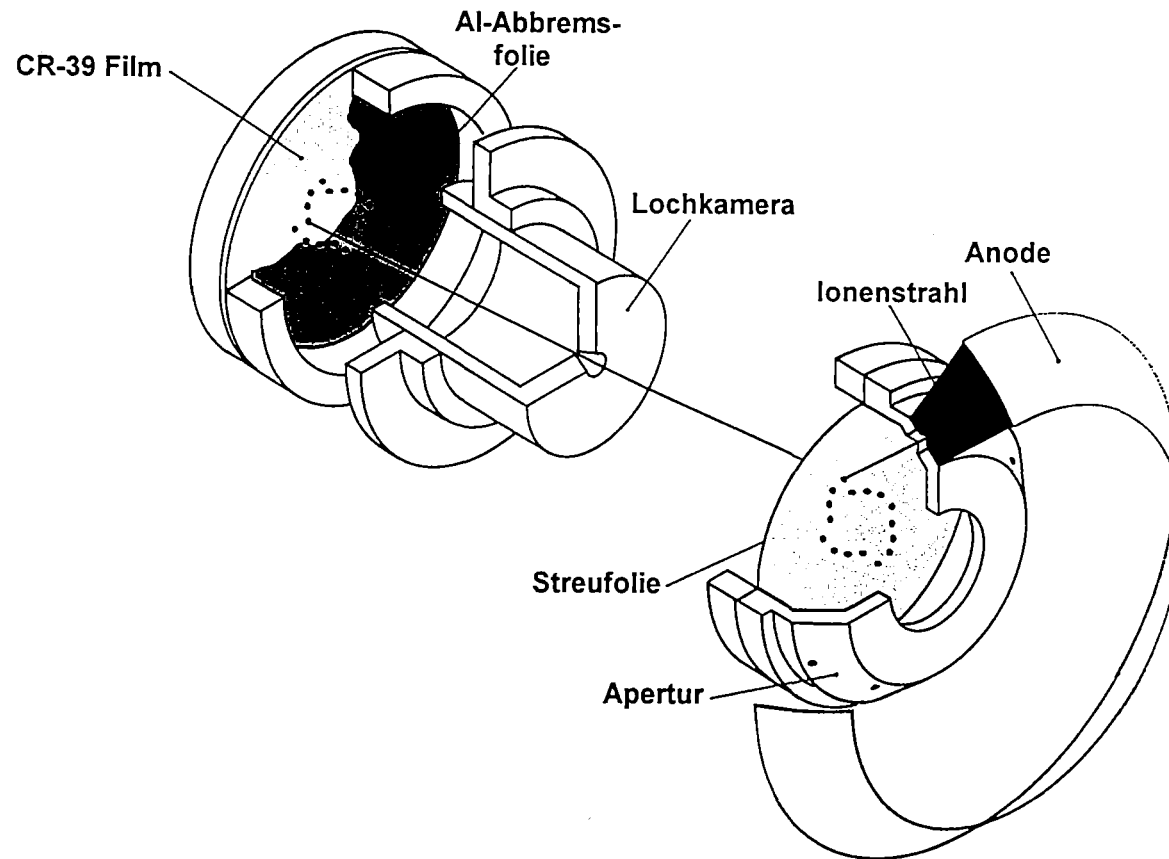


Abb. 5.13: Mehrlochkamera (Shadow-box) zur Messung der Strahltrajektorien und der Strahldivergenz. Eine quantitative Auswertung der Spurendichte auf dem CR-39-Film ermöglicht auch die Bestimmung der Ionenstromdichte an den durch die Aperturlöcher gegebenen Positionen.

Außerdem expandieren auch lange nach dem Ionenimpuls noch heiße Plasmen und Gase durch die Aperturlöcher. Auch hierdurch können Phantomspuren entstehen.

Diesen Schwierigkeiten kann man entgehen, wenn man die Nachweisscheibe durch eine dünne Streufolie ersetzt und die Rutherford-gestreuten Ionen mit Hilfe einer Lochkamera auf einen ionenempfindlichen Film abbildet. Ein für Protonenenergien von ca. 200 keV bis 2 MeV geeigneter Nachweisfilm ist CR-39 /5.48/. In ihm werden die Ionenspuren durch mehrstündiges Ätzen in einer 6,5 n Natronlauge bei 60 °C sichtbar gemacht. Da die auftreffenden Ionen innermolekulare Bindungen zerstören, ist die Ätzgeschwindigkeit an diesen Stellen größer als im nichtzerstörten Material, und es entstehen Krater von einigen μm Durchmesser am Ort des Ioneneinschlags. Die Krater können mit Hilfe eines mikroskopischen Bildanalyse-Systems identifiziert werden, und ihre Flächendichte kann ausgezählt werden. Aus der Verteilung der Krater kann sowohl die Position maximaler Dichte (Mittenposition) als auch der Divergenzwinkel ermittelt werden.

Auch diese Diagnostik ist nicht ganz frei von Problemen. Natürlich muß zunächst durch die Wahl der richtigen Geometrie verhindert werden, daß die direkten Strahlen durch das Loch in die Kamera eintreten. Bei Dioden mit ringförmigem Ionenstrahl gelingt dies immer, wenn die Lochkamera sich weit außerhalb des Schnittpunkts der einzelnen Strahlbündel mit der Achse befindet. Eine weitere Schwierigkeit entsteht durch die Streuung der Ionen im Aperturloch der Shadowbox. Befinden sich die Aperturlöcher im Gesichtsfeld der Lochkamera, so können auf diese Weise ebenfalls irreführende Spuren entstehen. Dies wird weitgehend verhindert, wenn das Verhältnis zwischen dem Durchmesser des Aperturlochs und der Dicke der Maske genügend groß gemacht und ein Material mit möglichst geringer Kernladungszahl verwendet wird. Bei den Messungen an KALIF wurden für diesen Zweck z.B. Aluminiummasken von 0,1 mm Dicke mit Löchern von 0,7 mm Durchmesser gewählt. Ist genügend Platz im Driftraum vorhanden, so ist es am günstigsten die Lochkamera unter einem Streuwinkel von 180° anzuordnen. In Faßdioden ist dies natürlich nicht möglich. Dort wird die Lochkamera im allgemeinen unter 90° zur Strahlrichtung angeordnet /5.49/.

Ein Streuwinkel von 180° ist auch deswegen besonders günstig weil der Rutherford-Streuquerschnitt stark vom Streuwinkel abhängt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{z^2 Z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 16 E^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (5.147)$$

- z = Ladungszahl des Projektilions
 Z = Ladungszahl des Zielkerns
 E = Energie des Projektilions
 θ = Streuwinkel im Schwerpunktsystem
 $\text{tg } \phi = \sin \theta / (m_1/m_2 + \cos \theta)$
 ϕ = Streuwinkel im Laborsystem
 m_1 = Masse des Projektilions
 m_2 = Masse des Zielkerns.

Daher kann es passieren, daß Strahlen, die mit unterschiedlichen Winkeln auf die Streufolie auftreffen, zu sehr verschiedenen Spurdichten auf dem CR-39 Film führen und bei großen Streuwinkeln unter Umständen überhaupt nicht mehr detektierbar sind. Da das Ziel dieser Messungen die Bestimmung der sphärischen Aberrationen im Plateau der Beschleunigungsspannung ist, ist es notwendig eine Abbremsfolie vor dem ionenempfindlichen Film in der Lochkamera zu verwenden, die nur Ionen oberhalb einer bestimmten Energieschwelle durchläßt.

5.6.2 Strom und Leistungsdichte im Fokus

Ist die genaue axiale Position des Strahlfokus aus den Shadow-box-Aufnahmen bekannt, so kann dort die Ionenstromdichteverteilung ausgemessen und mit Hilfe der bekannten Diodenspannung die Leistungsdichte berechnet werden. Zu diesem Zweck wird zunächst mit einem hier zu beschreibenden Verfahren die relative Verteilung der Ionenstromdichte und danach ihr absoluter Wert im Verteilungsmaximum bestimmt.

Konventionelle Verfahren, die zur Diagnose von Ionenstrahlen geringer Leistungsdichte eingesetzt werden, beruhen meist auf einer direkten Abtastung des Strahls mit einem Detektor oder einer Detektormatrix /5.50/. Solche direkten Messungen sind jedoch für die Diagnose intensiver gepulster Strahlen ungeeignet, da jeder Detektor durch die hohen Energiedichten zerstört werden würde.

Für quantitative Messungen muß der Ionenstrahl daher zunächst in einer Streu- oder Reaktionsfolie in einen in seiner Intensität erheblich reduzierten Sekundär-

teilchenstrahl umgesetzt werden. Dieser kann dann verwendet werden, um mit Hilfe einer Lochkameraanordnung ein Bild der ursprünglichen Stromdichteverteilung auf einem Detektor zu entwerfen.

Für die Reduktion der primären Intensität eignen sich hauptsächlich drei Verfahren:

1. Die Erzeugung von K_{α} -Röntgenstrahlung durch Wechselwirkung der Ionen mit den Elektronen der inneren Schalen der Atomhülle [5.51]. Da in den Hochstromionendioden infolge von Elektronenverlusten stets auch sehr intensive harte Röntgenstrahlung erzeugt wird, müssen massive Kollimatoren zur Abschirmung verwendet werden, damit die intensitätsschwache K_{α} -Strahlung vor diesem starken Untergrund detektiert werden kann. Auch bei der Auswahl der Detektoren (Filme, Halbleiterdetektoren etc.) ist darauf zu achten, daß sie hohe Empfindlichkeit für die niederenergetische K_{α} -Strahlung und geringe Empfindlichkeit für die hochenergetische Röntgenstrahlung aus der Diode besitzen. Der für die Diskriminierung der harten Röntgenstrahlung notwendige Aufwand lohnt sich nur, wenn die Messungen der Intensitätsverteilung mit hoher zeitlicher Auflösung durchgeführt werden sollen. In diesem Fall kann man die mit anderen Verfahren, bei denen die Sekundärteilchen wiederum Ionen sind, verbundenen Schwierigkeiten durch Laufzeitdispersion zwischen Reaktionsfolie und Detektor ausschließen.
2. Die Rutherfordsche Streuung an schweren Kernen, die bereits bei der Beschreibung der Shadow-box erwähnt wurde. Da die konvergierenden Ionenstrahlen die Fokusebene mit sehr unterschiedlichen Einfallswinkeln erreichen können, wirkt sich die starke Winkelabhängigkeit des Streuquerschnitts bei den Messungen im Fokus besonders nachteilig aus. Sie führt zu einer ungleichmäßigen Wichtung der Strahlen mit unterschiedlichen Einfallswinkeln mit dem Ergebnis, daß die Breite der Verteilung unterschätzt wird. Ein Vorteil der Rutherfordschen Streuung ist, daß sie praktisch für alle leichten Ionen eingesetzt werden kann.
3. Die Erzeugung von Sekundärteilchen mittels Kernreaktionen. Besitzen diese Reaktionen einen isotropen Wirkungsquerschnitt, so können die Nachteile der Rutherford-Streuung vermieden werden. Da jede Reaktionsfolie auch als Rutherfordsche Streufolie wirkt und da der Streuquerschnitt meist erheblich größer ist als der Reaktionsquerschnitt, muß jedoch nach geeig-

neten Mitteln zur Diskriminierung zwischen den Reaktionsprodukten und den gestreuten Teilchen gesucht werden.

Für die Diagnose der Fokusverteilung von Protonenstrahlen gut geeignet ist die $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ -Reaktion, bei der im Mittel drei α -Teilchen entstehen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion besitzt eine Schwelle bei ca. 0,4 MeV und eine breite Resonanz bei ca. 0,7 MeV. Das Spektrum der α -Energien erstreckt sich von weniger als 1 MeV bis zu 6 MeV und ändert sich nur wenig mit der Protonenenergie. Zur Diskriminierung der gestreuten Protonen wurde in /5.52/ vorgeschlagen, den unterschiedlichen Spurdurchmesser von Protonen und α -Teilchen auf den CR-39-Kernspurdetektoren zu verwenden. Die Spurdurchmesser ändern sich jedoch kontinuierlich mit der Energie, sodaß der Spurdurchmesser energieärmer Protonen und energiereicher α -Teilchen die gleiche Größe besitzen kann. Daher ist auf diese Weise eine Trennung von Protonen und α -Teilchen nicht durchführbar.

Ein besseres in /5.53/ entwickeltes Diskriminierungsverfahren beruht auf der Abbremsung der Protonen auf die Resonanzenergie von 0,7 MeV bevor sie die Reaktionsfolie wieder verlassen. In diesem Fall ist die Restreichweite der Protonen in Materie geringer als die der meisten α -Teilchen aus der Reaktion. Sie können daher in einer dünnen Folie vollständig gestoppt werden. Die vorgeschlagene Anordnung ist in Abb. 5.14 schematisch dargestellt. Sie setzt natürlich voraus, daß sich Lochkamera und Ionendiode auf verschiedenen Seiten von der Reaktionsfolie befinden. Zweck der ersten Abbremsfolie ist es, die Energie der einfallenden Protonen soweit abzubremsen, daß sie die Resonanzenergie von 0,7 MeV unmittelbar unterhalb der rückseitigen Oberfläche der Borfolie erreichen. Dann wird einerseits die α -Teilchenausbeute maximal und andererseits ist gewährleistet, daß die Protonen die Anordnung aus Abbremsfolie und Borfolie mit Energien von weniger als 0,7 MeV verlassen. Die Protonen können dann in der zweiten Folie - in der Abbildung Filterfolie genannt - vollständig gestoppt werden, sodaß nur noch die α -Teilchen den Detektor erreichen.

Diese Überlegungen wurden mit monoenergetischen Protonen an einem Van de Graaff-Generator verifiziert. Abb. 5.15 zeigt die für eine ursprüngliche Protonenenergie von 1,5 MeV an einer 2,5 μm dicken Borfolie gemessenen Teilchenspektren. Im Spektrum der bloßen Borfolie erkennt man das starke Intensitätsmaximum der gestreuten Primärteilchen. Durch die Abbremsfolie wird die

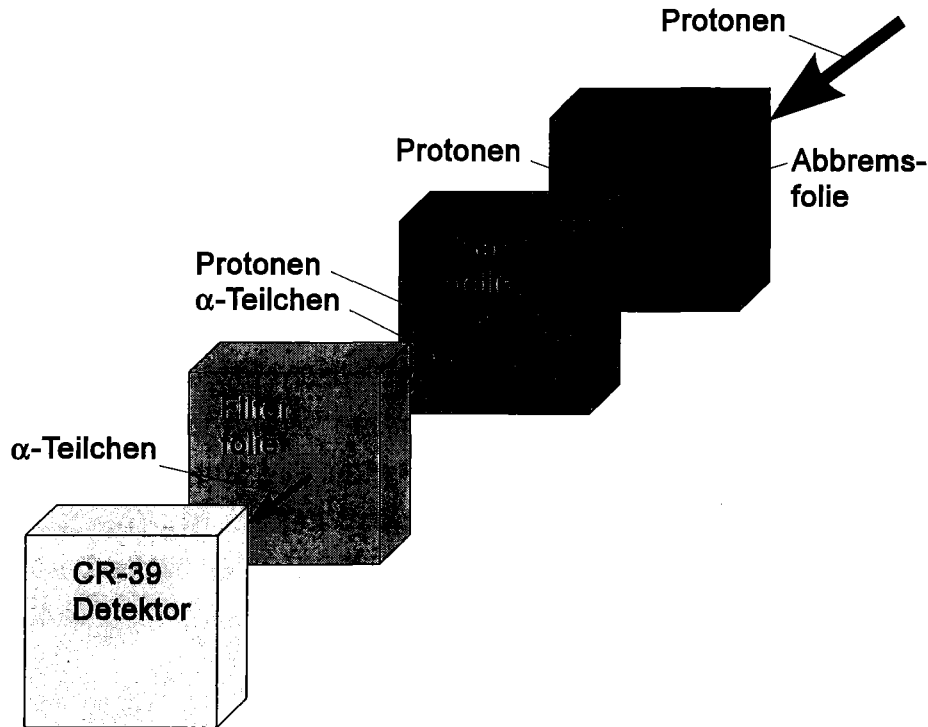


Abb. 5.14: Schematische Darstellung einer Anordnung aus Abbrems-Reaktions- und Filterfolie zur Diskriminierung von gestreuten Protonen und α -Teilchen aus der $B^{11}(p,\alpha)2\alpha$ -Reaktion

Lage dieses Maximums zu niedrigeren Energien hin verschoben und schließlich durch Hinzufügung der Filterfolie vollständig beseitigt.

Bei der Messung der Stromdichteverteilung im Fokus eines intensiven Ionenstrahls sind die Verhältnisse meist jedoch nicht so einfach. Denn zum einen ist das Teilchenspektrum nicht monoenergetisch und zum anderen treffen die Primärteilchen mit unterschiedlichen Eintrittswinkeln auf den Folienstapel und durchlaufen daher unterschiedliche Wege. Dies muß bei der Auswahl der Foliendicken berücksichtigt werden. Während für die Bestimmung der Zahl der Kernreaktionen entlang der Strahlrichtung allein der bereits zurückgelegte Pfad im Folienstapel, der den erlittenen Energieverlust der Protonen bestimmt, entscheidend ist, wird die maximale Energie, mit der die gestreuten Protonen aus dem Folienstapel austreten können, durch die Dicke der einzelnen Folien bestimmt.

Zur vollständigen Unterdrückung der gestreuten Protonen muß die Summe der Foliestärken der Reichweite der Protonen mit den höchsten Energien angepaßt werden. Da hauptsächlich die Stromdichteverteilung im Leistungsmaximum interessiert, wird nur ein relativ schmales Energieband unterhalb der maximalen Protonenenergie zur Abbildung gebracht. Um dies zu erreichen ist es sinnvoll, die

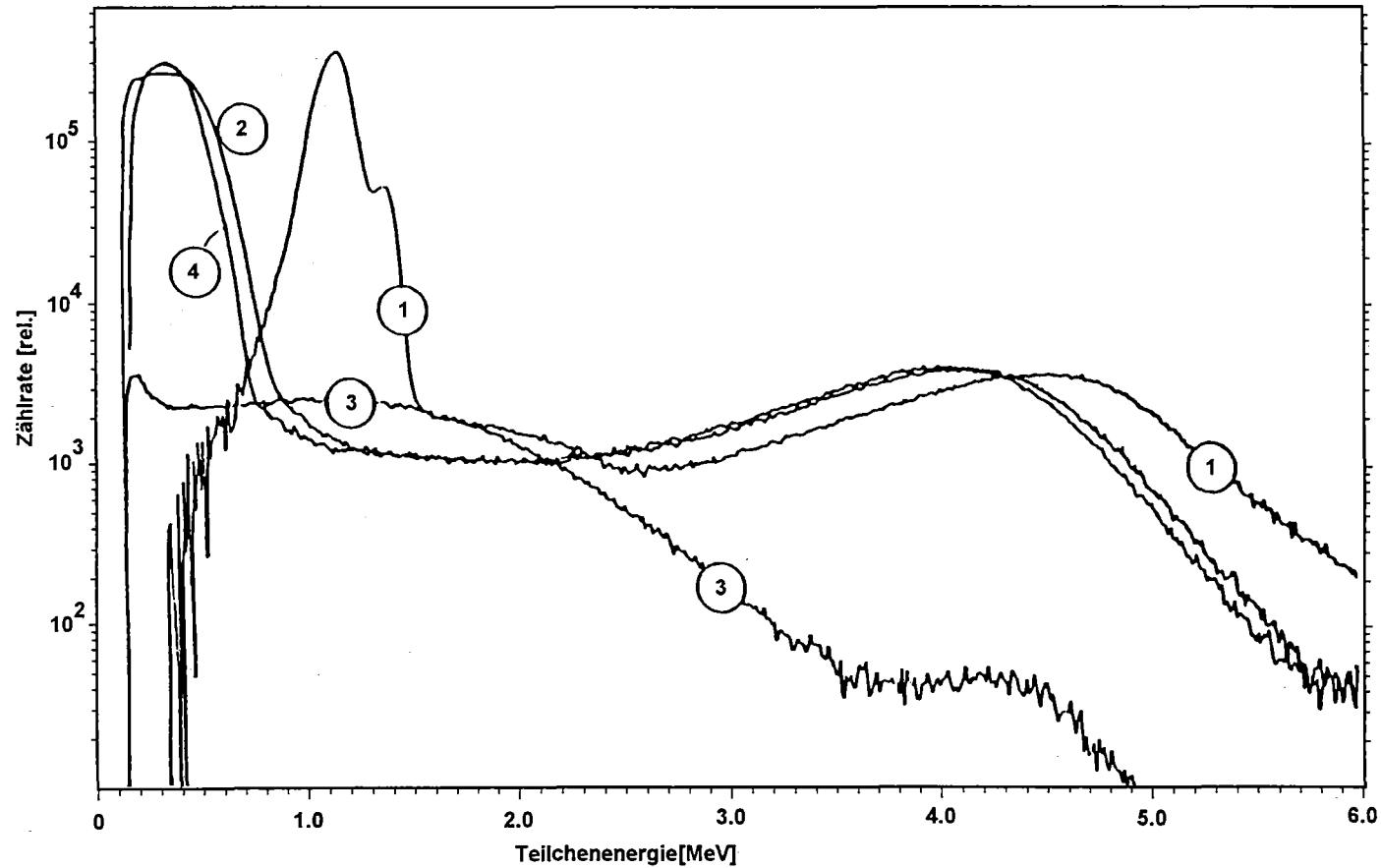


Abb. 5.15: Spektren der α -Teilchen und der gestreuten Protonen aus verschiedenen Folienanordnungen für eine primäre Protonenenergie von 1,5 MeV. Kurve 1 entspricht dem Spektrum für eine einzelne 2,5 μm dicke Borfolie. Kurve 2 wurde an derselben Folie, jedoch mit vorgesetzter Abbremsfolie gewonnen. Beim 3. Spektrum wurde außer der Abbremsfolie auch eine 7 μm dicke Al-Filterfolie verwendet. Spektrum 4 ist eine Kontrollmessung mit 0,8 MeV-Protonen an der einzelnen Borfolie.

Dicke der Borschicht nicht zu groß zu wählen. Zur Erläuterung sei der annulare Strahl der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Extraktodiode betrachtet, wobei eine maximale Protonenenergie von 1,7 MeV angenommen wird. Die Eintrittswinkel der Protonenstrahlen in den Folienstapel liegen bei dieser Diode zwischen 30° und 44° . Um die mit 44° auftreffenden Protonen auf eine Energie von 800 keV knapp oberhalb der Resonanzenergie abzubremsen ist eine Aluminiumfolie von $18\ \mu\text{m}$ Dicke notwendig [5.54]. Die mit 30° auftreffenden Protonen werden durch diese Folie auf ca. 1 MeV abgebremst. Ist die Borfolie $5\ \mu\text{m}$ dick, so erreichen beide Strahlen in der Borfolie die Resonanzenergie bei 700 keV. Um die beim Eintritt in den Folienstapel gestreuten Protonen vollständig abzubremsen ist eine Aluminiumfilterfolie von ca. $15\ \mu\text{m}$ notwendig. In ihr werden auch 60% der α -Teilchen absorbiert. Die niedrigste Primärteilchenenergie, die in diesem Beispiel zur Abbildung beitragen kann, liegt bei 1,3 MeV.

Die beschriebene Meßmethode setzt die Verfügbarkeit von dünnen Borfolien mit einigen μm Schichtdicke voraus. Selbsttragende Folien aus Bor- und Borverbindungen mit diesen Dicken scheinen wegen der großen Sprödhheit der Materialien nicht herstellbar. Die Herstellung elementarer Borschichten auf dünnen Trägerfolien ist wegen des hohen Sublimationspunktes ($> 2500\ ^\circ\text{C}$) von Bor ebenfalls äußerst schwierig. Ein praktikables Verfahren ist dagegen das Aufsprühen eines Borpulvers mit Korngrößen von weniger als $1\ \mu\text{m}$ unter Verwendung eines Bindemittels auf die Trägerfolie. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist, daß die effektive Dicke jeder Folie gesondert bestimmt werden muß. Zur Schichtdickenmessung kann der Energieverlust von α -Teilchen aus einer ^{241}Am - α -Quelle beim Durchtritt durch die Folie ausgewertet werden.

Wegen der großen Unsicherheiten bei der Zahl der zur Abbildung gelangenden α -Teilchen ist die beschriebene Meßmethode nur zur Bestimmung der relativen Verteilung der Protonenstromdichte geeignet. Diese Unsicherheit rührt vor allem von der ungenauen Kenntnis der spektralen Verteilung der α -Teilchen her. Aus diesem Grunde ist es notwendig eine gesonderte Messung der Amplitude der Protonenstromdichteverteilung durchzuführen. Die Messung des Gesamtionsstroms in der Diode kann hierfür nicht herangezogen werden, da sie auch die Stromanteile anderer Ionensorten enthält und da nicht sicher ist, daß der gesamte Ionenstrom den Fokus erreicht.

Auch für diese Absolutmessungen ist die Verwendung von Kernreaktionen vorteilhaft, da sich mit ihnen das Problem der Detektorzerstörung umgehen läßt.

Eine integrale Messung der gesamten Protonenfluenz ist dabei ausreichend, wenn sie mit Messungen der Beschleunigungsspannung und des Ionenstroms in der Diode kombiniert wird und wenn der genaue Verlauf der Reaktionsausbeute als Funktion der Teilchenenergie bekannt ist.

Besonders vorteilhaft sind Aktivierungsreaktionen mit einer bei niedrigen Energien gelegenen scharfen Resonanz. In diesem Fall ist die Aktivierungsausbeute für ein dickes Target unabhängig von der Teilchenenergie. Eine solche Eigenschaft besitzt z.B. die $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -Reaktion, die eine Resonanz bei 0,457 MeV und eine weitere bei 1,698 MeV besitzt. Für Protonenenergien zwischen 0,5 MeV und 1,7 MeV ist die ^{13}N -Ausbeute daher nahezu konstant. ^{13}N ist ein Positronenemitter mit einer Halbwertszeit von 9,96 Minuten. Die Zahl der aktivierten Kerne kann daher über die Elektron-Positron Vernichtungsstrahlung, bei der zwei γ -Quanten mit je 0,511 MeV entstehen, bestimmt werden. Dazu wird das Kohlenstofftarget nach der Aktivierung in einer γ - γ -Koinzidenzmeßanlage mit 2 NaJ(Tl) Szintillationsdetektoren ausgezählt /5.55/. Da die Nachweisempfindlichkeit von der radialen Entfernung der Quelle von der Achse der zylindrischen Detektoren abhängt, sollte der Szintilatordurchmesser erheblich größer als der Targetdurchmesser sein. Mit Hilfe einer Positronen emittierenden ^{23}Na -Quelle bekannter Quellstärke kann die Nachweisempfindlichkeit der Koinzidenzapparatur absolut geeicht werden. Für eine genaue Bestimmung der Protonenfluenz muß die gemessene Aktivität des Targets mit einem Faktor korrigiert werden der den Beitrag Deuteronen-induzierter Reaktionen berücksichtigt. Die $^{12}\text{C}(d,\gamma)^{13}\text{N}$ -Reaktion führt auf das gleiche Aktivierungsprodukt und kann daher von den Protonen-induzierten Reaktionen nicht unterschieden werden. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion im Energiebereich zwischen 0,5 MeV und 1,8 MeV um drei Dekaden anwächst, genügt selbst der natürliche Isotopenanteil von Deuterium im Strahl, um erhebliche Aktivierungsbeiträge zu leisten.

Das schwerwiegendste Problem aller direkten Aktivierungen ist jedoch der Verlust der Aktivierungsprodukte durch Ablation. Daher ist die Leistungsdichte, bis zu der diese Methoden angewendet werden können, auf Werte unterhalb etwa 1 GW/cm² beschränkt.

Zur Messung der Fluenz von sehr intensiven Ionenstrahlen ist daher nur eine ablationsfreie indirekte Aktivierung geeignet. Bei dieser Methode wird durch den intensiven Ionenstrahl zunächst in einem ablatierenden Target eine prompte Sekundärstrahlung erzeugt, die dann ihrerseits in einem benachbarten zweiten

Target eine Aktivität induziert. Für den Nachweis von Protonen kann die Kombination Li-Cu verwendet werden /5.56/. Protonen, deren kinetische Energie größer als 0,44 MeV ist, können die ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ Reaktion auslösen, bei der sehr energiereiche prompte γ -Quanten emittiert werden. Die prompte γ -Strahlung wird in zwei Energiegruppen von 14,7-15,2 MeV bzw. von 17,6-18,2 MeV erzeugt. Ihre Energie reicht aus, um in einem benachbarten Cu-Target die photonukleare Reaktion ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,n){}^{62}\text{Cu}(\beta^+)$, deren Schwelle bei 10,9 MeV liegt, auszulösen. ${}^{62}\text{Cu}$ ist wiederum ein Positronenemitter, mit einer Halbwertszeit von 9,74 Minuten, der über seine Vernichtungsstrahlung in derselben γ - γ -Koinzidenzanlage gezählt werden kann wie die Kohlenstofftargets. Diese Methode ist ablationssicher, da das Aktivierungsprodukt nicht in der expandierenden Li-Schicht enthalten ist. Bei sehr hohen Protonenleistungsdichten kann sich die ablatierende Li-Plasmaschicht jedoch so stark erhitzen, daß eine Verkürzung der Protonenreichweite und demzufolge eine Reduktion der γ -Quantenausbeute eintritt /5.57/.

Zur einfacheren Handhabung der Targets wird meist LiF anstelle von metallischem Li verwendet. Für die an den KALIF-Dioden durchgeführten Messungen wurde LiF unter Vakuum geschmolzen und mit einem Platinstempel in Schichten von 20 mm Durchmesser und 0,5 mm Dicke auf eine Kupferscheibe von 50 mm Durchmesser und 7 mm Dicke aufgedrückt.

Die Empfindlichkeit dieses Targetaufbaus wurde an einem Van de Graaff-Generator mit monoenergetischen Protonen bekannter Stromstärke geeicht. In Abb. 5.16 ist die Zahl der registrierten Koinzidenzereignisse pro Proton als Funktion der Energie aufgetragen. Diese Eichkurve schließt demnach auch die Empfindlichkeit der Koinzidenzapparatur ein. Dies ist sinnvoll, da die Nachweisempfindlichkeit der Meßapparatur für den Positronenzerfall in einer ${}^{22}\text{Na}$ -Eichquelle eine andere ist als für den Positronenzerfall in der relativ dicken und ausgedehnten Kupferscheibe.

Wie bei der ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ -Reaktion besitzt der Li-Cu-Detektor leider auch eine gewisse Empfindlichkeit gegen den natürlichen Anteil an Deuterium im Protonenstrahl. Bei der Van de Graaff-Eichung spielen Deuteronen keine Rolle, da sie in den Ablenkmagneten der Strahlrohre verloren gehen. Die Deuteronempfindlichkeit rührt von der ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ Reaktion her, die über die ${}^{63}\text{Cu}(n,2n){}^{62}\text{Cu}(\beta^+)$ -Reaktion zum gleichen Aktivierungsprodukt wie die (γ,n) -Reaktion führt. Dies macht die Einführung eines Korrekturfaktors notwendig, der in dem

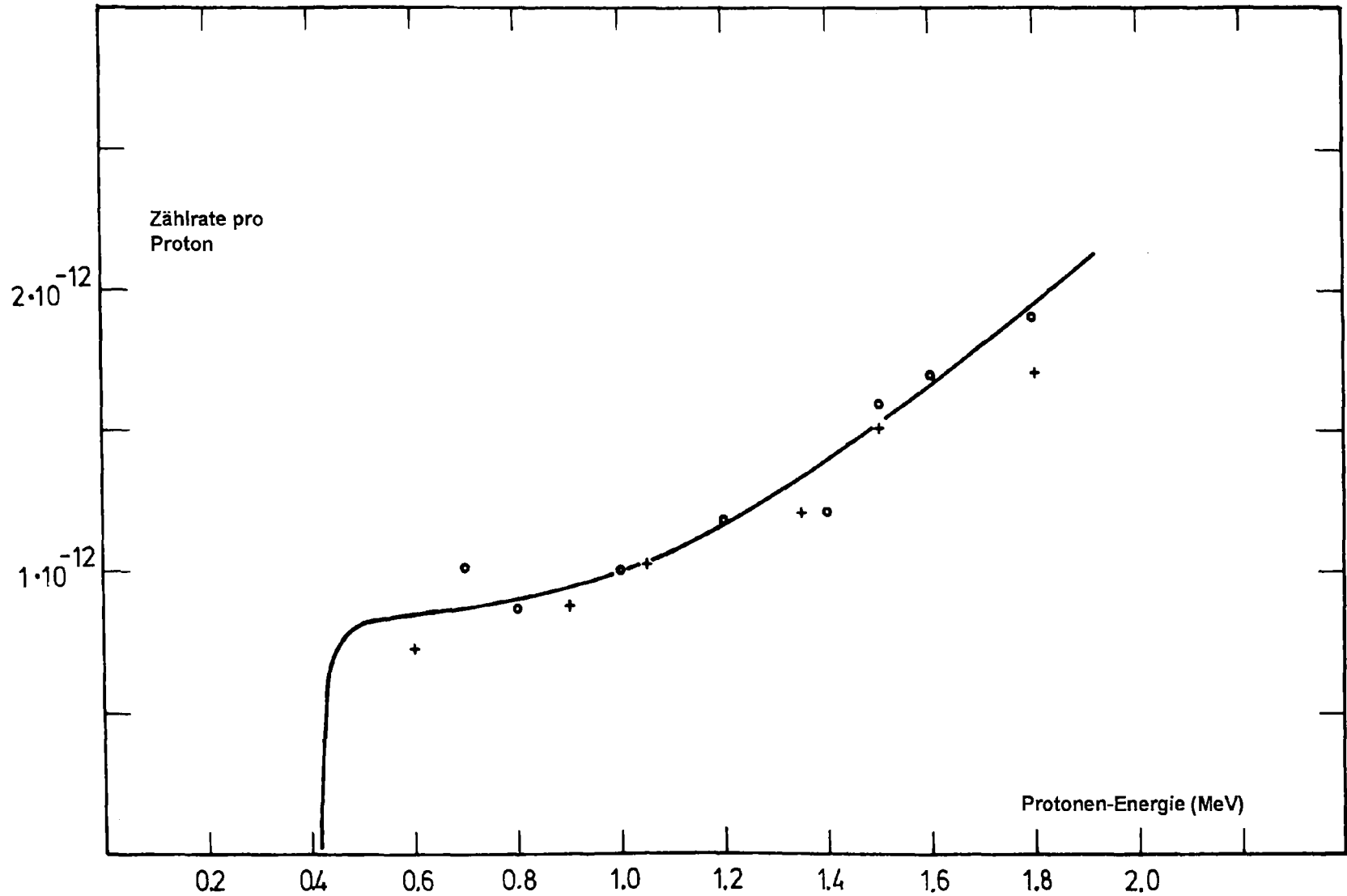


Abb. 5.16: Zahl der registrierten β^+ -Zerfälle pro Proton als Funktion der Protonenenergie für eine Targetanordnung aus LiF und Kupfer. Die Eichkurve schließt die Empfindlichkeit der γ - γ -Koinzidenzmeßapparatur ein.

Energieintervall zwischen 0,4 MeV und 1,8 MeV nahezu linear von 1,0 auf 0,7 abnimmt /5.56/.

Eine weitere Komplikation entsteht bei Protonenenergien oberhalb 1,88 MeV. Dies ist die Schwelle der ${}^7\text{Li}(p,n) {}^7\text{Be}$ Reaktion, bei der zunächst relativ niederenergetische Neutronen entstehen. Diese aktivieren das Kupfer über die ${}^{63}\text{Cu}(n,\gamma) {}^{64}\text{Cu}(\beta^+)$ Reaktion. Obwohl ${}^{64}\text{Cu}$ eine Halbwertszeit von 12,71 Stunden besitzt, können die Beiträge zur γ - γ -Koinzidenzzählrate erhebliche Anteile der Gesamtzählrate erreichen. Allerdings ist es möglich diesen Beitrag von ${}^{64}\text{Cu}$ zur Gesamtzählrate durch Aktivierungsmessungen zu sehr späten Zeiten, wenn die Aktivität von ${}^{62}\text{Cu}$ bereits vollständig abgeklungen ist, zu bestimmen und zu subtrahieren.

Ziel der Li-Cu-Aktivierungsmessungen ist die Bestimmung eines Eichfaktors zur Berechnung der absoluten Stromdichteverteilung aus den oben beschriebenen relativen Messungen der Verteilung. Der Zusammenhang zwischen der Anzahl der erzeugten ${}^{62}\text{Cu}$ -Kerne N_0 und dem Protonenstrom ergibt sich aus folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 N_0 &= (C-B) / (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) = \\
 &= \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{e} \left\{ y_p(E_p(t)) \cdot I_p(E_p(t)) + y_d(E_d(t)) I_d(E_d(t)) \right\} dt \\
 &= \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{e} I_p(E_p(t)) y_p(E_p(t)) \left\{ 1 + \frac{I_d}{I_p} \right\} dt \\
 &= \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{e} I_p(E_p(t)) y_p(E_p(t)) \left\{ 1 + \frac{\zeta(d)}{\sqrt{2}} \frac{y_d}{y_p} \right\} dt \\
 &= \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{e} I_p(E_p(t)) y_p(E_p(t)) \cdot KF dt \quad (5.148)
 \end{aligned}$$

Hierbei bedeuten:

N_0 = Anzahl der erzeugten ${}^{62}\text{Cu}$ -Kerne

C = Zahl der im Zeitintervall t_1, t_2 nach der Aktivierung registrierten Koinzidenzereignisse

- B = Zahl der registrierten Untergrundereignisse
 λ = Zerfallskonstante von ^{63}Cu = $\ln 2/T_{1/2}$; $T_{1/2} = 9,74$ min
 $y_{p,d}$ = Zahl der registrierten Koinzidenzereignisse pro Proton (Deuteron) der Energie E_p (E_d)
 $I_{p,d}$ = Protonen (Deuteronen)-Strom auf das Target
 $\zeta(d)$ = natürliche Isotopenhäufigkeit von Deuterium
 KF = $1 + \zeta(d)/\sqrt{2} \cdot y_d/y_p$ = Korrekturfaktor

Der Faktor $\sqrt{2}$ rührt von der Annahme, daß sowohl I_p als auch I_d raumladungsbegrenzt erzeugt werden.

τ_1, τ_2 = Zeitintervall des Protonenimpulses.

Als mittleren mit der Aktivierungsausbeute gewichteten Protonenstrom definieren wir

$$\langle I_p \rangle = \frac{\int_{\tau_1}^{\tau_2} I_p(E_p(t)) y_p(E_p(t)) KF dt}{\int_{\tau_1}^{\tau_2} y_p(E_p(t)) KF dt} \quad (5.149)$$

$$\langle I_p \rangle_a = \frac{e(C-B)}{(e^{-\lambda\tau_1} - e^{-\lambda\tau_2}) \int_{\tau_1}^{\tau_2} y_p(E_p(t)) \cdot KF dt} \quad (5.150)$$

Unter der Annahme, daß sich die für den Fokusort und die Diode berechneten Werte des Integrals im Zähler von Gleichung 5.149 nur durch die Stromamplitude unterscheiden, können der elektrisch gemessene Ionenstrom und die elektrisch gemessene Diodenspannung verwendet werden, um das Integral und durch Vergleich mit $\langle I_p \rangle_a$ den Eichfaktor für den Fokusort zu bestimmen. Diese Vorgehensweise führt auch dann noch zum richtigen Ergebnis, wenn auf dem Weg zwischen Diode und Fokus eine zeitliche Kompression (Bunching) des Ionenimpulses eintritt. Hiervon kann man sich überzeugen, wenn man bedenkt, daß Bunching nur eine Transformation der Zeitvariablen bedeutet. Zur Berechnung des tatsächlichen Stromverlaufs muß allerdings der Bunchingfaktor berücksichtigt werden.

Sind der Verlauf von $I_p(t)$ am Ort des Aktivierungstargets und die relative Stromdichteverteilung bekannt, so kann der Eichfaktor für die Stromdichte leicht bestimmt werden:

$$I_p(t) = \eta \cdot \int f_p(\vec{r}, t) dF \quad (5.151)$$

$f_p(\vec{r}, t)$ ist dabei die mit der ^{11}B -Reaktionsfolie bestimmte relative Protonenstromdichteverteilung. Bezüglich der Zeitabhängigkeit von $f_p(\vec{r}, t)$ wird angenommen, daß sich die Verteilung in dem mit Abbrems- und Filterfolie ausgesonderten relativ engen Energiebereich nicht ändert. Natürlich muß für die Bestimmung von η der zu diesem Energiebereich gehörige Protonenstrom $I_p(t(E_p))$ verwendet werden.

Mit Hilfe der elektrisch gemessenen Beschleunigungsspannung oder der mit Energieanalysatoren gemessenen Protonenenergie kann man schließlich die Protonenleistungsdichte im Maximum der Verteilung berechnen.

5.7 Fokussierungseigenschaften der KALIF-Diode

Sowohl zur Analyse der Strahltrajektorien als auch zur Bestimmung der Divergenzwinkel wurde die in Abschnitt 5.6.1 beschriebene Shadowbox mit Rutherford-Streufolie eingesetzt. Die Flugbahnen der Ionen werden sowohl durch Eigenfelder als auch durch die in den Driftraum hineinwirkenden Felder der Isolationsspulen beeinflusst und können daher von der angestrebten geradlinigen Ausbreitung abweichen. Besonders stark sind diese Abweichungen an den äußeren und inneren Rändern des annularen Ionenstrahls. Außer von der Lage der Bahnen im Strahl hängt das Ausmaß der Ablenkungen von der Energie- und Masse der Ionen ab. Abb. 5.17 zeigt die Ablenkung, die 1,7 MeV-Protonen an den Rändern des Strahls durch die Magnetfeldspulen erfahren. Bei dieser Berechnung der Flugbahnen wurde die Anfangsrichtung so gewählt, daß die Ionen bei geradliniger Ausbreitung einen gemeinsamen Schnittpunkt auf der Achse erreichen würden.

Aufgrund dieser Situation ist es erforderlich, die Richtung der Trajektorien an mehreren Orten entlang der Flugbahn zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde die Shadowbox-Apertur nacheinander an verschiedenen Positionen im Driftrohr eingesetzt. Die erste Position lag 5-8 mm hinter der 1,5 μm dicken Fensterfolie

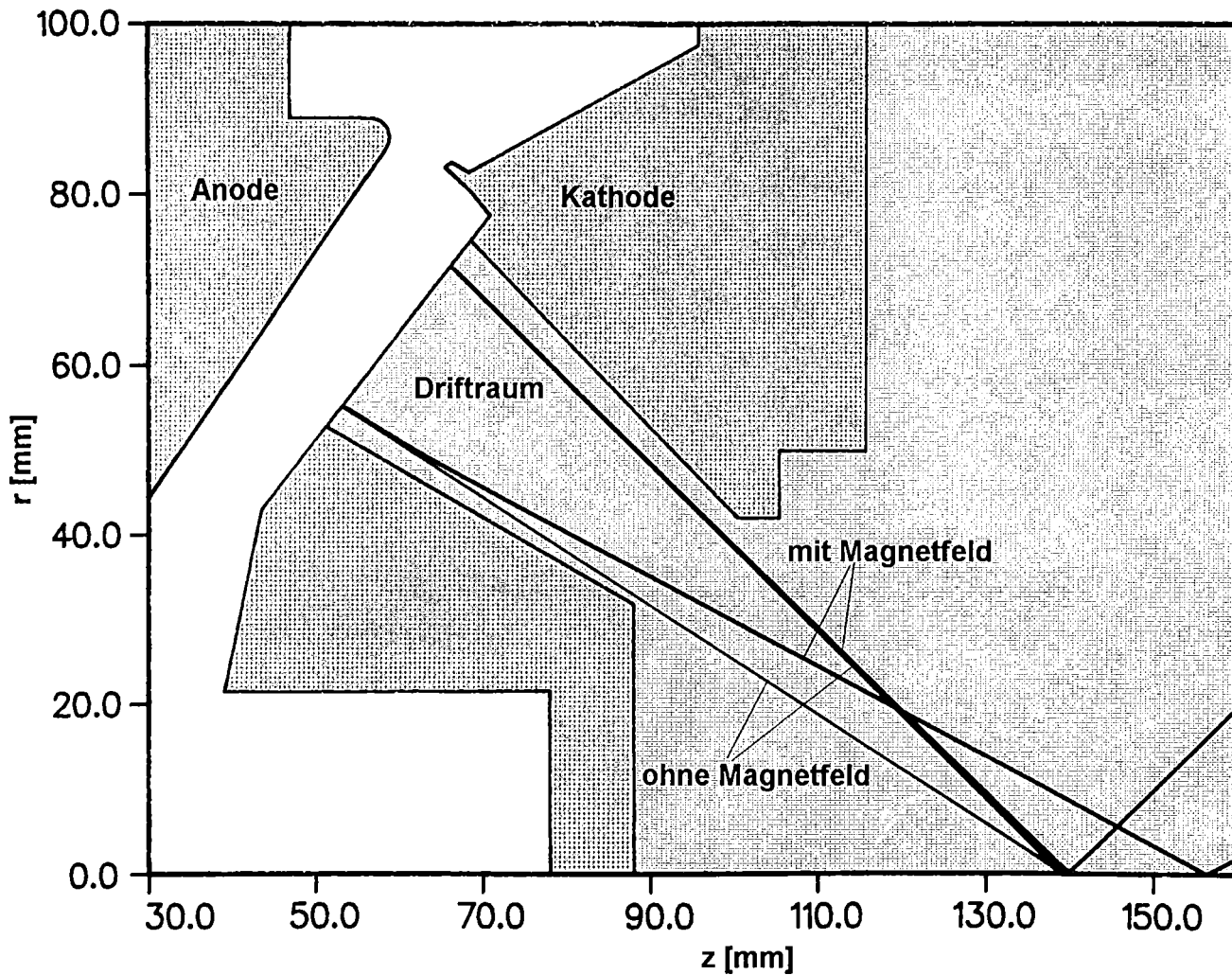


Abb. 5.17: Abweichung der Ionenbahnen an den inneren und äußeren Rändern eines annularen Ionenstrahls von der geradlinigen Ausbreitung. Hier gezeigt für 1,7 MeV Protonen im Driftraum der KALIF-Extraktordiode.

aus Mylar, die den gasgefüllten Driftraum gegen die Vakuumdiode abdichtet. In dieser Position kann die ursprüngliche Flugrichtung der Ionen unmittelbar nach dem Verlassen der Diode bestimmt werden. Dieselbe Anordnung eignet sich auch zur Messung der Divergenzwinkel. Die zweite Position lag hinter den Lamellen, die die innere Spule der Diode fixieren. Hinter diesen Lamellen ist das Feld der Magnetspulen weitgehend abgeschirmt und die Flugbahn der Ionen ist annähernd eine Gerade.

In beiden Shadowbox-Anordnungen wurde eine $2,5 \mu\text{m}$ dicke Ni-Folie als Rutherford-Streuer und ein mit $10 \mu\text{m}$ Al abgedeckter CR-39-Film in der Lochkamera als Detektor verwendet. Dadurch trugen nur Protonen mit Energien von mehr als 1,2 MeV zur Abbildung bei. Ein Beispiel für die mit einem Bildanalysesystem aus-

gewertete Spurendichte auf dem CR-39-Film zeigt Abb. 5.18. Mit Hilfe eines Computer-Programms zur Simulation der Trajektorien in vorgegebenen äußeren und inneren Feldern können die lokal gemessenen Trajektorien sowohl vorwärts (in Richtung Fokus) als auch rückwärts (in Richtung Diode) extrapoliert werden.

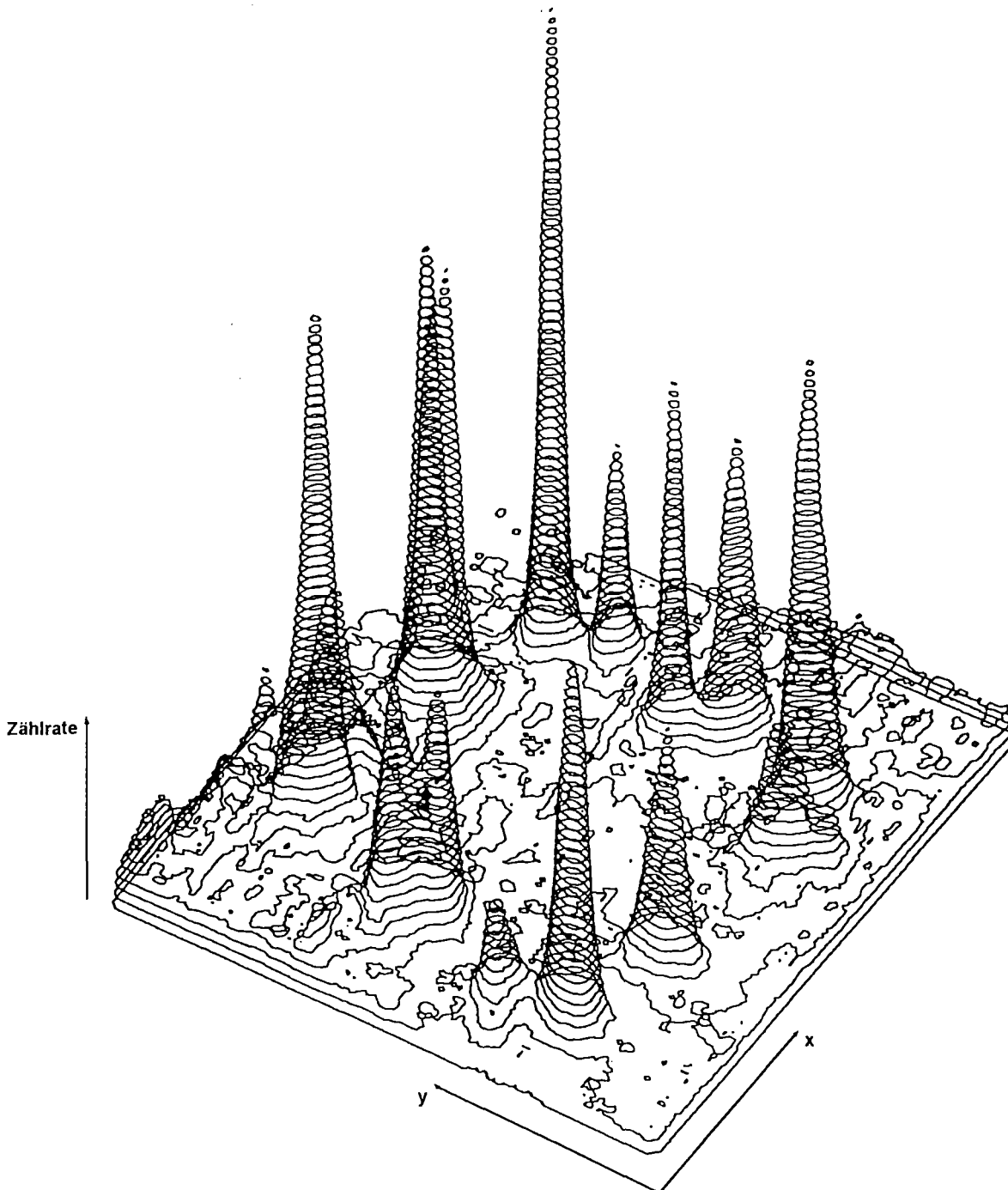


Abb. 5.18: Isometrische Darstellung der Spurendichte einer Shadow-box-Aufnahme auf dem CR-39-Film.

Als innere Felder werden dabei die Eigenmagnetfelder, die sich aus der unvollständigen Stromneutralisation des Ionenstrahls ergeben, berücksichtigt. Diese Felder werden aus Messungen des Nettostroms im Driftrohr unter der Annahme einer homogenen Verteilung des Neutralisationsgrades über den Strahlquerschnitt abgeleitet.

Da die virtuelle Kathode dem Profil der Magnetfeldlinie, die durch die Kathodenemissionskante verläuft, folgt, wurde anfänglich eine starke Krümmung des kathodenseitigen Randpotentials weg von der Anode erwartet und daher mit einer defokussierenden Wirkung der Diodenlinse gerechnet. Diese Annahmen wurden durch PIC-Code Rechnungen gestützt. Um dem entgegenzuwirken wurde die Anode daher in den ersten Experimenten mit einem Krümmungsradius von 12 cm oder weniger ausgeführt. Die Analyse der gemessenen Trajektorien zeigte jedoch, daß dies zu einer starken Überfokussierung des Strahls führte. Mit dieser Geometrie entstand ein Ringfokus in ca. 6 cm Entfernung von der Anode. Danach eingesetzte Anoden mit 15 cm Krümmungsradius führten noch nicht zu einer ausreichenden Verschiebung des Fokus auf die Achse. Erst bei Verwendung einer konischen Emissionsfläche auf der Anode erreichten die Trajektorien eine gemeinsame Taille auf der Achse mit einem Durchmesser von 5-7 mm. Lediglich die äußeren Randstrahlen trafen bei dieser Anodenform den gemeinsamen Fokus nicht.

Da die Diodenlinse in der verwendeten Anordnung das dominierende ionenoptische Element darstellt, kann das unerwartete Verhalten der Ionentrajektorien nur mit einer starken Veränderung der Äquipotentialflächen innerhalb des effektiven Beschleunigungsspalts erklärt werden. Als Ursache hierfür kommt sowohl eine Bewegung der virtuellen Kathode als auch der anodenseitigen Äquipotentialfläche in Betracht. Dabei ist die diamagnetische Bewegung der virtuellen Kathode mit der Expansion des Anodenplasmas und mit dem eingeschlossenen magnetischen Fluß eng verknüpft. Legen wir nur den anfänglichen (geometrischen) Beschleunigungsspalt zugrunde, so beträgt die Bewegung der virtuellen Kathode aus ihrer ursprünglichen Lage bei der verwendeten starken magnetischen Isolation lediglich 0,5 mm.

Ein Meßverfahren zur Bestimmung der Lage der ionenemittierenden Fläche vor der Anode ergibt sich aus folgenden Überlegungen: Wegen des äußerst kleinen Verhältnisses $\beta = 2 \mu_0 p / B^2$ zwischen dem thermischen Plasmadruck P und dem Magnetfelddruck $B^2 / 2 \mu_0$ kann das Anodenplasma nur expandieren, wenn das

Magnetfeld eindiffundiert. β ist typischerweise kleiner als 3%. Daher läßt sich eine Abschätzung der Lage der Plasmaoberfläche aus der Messung des kanonischen Impulses p_θ (s. Abschnitt 5.4.4) im magnetfeldfreien Abschnitt der Transportstrecke in der Nähe des Fokus gewinnen. Am genauesten kann diese Messung mit 2 um wenige cm gegeneinander axial versetzte Streufolien hinter der Shadowbox-Aperturmaske durchgeführt werden. Durch die Streuung der Ionen an beiden Folien entstehen auf dem Film der Lochkamera jeweils zwei Spuren für jeden Ionenstrahl. Verbindet man die Zentren dieser beiden Spuren in der r - θ -Ebene miteinander, so läßt sich der Radius der stärksten Annäherung an die Achse für jeden Strahl bestimmen. Eine solche Shadowbox-Aufnahme ist in Abb. 5.19 wiedergegeben. Mit Hilfe der Gleichung 5.127 läßt sich ableiten wieviel magnetischer Fluß durch die Emissionsfläche hindurchgedrungen ist. Legt man die ursprüngliche Magnetfeldverteilung im Diodenspalt zugrunde, so erhält man für jeden Trajektorienursprung auf der Anode eine obere Abschätzung für die Plasmaexpansion und aus der Summe der Meßpunkte eine Reproduktion der ungefähren Lage der Emissionsfläche. Abb. 5.20 zeigt die mit diesem Verfahren bestimmte Form und Lage der Anodenplasmaoberfläche zusammen mit dem ursprünglichen Magnetfeld. Wie erwartet ist die Expansion des Plasmas an den Rändern der Emissionszone etwas stärker als im Zentrum. Zum Zeitpunkt maximaler Leistung liegt sie zwischen 2 und 2,5 mm. Dies ist sicher eine obere Grenze für die Expansion, da der magnetische Fluß durch den diamagnetischen Effekt auf ein kleineres Intervall komprimiert wird.

Zur Vervollständigung unseres Bildes von der Äquipotentialflächenverteilung in der Diode benötigen wir noch die Lage der virtuellen Kathode. Eine einfache Abschätzung dieser Lage relativ zur ionenemittierenden Plasmaoberfläche ergibt sich aus dem Child-Langmuirschen Gesetz, wenn die Ionenstromdichte bekannt ist:

$$j = \epsilon \cdot 50,4 \frac{U^{3/2}}{d_{\text{eff}}^2} \quad (5.152)$$

(U in MV, d_{eff} in cm, j in A/cm²).

Die Stromdichte j läßt sich mit Hilfe von Faraday-Bechern messen oder durch Integration der Spuren auf dem CR-39-Film der Shadowbox-Aufnahmen gewinnen. Durch Auflösung von 5.152 nach d_{eff} an den verschiedenen Meßorten für j kann die Lage der virtuellen Kathode rekonstruiert werden. Zusätzlich ist hierzu eine Annahme über den Verstärkungsfaktor ϵ erforderlich. Als obere physikalisch

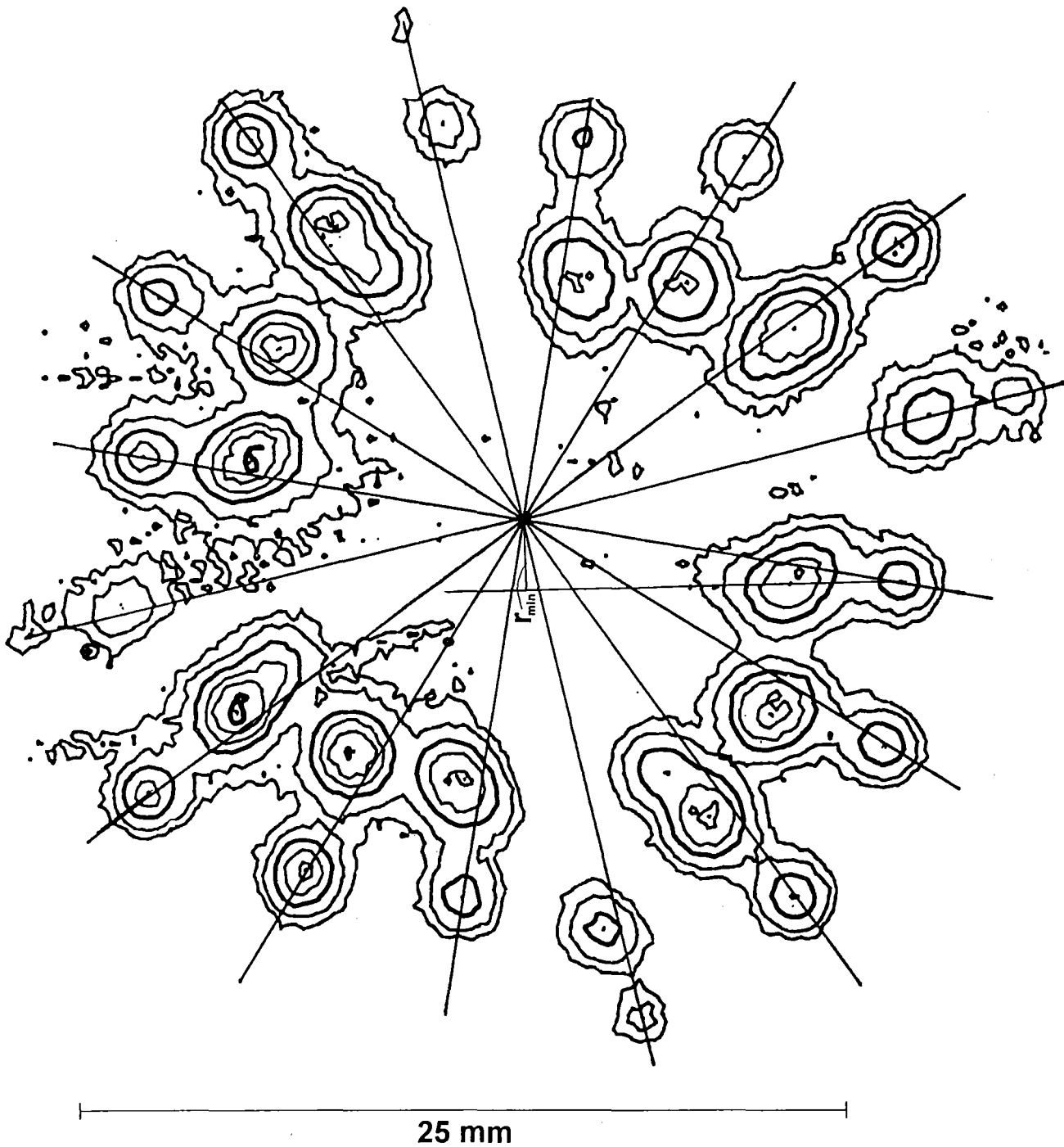


Abb. 5.19: Höhenliniendarstellung einer Shadowboxaufnahme zur Messung des kanonischen Drehimpulses der Ionen. In der Shadowbox wurden zwei um wenige cm gegeneinander verschobene Streufolien eingesetzt. Die Verbindung der Mittenpositionen der beiden zusammengehörigen Spuren ermöglicht die Bestimmung des Radius kleinster Annäherung an die Achse, der über Gleichung 5.127 mit dem kanonischen Impuls verknüpft ist.

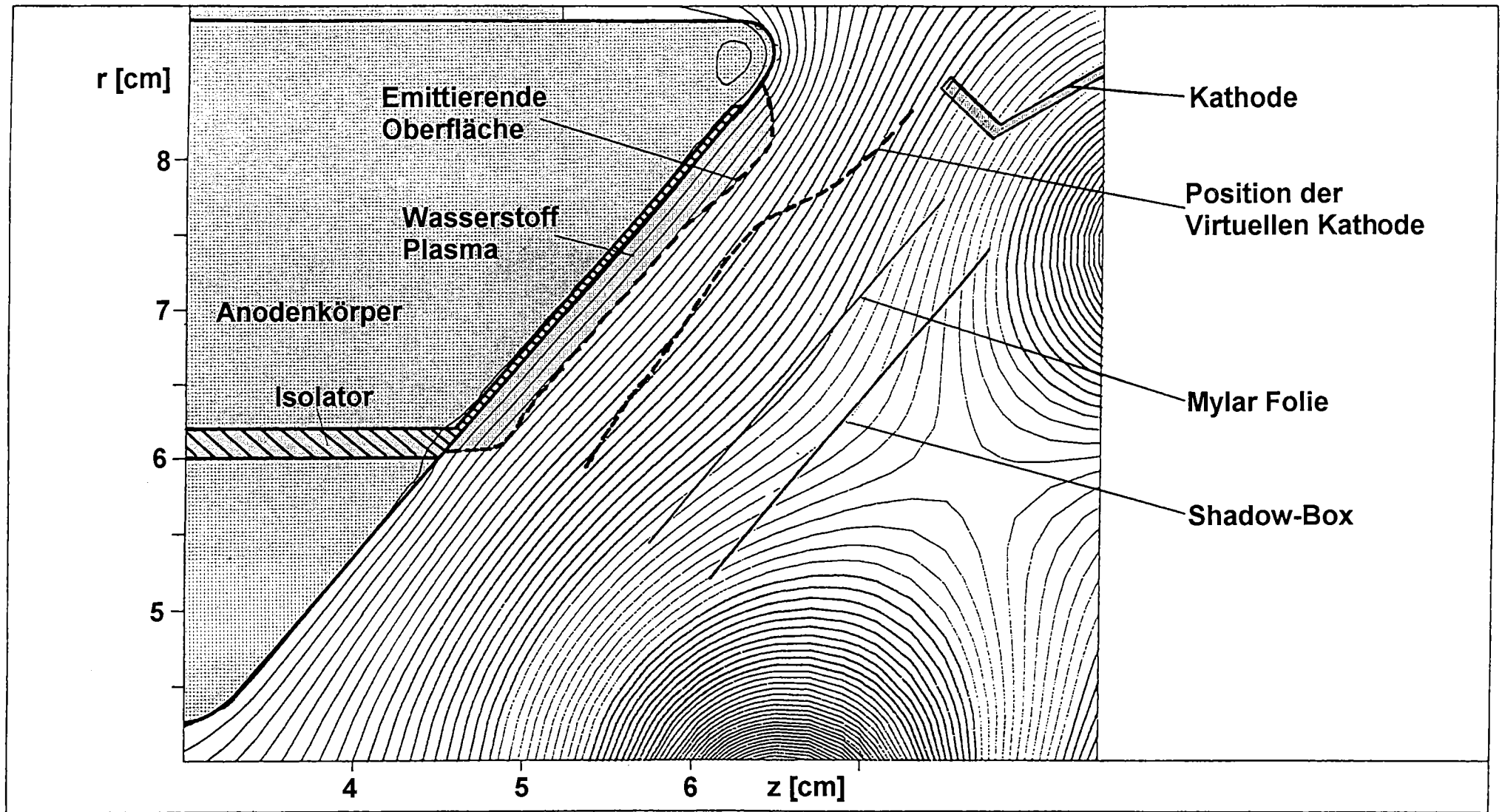


Abb. 5.20: Darstellung der aus Messungen des kanonischen Impulses abgeleiteten Position der emittierenden Oberfläche der Anode und der aus Stromdichtemessungen gewonnenen Position der virtuellen Kathode. Die Abbildung zeigt die Umriss des Anodenkörpers, der Kathodenemissionskante, sowie die Position der Driftrohrfolie und der Shadowbox-Apertur. Widergegeben wurde auch die ursprüngliche Verteilung der Magnetfeldlinien in der Diode.

sinnvolle Grenze kann sicher der Wert $\varepsilon = 5,5$ angesehen werden, der sich für eine homogene Verteilung der Elektronenraumladung im Beschleunigungsspalt ergibt (s. Abschnitt 4.5). Unter diesen Annahmen findet man die ebenfalls in Abb. 5.20 eingezeichnete Form der virtuellen Kathode. Die ionenoptische Wirkung der Diodenlinse ist weitgehend durch den Verlauf der Randpotentiale bestimmt. Wir können nun die Überfokussierung der Ionentrajektorien im Fall der sphärischen Anode verstehen. Sie entsteht durch die gleichsinnig wirkende Krümmung der Randpotentialflächen. Darüberhinaus wird die starke nach innen gerichtete Ablenkung der äußeren Randstrahlen, die sogar für die konische Anodenoberfläche beobachtet wird, verständlich. Die stärkere Expansion des Anodenplasmas, insbesondere am äußeren Rand der Emissionszone deutet möglicherweise auf einen unzureichenden elektrischen Kontakt zwischen den dünnen Ti-Pd-Metallfilmen und dem massiven Anodenkörper hin. Zusätzlich nimmt bei homogener Ionenemission die durch den Elektronenrückstrom verursachte Stromdichte im Plasma mit dem Radius zu und erzeugt dadurch eine stärkere Heizung des Plasmas in der äußeren Randzone.

Die Auswertung der zu den einzelnen Strahlen gehörenden Spurendichteverteilungen auf den CR-39-Filmen der Shadowboxaufnahmen ergab für die mikroskopische Divergenz Werte zwischen $1,1^\circ$ und $1,3^\circ$ bei starker magnetischer Isolation ($V_{\text{crit}}/V \geq 3.2$). Dieser Wert schließt sowohl Beiträge von Prozessen in der Diode als auch im Driftraum ein. Zieht man hiervon die Beiträge durch Kleinwinkelstreuungen in der Fensterfolie und im Driftrohrgas ab, so erhält man die allein auf Vorgänge in der Diode zurückzuführende Divergenz von $0,9^\circ - 1,1^\circ$. Um die mit der Diode theoretisch erreichbare maximale Ionenstrahlleistungsdichte abschätzen zu können, benötigen wir zusätzlich einen Meßwert für die in Abschnitt 5.4.1 definierte makroskopische Divergenz. Diese ergibt sich aus der durchschnittlichen radialen und azimuthalen Abweichung korrespondierender Strahlen von einer mittleren Position. Durch quadratische Addition der mikroskopischen und makroskopischen Divergenzwinkel erhält man schließlich die Gesamtdivergenz von $1,4^\circ$. Mit Hilfe dieses Wertes und der in Kapitel 4.6 angegebenen Protonenleistung ($P_p = 0,64 \text{ TW}$) und unter Verwendung der geometrischen Daten der Diode berechnet man eine maximal erreichbare Leistungsdichte von $W_p = 1,5 \text{ TW/cm}^2$ im Fokus. Dabei wurde auch die Transparenz des Driftraumes von $0,79$, die vor allem durch die Stützlammellen zur Fixierung der inneren Spule bestimmt ist, berücksichtigt.

Mit Hilfe der im vorangehenden Kapitel beschriebenen LiF-Cu-Aktivierung wurde gefunden, daß 0,45 TW der verfügbaren Protonenleistung das Target erreichten. Zieht man die Transparenz des Driftraums in Betracht, so befindet sich dieser Wert in guter Übereinstimmung mit der aus elektrischen Messungen abgeleiteten Protonenleistung der Diode. Bei der Bestimmung der relativen Stromdichteverteilung im Fokus mit Hilfe der $p(B^{11},\alpha)2\alpha$ -Technik ergab sich eine etwas unsymmetrische Verteilung, die mit einer zweidimensionalen Gaußverteilung gefittet werden mußte. Die Varianzen dieser Verteilung wurden aus den Halbwertsbreiten zweier zueinander senkrechter Schnitte bestimmt. Diese Halbwertsbreiten lagen bei 5,3 bzw. 7,2 mm. Damit konnte schließlich die Leistungsdichte im Zentrum des Fokus berechnet werden, die 1,05 TW/cm² betrug. Dies ist die höchste Ionenstrahlleistungsdichte, die bisher mit einer Extraktionsdiode erreicht wurde.

Der Energieinhalt des Impulses lag zwischen 50 und 60 kJ, wovon zwischen 40 und 50 kJ den Fokus erreichten. Diese, mit einer relativ kleinen Anlage erreichte Impulsenergie entspricht der, die heute mit den stärksten Nd-Glaslasern bei der für eine effektive Ankopplung an das Target notwendigen Frequenzverdrehung ($\lambda = 0,35 \mu\text{m}$) erzeugt werden kann. Dieser Befund ist Ausdruck der hohen Effizienz der Ionenstrahlerzeugung.

6. Wege zur Steigerung der Ionenstrahlleistungsdichte

Wir haben in dieser Abhandlung die Grundlagen der Erzeugung von Ionenstrahlen hoher Strahlungsdichte mit leistungsstarken Hochspannungsimpuls-generatoren und einstufigen Vakuumdioden beschrieben.

Kernpunkte dieses Konzepts sind die effiziente Ankopplung der Ionnendiode an den Impulsgenerator, sowie die konsequente Kontrolle aller divergenzver-größernden Ursachen während des Beschleunigungsvorgangs und während des Strahltransports.

Anhand des 1,5 TW-Impulsgenerators KALIF und der für diesen Generator ent-wickelten fremdmagnetisch isolierten Extraktordiode haben wir gezeigt, wie mit dieser Technik leistungsstarke Ionenstrahlen mit hoher Impulsenergie erzeugt und fokussiert werden können. Von entscheidender Bedeutung war, daß in der für die Zuführung der elektrischen Impulsenergie an die Diode verwendeten selbstmagnetisch isolierten Vakuumübertragungsleitung der freie Elektronen-strom nur einen geringen Teil der elektrischen Impulsenergie transportiert. Um dies zu gewährleisten, muß die Impedanz der Diode nach Erreichen ihres quasi-stationären Betriebszustands erheblich geringer sein als die Vakuumimpedanz der Leitung. Allerdings führt eine hohe Impedanz der (i.a. kurzen) Leitung auch zu einer hohen Induktivität und damit zu einer Begrenzung des Leistungsanstiegs in der Diode. Welch überragende Bedeutung der effektive Transport der elektro-magnetischen Energie in der Vakuumleitung besitzt, zeigen die Befunde an PBFA II /6.1/. Dort werden von der an der Trennfläche zwischen Wasser- und Vakuum verfügbaren Impulsenergie von 2 MJ gerade 100 kJ in Ionenstrahlenergie um-gesetzt. Der überwiegende Teil der Energie geht in "Nebendioden" innerhalb der Vakuumleitung verloren. Daher erzeugt die Diode an PBFA II einen Ionen-strahl, mit nur doppelt soviel Energieinhalt wie die Diode an der 60mal kleineren Anlage KALIF. Hauptverantwortlich für diesen Zustand ist in der Tat die im Ver-gleich zur Diodenimpedanz zu geringe Impedanz der Vakuumleitung. Ein mög-licher Ausweg aus dieser Situation wären funktionstüchtige Plasmaöffnungs-schalter (s. Abschnitt 3.3).

Neben dem effizienten Energietransport ist die Unterdrückung wesentlicher Quellen der Strahldivergenz die zweite Basis für die erfolgreiche Erzeugung von Ionenstrahlen mit hoher Strahlungsdichte an KALIF. Mit Hilfe der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Pd-bedeckten Ti-Hydrid-Wasserstoffquelle gelang die Herstellung

einer Anodenplasmaschicht mit stark verbesserter Homogenität. Damit konnte der Beitrag einer der wichtigsten Quellen von Strahldivergenz, nämlich des fleckigen nichtglatten Anodenplasmas, stark reduziert werden. Günstig wurden die Eigenschaften der Diode auch durch das starke magnetische Isolationsfeld im Beschleunigungsspalt beeinflusst. Dadurch konnte nicht nur der Ionenwirkungsgrad in einer solchen Diode erstmals auf über 90% gesteigert werden, sondern auch die Impedanz der Diode stabilisiert und ein gemeinsames Plateau von Diodenstrom und -Spannung erzielt werden. Beides sind unerläßliche Bedingungen für die Reduktion der Varianz der Selbstablenkungen in dem durch Eigenfelder beherrschten intensiven Ionenstrahl. Wie analytische und numerische Untersuchungen der Diodenstabilität zeigen, wird durch ein starkes Magnetfeld auch das Anwachsen der durch Fluktuationen in der Elektronenschicht bedingten Divergenzanteile verzögert /6.2/.

Durch die mit den beschriebenen Maßnahmen verbesserten Voraussetzungen konnte an KALIF ein Protonenstrahl auf eine Flächenleistungsdichte von $1,0 \text{ TW/cm}^2$ fokussiert werden. Mit diesem Strahl ist es möglich, eine Leistungsdichte von mehr als 100 TW/g in Materie zu erzielen. Für die Materieforschung bei hohen Energiedichten ergeben sich damit neue Perspektiven: Mit einer relativ bescheidenen Anlage wie KALIF lassen sich nun Materiezustände dynamisch erzeugen und untersuchen, die bisher nur mit relativ großem apparativen Aufwand zugänglich waren.

Dieser relative Erfolg darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß bis zum Erreichen der für Experimente im Bereich der Trägheitsfusion benötigten Leistungsdichten noch eine Steigerung um zwei Größenordnungen erforderlich ist. Wie das Beispiel PBFA II lehrt, kann diese Lücke vermutlich nicht allein durch Vergrößerung der Zahl der Generatormodule, die entweder eine gemeinsame große Diode oder viele einzelne Dioden speisen, geschlossen werden. In einer Konfiguration mit vielen singulären Dioden ist aus topologischen Gründen zusätzlich der Strahltransport über mehrere Meter bis zum Target zu lösen. Für Grundlagenexperimente ist dies eine unerwünschte Belastung.

Auf jeden Fall scheint daher eine weitere Steigerung der Strahlungsdichte oder äquivalent eine weitere Reduktion der Ionenstrahldivergenz erforderlich. An dieser Stelle muß daher die Frage erörtert werden, ob und wie die Strahlungsdichte von intensiven Leichtenstrahlen noch gesteigert werden kann. Eine fundamentale Begrenzung der Qualität der in einer einstufigen Diode be-

schleunigten Ionen mit praktischen Auswirkungen ist gegenwärtig noch nicht erkennbar. Natürlich stellt die Ionentemperatur des Anodenplasmas eine solche fundamentale Grenze dar. Als maximaler Wert kann eine Temperatur von 10 eV angesehen werden. Wie wir in Abschnitt 4.3 gezeigt haben, wächst diese Temperatur während der Impulsdauer auch bei Anwesenheit hoher Stromdichten im Plasma nicht wesentlich an. Bei Beschleunigungsspannungen von einigen MV ist ihr Beitrag zur Strahldivergenz daher nicht von praktischer Bedeutung. Kleinwinkelstreuungen im gasgefüllten Transportkanal, die wie wir in Abschnitt 5.5.3 gesehen haben, bei 1,7 MeV Protonen bereits merklich zur Gesamtdivergenz beitragen, lassen sich durch Verwendung höherer Beschleunigungsspannungen und größerer Ionenmassen ebenfalls bis zur Bedeutungslosigkeit reduzieren. Das gleiche gilt für alle divergenzähnlichen Effekte, die auf Eigenfelder zurückzuführen sind (s. hierzu die Diskussion in Abschnitt 5.4.5).

Damit ist bereits angedeutet, welcher Weg zur weiteren Steigerung der Strahlungsdichte offen steht: namentlich die Erhöhung der Beschleunigungsspannung und die Verwendung von Ionen mit höherer Massenzahl. Da dieser Weg an PBFA II beschränkt wurde, dort aber bisher nicht zum Erfolg führte, muß nach den Gründen gefragt werden. Bis vor kurzem lag die Divergenz der auf 9 MeV beschleunigten Li-Ionen bei nahezu 40 mrad [6.3]. Wie wir in Abschnitt 5.5 beschrieben haben, wird ein wesentlicher Teil dieser Divergenz durch die Wechselwirkung der Ionen mit den elektromagnetischen Fluktuationen in der instabilen Elektronenschicht verursacht. Insbesondere die Instabilitäten mit Frequenzen im Bereich der reziproken Ionen transitzeit wirken sich schädlich aus. Ihre Entstehung muß daher unterdrückt werden. Eine Schlüsselfunktion scheint hierbei die Elektronenraumladungsdichte im Diodenspalt einzunehmen. Vor kurzem mit einem zeitabhängigen, dreidimensionalen PIC-Code durchgeführte Stabilitätsanalysen haben ergeben, daß die Elektronenladungsdichte das 0,7-fache der Ladung bei Sättigung im Desjarlais'schen Diodenmodell nicht überschreiten darf [6.2]. Unter dieser Bedingung bleibt die hochfrequente, weniger divergenzschädliche Diocotron-Instabilität während des gesamten Impulses dominierend und das Auftreten der niederfrequenten Transitzeitinstabilität wird verhindert. Nach diesen Rechnungen sollte der durch Instabilitäten verursachte Divergenzwinkel bei Unterdrückung der Transitzeitinstabilität von 40 auf weniger als 10 mrad für einen 10 MeV Li-Strahl sinken. Mehrere neuere experimentelle Befunde stützen diese theoretische Voraussage:

Eine mögliche Maßnahme zur Begrenzung der Elektronenraumladungsdichte im Diodenspalt ist ein Elektronenkollektor auf der Anode. Für die KALIF-Extraktordiode ist dies ein 1 mm dicker Stahlring, der 5-6 mm senkrecht zur Anodenoberfläche in den Diodenspalt hineinragt und der sich auf kleinem Radius außerhalb der Emissionsfläche befindet. Von der Kathodenkante nach innen driftende Elektronen werden von diesem Stahlring weggefangen, wenn sie der Anodenoberfläche zu nahe kommen. Dadurch wird die Elektronenraumladungsdichte im Diodenspalt begrenzt. Wir haben vor kurzem erstmals die Wirkung eines solchen Kollektors in unserer Diode untersucht und in der Tat im Mittel eine 20-30%-ige Reduktion der Divergenzwinkel gefunden /6.4/. Solange der Elektronenkollektor relativ zur Kathodenemissionskante magnetisch isoliert bleibt, sind die durch ihn verursachten Elektronenverluste gering, und der Ionenwirkungsgrad der Diode wird nicht wesentlich verschlechtert.

Ein zweiter experimenteller Hinweis auf die Richtigkeit der theoretischen Voraussagen ist die vor kurzem gelungene Reduktion des Divergenzwinkels der Li-Strahlen an PBFA II von 40 mrad auf etwas unter 20 mrad allein durch Verdoppelung der Anodenemissionsfläche /6.3/. Der mit der Verdopplung der Anodenemissionsfläche einhergehenden Reduktion der Ionenstromdichte entspricht auch eine Verkleinerung der Elektronenraumladungsdichte im Beschleunigungsspalt.

Als weiterer Beleg für die bedeutsame Rolle der Elektronenraumladungsdichte bei der Entstehung der Strahldivergenz seien die vorläufigen Ergebnisse mit zweistufigen Dioden angeführt /6.5/. Aus diesen, allerdings bei relativ geringen Leistungen und Beschleunigungsspannungen durchgeführten Experimenten, wurde abgeleitet, daß die allein auf Ursachen in der Diode selber zurückzuführenden Beiträge zum Divergenzwinkel bei weniger als 8 mrad lagen. Als Hauptgrund wird die begrenzte Elektronenraumladung in der zweiten Stufe angesehen. In dieser Stufe wird die Elektronenraumladung durch die injizierte Ionenstromdichte bestimmt und kann daher kontrolliert eingestellt werden. Offenbar kann dadurch die Entstehung von elektromagnetischen Fluktuationen im schädlichen Frequenzbereich unterdrückt werden, und in der zweiten Beschleunigungsstufe wird demnach im wesentlichen nur longitudinale Geschwindigkeit addiert, d.h. die während der Beschleunigung in der ersten Stufe erworbene Divergenz verringert sich. Wird dieses Prinzip fortgesetzt, so führt es offensichtlich auf einen mehrstufigen Beschleuniger. Es ist bekannt, daß mehrstufige Beschleuniger Strahlen mit sehr geringer Divergenz erzeugen können.

Allein aufgrund dieser Erfahrung läßt sich vermuten, daß die zwei oder mehrstufige Beschleunigung von Ionen eine deutliche Steigerung der Strahlungsdichte bringen muß. Der damit skizzierte Beschleuniger unterscheidet sich aber immer noch wesentlich von den herkömmlichen Beschleunigerkonzepten. Auch bei mehrstufiger Beschleunigung spielen bei den hier betrachteten sehr intensiven Strahlen die Eigenfelder immer noch eine dominierende Rolle. Wird der Abstand zwischen den Stufen dem Beschleunigungsspalt vergleichbar, so muß auf dem Transportweg zwischen den Stufen für eine Neutralisation der Strahlen gesorgt werden. Dadurch kann sich die Komplexität des mehrstufigen Beschleunigers erheblich vergrößern.

Für die mehrstufige Beschleunigung von intensiven Ionenstrahlen eignet sich das HELIA-Konzept mit magnetisch isolierten Kavitäten am besten (s. Abschnitt 3.5). Die Ausgangsspannungen der einzelnen Kavitäten lassen sich gruppenweise zusammenfassen, um die gewünschte Aufteilung der Gesamtspannung auf die einzelnen Stufen zu erhalten.

Auch in einem mehrstufigen Beschleunigungskonzept ist die Qualität der Strahlen aus der ersten injizierenden Stufe nach wie vor wesentlich für die Qualität des am Ende extrahierten Strahls mitverantwortlich. Die Entwicklung geeigneter Anodenplasmaquellen, insbesondere für Ionen mit Massenzahlen größer als 1 und die Untersuchung und Verbesserung der Stabilitätseigenschaften von einstufigen Hochleistungsdioden, müssen daher weitergeführt werden.

Literaturverzeichnis

Kapitel 1

- 1.1 V.E. Fortov, I.T. Iakubov
"Physics of Nonideal Plasma", Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1990
- 1.2 W. Ebeling
"Thermophysical properties of hot dense plasmas", Teubner, Stuttgart, 1991
- 1.3 L.A. Artsimowitsch, R.S. Sagdejew
"Plasmaphysik für Physiker", B.G. Teubner, Stuttgart, 1983
- 1.4 W. Ebeling, W. Kraft, D. Kremp
"Theory of Bound States and Ionization Equilibrium in Plasma and Solids", Akademie-Verlag, Berlin, 1979
- 1.5 B. Goel, A.L. Ni
"Generation of Ultra High Pressures with Light Ion Beams", Proc. 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Washington, DC, May 25-29, 1992, Paper PB42
- 1.6 K. Baumung, G.I. Kanel, H.U. Karow, V. Licht, D. Rusch, J. Singer, O. Stoltz, G. Arnecke, H. Bachmann, W. Bauher, H. Bluhm, L. Buth, B. Goel, M.F. Göz, P. Hoppé, H. Lotz, C.D. Munz
"Hydrodynamic Target Experiments with Proton Beams at KALIF: Diagnostics of the Ablation Pressure by Laser Doppler Interferometry; Generation of Very High Pressures by Ablative Foil Acceleration and Impact"
loc. cit, Paper OA-5
- 1.7 D. Matthews, M. Rosen, S. Brown, N. Ceglio, D. Eder, A. Hawrylick, C. Keane, R. London, B. MacGowan, S. Maxon, D. Nilson, J. Sofield, J. Trebes
"X-ray laser research at the Lawrence Livermore National Laboratory Nova Laser Facility", J. Opt. Soc. Am. B Vol. 4, 575 (1987)
- 1.8 F.P. Schäfer
"Die Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse im Ultraviolett- und Röntgenbereich", Phys. Bl. 42, 283 (1986)
- 1.9 R.C. Elton
"X-Ray Lasers", Academic Press, Boston, 1990
- 1.10 D.L. Matthews et al.
"Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier", Phys. Rev. Lett. Vol. 54, 110 (1985)
- 1.11 M.A. Kumakhov, F.F. Komarov
"Multiple reflection from surface X-ray optics", Physics Reports 191, 289 (1990)
- 1.12 W.T. Silfvast, O.R. Wood II
"Photoionisation lasers pumped by broadband soft-X-ray flux from laser-produced plasmas", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 4, 609 (1987)

- 1.13 S. Suckewer, C.H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, D. Voorhees
"Amplification of Stimulated Soft-X-Ray Emission in a Confined Plasma Column", Phys. Rev. Lett. 55, 1753 (1985)
- 1.14 S. Suckewer, C.H. Skinner, D. Kim, E. Valeo, D. Voorhees, A. Wouters
"Divergence Measurements of Soft-X-Ray Laser Beam", Phys. Rev. Lett. 57, 1004 (1986)
- 1.15 B. Badger, et al.
"HIBALL-2: an improved conceptual heavy ion beam driven fusion reactor study", KfK-3840, 1985
- 1.16 B. Badger, et al.
"LIBRA - A Light Ion Beam Fusion Conceptual Reactor Design", KfK-4710, 1990
- 1.17 Sh.L. Kahalas
"Overview of US Inertial Fusion Program", Proc. 7th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 1, 347, Karlsruhe, July 4-8, 1988
- 1.18 R.E. Kidder
"Laser Driven Compression of Hollow Shells: Power Requirements and Stability Limitations", Nucl. Fus. 16, 3 (1976)
Energy Gain of Laser-Compressed Pellets: A simple Model Calculation", Nucl. Fus, 16, 405 (1976)
- 1.19 H. Bethe
"On the Theory of the Passage of Fast Particle Beams Through Matter", Ann. Phys. 5, 325 (1930)
- 1.20 F.C. Young, D. Mosher, S.J. Stephanakis, S.A. Goldstein
"Measurements of Enhanced Stopping of 1 MeV Deuterons in Target-Ablation Plasmas", Phys. Rev. Lett., 49, 549 (1982)
- 1.21 B. Goel, H. Bluhm
"Determination of Proton Stopping Power in Hot Plasma at KALIF", Journal De Physique, Coll. C7-169 (1988)
- 1.22 J.N. Olsen, T.A. Mehlhorn, J. Maenchen, D.J. Johnson
"Enhanced ion stopping powers in high-temperature targets", J. Appl. Phys. 58(8), 2958 (1985)
- 1.23 C. Deutsch
"Inertial confinement fusion driven by intense ion beams", Ann. Phys. Fr. 11, 1 (1986)
- 1.24 E. Nardi, Z. Zinamon
"Plasma Effects in Ion Beam Target Interaction", J. Physique Colloq. 44, C8-93 (1983)
- 1.25 R.O. Bangerter, in
Laser interaction and related plasma phenomena, Vol. 6, 1013 (1984), Plenum Press, New York
- 1.26 J.D. Lindl, W.C. Mead
"Behaviour of Fluid Instabilities in Laser Fusion Pellets: Results of 2-D Calculations", Phys. Rev. Lett. 34, 1273 (1975)

- 1.27 D.L. Cook et al.
"Light Ion Sources and Target Results on PBFA II", Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 1, 3, Novosibirsk, July 2-5, 1990
- 1.28 P. VanDevender, H. Bluhm
"Light Ion Accelerators for ICF", in "Nuclear Fusion by Inertial Confinement", G. Velarde, Editor; CRC Press, Boca Raton, 1993
- 1.29 R. Pakula, R. Sigel
"Generation of Intense Black-Body Radiation in a Cavity by a Laboratory Pulsed Power Source", Z. Naturforsch. 41a, 463 (1986)
- 1.30 R. Sigel, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, G.D. Tsakiris, S. Witkowski
"Laser-generated soft X-rays", Proc. SPIE, Vol. 831, San Diego, August 19-21, 1987
- 1.31 T. Shiba, H. Nakashima, T. Yokota, K. Nabeshima, Y. Yoshioka, Y. Konda
"Implosion-Burn Simulation for Soft X-Ray Driven Target Irradiated by Ion Beams", Proc. 6th Int. Conf. on High Power Particle Beams, 362, Kobe, June 9-12, 1986
- 1.32 T. Yabe
"Ion Beam Pulse Compression by Its Conversion into Soft X-Ray", Jpn. J. Appl. Phys. 23, L57 (1984)
- 1.33 K. Unterseer, J. Meyer-ter-Vehn
"On ion beam energy conversion into soft X-rays", Jpn. J. Appl. Phys., 23, 728 (1984)
- 1.34 T. Yabe, S. Ido, H. Nakashima, B. Goel, R. Fröhlich
"Ion Beam Pulse Compression and Amplification by Soft X-Ray Conversion"., Proc. 6th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, 378, Kobe, June 9-12, 1986
- 1.35 J.D. Lindl, J.W.K. Mark
"Recent Livermore Estimates on the Energy Gain of Cryogenic Single Shell Ion Beam Targets", LLNL Rpt. No. UCRL-90241
- 1.36 Ref. 1.28
- 1.37 R. Arnold, J. Meyer-ter-Vehn
"Inertial confinement fusion driven by heavy-ion beams", Rep. on Prog. in Phys. 50, 559 (1987)

Kapitel 2

- 2.1 S. Humphries
"Production and Post-Acceleration of Intense Ion Beams in Magnetically Insulated Gaps", SAND 79-1673
- 2.2 S.A. Slutz, M.P. Desjarlais
"Theory of multistage intense ion-beam acceleration", J. Appl. Phys. 67, 6705 (1990)

- S.A. Slutz, J.W. Poukey
 "Simulations of Multistage Intense Ion Beam Acceleration", Proc. 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Washington, DC, May 25-29, 1992, Paper PG-32
- 2.3 S. Miyamoto et al.
 "Two-stage ion diode experiments on induction adder", Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 1, 190, Novosibirsk, July 2-5, 1990
- 2.4 Ref. 1.15
- 2.5 D.C. Wilson, A.W. Maschke
 "Progress on the momentum-rich ion beam concept for ICF", Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 2, 801, Novosibirsk, July 2-5, 1990
- 2.6 A.W. Maschke
 "Final Report of the Momentum Rich Beam Study", TRW Report, June 1987
- 2.7 K.H. Beckurts, K. Wirtz
 "Neutron Physics", Springer Verlag, Berlin, 1964
- 2.8 K.U. Riemann
 "Die kinetische Randschicht eines schwach ionisierten Plasmas"
 Dissertation, Univ. Bochum, 1977
- 2.9 K.U. Riemann
 "Kinetic theory of the plasma sheath transition in a weakly ionized plasma", Phys. Fluids 24 (12), 2163 (1981)
- 2.10 F.F. Chen
 "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, New York, 1977
- 2.11 J. Cobine
 "Gaseous Conductors", Dover Publications, New York, 1958
- 2.12 C.A. Kapetanacos, J. Golden, W.M. Black
 "Dependence of the Ion Current on Voltage in a Reflex Triode", Phys. Rev. Lett. 37, 1236 (1976)
- 2.13 S.A. Goldstein, G. Cooperstein, R. Lee, D. Mosher, S.J. Stephanakis
 "Focusing of Intense Ion Beams from Pinched Beam Diodes", Phys. Rev. Lett. 40, 1504 (1978)
- 2.14 S.A. Goldstein, R. Lee
 "The Ion Induced Pinch and Enhancement of Ion Current by Pinched Electron Flow in Relativistic Diodes", Phys. Rev. Lett. 35, 1079 (1975)
- 2.15 C.W. Mendel, Jr.
 "Analytic theory of series field coil ion diodes", Phys. Rev.A, Vol. 27, 3258 (1983)
- 2.16 K.W. Zieher
 "Investigation of a Pulsed Self-Magnetically B_{θ} -Insulated Ion Diode", Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 228, 161 (1984)

- 2.17 P. Dreike, C. Eidenberger, S. Humphries, R.N. Sudan
"Production of Intense Proton Fluxes in a Magnetically Insulated Diode",
J. Appl. Phys. 47, 85 (1976)
- 2.18 D.J. Johnson et al.
"A radial ion diode for generating intense focused proton beams",
J. Appl. Phys. 53, 4579 (1982)
- 2.19 A. Kadish, W. Peter, M.E. Jones
"A Generalization of the Child-Langmuir Relation for One-Dimensional
Time-Dependent Diodes", IEEE Trans. Nucl. Sc. Vol. NS-32, 2576 (1985)
- 2.20 M. Lampel, M. Tiefenback
"An applied voltage to eliminate current transients in a one-dimensional
diode", Appl. Phys. Lett. 43, 57 (1983)

Kapitel 3

- 3.1 T.H. Martin, D.L. Johnson, D.H. McDaniel
"Super Power Generators", Proc. 2nd Int. Conf. on High Power Electron
and Ion Beam Research and Technology, Vol. II, 807, Ithaca, N.Y., October
3-5, 1977
- 3.2 H. Raether
"Electron Avalanches and Breakdown in Gases", Butterworths, London,
1964
L.B. Loeb
"Electrical Coronas", Univ. of Cal. Press, Berkeley, 1965
- 3.3 J.C. Martin
"Nanosecond Pulse Techniques", Proc. of the IEEE, Vol. 80, 934 (1992)
- 3.4 F.W. Gundlach
"Grundlagen der Höchstfrequenztechnik", Springer Verlag, Berlin, 1950
- 3.5 I.A. Lewis, F.H. Wells
"Millimicrosecond pulse techniques", Pergamon Press, London, 1959
- 3.6 D.R. Humphreys, K.J. Penn, J.S. Cap, R.G. Adams, J.F. Seamen, B.N. Turman
"Rimfire: A Six Megavolt Laser-Triggered Gas-Filled Switch for PBFA II",
Digest of Technical Papers, 5th Pulsed Power Conf. p. 262, Arlington, June
10-12, 1985
- 3.7 R.B. Miller
"An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams",
Plenum Press, New York, 1982
- 3.8 J. Dams, Th. Dunz, A. Kuchler, A.J. Schwab
"KAKTUS - A 24 MV/240 TW Pulse Power Generator Concept", Digest of
Technical Papers, 6th Pulsed Power Conf. p. 165, Arlington, June 29 - July
1, 1987
- 3.9 P.F. Ottinger, S.A. Goldstein, R.A. Meger
"Theoretical Modeling of the Plasma Erosion Opening Switch for Induc-
tive Storage Applications", J. Appl. Phys. 56 (3), 774 (1984)

- 3.10 C.W. Mendel, Jr., D.M. Zagar, G.S. Mills, S. Humphries, Jr., S.A. Goldstein
"Carbon Plasma Gun", Rev. Sci. Instrum. Vol. 51, 1641 (1980)
- 3.11 T. Renk
"Flashboards as a plasma source for plasma opening switch applications",
J. Appl. Phys. 65, 2651 (1989)
- 3.12 S. Lion
"Gepulste Kohlenstoffplasmaquellen für Plasmaöffnungsschalter",
Dissertation, Universität Braunschweig 1989
- 3.13 B.V. Weber et al.
"Plasma Erosion Opening Switch Research at NRL", IEEE Trans. on Plasma
Science, Vol. PS-15, 635 (1987)
- 3.14 H. Bluhm, K. Böhnelt, P. Hoppé, H.U. Karow, D. Rusch
"A Summary of Experimental Results from Inductive Store Pulse Com-
pression Experiments with Plasma Opening Switches on the Pulse Power
Generators Pollux and KALIF", IEEE Trans. Plasma Science, Vol. PS-15, 654
(1987)
- 3.15 H. Bluhm, J.B. Greenly, P. Hoppé, H.U. Karow, D. Rusch, H. Schülken
"Plasma Opening Switch Experiments on the 1.5 TW Generator KALIF
Using Flashboards as Plasma Sources", Proc. 7th Int. Conf. on High-Power
Particle Beams, Vol. I, 426, Karlsruhe, July 4-8, 1988
- 3.16 G.E. Rochau et al.
"Performance of Plasma Opening Switches for the Particle Beam Fusion
Accelerator II (PBFA II)", Proc. 7th IEEE Pulsed Power Conf., 251, June 1989
- 3.17 C.W. Mendel et al.
"Investigations of Magnetically Insulated Electron Flows", Proc. 7th Int.
Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. I, 83, Karlsruhe, July 4-8, 1988
- 3.18 J.M. Grossmann, P.F. Ottinger, R.J. Mason
"Current channel migration and magnetic field penetration in a perfectly
conducting plasma with emitting, conducting boundaries", J. Appl. Phys.
66, 2307 (1989)
- 3.19 A.S. Kingsep, Yu.V. Mokhov, K.V. Chukbar
"Nonlinear skin effect in plasmas", Sov. J. Plasma Phys. 10, 495 (1984)
- 3.20 L.I. Rudakov, C.E. Seyler, R.N. Sudan
"Electron and Hall Magnetohydrodynamics and Magnetic Field Penetrati-
on in Plasma", Comm. Plasma Phys. Controlled Fusion, Vol. 14, 171 (1991)
- 3.21 R.J. Mason, M.E. Jones, J.M. Grossman, P.F. Ottinger
"Three-fluid simulation of the plasma-erosion-opening switch", J. Appl.
Phys. 64, 4208 (1988)
- 3.22 H. Fruchtman, K. Gamberoff
"Magnetic field penetration and electron heating in weakly nonuniform
plasmas", Phys. Fluids B4, 117 (1992)
- 3.23 L.I. Rudakov
KfK (1992), unveröffentlichter Bericht

- 3.24 E.I. Baranchikov, A.V. Gordeev, V.D. Korolev, V.P. Smirnov
"Magnetic Self-Insulation of Vacuum Transmission Lines", Proc. 2nd Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, Vol. 1, 3, Ithaca, October 3-5, 1977
- 3.25 A. Ron, A.A. Mondelli, N. Rostoker
"Equilibria for Magnetic Insulation", IEEE Trans. Plasma Sci. PS-1, 85 (1973)
- 3.26 J.M. Creedon
"Relativistic Brillouin flow in the high v/γ diode", Journ. of Appl. Phys. Vol. 46, 2946 (1975)
- 3.27 M.S. DiCapua
"Magnetic Insulation", IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. PS-11, 205 (1983)
- 3.28 J.P. VanDevender, et al.
"Self-Magnetically Insulated Electron Flow in Vacuum Transmission Lines", Physica 104C, 167 (1981)
- 3.29 J.M. Creedon
"Magnetic Cutoff in high-current diodes", Journ. of Appl. Phys. Vol. 48, 1070 (1977)
- 3.30 H. Goldstein
"Klassische Mechanik", Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt, 1963
- 3.31 M.Y. Wang, M.S. DiCapua
"Operating point of long magnetically insulated vacuum transmission lines", J. Appl. Phys. 51, 5610 (1980)
- 3.32 L.D. Landau, E.M. Lifschitz
"Klassische Feldtheorie", Akademie-Verlag, Berlin, 1981
- 3.33 C.W. Mendel, Jr.
"Planar one-dimensional magnetically insulated electron flow for arbitrary canonical-momentum distribution", J. Appl. Phys. 50, 3830 (1979)
- 3.34 C.W. Mendel, Jr., D.B. Seidel, S.A. Slutz
"A general theory of magnetically insulated electron flow", Phys. Fluids 26, 3628 (1983)
- 3.35 K.D. Bergeron
"Equivalent circuit approach to long magnetically insulated transmission lines", J. Appl. Phys. 48, 3065 (1977)
- 3.36 M.S. DiCapua, D.G. Pellinen
"Propagation of power pulses in magnetically insulated vacuum transmission lines", J. Appl. Phys. 50, 3713 (1979)
- 3.37 M.E. Savage, C.W. Mendel, Jr., T.W. Grosser, W.W. Simpson, D.M. Zagar
"Time-resolved voltage measurements in terawatt magnetically insulated transmission lines", Rev. Sci. Instr. 61, 3812 (1990)
- 3.38 A.J. Schwab
"Hochspannungsmeßtechnik", Springer Verlag, Berlin 1969

- 3.39 A. K uchler, J. Dams, Th. Dunz, A. Schwab
"Kapazitive Sensoren zur Messung transienter elektrischer Felder und Spannungen", Archiv f ur Elektrotechnik 68, 335 (1985)
- 3.40 D.G. Pellenin, I. Smith
"A Reliable Multimegavolt Voltage Divider"
Rev. Sci. Instrum. 43, 299 (1972)
- 3.41 W.R. Cravey, R. Anderson, P. Wheeler, D. Kraybill, N. Molau, D. Wojtowicz
Proc. 7th IEEE Pulsed Power Conf., p. 919, Piscataway, NJ, 1989
- 3.42 H. Bachmann, H. Bluhm, K. B ohnel, L. Buth, P. Hopp e, H.U. Karow, A. Klumpp, D. Rusch
"Diagnostic Developments for Ion Diode and POS Inductive Storage Experiments at KfK", Proc. 6th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, 93, Kobe, June 9-12, 1986
- 3.43 H. Kunz, A.J. Schwab
"Bandwidth Limiting Resonance Phenomena in Impulse Voltage Measurements with Electro-Optic Sensors", Proc. 7th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. II, 1458, Karlsruhe, July 4-8, 1988
- 3.44 H. Ehrler
"Aufbau eines optoelektrischen Me systems zur elektrischen Feldst rkemessung und Anwendung bei Hochleistungs-Pseudofunkendioden", Dissertation, Universit t Karlsruhe, 1989, KfK 4555
- 3.45 R.L. Craun, D.L. Smith
"Analysis of Response Data for Several Organic Scintillators", Nucl. Instr. Meth. 80, 239 (1970)
- 3.46 Ref. 1.16
- 3.47 J.P. VanDevender et al.
"PBFA I: Pulsed Power Driver for Inertial Confinement Fusion", Proc. 4th Int. Conf. on High-Power Electron and Ion-Beam Research and Technology, Vol. II, 725, Palaiseau, June 29 - July 3, 1981
- 3.48 B.N. Turman et al.
"PBFA II, A 100 TW Pulsed Power Driver for the Inertial Confinement Fusion Program", Digest of Technical Papers, 5th IEEE Pulsed Power Conf., p. 155, Arlington, June 10-12, 1985
- 3.49 J.J. Ramirez et al.
"The Four Stage HELIA-Experiment", Digest of Technical Papers, 5th IEEE Pulsed Power Conf., p. 143, Arlington, June 10-12, 1985
- 3.50 J.J. Ramirez, K.P. Prestwich, I.D. Smith
"High-Power, Short-Pulse Generators Based on Induction Voltage Adders", Proc. of the IEEE, Vol. 80, 946 (1992)
- 3.51 D.L. Hanson, et al.
"Ion Coupling Efficiency for an Extraction Applied-B Ion Diode on the HELIA Linear Induction Adder in Positive Polarity", XIVth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 708, Santa Fe, Sept. 17-20, 1990

Kapitel 4

- 4.1 Ref. 3.32
- 4.2 D.J. Johnson et al.
"A radial ion diode for generating intense focused proton beams", J. Appl. Phys. 53, 4579 (1982)
- 4.3 D.J. Johnson, P.L. Dreike, S.A. Slutz, R.J. Leeper, E.J.T. Burns, J.R. Freeman, T.A. Melhorn, J.P. Quintenz
"Applied-B field ion diode studies at 3.5 TW", J. Appl. Phys. 54, 2230 (1983)
- 4.4 D.J. Johnson, R.J. Leeper, W.A. Stygar, R.S. Coats, T.A. Mehlhorn, J.P. Quintenz, S.A. Slutz, M.A. Sweeney
"Time-resolved proton focus of a high-power ion diode", J. Appl. Phys. 58, 12 (1985)
- 4.5 P.L. Dreike et al.
"Applied-B ion diode experiments on the Particle Beam Fusion Accelerator I", J. Appl. Phys. 60, 878 (1986)
- 4.6 T.A. Mehlhorn et al.
"Progress in Lithium-Beam Focusing and Beam-Target Interaction Experiments at Sandia National Laboratories", Paper OA-1, Proc. 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Washington, May 25-29, 1992
- 4.7 H.S. Carslaw, J.C. Jaeger
"Conduction of heat in solids", Clarendon Press, Oxford, 1973
- 4.8 H. Bluhm et al.
"Intense Ion Beam Source Development Experiments", Proc. 4th Int. Conf. on High-Power Electron and Ion-Beam Research and Technology, Vol. I, 87, Palaiseau, June 29 - July 3, 1981
- 4.9 D.J. Johnson, J.P. Quintenz, M.A. Sweeney
"Electron and ion kinetics and anode plasma formation in two Br-field ion diodes", J. Appl. Phys. 57, 794 (1985)
- 4.10 H. Boersch, H. Hanisch, W. Ehrlich
"Oberflächenentladungen über Isolatoren im Vakuum", Z. f. angew. Physik, Bd 15, 518 (1963)
- 4.11 R.A. Anderson
"Surface Flashover: Three Decades of Controversy", 14th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, p. 311, Santa Fe, Sept. 17-20, 1990
- 4.12 R.A. Anderson
"Role of the secondary electron emission in surface flashover of insulators in vacuum", Ann. Rept. Conf. on Electr. Insul. and Dielect. Phenom., p. 435, 1975
- 4.13 A.A. Avdienko
"Surface breakdown of solid dielectrics in vacuum. I. Characteristics for breakdown of insulators along the vacuum surface", Sov. Phys. Tech. Phys. Vol. 22, 982 (1977)

- 4.14 A.A. Avdienko, M.D. Malev
"Surface breakdown of solid dielectrics in vacuum. II. Mechanism for surface breakdown", *Sov. Phys. Tech. Phys.* 22, 986 (1977)
- 4.15 J.M. Meek, J.D. Craggs
"Electrical Breakdown of Gases", Clarendon Press, Oxford, 1953
- 4.16 J.E. Maenchen et al.
"Extreme-ultraviolet illumination effects of the PBFA-I magnetically insulated ion diode", *J. Appl. Phys.* 65, 448 (1989)
- 4.17 E.J.T. Burns, J.R. Woodworth, K.W. Bieg, T.A. Mehlhorn, W.A. Stygar, M.A. Sweeny
"A lithium-fluoride flashover ion source cleaned with a glow discharge and irradiated with vacuum-ultraviolet radiation", *J. Appl. Phys.* 63, 11 (1988)
- 4.18 K. Kasuya, K. Horioka, H. Yoneda, H. Sumitani, H. Tomita
"Recent results of experiments associated with cryogenic pulsed ion diodes", *Laser Part. Beams*, Vol. 7, 701 (1989)
- 4.19 R.A. Gerber, K.W. Bieg, P.L. Dreike, P.F. McKay, A.L. Pregonzer, G.C. Tisone, J.R. Woodworth
"Ion sources for light-ion fusion", *Rev. Sci. Instrum.* 61, 511 (1990)
- 4.20 R. Clampitt, D.K. Jefferies
"Molten metal field ion sources", *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 38*, 12 (1978)
- 4.21 A.L. Pregonzer
"Electrohydrodynamically driven, large-area liquid metal ion source for inertial confinement fusion", *Rev. Sci. Instr.* 61, 571 (1990)
- 4.22 A.L. Pregonzer, J.R. Woodworth
"Measurements of temporal and spatial characteristics of electrohydrodynamic instabilities", *J. Appl. Phys.* 65, 1823 (1989)
- 4.23 J.B. Greenly, L. Brissette, A. Dunning, S.C. Glidden, D.A. Hammer, W.A. Nonan
"Plasma-Anode Ion Diode Research at Cornell: Repetitive-Pulse and 0.1 TW Single-Pulse Experiments", *Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams*, Vol. 1, 199, Novosibirsk, July 2-5, 1990
- 4.24 Ref. 4.19
- 4.25 H. Bluhm, H. Laqua, K. Baumung, L. Buth, P. Hoppé
"Generation of uniform hydrogen anode plasma layers from hydro-generated Ti-Pd films", *Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams*, Vol. 2, 927, Novosibirsk, July 2-5, 1990
- 4.26 H. Bluhm, H. Laqua, L. Buth, P. Hoppé, D. Rusch
"Formation of a Homogeneous Hydrogen Plasma Layer for the Production of TW Ion Beams", *XVth Int. Symp. on Discharges and Electrical Ins. in Vacuum*, p. 679, Darmstadt, September 6-10, 1992
- 4.27 M. Nagasaka, T. Yamashina
"Solubility of Hydrogen and Deuterium in Titanium and Zirconium Under Very Low Pressure", *Journ. of the Less-Common Metals*, 45, 53 (1976)

- 4.28 W. Jost
"Diffusion in solids, liquids, gases", Academic Press, New York, 1960
- 4.29 E. Wicke, J. Blaurock
"New Experiments on and Interpretations of Hysteresis Effects of Pd-D₂ and Pd-H₂", Journ. of Less-Common Metals, 130, 351 (1987)
- 4.30 H. Jehn, H. Speck, W. Hehn, E. Fromm, G. Hörz
"Gases and carbon in metals, Palladium (Pd)", Physik Daten, Physics Data, Nr. 5-19, 1982, FIZ, Karlsruhe
- 4.31 H. Jehn, H. Speck, E. Fromm, G. Hörz
"Gases and carbon in metals, Titanium (Ti)", Physik Daten, Physics Data, Nr. 5-5, 1979, FIZ, Karlsruhe
- 4.32 J. Völkl, G. Alefeld
"Diffusion of Hydrogen in Metals", in Hydrogen in Metals I, Edited by G. Alefeld, J. Völkl, Springer Verlag, Berlin, 1978
- 4.33 E. Brauer, R. Gruner, F. Rauch
"Kinetics and Mechanism of Hydrogen Diffusion in Hydrides of Titanium, Zirconium and Ti Ni_{0.5}", Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 87, 341 (1983)
- 4.34 N. Boes, H. Zürcher
"Anwendung elektrochemischer Verfahren zur Untersuchung der Diffusion von Wasserstoff-Isotopen in V, Nb und Ta", Z. Naturforsch. 31a, 760 (1976)
- 4.35 N. Boes, H. Zürcher
"Herstellung wasserstoffdurchlässiger V-, Nb- und Ta-Folien mit Hilfe der UHV-Bedampfungstechnik", Z. Naturforsch. 31a, 754 (1976)
- 4.36 W. Auer, H.J. Grabke
"The Kinetics of Hydrogen Absorption in Palladium (α - and β -Phase) and Palladium-Silver Alloys", Ber. Bunsenges. Physik. Chem. 78, 58 (1974)
- 4.37 N.A. Galaktionowa
"Hydrogen-metal systems databook", Holon, Israel, 1981
- 4.38 P. Molmud
"Expansion of a Rarefied Gas Cloud into a Vacuum", Phys. of Fluids, Vol. 3, 362 (1960)
- 4.39 H. Laqua
"Untersuchungen zur Erzeugung einer homogenen Wasserstoffplasmaanode durch Oberflächenentladung auf einem hydrierten Metallfilm", Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1990
- 4.40 P. Dokopoulos
"Eine folienisolierte Mehrkanal-Funkenstrecke mit Nanosekunden Schaltzeit", ETZ-A Bd. 92, 87 (1991)
- 4.41 U. Katschinski, J.G.H. Salge
"Optically triggered semiconductor switch for a low-impedance Blumlein generator", SPIE's Conf. on Optically Activated Switching II, Vol. 1632, Los Angeles, Jan. 1992

- 4.42 S.C. Brown
"Basic Data of Plasma Physics", MIT Press, Cambridge, Mass., 1959
- 4.43 Ref. 4.26
- 4.44 H.W. Drawin
"Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium", Z. Physik, Bd. 228, 99 (1969)
- 4.45 P.L. Dreike, et al.
"Development of the BOLVAPS-LIBORS Lithium Ion Source for the PBFA II Accelerator", XIV Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, p. 614, Santa Fe, Sept. 17-20, 1990
- 4.46 K.W. Bieg, et al.
"A laser-produced lithium ion source for pulsed-power inertial confinement fusion", Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 2, 933, Novosibirsk, July 2-5, 1990
- 4.47 L.A. Artsimowitsch, R.S. Sagdejew
"Plasmaphysik für Physiker", B.G. Teubner, Stuttgart, 1983
- 4.48 R.D. Gill
"Plasma Physics and Nuclear Fusion Research", Academic Press, London, 1981
- 4.49 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 field", Phys. Rev. A, Vol. 39, 5842 (1989)
- 4.50 Y. Maron, L. Perelmutter, E. Sarid, M.E. Foord, M. Sarfaty
"Spectroscopic determination of particle fluxes and charge-state distributions in a pulsed-diode plasma", Phys. Rev. A, Vol. 41, 1074 (1990)
- 4.51 C.L. Olson
"Ion beam divergence due to plasma heating in the Ampfion diode", Laser Part. Beams 2, 255 (1984)
- 4.52 Y. Maron, M.D. Coleman, D.A. Hammer, H.S. Peng
"Experimental determination of the electric field and charge distribution in magnetically insulated ion diodes", Phys. Rev. A, Vol. 36, 2818 (1987)
- 4.53 S.A. Slutz
"Anode plasma ionization due to sheath heating in magnetically insulated ion diodes", J. Appl. Phys. 61, 1288 (1987)
- 4.54 Ref. 2.15
- 4.55 T.D. Pointon
"Charge exchange effects in ion diodes", J. Appl. Phys. 66, 2879 (1989)
- 4.56 M.P. Desjarlais
"The effect of charge exchange processes on ion diode impedance", J. Appl. Phys. 66, 2888 (1989)
- 4.57 C. Litwin, Y. Maron
"Role of neutrals in plasma expansion in ion diodes", Phys. Fluids B1, 670 (1989)

- 4.58 D.S. Prono, H. Ishizuka, B.W. Stallard, W.C. Turner
"Charge-Exchange Neutral Atom Filling of Ion Diodes: Its Effect on Diode Performance and A-K Shorting", *J. Appl. Phys.* Vol. 52, 3004 (1981)
- 4.59 R.J. Leeper, J.R. Lee, L. Kissel, D.J. Johnson, W.A. Stygar, D.E. Hebron
"Direct measurement of the energy spectrum of an intense proton beam", *J. Appl. Phys.* 60, 4059 (1986)
- 4.60 G.A. Mesyats, D.J. Proskurovsky
"Pulsed Electrical Discharge in Vacuum", Springer-Verlag, Berlin, 1989
- 4.61 R.H. Fowler, L. Nordheim
Proc. Roy. Soc. (London) A119, 173 (1928)
- 4.62 D. Alpert, D.A. Lee, E.M. Lyman, H.E. Tomaschke
"Initiation of Electrical Breakdown in Ultrahigh Vacuum", *J. Vac. Sci. Technol.* 1, 35 (1964)
- 4.63 P. Niedermann
"Experiments on Enhanced Field Emission", Thèse No. 2197, Dep. de Physique, Univ. Genf, 1986
- 4.64 R.V. Latham
"High Voltage Vacuum Insulation: The Physical Basis", Academic Press, London, 1981
- 4.65 J. Halbritter
"Dynamical Enhanced Electron Emission and Discharges at Contaminated Surfaces", *Appl. Phys. A* 39, 49 (1986)
- 4.66 F.R. Schwirzke
"Vacuum Breakdown on Metal Surfaces", *IEEE Trans. on Plasma Science*, Vol. 19, 690 (1991)
- 4.67 D. Hinshelwood
"Explosive Emission Cathode Plasmas in Intense Relativistic Electron Beam Diodes", NRL Report 5492, 1985
- 4.68 A.V. Zharinov, Yu.S. Popov
"Acceleration of Plasma by a Closed Hall Current", *Sov. Phys.-Techn. Phys.* Vol. 12, 208 (1967)
- 4.69 C.W. Mendel, Jr., J.P. Quintenz
"Efficiency of magnetically insulated ion diodes", *Comments Plasma Phys. Controll. Fus.* 8, 43 (1983)
- 4.90 M.P. Desjarlais
"Theory of applied-B ion diodes", *Phys. Fluids B* 1, 1709 (1989)
- 4.71 Th.M. Antonsen, Jr., E. Ott
"Theory of intense ion beam acceleration", *Phys. Fluids* Vol. 19, 52 (1976)
- 4.72 K.D. Bergeron
"Two-species flow in relativistic diodes near the critical field for magnetic insulation", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 28, 306 (1976)
"One- and two-species equilibria for magnetic insulation in coaxial geometry", *Phys. Fluids*, Vol. 20, 688 (1977)

- 4.73 P.A. Miller
"Impedance scaling of applied-B ion diodes", J. Appl. Phys. 57, 1473 (1985)
- 4.74 T. Westermann
"A particle in cell method as a tool for diode simulations", Nucl. Instr. Meth., Vol. A 263, 271 (1988)
- 4.75 E. Halter
"Die Berechnung elektrostatischer Felder in Pulsleistungsanlagen", KfK 4072, Karlsruhe, 1986
- 4.76 M.L. Kiefer, D.B. Seidel, R.S. Coats, J.P. Quintenz, T. Pointon, W.A. Johnson
"Architecture and computing philosophy of the Quicksilver, 3-D, electromagnetic particle-in-cell code", Proc. Conf. Codes and the Linear Accelerator Community, p. 323, Los Alamos, 1990
- 4.77 M.P. Desjarlais, T.D. Pointon, D.B. Seidel, R.S. Coats, M.L. Kiefer, J.P. Quintenz, S.A. Slutz
"Evolution and Control of Ion-Beam Divergence in Applied-B Diodes", Phys. Rev. Lett. Vol. 67, 3094 (1991)
- 4.78 P. Hoppé, H. Bluhm, H. Laqua, O. Stoltz
"Generation of Strong Radial Magnetic Insulation Fields", Paper, Proc. 9th Int. Conf. on High Power Particle Beams, Washington D.C., May 25-29, 1992, Paper PB-02
- 4.79 PROFI, Programm Dokumentation Version 7.0, 1987, PROFI Engineering, Darmstadt

Kapitel 5

- 5.1 J.D. Lawson
"The Physics of Charged-Particle Beams", Clarendon Press, Oxford, 1977
- 5.2 J.R. Pierce
"Theory and Design of Electron Beams", Van Nostrand, Princeton, 1954
- 5.3 L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze
"Stability of Relativistic Electron Beams in a Plasma and the Problem of Critical Currents", Sov. Phys. Usp. Vol. 14, 163 (1971)
- 5.4 L.P. Smith, P.L. Hartman
J. Appl. Phys. 11, 220 (1940)
- 5.5 M. Reiser
"Laminar-flow equilibria and limiting currents in magnetically focused relativistic beams", Phys. Fluids, Vol. 20, 477 (1977)
- 5.6 S. Humphries, Jr.
"Intense ion-beam neutralization in free space", Appl. Phys. Lett. 32, 792 (1978)
- 5.7 R. Sudan
"Neutralization of a propagating intense ion beam in vacuum", Appl. Phys. Lett. 44, 957 (1984)

- 5.8 R. Kraft, B.R. Kusse
"Observations of the thermalization of the neutralizing electrons in intense ion beams", J. Appl. Phys. 61, 2425 (1987)
- 5.9 J.W. Poukey, S. Humphries
"Fast neutralization of ion beams in the presence of transverse magnetic fields", Appl. Phys. Lett. 33, 122 (1978)
- 5.10 Ref. 2.16
- 5.11 J. Greenly
Cornell University, Private Mitteilung, 1980
- 5.12 Ref. 2.10
- 5.13 J.A. Swegle, S.A. Slutz
"Current Neutralization of Intense Light Ion Beams in Argon Gas", J. Appl. Phys. 60, 3444 (1986)
- 5.14 Ref. 4.7
- 5.15 Ref. 1.3
- 5.16 S.S.Yu zitiert in Ref. 5.13
- 5.17 R.N. Sudan
"Propagation of Intense Ion Beams in Ionized Media", Proc. 6th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, p. 22, Kobe, June 9-12, 1986
- 5.18 Ref. 4.48
- 5.19 T.J.M. Boyd, J.J. Sanderson
"Plasma Dynamics", Nelson, London, 1969
- 5.20 S. Humphries, Jr.
"Charged Particle Beams", John Wiley and Sons, New York, 1990
- 5.21 W. Walcher
"Some Remarks on Emittance and Brightness of Ion Sources and Ion Beams", Proc. 2nd Int. Conf. on Ion Sources, p. 111, Wien, Sept. 11-15, 1972
- 5.22 P.M. Lapostolle
"Possible ion beam quality deterioration due to non linear space charge effects", Proc. 2nd Int. Conf. on Ion Sources, p. 133, Wien, Sept. 11-15, 1972
- 5.23 S. Humphries, Jr.
"Intense Ion Beam Acceleration and Transport", Proc. 2nd Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Vol. I, p. 83, Ithaca, New York, October 3-5, 1977
- 5.24 M. Abramowitz, I.A. Stegun
"Handbook of Mathematical Functions", NBS, Applied Math. Ser. 55, Washington, 1964
- 5.25 M. Szilagy
"Electron and Ion Optics", Plenum Press, New York, 1988

- 5.26 T.P. Wright
"Analytic ion self-pinch formulae", Phys. Fluids 22, 1831 (1979)
- 5.27 Ref. 2.18
- 5.28 Ref. 3.30
- 5.29 H.U. Karow et al.
"Experiments at KALIF with Focusing Pinch-Reflex Diodes and B_0 -Diodes: Investigation of Ion Beam Structure and Anode Phenomena", Proc. 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 1, 445, Novosibirsk, June 2-5, 1990
- 5.30 H. Bachmann et al.
"Focusing Properties of High-Power, Low-Impedance Pinch Reflex Ion Diodes", Proc. 6th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, p. 126, Kobe, June 9-12, 1986
- 5.31 R. Sudan
"Plasma Physics and Ion Diodes", Lecture notes, KfK, July 1981
- 5.32 a) C.L. Chang, D.P. Chernin, A.T. Drobot, E. Ott, T.M. Antonsen, Jr.
"Electromagnetic stability of high-power ion diodes", Phys. Fluids 29, 1258 (1986)
b) J. Swegle
"Stability of relativistic laminar flow equilibria for electrons drifting in crossed fields"
Phys. Fluids 26, 1670 (1983)
- 5.33 E. Ott, T.M. Antonsen, Jr, C.L. Chang, A.T. Drobot
"Stability of magnetically insulated ion diodes", Phys. Fluids 28, 1948 (1985)
- 5.34 S.A. Slutz, W.A. Johnson
"The effect of a virtual cathode on the electromagnetic stability of high-power ion diodes", Phys. Fluids B 4, 1349 (1992)
- 5.35 R.C. Davidson
"Quasilinear theory of the diocotron instability for nonrelativistic non-neutral electron flow in planar geometry", Phys. Fluids 28, 1937 (1985)
- 5.36 G.B. Collins ed.
"Microwave Magnetrons", McGraw-Hill, New York, 1948
F. Okress ed.
"Crossed-Field Microwave Devices", Academic Press, New York, 1961
- 5.37 R.B. Miller
"An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams", Plenum Press, New York, 1982
- 5.38 W. Knauer, E.R. Stack
Trans. Tenth National Vacuum Symp., October 1962
F.M. Penning
"Electrical Discharges in Gases", The Macmillan Company, New York, 1957
- 5.39 O. Buneman, R.H. Levy, L.M. Linson
"Stability of Crossed-Field Electron Beams", J. Appl. Phys. Vol. 27, 3203 (1966)

- 5.40 R.C. Davidson
"Physics of Nonneutral Plasmas", Addison-Wesley, Redwood City, 1990
- 5.41 Ref. 4.77
- 5.42 F.S. Felber, B.A. Spivey
"Filamentation of space-charge-limited flow", Phys. Fluids, Vol. 25, 1279 (1982)
- 5.43 Ref. 4.59
- 5.44 R.C. Davidson, K.T. Tsang, H.S. Uhm
"Collective instabilities driven by anode plasma ions and electrons in a nonrelativistic cylindrical diode with applied magnetic field", Phys. Rev. A, Vol. 32, 1044 (1985)
- 5.45 M.P. Desjarlais, R.N. Sudan
"Electron diffusion and leakage currents in magnetically insulated diodes", Phys. Fluids 30, 1536 (1987)
- 5.46 G. Molière
"Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen. II. Mehrfach- und Vielfachstreuung", Z. Naturforschg., 3a, 78 (1948)
- 5.47 E. Fermi, unveröffentlicht
wiedergegeben von B. Rossi, K. Greisen, "Cosmic-Ray Theory", Rev. of Modern Physics, Vol. 13, 240 (1941)
- 5.48 G. Samogyi, J. Hunyadi
"Etching Properties of the CR-39 Polymeric Nuclear Track Detector", in Proc. of the 10th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, p. 443, Lyon, July 2-6, 1979. Und andere Beiträge in diesen Proceedings.
- 5.49 R.J. Leeper, W.A. Styar, R.P. Kensek, J.R. Lee, D.J. Johnson, T.R. Lockner, J. Maenchen, D.E. Hebron, D.F. Wenger
"Rutherford magnetic spectrograph for intense ion beam measurements on PBFA II", Rev. Sci. Instrum. 59, 1700 (1988)
- 5.50 A. van Steenbergen
"Evaluation of Particle Beam Phase Space Measurement Techniques", Nucl. Instr. and Meth. 51, 245 (1967)
- 5.51 J. Maenchen, T.A. Mehlhorn, D.F. Wenger, D.J. Johnson, T.R. Lockner
"Intense ion beam K_{α} measurements on PBFA II", Rev. Sci. Instr. 59, 1706 (1988)
- 5.52 S: Miyamoto et al.
"A diagnostic for intense focused proton beams using the $^{11}\text{B} (p,\alpha)^2\alpha$ reaction", J. Appl. Phys., Vol. 53, 5440 (1982)
- 5.53 A. Klumpp, H. Bluhm
"Untersuchungen zur Diagnostik von intensiven gepulsten Protonenstrahlen mit Hilfe der $^{11}\text{B} (p,\alpha)$ -Reaktion", KfK 4130, Karlsruhe, 1986
- 5.54 J.J. Ziegler
"Handbook of Stopping Cross Sections for Energetic Ions in All Elements", Vol. 5, Pergamon Press, New York, 1980

- 5.55 F.C. Young, J. Golden, C.A. Kapetanakos
"Diagnostics for intense pulsed ion beams", Rev. Sci. Instrum. Vol. 48, 432 (1977)
- 5.56 R. Leeper
"Nuclear Reaction Diagnostis for Intense Particle Beam Measurements", Nato Course on Fast Electrical and Optical Diagnostic Principles and Techniques, Castelvecchio, Italien, July 20-24, 1983
- 5.57 B. Goel, private Mitteilung

Kapitel 6

- 6.1 T.A. Mehlhorn et al.
"Progress in Lithium Beam Focusing and Beam-Target Interaction Experiments at Sandia Laboratories", Proc. 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Paper OA-1, Washington, DC, May 25-29, 1992
- 6.2 J.P. Quintenz et al.
"Theory of Instability-Generated Divergence of Intense Ion Beams from Applied-B Ion Diodes", Proc. of the IEEE Vol. 80, 971 (1992)
- 6.3 D. Cook, et al.
"Light-Ion-Driven Inertial Confinement Fusion", 14th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Paper B-2-2-1(R), Würzburg, September 30 - October 7, 1992
- 6.4 H. Bluhm, P. Hoppé, M. Althaus, H. Bachmann, W. Bauer, K. Baumung, L. Buth, H.U. Karow, H. Laqua, dD. Rusch, E. Stein, O. Stoltz
"Focussing Properties of a Strongly Insulated Applied B_r-Proton Diode with a Preformed Anode Plasma Source", Proc. 9th Int. Conf. on High Power Particle Beams, Vol. I, 51, Washington D.C., May 25-29, 1992
- 6.5 D. Cook, private Mitteilung, Oktober 1992