

Fortschritte bei der Erzeugung und Fokussierung intensiver, eigenfelddominierter gepulster Strahlen leichter Ionen

H. Bluhm, P. Hoppé, IHM

Einleitung

Intensive gepulste Strahlen leichter Ionen sind vielversprechende Werkzeuge für die Erschließung neuer Gebiete der Grundlagenforschung und für die Entwicklung neuartiger technischer Anwendungen. Unter intensiven Ionenstrahlen verstehen wir hier solche mit Pulsströmen im Bereich von MA, Teilchenenergien von einigen MeV und Pulsdauern von einigen 10 ns. Mit leichten Ionen bezeichnet man in diesem Zusammenhang das Gebiet von Wasserstoff bis Kohlenstoff. Auf Grund ihrer geringen Reichweite in Materie

können mit Hilfe dieser Ionenstrahlen in sehr kurzen Zeiten beträchtliche Energien (MJ/g) in Festkörpermaterie deponiert und ein noch weitgehend unbekanntes Gebiet im Phasendiagramm der Materie erschlossen werden, das für unser Verständnis vom Aufbau der Planeten und Sterne, für die Röntgenlaserforschung und für die Energieerzeugung mittels Trägheitsfusion von grundlegender Bedeutung ist. Dabei interessieren vor allem die thermodynamischen, elektrophysikalischen und optischen Eigenschaften der so erzeugten Materiezustände. Intensive gepulste Strahlen leichter

Ionen können mit hohem Wirkungsgrad, mit hoher Pulsenergie und mit sehr geringen spezifischen Kosten erzeugt werden. Hierauf beruht ihre Attraktivität als Treiber für die Trägheitsfusion [1] und für die Erzeugung starker epithermischer Neutronenquellen für die Bor-Neutroneneinfangtherapie von Tumoren [2].

Das wesentliche Element für die Erzeugung intensiver Leichtionenstrahlen mit höchster Strahlleistungsdichte ist ein aus zwei Stufen – der Injektor- und der Nachbeschleunigungsdiode – bestehender Beschleuniger (Abb. 1).

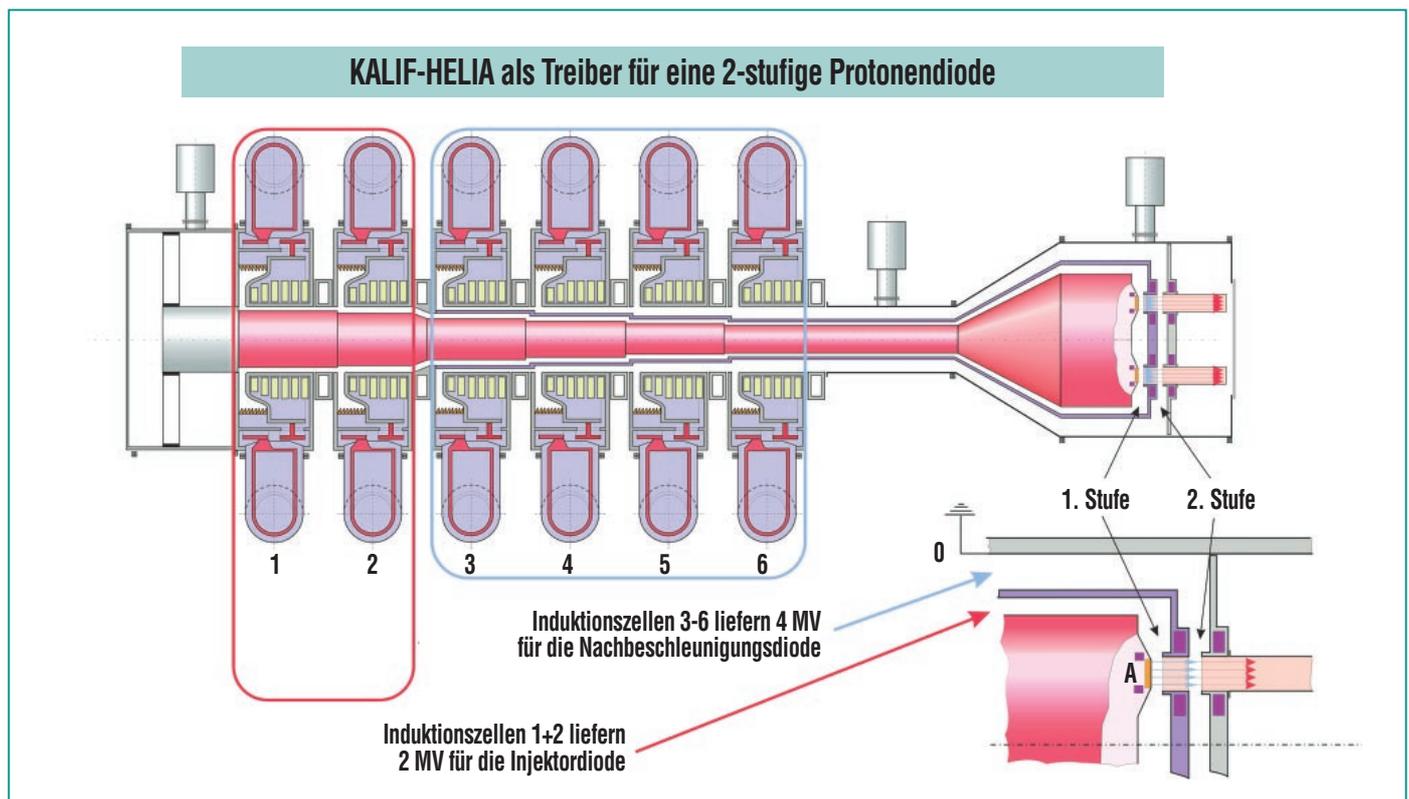


Abb. 1: Der 6-stufige Hochleistungsimpulsgenerator KALIF-HELIA (High Energy Linear Induction Adder) als Treiber einer zweistufigen Beschleunigeranordnung für leichte Ionen. Der Generator besteht aus 6 Induktionszellen und zwei konzentrischen ineinander geschobenen selbstmagnetisch isolierten Spannungsaddierern. Jede der Induktionszellen liefert eine Impulsspannung von 1 Megavolt. 2 Induktionszellen werden zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung in der Injektordiode und 4 zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung in der Nachbeschleunigungsdiode zusammengeschaltet.

Beide Dioden müssen bei Leistungsdichten im Bereich von einigen 10 GW/cm^2 und bei elektrischen Feldstärken von einigen MV/cm betrieben werden, um die gewünschte Strahlleistung von einigen TW mit praktikablen Emissionsflächen zu erreichen. Die Werte der beschleunigenden Feldstärke liegen damit um ca. zwei Größenordnungen über denen in konventionellen Beschleunigeranlagen. Mit der Erzeugung von gepulsten Ionenstrahlen bei Stromstärken im Megaampere-Bereich wird ein neues Gebiet der Beschleunigerphysik betreten, in dem die Strahleigenschaften wesentlich durch strom- und raumladungsbedingte Eigenfelder geprägt sind. Die Untersuchung der Bedingungen für die Erzeugung, Fokussierung und den Transport intensiver Ionenstrahlen mit hoher Strahlleistungsdichte ist daher selbst Gegenstand von Grundlagenforschung.

Zum Betrieb der Dioden wird ein Hochspannungsimpulsgenerator mit Leistungen im TW - und Spannungen im MV -Bereich benötigt. Alle Experimente, über die hier berichtet wird, wurden mit dem $1,7\text{-MV}/800\text{-kA}$ -Impulsgenerator KALIF [3] („Karlsruhe Light Ion Facility“)* durchgeführt.

Ziel der Untersuchungen, über die hier berichtet wird, war es, zu einem besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge bei der Beschleunigung in der Injektordiode beizutragen. Bis zu einem gewissen Grad ist es möglich, die Entwicklung des Leichtionenbeschleunigers in drei voneinander

unabhängige Schritte aufzuspalten: In die Entwicklung der Ionenquelle, in die Untersuchung des Injektorspalts und in die Untersuchung des Nachbeschleunigungsspalts. Obwohl es natürlich gewisse Wechselwirkungen zwischen der Ionenquelle und den Beschleunigungsspalten gibt, können die Ergebnisse von Untersuchungen der physikalischen Prozesse im Beschleunigungsspalt doch weitgehend verallgemeinert und als unabhängig von der Art der Ionenquelle angesehen werden, da der dominierende Faktor die hohe Leistungsdichte im Spalt ist.

Die fremdmagnetisch isolierte Injektordiode für Protonen

Ziel der Beschleunigung in der Injektordiode ist es, Strahlen mit möglichst hoher Güte zu erzeugen. Ein Maß für die Güte des Ionenstrahls ist seine Strahlleistungsdichte. Sie ist definiert als die im Strahl pro Flächen- und Raumwinkelement transportierte Energie. Die Strahlleistungsdichte ist der wichtigste Faktor für die im Fokus erreichbare Leistungsdichte. Alle hier beschriebenen Untersuchungen wurden an der in Abb. 2 dargestellten

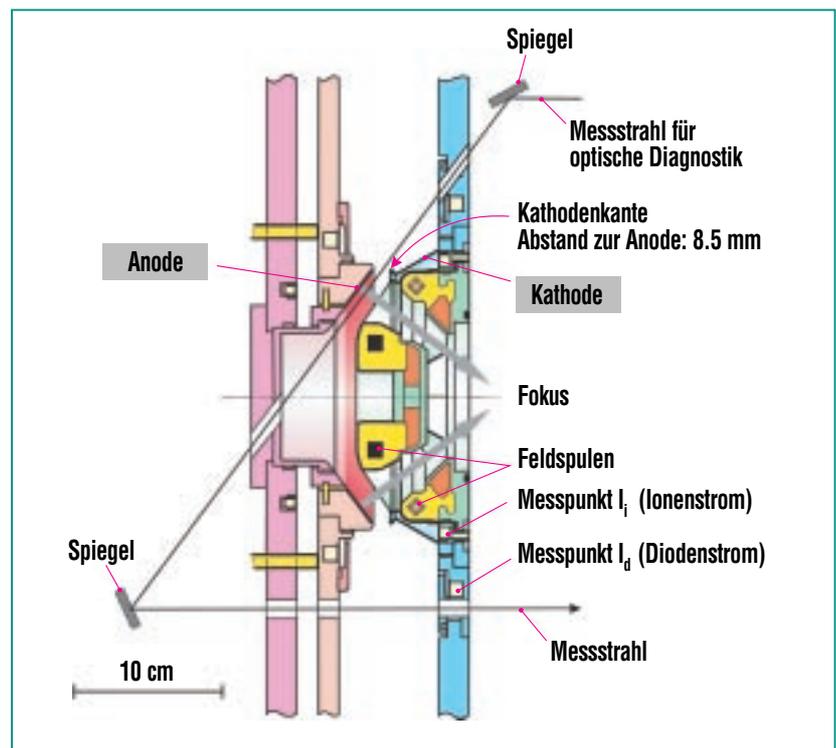


Abb. 2: Aufbau der an KALIF untersuchten fremdmagnetisch isolierten Injektordiode für Protonen: rot, die Anodenseite mit der ringförmigen Ionenquelle; blau, die Kathodenseite mit der Hohlkathode und der Emissionskante; gelb, die Anordnung der Feldspulen zur Erzeugung des isolierenden magnetischen Feldes.

* Die etwas missverständliche Namensgebung geht darauf zurück, dass der ursprünglich einzige Zweck des Generators, die Versorgung von Ionendioden mit der notwendigen Beschleunigungsspannung und Leistung war.

fremdmagnetisch isolierte Diode durchgeführt. Ihre Funktionsweise ist wie folgt:

Der Beschleunigungsspalt der Diode ist lediglich ca. 8 mm breit. Damit liegt, bei einer maximalen Spannung des verwendeten Pulsgenerators KALIF von 1,7 MV, die makroskopische Feldstärke bei ca. 200 MV/m, also weit oberhalb der 30 MV/m, bei der explosionsartige Elektronenfeldemission mit Plasmabildung an metallischen Oberflächen im Vakuum eintritt. Elektronen werden daher insbesondere vom Rand der Hohlkathode in den Spalt hinein beschleunigt. Damit sie die Anode nicht auf direktem Weg erreichen, wobei sie praktisch die gesamte vom Generator gelieferte Energie übernehmen würden, müssen sie durch ein extern erzeugtes magnetisches Feld daran gehindert werden, d.h. magnetisch isoliert werden. Dieses fremdmagnetische Feld von etwa 3T senkrecht zu den elektrischen Feldlinien wird mit Hilfe von zwei konzentrisch angeordneten Spulen erzeugt. Die vom Hohlkathodenrand emittierten Elektronen driften senkrecht zu den elektrischen und magnetischen Feldlinien. Da sie sich zugleich parallel zu den magnetischen Feldlinien ungehindert ausbreiten können, bilden sie einen elektronischen „Vorhang“, dessen kathodenseitiger Rand als virtuelle Kathode bezeichnet wird. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt zwischen der Anodenoberfläche und dieser virtuellen Kathode. Als Protonenquelle diente in unserer fremdmagnetisch isolierten Diode ein dünner, mit Wasserstoff beladener Ti-

tan-Palladium Film auf der Anodenoberfläche, aus dem der Wasserstoff durch pulsartiges Heizen in wenigen ns freigesetzt und mit Hilfe einer Oberflächengleitladung in eine sehr homogene dünne Plasmaschicht übergeführt wurde [4]. Die Plasmaerzeugung muss natürlich unmittelbar vor dem Auftreten der Beschleunigungsspannung in der Diode erfolgen. Damit die Prozesse im Beschleunigungsspalt nicht zu stark von der Ionenquelle beeinflusst werden, darf das Plasma nicht zu schnell über die Magnetfeldlinien expandieren.

Modellvorstellungen

Welches sind nun die Prozesse, die die Beschleunigung der Ionen im Spalt beeinflussen und die Eigenschaften der extrahierten Strahlen bestimmen? Simulationen vereinfachter Modelle der Injektordiode mit dreidimensionalen, voll elektromagnetischen Particle-in-cell-(PIC)-Codes haben ergeben, dass die Vorgänge im Beschleunigungsspalt durch die Dynamik der Elektronenschicht dominiert werden [5]. Anfänglich ist diese Elektronenschicht sehr dünn und drifft senkrecht zu den elektrischen und magnetischen Feldern in azimuthaler Richtung (Abb. 3). Aufgrund von Geschwindigkeitscherungen in dieser Schicht entwickelt sich jedoch sehr schnell die sogenannte „Diocroton“-Instabilität. Sie ist der Instabilität verwandt, die für die Entstehung von Wellen auf der Wasseroberfläche unter dem Einfluss von Wind verantwortlich ist. Der Einfluss dieser sehr hochfrequenten Instabilität auf die Strahllei-

stungsdichte der Ionenstrahlen ist noch relativ gering. Sie bewirkt jedoch eine Symmetriebrechung der Feldkonfiguration, da mit ihr fluktuierende Felder senkrecht zur Hauptbeschleunigungsrichtung verbunden sind und ermöglichen dadurch den Transport der Elektronen über die Magnetfeldlinien hinweg und damit die Ausbreitung der Elektronenschicht über den gesamten Beschleunigungsspalt. Sobald die Elektronenschicht die Anodenoberfläche erreicht, wird die Diocroton-Instabilität durch eine niederfrequente Instabilität abgelöst. Ihre Frequenz ist der Laufzeit der Ionen im Beschleunigungsspalt umgekehrt proportional. Aus diesem Grund hat diese niederfrequente Instabilität einen drastischen Effekt auf die Strahlleistungsdichte, denn die auf Grund der Instabilität auftretenden transversalen elektrischen Felder wirken während der gesamten Beschleunigung der Ionen im Injektorspalt in die gleiche Richtung.

Neben dieser unmittelbaren Auswirkung auf die Strahlqualität wird auch die Betriebsweise der Injektordiode beeinträchtigt. Da die Ionenstromdichte in Hochleistungsdioden im allgemeinen raumladungsbegrenzt ist, führt die mit der Elektronenschichtausbreitung verbundene Raumladungskompensation zu einer Erhöhung der Ionenstromdichte, die weit über dem Grenzwert im Vakuum, dem so genannten Child-Langmuir-Wert, liegt [6]. Dadurch wird auch das Kräftegleichgewicht im Diodenspalt gestört. Die erhöhte Ionenstromdichte erzeugt nämlich eine Kraft auf die virtuelle Kathode, die sie in Richtung Anode

bewegt. Falls diese Bewegung ausreichend schnell erfolgt, bleibt der magnetische Fluss zwischen Anode und virtueller Kathode eingeschlossen, d.h. die magneti-

sche Feldstärke in der Diode wächst, bis durch den steigenden magnetischen Druck auf die virtuelle Kathode deren Bewegung gestoppt und eine neue Gleich-

gewichtslage erreicht wird. Wenn das anwachsende magnetische Feld jedoch in das Anodenplasma (die Ionenquelle) eindringt, weil dessen Leitfähigkeit zu gering ist, wird die Stärke des sich aufbauenden magnetischen Drucks geschwächt und die Gleichgewichtslage der virtuellen Kathode noch weiter in Richtung Anode verschoben. Alle Effekte besitzen Auswirkungen auf die Diodenimpedanz – dem Verhältnis von Beschleunigungsspannung und Diodenstrom – und beeinflussen dadurch indirekt auch die Qualität der erzeugten Ionenstrahlen: Da der Hochspannungsimpuls-generator, der die Beschleunigungsspannung liefert, eine endliche Impedanz besitzt (beim KALIF Pulsgenerator sind dies $2,25 \Omega$), führt eine variierende Belastung, selbst bei ideal rechteckförmigen Impulsen, zu einer zeitlich veränderlichen Beschleunigungsspannung. Der Ionenstrahl ist damit nicht mehr monoenergetisch, und chromatische Aberrationen fokussierender Linsen werden ähnlich wie in der Optik zu Teilchenenergie abhängigen Fokusorten führen.

Diagnostiken und experimentelle Ergebnisse

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Vorstellungen von den Vorgängen im Diodenspalt beruhen anfänglich nur auf analytischen Modellen und Simulationen mit dreidimensionalen, relativistischen, voll elektromagnetischen PIC-Codes. Aufgrund der teilweise drastischen Vereinfachungen in diesen Rechnungen

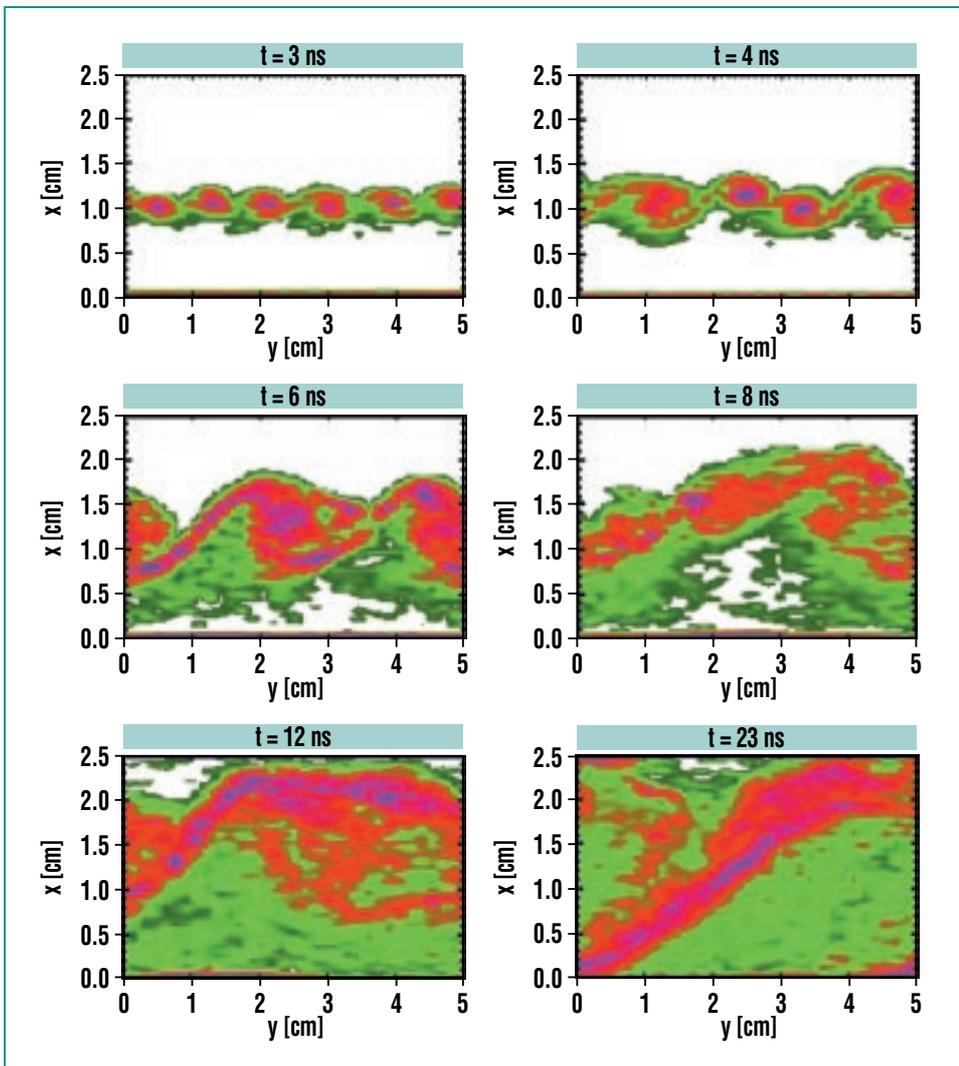


Abb. 3: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichteverteilung im Beschleunigungsspalt einer fremdmagnetisch isolierten Injektordiode. Simulationsrechnung mit dem PIC-Code Quicksilver [5]. Die Intensität der Elektronendichte in der Darstellung verläuft von grün (niedrig) über rot nach violett (hoch). Die Kathode befindet sich bei 1,0 cm, die Anode bei 2,5 cm. Man erkennt den Übergang von der hochfrequenten Diocroton- ($t = 3 \text{ ns}$) zur niederfrequenten Transitzeit- ($t > 6 \text{ ns}$)-Instabilität sowie die Ausbreitung der Elektronenraumladung über den gesamten Beschleunigungsspalt. Die Bilder sind Momentaufnahmen der Elektronendichte zu verschiedenen Zeiten seit Beginn des Impulses. (Für die Überlassung der Bilder danken wir T. Pointon, Sandia National Lab., Albuquerque, USA.)

erschien es uns jedoch notwendig, die Ergebnisse experimentell zu überprüfen. Zu diesem Zweck wurden neue diagnostische Methoden entwickelt, mit denen die Phänomene im Diodenspalt mit hoher räumlicher (< 1 mm) und zeitlicher (< 1 ns) Auflösung untersucht werden konnten.

Die beschriebenen Instabilitäten der Elektronenschicht sind durch ihr Frequenzspektrum und ihre Phasengeschwindigkeit charakterisiert. Wenn diese Instabilitäten auftreten, sollten sie sich durch starke Modulationen der Ionenstromdichte bemerkbar machen, die durch Fluktuationen der Elektronendichte vor der Anode mit der Frequenz der vorherrschenden Instabilitätsmode hervorgerufen werden und die sich mit ihrer Phasengeschwindigkeit in azimuthaler Richtung bewegen. Lokale Messungen der Ionenstromdichte sollten daher Auskunft über das Frequenzspektrum geben können. Durch Korrelation von Messungen an verschiedenen azimuthalen Positionen sollte sich die Phasengeschwindigkeit bestimmen lassen. Für diese Messungen wurden magnetisch isolierte Faraday-Becher an drei radialen und sechs azimuthalen Positionen einige Millimeter hinter der virtuellen Kathode verteilt. Zwei Messsignale wurden mit Hilfe extrem schneller Transientenrekorder (5 GHz Bandbreite) zur Bestimmung des Frequenzspektrums aufgezeichnet. Dabei wurde darauf geachtet, dass durch die Faraday-Becher selber und durch die Messkabel keine weitere Bandbreitenbegrenzung eingeführt wurde. Das Ergebnis einer Stromdichte-

messung mit dem 5-GHz-Messkanal ist in Abb. 4 dargestellt. Zu Beginn und am Ende des Impulses sind Perioden hochfrequenter Oszillationen erkennbar. Dazwischen liegt eine Periode mit Oszillationen geringerer Frequenz. Zur Auswertung des Frequenzspektrums wird das Signal numerisch geglättet, das geglättete Signal von dem unbehandelten

abgezogen und das Differenzsignal einer Fourier-Analyse unterworfen. Um die zeitliche Struktur des Frequenzspektrums sichtbar werden zu lassen, wird diese Analyse auf bestimmte Zeitabschnitte beschränkt. Wie in Abb. 4 gezeigt, beobachtet man zu Beginn des Impulses zwei dominierende Frequenzen bei 1,7 GHz und 2,2 GHz, während später ei-

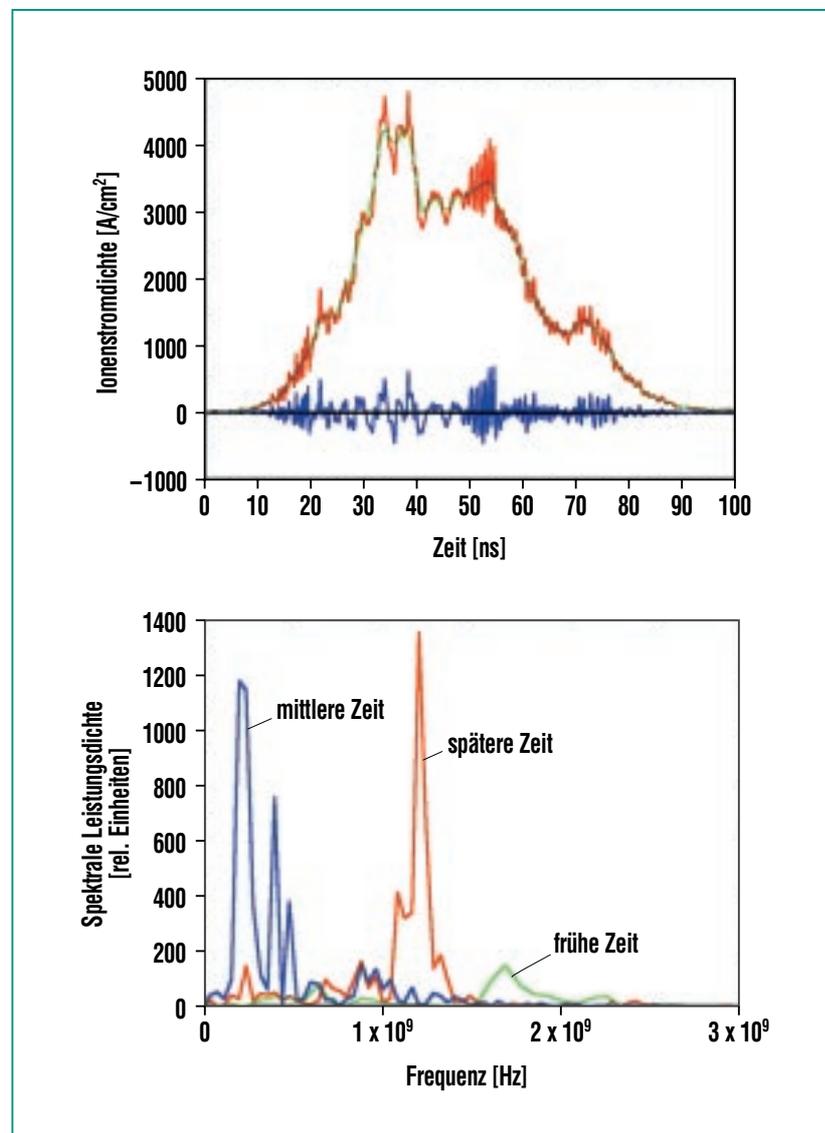


Abb. 4: Mit hoher zeitlicher Auflösung gemessene lokale Ionenstromdichtefluktuationen und das daraus abgeleitete Frequenzspektrum.

ne Frequenz bei 1,2 GHz vorherrschend ist. Dazwischen liegen Frequenzen von 0,96 GHz und von 0,2 GHz. Die allgemeine Struktur dieses Frequenzspektrums ist reproduzierbar, wobei die Lage der spektralen Leistungsdichten um ± 150 MHz variieren kann. Bei der maximalen Impulsspannung beträgt die Ionenstromdichte 4 kA/cm^2 . Dies deutet darauf hin, dass der effektive Beschleunigungsspalt zu diesem Zeitpunkt gegenüber der anfänglichen geometrischen Spaltbreite von 8 mm stark reduziert ist: Nimmt man eine homogene Verteilung der Elektronenraumladung im Spalt an, so berechnet man eine Spaltbreite von lediglich 4 mm. Die dazu gehörige Ionen transitzeit liegt dann bei un-

gefähr 0,7 ns. Wir können daher die in der zweiten Hälfte des Impulses dominierende Frequenz von 1,2 GHz mit der Transitzeit-Instabilität in Verbindung bringen. Die sehr niederfrequenten Oszillationen mit Perioden im Bereich von 4 bis 5 ns werden dagegen auf zyklische Elektronenverluste zurückgeführt, die ebenfalls in Code-Simulationen für sehr starke magnetische Isolationsfelder, wie sie bei unseren Experimenten vorlagen, beobachtet wurden. Zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeit wurde das zeitlich verschobene Erscheinen herausragender Signalmuster in azimuthal gegeneinander versetzten Faraday-Bechern ausgewertet. Dabei ergaben sich Geschwindigkeiten zwischen 1/10 und 1/20

der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, was mit den aus PIC-Code Simulationen ermittelten Phasengeschwindigkeiten für die Ionen transitzeit-Mode kompatibel ist.

Die mit den Instabilitäten verknüpften transversalen elektrischen Felder sollten auch zu einer Streuung der Ionenenergien führen. Abhängig von der Phase zwischen dem transversalen Feld und der Beschleunigung eines Ions durch das Hauptfeld sollten sowohl Teilchenenergien oberhalb als auch solche unterhalb der Diodenspannung auftreten. Um dies zu überprüfen wurde ein magnetischer Energieanalysator mit hoher Energie- und Zeitauflösung aufgebaut. Er bestand aus einer zylindrischen Permanentmagnetanordnung von 0,22 m Durchmesser und einer Feldstärke von 0,76 T. An seinem Ausgang wurden 16 PIN-Dioden mit je 1 mm^2 Detektorfläche und ca. 1 ns Zeitauflösung verwendet. Um zu jedem Zeitpunkt über die gesamte Diode und damit über viele Phasen zu mitteln, wurde eine 300 nm dicke Goldfolie im Fokus der Diode eingesetzt und die daran Rutherford-gestreuten Ionen analysiert. Nach Korrektur der Flugzeiten ergab sich die in Abb. 5 dargestellte Verteilung. Zum Vergleich wurde hier auch die elektrisch gemessene Diodenspannung eingetragen. Man erkennt eine relativ symmetrische Verteilung von $\pm 15\%$ um den Mittelwert. Obwohl noch andere Ursachen – z.B. Ladungsaustausch zwischen Atomen und Ionen im Anodenplasma während der Anfangsphase der Beschleunigung – denkbar sind, weist die symme-

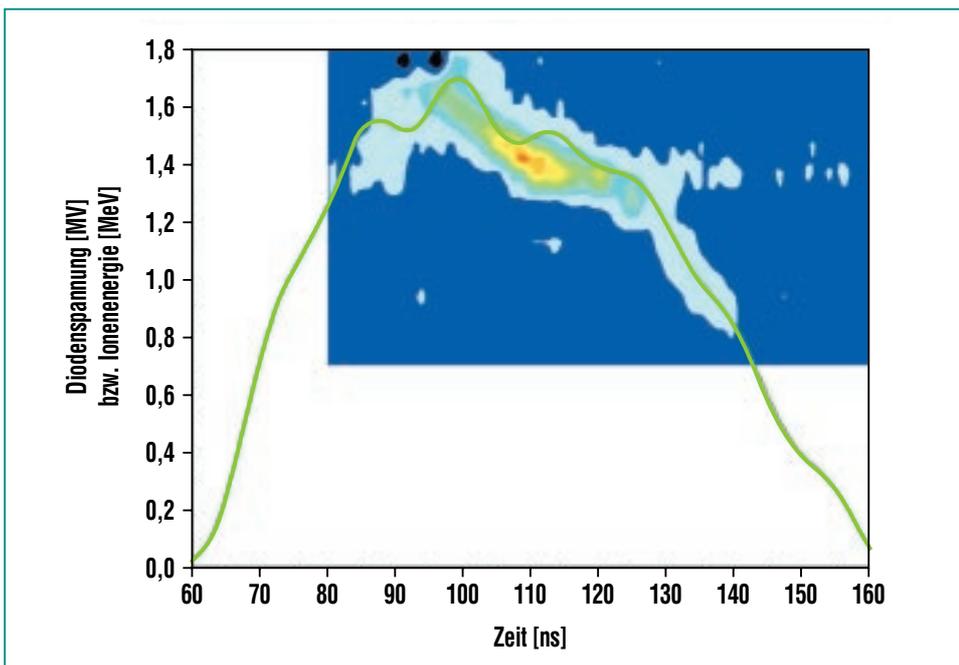


Abb. 5: Darstellung des Ionenenergiespektrums der Injektordiode als farbcodiertes Konturdiagramm. Die Daten wurden mit einem vierzehnkanaigen zeitauflösenden Magnetspektrometer gewonnen. In der Darstellung wächst die Intensität von blau nach rot an. Zum Vergleich ist auch die aus elektrischen Messungen abgeleitete, ca. 5-10 % genaue Beschleunigungsspannung dargestellt (grüne Kurve).

trische Verteilung der Ionenenergien doch eher auf die beschriebenen Instabilitäten als Verursacher hin.

Das in unserer Diode erzeugte Anodenplasma besaß eine zu geringe Leitfähigkeit, um das durch die zuvor erwähnte Bewegung der virtuellen Kathode im Diodenspalt anwachsende Magnetfeld dauerhaft auszuschließen. Die zeitliche Entwicklung des Magnetfelds kann daher durch Messung der Zeeman-Aufspaltung geeigneter Spektrallinien im Anodenplasma verfolgt werden. Da Kohlenstoff in geringer Menge als Verunreinigung in unserem Anodenplasma vorkam, wurden C III (464,74 nm) und C IV (580,13 nm) Linien für diese Messungen ausgewählt. Das verwendete Gitterspektrometer besaß eine spektrale Auflösung von bis zu 0,02 nm. Strahlung wurde aus einem Volumen mit $0,2 \times 5 \text{ mm}^2$ Querschnitt vor der Anode empfangen. Als Detektor konnte entweder ein Array aus 750 Dioden mit einer Zeitauflösung von 10 ns oder ein Array aus 15 Photomultipliern mit 2 ns Zeitauflösung eingesetzt werden [7]. Zur Bestimmung des Magnetfeldes wurden Ausgleichskurven für die gemessenen Spektrallinienverteilungen bestimmt, die die Dopplerverbreiterung und die instrumentelle Verbreiterung der Zeeman-Komponenten berücksichtigen. Aus dem Fit erhält man neben dem Magnetfeld auch die Ionentemperatur. Abb. 6 zeigt die so gewonnene zeitliche Entwicklung des Magnetfelds im Anodenplasma. Man erkennt, dass das Magnetfeld, wie aufgrund der Elek-

tronendrift erwartet, zunächst stark anwächst. Überraschend ist, dass es anfänglich im Plasma kleiner als das extern erzeugte, isolierende Feld von 3 T ist. Wir führen dies auf die Art der Anodenplasmaerzeugung in unserer Diode zurück, bei der zunächst durch Entladung in einer dünnen Gasschicht ein sehr heißes Plasma mit guter Leitfähigkeit entsteht. Dieses heiße Plasma expandiert sehr rasch und der darin eingeschlossene magnetische Fluss bleibt erhalten, d.h. die Magnetfeldstärke nimmt ab. Nach dieser anfänglichen Expansion kann das Magnetfeld wieder in das Plasma eindringen und, wie aus Abb. 6 hervorgeht, wächst es deutlich über den ursprünglichen Wert des externen Feldes an.

Neben den bereits erwähnten Auswirkungen auf die Impedanzentwicklung der Diode besitzt das in das Anodenplasma eingedrungene Magnetfeld auch unmittelbare Auswirkungen auf die Fokussierbarkeit der erzeugten Ionenstrahlen. Damit die in einer zylindersymmetrischen Diode beschleunigten Ionen sich in einem gemeinsamen Fokus auf der Achse treffen können, muss der magnetische Nettofluss, den sie auf dem Weg dorthin durchquert haben, Null sein. In der in Abb. 2 dargestellten Diodengeometrie wechselt das Magnetfeld jedoch entlang der Flugbahn zum Fokus sein Vorzeichen. Die Ionen erfahren daher im ersten und zweiten Abschnitt ihrer Flugbahn einander entgegengesetzte azimuthale Ablenkungen. Nur wenn diese

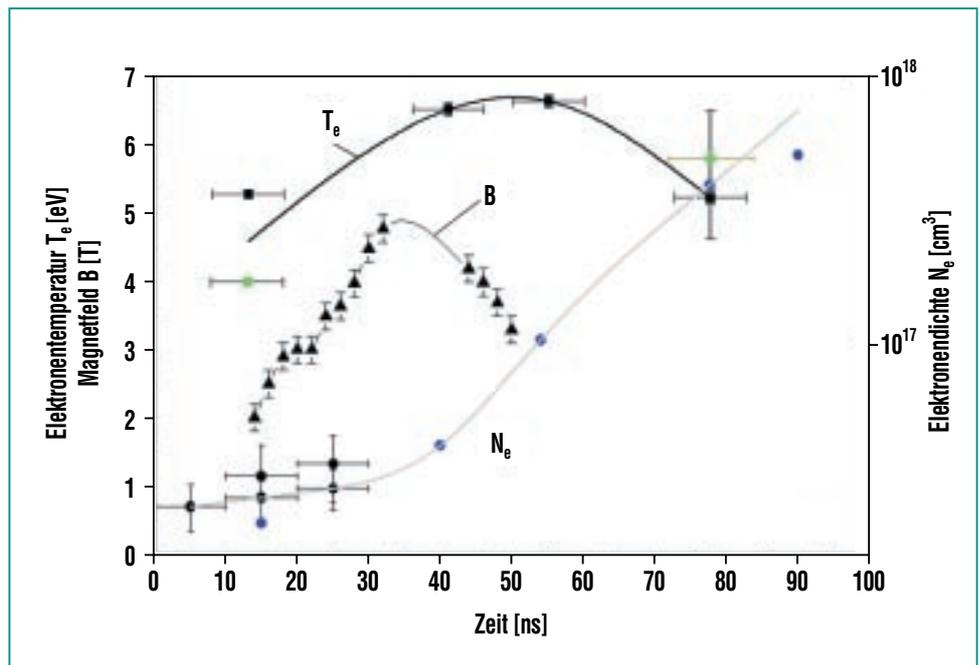


Abb. 6: Aus Messungen der Zeeman-Aufspaltung von Kohlenstofflinien gewonnener zeitlicher Verlauf des Magnetfelds B im Anodenplasma. Zusätzlich sind der Verlauf der Elektronentemperatur und der Elektronendichte im Plasma dargestellt, die aus anderen spektroskopischen Messungen abgeleitet wurden.

Ablenkungen, die dem jeweils durchlaufenen magnetischen Fluss proportional sind, einander exakt kompensieren, ist ein Schnittpunkt mit der Achse möglich. Dies ist offensichtlich nicht möglich, wenn ein Teil des magnetischen Flusses in die Anodenplasmaschicht eindringt. Physikalisch ausgedrückt bedeutet dies, dass die Ionen mit einem nicht verschwindenden kanonischen Drehimpuls geboren werden. Sie können sich dann nur bis zu einem minimalen Radius der Achse nähern, der vom Betrag des im Anodenplasma verloren gegangenen magnetischen Flusses, sowie von ihrer Masse und ihrer Energie abhängt.

Mit einer einfachen, aber sehr effektiven Diagnostik – einer soge-

nannten Shadow-Box – lässt sich dieses Verhalten untersuchen (Abb. 7). Die Anordnung besteht aus einer Mehrloch-Apertur, mit der aus dem Gesamtstrahl einzelne Teilstrahlen selektiert werden. Das Muster, das sie auf einer in den Strahlengang positionierten dünnen Folie entwerfen, kann über die gestreuten Ionen mit Hilfe einer Lochkamera auf einem ionenempfindlichen Film (CR 39) abgebildet und durch Ätzen sichtbar gemacht werden. Jedes Ion hinterlässt eine Spur, die mit einem Bildanalyse-System ausgewertet werden kann. Werden zwei Streufolien mit ausreichendem Zwischenabstand in den Strahlengang gestellt, so entstehen zwei getrennte Bilder pro Strahl auf dem Film (Abb. 8).

Durch Verbindung der Mittenpositionen dieser Bilder lässt sich der minimale Radius bestimmen, bis zu dem sich die Strahlen der Achse nähern können. Hieraus kann wiederum der in das Anodenplasma eindiffundierte und deshalb für die magnetische Isolation verlorengegangene magnetische Fluss bestimmt werden. Wurde auch die Magnetfeldstärke im Plasma gemessen, so kann damit auch die Ausdehnung des Anodenplasmas in den Beschleunigungsspalt ermittelt werden. Für die Ionenquelle der fremdmagnetisch isolierten Diode ergaben sich so Ausdehnungen des Anodenplasmas zum Zeitpunkt des Leistungsmaximums von weniger als 0,5 mm.

Da die Elektronenschicht im Beschleunigungsspalt für das Betriebsverhalten der Injektordiode von zentraler Bedeutung ist, erschien auch eine unmittelbare Messung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung der Elektronendichte im Beschleunigungsspalt notwendig. Herkömmliche interferometrische Verfahren zur Messung der Elektronenliniendichte gehören zwar zu den Standardverfahren in der Plasmaphysik, besitzen jedoch für die hier gestellte Aufgabe eine zu geringe Empfindlichkeit und eine unzureichende zeitliche Auflösung. Die Liniendichte der Elektronen in der Injektordiode liegt zu Beginn des Impulses bei $< 10^{13}/\text{cm}^2$, was einer relativen Verschiebung der Interferenzstreifen von $< 10^{-4}$ entspricht. Diese Empfindlichkeit kann zwar mit speziellen, mechanisch stabilisierten Mach-Zehnder-Interferometern erreicht werden, deren

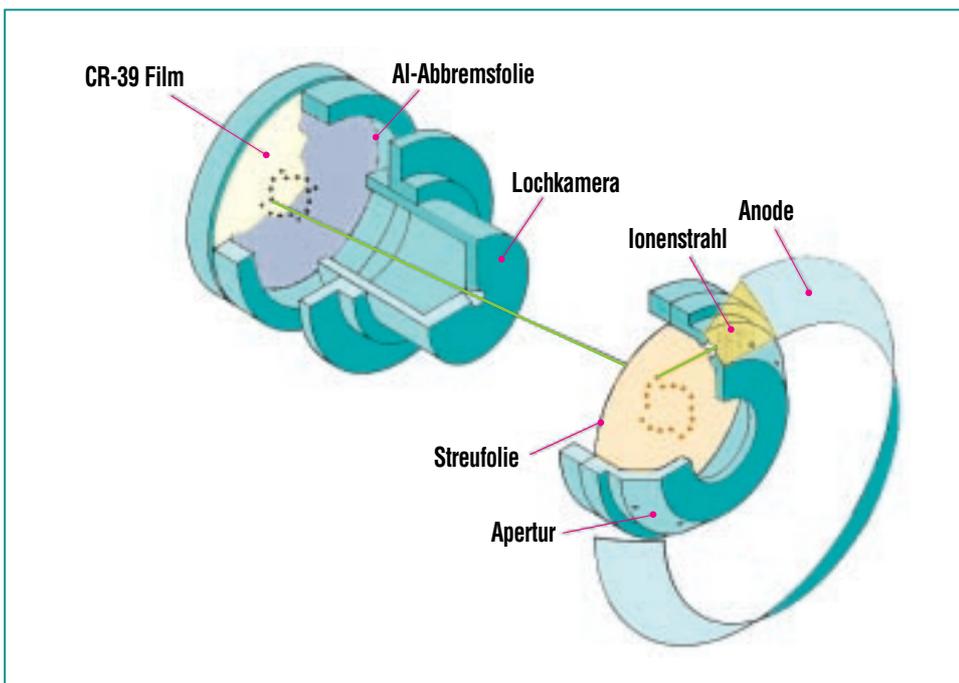


Abb. 7: Shadow-box-Anordnung zur Analyse der Strahltrajektorien. Mit Hilfe einer Mehrlochapertur werden einzelne Strahlbündel selektiert und zur Reduktion der Teilchendichte an einer Metallfolie gestreut. Das Muster der Ionenstrahlbündel auf der Streufolie wird über die Sekundärteilchen mit einer Lochkamera auf dem ionenempfindlichen CR-39 Film abgebildet.

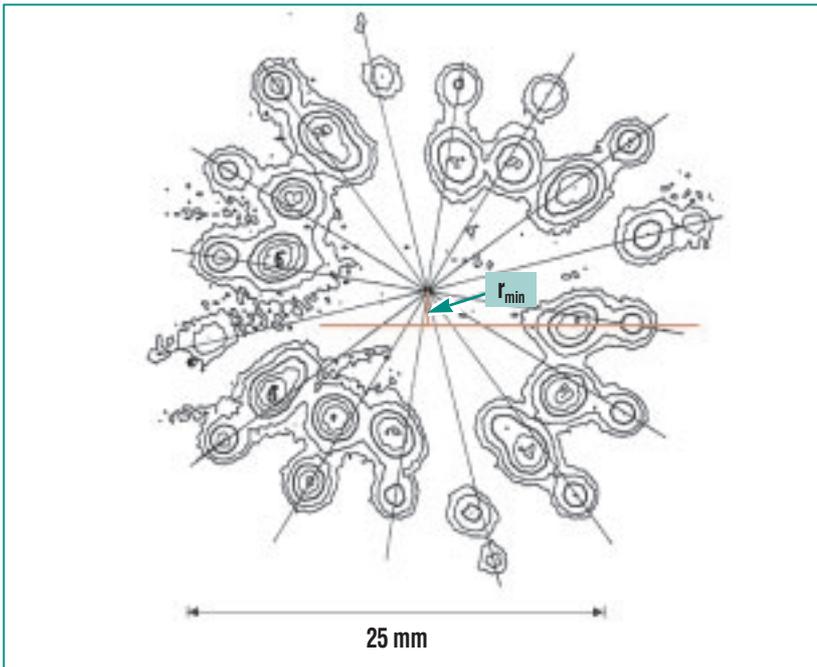


Abb. 8: Mit einem Bildanalysesystem ausgewertetes Muster der Ionenstrahlbündel auf dem CR-39 Film. Die Muster geben die Intensitätsverteilung in Form einer Höhenliniendarstellung wieder. Bei dieser Messung wurden zwei axial gegeneinander versetzte Streufolien verwendet. Die Verbindung der Mittenposition von je zwei durch den gleichen Strahl hervorgerufenen Mustern erlaubt die Bestimmung des kleinsten Abstands, bis zu dem sich der Strahl der Achse nähern kann.

Verwendung im Umfeld eines Hochleistungsimpulsgenerators ist jedoch zu aufwändig und deshalb nicht zweckmäßig. Wir haben daher ein neuartiges, robustes Dispersionsinterferometer entwickelt, das nicht nur die geforderte Empfindlichkeit besitzt, sondern auch ein zeitliches Auflösungsvermögen im Bereich von 1 ns [8]. Es basiert auf der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex in einer Elektronenwolke. Der Kern des Interferometers beruht auf zwei zu beiden Seiten des Messobjektes angeordneten Kristallen mit nichtlinearen optischen Eigenschaften (Abb. 9). Ein Bruchteil des an-

kommenden infraroten Nd:YAG Laserstrahls wird im ersten Kristall frequenzverdoppelt. Die Fundamentalwelle und ihre zweite Harmonische durchqueren das Messobjekt auf dem gleichen Weg, erfahren jedoch aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex unterschiedliche Phasenverschiebungen. In dem zweiten Kristall wird ein Teil der Fundamentalwelle erneut frequenzverdoppelt, wobei die Phase erhalten bleibt, während die Harmonische den Kristall unverändert passiert. Die Fundamentalwelle wird anschließend eliminiert. Da die beiden Harmonischen mit zueinander senkrecht

stehenden Polarisationsvektoren erzeugt wurden, können sie noch nicht interferieren. Um die Empfindlichkeit der Anordnung zu steigern, werden beide Strahlen zuvor mit Hilfe eines strahlteilenden Polarisators in je zwei zueinander senkrechte Komponenten aufgeteilt, die zu komplementären Interferenzmustern führen und voneinander subtrahiert werden können. Das Differenzsignal ist dann durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$I_+ - I_- = 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(\phi_0 + \delta\phi)$$

$I_{1,2}$ sind hierbei die Intensitäten der beiden Harmonischen, $\delta\phi$ die relative Phasenverschiebung durch das Objekt und ϕ_0 eine zusätzliche Phasenverschiebung, die so eingestellt werden kann, dass das Interferometer in seinem empfindlichsten Punkt arbeitet, d.h. bei $\phi_0 = (m + 1/2)\pi$ wobei m eine beliebige ganze Zahl ist. Die Robustheit des Interferometers beruht darauf, dass beide Strahlen den gleichen Weg zurücklegen, und nicht wie in anderen Anordnungen in einen Objekt- und einen Referenzstrahl mit unterschiedlichen Wegen aufgespaltet werden. Störungen entlang dieses Weges betreffen beide Strahlen daher gleichermaßen und haben deshalb keinen Einfluss auf die Messung.

Ein Ergebnis der Elektronendichtemessung mit dem Interferometer ist in Abb. 10 zusammen mit der Beschleunigungsspannung und dem elektrisch gemessenen Ionenstrom dargestellt. Ein erheblicher Ionenstrom beginnt erst mit dem Erscheinen der Elektronenraumladung im gesamten

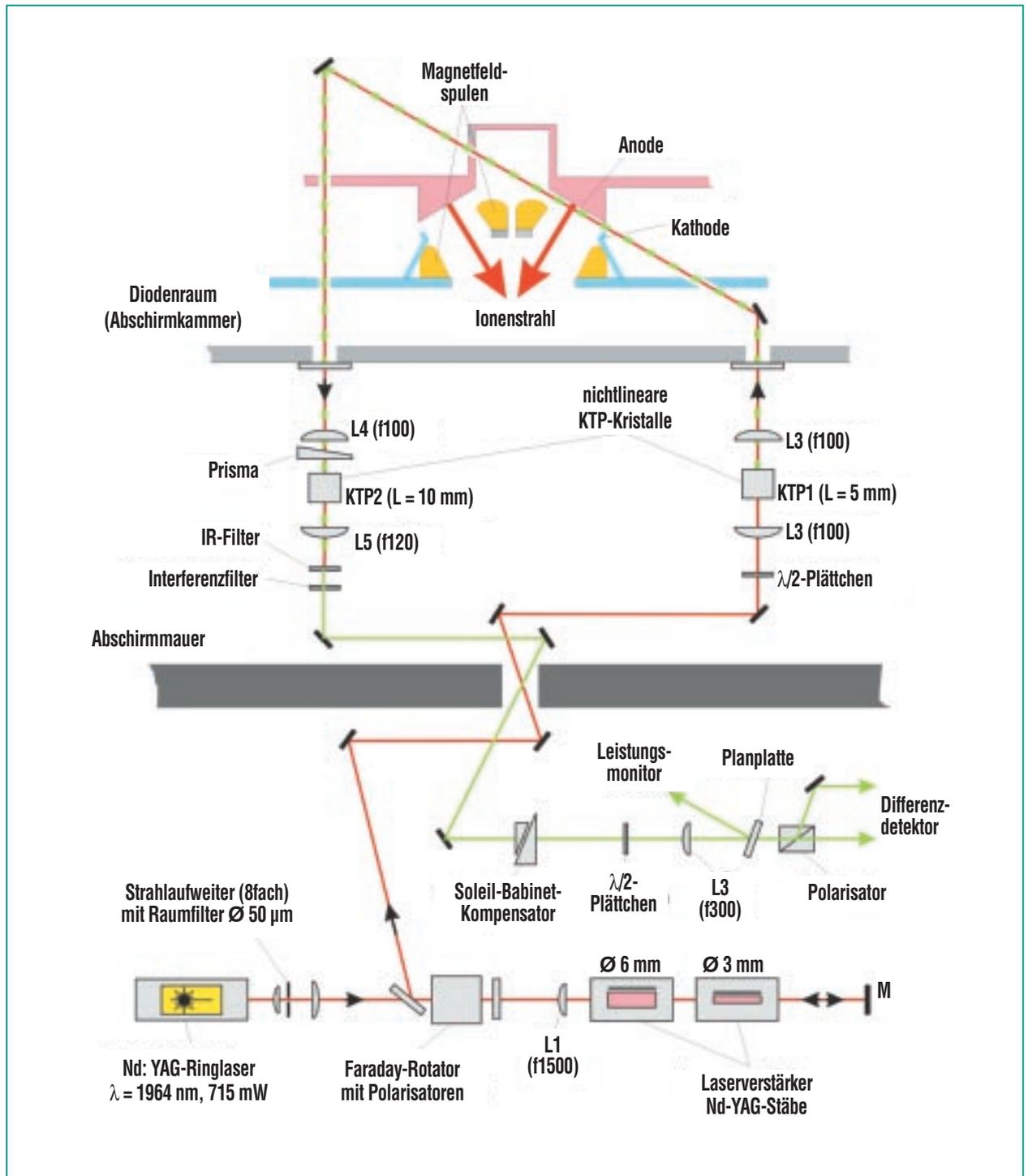


Abb. 9: Aufbau des Dispersionsinterferometers zur Messung der Elektronendichte im Beschleunigungsspalt der Injektordiode an KALIF. Ein Teil des primären Laserstrahls wird mit Hilfe eines KTP-Kristalls frequenzverdoppelt. Anschließend durchlaufen beide Strahlen das Objekt auf gleichem Weg. Danach wird der Primärstrahl mit einem zweiten KTP-Kristall erneut frequenzverdoppelt und mit dem ersten Sekundärstrahl zur Interferenz gebracht.

Diodenspalt. Innerhalb unserer zeitlichen Auflösung von 1 ns wächst die Elektronendichte simultan in allen Orten des Beschleunigungsspalts an und erreicht schließlich ein relativ stabiles Plateau für die Dauer von etwa 30 ns. Während dieser Zeit ist die Elektronendichte im Spalt homogen verteilt, wie im unteren Teil von Abb. 10 gezeigt. Dieses Ergebnis ist mit den Annahmen eines in der Literatur vorgeschlagenen analytischen Modells zur Beschreibung des quasistationären Verhaltens von Hochleistungsdioden kompatibel [6]. Im Rahmen dieses Modells ist es möglich, die Entwicklung der Elektronendichte im Beschleunigungsspalt aus der gemessenen Beschleunigungsspannung und der gemessenen Ionenstromdichte zu berechnen. Wie aus Abb. 10 hervorgeht, ist die Übereinstimmung zwischen der so berechneten und der gemessenen Elektronendichte hervorragend. Abweichungen treten erst nach Überschreiten des Leistungsmaximums und der maximalen Beschleunigungsspannung auf. Zu diesem Zeitpunkt sind die Voraussetzungen des Modells jedoch nicht mehr erfüllt, insbesondere ist die Elektronendichteverteilung im Spalt nicht mehr homogen, da Plasma von den Elektrodenstrukturen in den Spalt hindiffundiert.

Schlussfolgerungen

Durch detaillierte experimentelle Untersuchungen mit neuartigen diagnostischen Verfahren konnte ein sehr konsistentes Bild der physikalischen Vorgänge im Beschleunigungsspalt von Hochleistungsdioden gewonnen werden.

Die experimentellen Ergebnisse haben die aus analytischen und numerischen Modellrechnungen abgeleiteten Vorstellungen von der Funktionsweise einer Injektordiode weitgehend bestätigt.

Um die Güte der intensiven Ionenstrahlen noch weiter zu verbessern, muss demnach an erster Stelle die Entstehung der Ionenstrahlzeitinstabilität unterdrückt bzw. verzögert werden oder ihre Auswirkungen müssen abgeschwächt werden. Hierzu

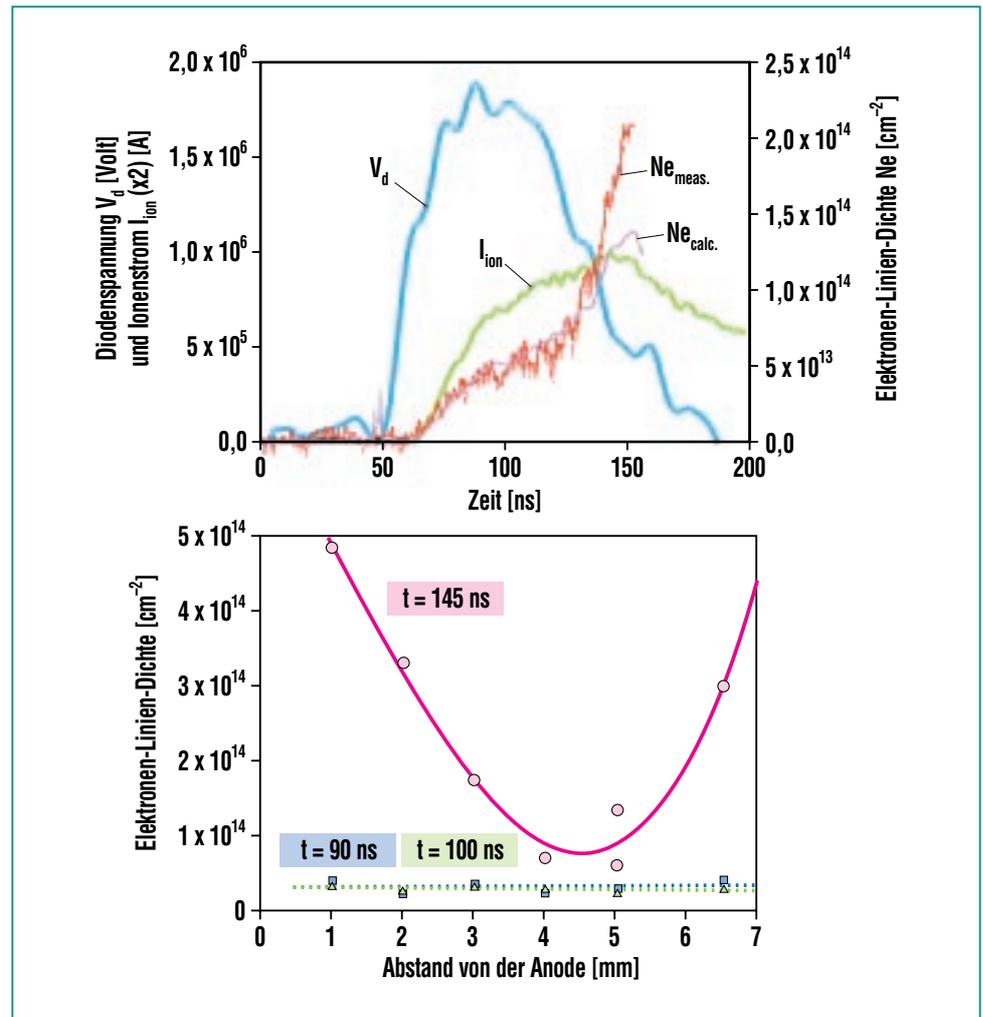


Abb. 10: Oben: Gemessene zeitliche Entwicklung der Elektronendichte $N_{e, meas}$ im Beschleunigungsspalt, 3 mm von der Anodenoberfläche entfernt. Die übrigen Kurven zeigen die elektrisch gemessene Diodenspannung sowie den Ionenstrom und die mit Hilfe eines analytischen Modells aus beiden abgeleitete Elektronendichte, die mit der Messung sehr gut übereinstimmt. Unten: Verlauf der Elektronendichte im Beschleunigungsspalt zu verschiedenen Zeiten im Impuls. Während die Elektronendichte anfänglich sehr homogen ist, wächst sie zu späteren Zeiten zu den Elektroden hin stark an, was auf die Expansion der Elektrodenplasmen zurückgeführt wird.

sind mehrere Schritte erforderlich:

1. Die Ergebnisse der PIC-Code-Simulationen, deren Bedeutung durch unsere Messungen eine starke Unterstützung gefunden haben, zeigen auch, dass eine ungleichmäßige Stromdichteverteilung entlang der Magnetfeldlinien in der Diode die Entstehung der Ionenmode stimuliert und ihre Anwachsrates erhöht [9]. Wegen der $1/r$ Abhängigkeit des isolierenden Magnetfeldes bei serieller Verschaltung der Feldspulen in der zylindersymmetrischen Diode von Abb. 2 wächst dort die Ionenstromdichte mit dem Radius an. Durch getrennte Versorgung beider Spulen und Wahl unterschiedlicher Spulenströme oder Windungszahlen lässt sich jedoch

erreichen, dass das Feld und damit auch die Stromdichteverteilung vom Radius unabhängig werden. In der Tat konnte bei unseren Experimenten gezeigt werden, dass sich auf diese Weise eine starke Reduktion der Strahldivergenz erreichen lässt [10]. Abb. 11 zeigt die Muster, die Teilstrahlen nach Abbildung mit der oben beschriebenen Shadow-box-Anordnung (Abb. 7) auf einem ionenempfindlichen Film hinterlassen, links mit einer seriellen Spulenkonfiguration, rechts mit getrennt angesteuerten Spulen nach Trimmen des Magnetfelds. Die starke Verbesserung der Strahlqualität ist offensichtlich.

2. Generell sollte die Stromdichte in der Diode nicht wesentlich über den Child-Langmuirschen

Wert für raumladungsbegrenzten Stromfluss im Vakuum anwachsen ($j < 4j_{CL}$). PIC-Code-Simulationen haben gezeigt, dass die Anwachsrates der Ionenmode unter diesen Bedingungen gering ist. Eine Begrenzung der Stromdichte reduziert auch alle mit dem diamagnetischen Feld der Elektronendrift verbundenen Effekte.

3. Eine erhebliche Steigerung der Strahlleistungsdichte wird von einer zweistufigen Beschleunigeranordnung erwartet. Diese Erwartung basiert auf der Beobachtung, dass die Frequenz der schädlichen Ionenmode von der Ionen transitzeit abhängt, die natürlich für beide Stufen sehr verschieden ist. Daher können die Effekte dieser Instabilität sich nicht

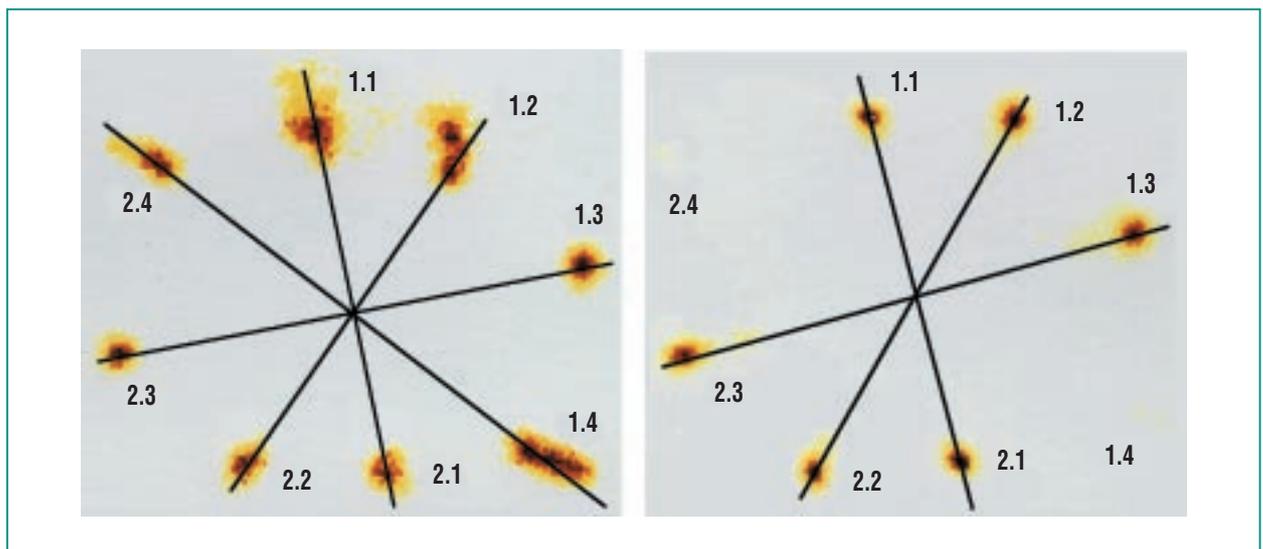


Abb. 11: Shadow-box-Aufnahmen zur qualitativen Bewertung der Strahlgüte der KALIF-Diode (Abb. 2): Links für eine Anordnung mit seriell verschalteten Feldspulen, bei der die Magnetfeldstärke mit wachsendem Radius abnimmt, während die Ionenstromdichte zugleich zunimmt. Rechts für eine Anordnung mit getrennt versorgten Spulen, bei der die Feldverteilung homogener und die Stromdichteverteilung daher vom Radius unabhängiger wird. Die Abbildung demonstriert den bedeutenden Einfluss makroskopischer Inhomogenitäten in der Stromdichte auf die Strahldivergenz (Größe der Muster).

kohärent von Stufe zu Stufe aufsummieren. PIC-Code-Simulationen haben diese Erwartung bestätigt und gezeigt, dass bei ausreichend kleinen Stromdichten eine erhebliche Reduktion der Strahldivergenz durch die Nachbeschleunigung erreicht werden kann. Es erscheint jedoch unwahrscheinlich, dass mehr als zwei Beschleunigungsstufen in dem beschriebenen Konzept realisiert werden können, da die Komplexität des Systems wegen der erforderlichen Strahlneutralisation zwischen den Stufen schnell anwächst.

Die zweistufige Beschleunigung ermöglicht auch die Realisierung höherer Ionenenergien und dadurch die Verwendung von Ionen mit größeren Massen als Wasserstoff. Dies hätte den Vorteil, dass die Wirkung selbst- oder fremderzeugter magnetischer Felder auf die Strahltrajektorien erheblich verringert werden würde. Dadurch würden sich Effekte, wie das oben beschriebene Nichtverschwinden des kanonischen Drehimpulses oder die Streuung der Ionenenergien, weniger stark auf die im Fokus erreichbare Leistungsdichte auswirken. Der erwartete stabilere Betrieb des zweistufigen Beschleunigers böte auch die Möglichkeit, das Potential von Strahlbunching zu nutzen. Hierunter versteht man die Versorgung der Diode mit einer rampenförmigen Beschleunigungsspannung, so dass die zuerst erzeugten Ionen am Ort des Fokus von den später erzeugten eingeholt werden, wodurch ebenfalls die Leistungsdichte im Fokus erhöht wird.

Weltweit gibt es bisher nur sehr wenige Experimente zur zweistufigen Beschleunigung, die an Anlagen mit kleiner Leistung und kleiner Beschleunigungsspannung durchgeführt wurden und deshalb nur bedingt auf größere Anlagen übertragbar sind. Da die Feldstärken in der Nachbeschleunigungsstufe einer zweistufigen Hochleistungsendiode jedoch ähnlich sind wie in der Injektordiode, werden sich die hier gewonnenen Ergebnisse zum Teil übertragen lassen. Es gibt aber charakteristische Eigenschaften der Nachbeschleunigungsstufe, die einer gesonderten Untersuchung bedürfen. Ein Teil dieser Besonderheiten hängt mit der möglichen Ausbildung einer virtuellen Anode in der Nachbeschleunigungsstufe zusammen, die dann erwartet wird, wenn die Raumladung des injizierten Ionenstrahls ein Feld aufbauen kann, das dem beschleunigenden Feld in einem Teil dieser Stufe entgegengerichtet ist [11]. Die virtuelle Anode ist zum Teil erwünscht, da sie die Beschleunigung von Ionen aus Plasmarandschichten auf der Eingangsseite der Nachbeschleunigungsstufe unterdrücken kann. Andererseits tritt sie auch bei beliebig hohen Injektionsstromdichten nicht mehr auf, wenn die beschleunigende Feldstärke in dieser Stufe einen kritischen Wert überschreitet.

Um diese und andere Fragestellungen im Zusammenhang mit der zweistufigen Beschleunigung untersuchen zu können, wurde zwischen 1997 und 2000 der im zivilen Bereich weltweit leistungsstärkste elektrische Pulsgenera-

tor KALIF-HELIA aufgebaut und in Betrieb genommen. Dieser Hochenergie-Induktionsaddierer [12] (high energy linear induction adder HELIA) hat eine elektrische Pulsleistung von 2,4 TW und eine Impulsspannung von 6 MV bei einer Impedanz von 15 Ohm [13]. Mit dem Pulsgenerator KALIF konnte mit der einstufigen Protodiode von Abb. 2 ein Rekord für die in einem Festkörper deponierten Leistungsdichte von 200 TW/g erreicht und Materie im Megabar- und Mega-Kelvin-Bereich erzeugt werden. Relativ konservative Extrapolationen für eine zweistufige, fremdmagnetisch isolierte Diode, angetrieben von dem Pulsgenerator KALIF-HELIA lassen eine Steigerung auf 1000 TW/g realistisch erscheinen. Damit ließe sich das Gebiet der strahlungsdominierten Materiezustände erreichen, in welchem Strahlung den wesentlichen Anteil in der Energiebilanz eines Systems darstellt. Strahlungstransport in heißen Plasmen bei Festkörperdichte, ein für die Astrophysik wichtiger Prozess, ließe sich so im Labor studieren.

Literatur

- [1] J. P. VanDevender, H. Bluhm, „Light ion accelerators for ICF“ in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, Eds. G. Velarde, Y. Ronen, J. M. Martinez-Val, CRC Press, Boca Raton, Florida., (1993) ch. 18
- [2] H. Bluhm, P. Hoppé, *Proc. 12th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Monterey, USA, (1999)*, p. 502
- [3] H. Bluhm, P. Hoppé, H. Laqua, D. Rusch, *Proc. IEEE, 80 (1992)* 995
- [4] H. Laqua, H. Bluhm, L. Buth, P. Hoppé, *J. Appl. Phys., 77 (1995)* 5545
- [5] J. P. Quintenz, D. B. Seidel, M. L. Kiefer, T. D. Pointon, R. S. Coats, S. E. Rosenthal, T. A. Mehlhorn, M. P. Desjarlais, N. A. Krall, *Laser and Particle Beams, 12 (1994)* 283
- [6] M. P. Desjarlais, *Phys. Fluids B, 1 (1989)* 1709
- [7] S. J. Yoo, *Spektroskopische Messungen im Anodenplasma einer fremdmagnetisch isolierten Hochleistungs-Ionendiode, Dissertation, Universität Karlsruhe (1997), FZKA 5976*
- [8] V. Licht, H. Bluhm, *Rev. of Sci. Instrum. 71 (2000)* 2710
- [9] M. P. Desjarlais, R. S. Coats, T. R. Lockner, T. D. Pointon, D. J. Johnson, S. A. Slutz, R. W. Lemke, M. E. Cuneo, T. A. Mehlhorn., *Proc. 11th Intl. Conf. on High Power Part. Beams, Prag, Tschechische Republik, (1996)*, p. 101
- [10] P. Hoppé, M. P. Desjarlais, H. Bluhm, L. Buth, D. Rusch, O. Stoltz, W. Vãth, *Proc. 12th Intl. Conf. on High Power Part. Beams, Haifa, Israel, (1998)*, p. 923
- [11] S. A. Slutz, J. W. Poukey, T. D. Pointon, *Phys. Plasmas 1 (1994)* 2072
- [12] J. J. Ramirez, D. E. Hasti, J. P. Corley, J. W. Poukey, K. R. Prestwich, R. D. Genuario, H. N. Nishimoto, J. J. Fockler, I. D. Smith, P. D'A Champney, K. E. Nielsen, L. G. Schlitt, P. W. Spence, *Proc. 5th IEEE Pulsed Power Conf., Arlington, USA, (1985)*, p. 143
- [13] P. Hoppé, H. Bluhm, K. Leber, D. Rusch, F. Singer, O. Stoltz, *Proc. 13th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Las Vegas, USA, (2001)*, to be published