

J A H R E S B E R I C H T 1970

des

Institutes für Plasmaphysik, GmbH  
München - Garching

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**

764



Dieser IPP-Bericht ist für den Gebrauch innerhalb des Instituts angefertigt worden.

Der IPP-Bericht gibt die Ansicht der Autoren zur Zeit der Niederschrift und nicht notwendigerweise die des Instituts oder die endgültige Meinung der Autoren über den behandelten Gegenstand wieder.

Das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, die Euratomkommission und alle in deren Namen handelnden Personen:

1. übernehmen keine Gewähr dafür, daß die in diesem Bericht enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder daß die Verwendung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen oder der in diesem Bericht beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;
2. übernehmen keine Haftung für die Schäden, die infolge der Verwendung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen oder der in diesem Bericht beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

For English translation see inside back cover.



# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

JAHRESBERICHT 1970

des

Institutes für Plasmaphysik, GmbH  
München - Garching



*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

A35753

	<u>Seite</u>
<u>EINLEITUNG</u>	
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1</u>	1
1. 2,6 MJ-Theta-Pinch Experiment Isar I	3
2. Linearer Theta-Pinch Isar II	6
3. Linearer Screw-Pinch Isar III	9
4. Toroidaler Screw-Pinch Isar IV	10
5. Toroidaler Theta-Pinch	14
6. Plasmaheizung in stoßfreien Stoßwellen	15
7. Vorionisierung	21
8. Meßmethoden an heißen Plasmen	23
9. Numerische Auswertung	25
10. Theoretische Arbeiten	25
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2</u>	30
1. Wendelstein WII A	32
2. Wendelstein WII B	34
4. Theorie	39
5. Multipole	41
6. Elektronik	47
7. Mikrowellen-Diagnostik und Mikrowellen-Optik	49
8. TTMP Transit Time Magnetic Pumping	55
9. Experimente zur Photo-Ionisierung	55
10. Bestimmung der Iontemperatur von Barium-Plasma im Magnetfeld durch eine Absorptionsmessung unter Ausnutzung des Zeeman-Effekts	56
11. Messung der Iontemperatur eines Bariumplasmas mit einer Ionensonde	56
12. Streuung von Laserlicht an stationären Bogenentladungen im axialem Magnetfeld	57
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3</u>	58
1. Pulsator I	58
2. Weitere Experimente( a) Eieruhr, b) TORC I, c) Magnetoelektrische Begrenzung eines Plasmas hoher Dichte)	62
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 4</u>	71
1. Edelgas-MHD-Generatoren	72
2. Kurzzeit-MHD-Generator	79
3. Stoßwellenexperimente	83
4. Plasmaerzeugung durch Laser	88
5. Chemische Laser	98
6. Wellen im Plasma	105
<u>OBERFLÄCHENPHYSIK</u>	123
1. Ionenbeschußexperimente	123
2. Untersuchungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung	130
3. Entwicklung apparativer Methoden	131

	<u>Seite</u>
<u>RELATIVISTISCHE PLASMEN</u>	137
1. Das Elektronenring-Experiment	137
2. Vorbereitungen zur Beschleunigung von Elektronenringen	141
3. Elektronen-Injektor-Experimente	143
4. Ionenring-Experiment	145
5. Theoretische Arbeiten	148
 <u>THEORIE</u>	 149
1. Makroskopisches Gleichgewicht und Stabilität	149
2. Mikroskopisches Gleichgewicht und Stabilität	152
3. Turbulenz	155
4. Kinetische Theorie und Wechselwirkungen im Plasma	156
5. Plasma Simulation	157
6. Spezielle Probleme	160
7. Programmentwicklung und spezielle numerische Berechnungen	161
8. Ausbildung von Programmierern	163
9. Dokumentation	164
10. Bibliothek	164
 <u>RECHENANLAGE</u>	 166
1. Betrieb der IBM 360/91	166
2. Entwicklungsarbeiten an den Compilern für ALGOL W und PL 360	168
3. Entwicklungsarbeiten am "Advanced Multiaccess Operating System (AMOS)"	168
 <u>TECHNIK</u>	 169
1. Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut	170
2. Forschungsarbeiten über Grundlagen der Plasmatechnik	184
3. Standardgeräte und Bauelemente	199
4. Sonstige Arbeiten	201
5. Zentralwerkstätten	210
 <u>GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG</u>	 213
 <u>Veröffentlichungen</u>	 232
 <u>Laborberichte</u>	 250



Im Berichtsjahre erließ der Senat der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften auf seiner Sitzung vom 24. November 1970 auf Antrag der Wissenschaftlichen Leitung und Geschäftsführung des Instituts für Plasmaphysik GmbH eine neue Institutssatzung, die am 1.1.1971 in Kraft trat und das Institut im Namen und in der Rechtsstellung den anderen Max-Planck-Instituten gleichstellt. Die Kontinuität in der Aufgabenstellung des Instituts, in den Arbeitsverträgen der im Institut Tätigen und der Organe des Instituts wurde gewahrt. Das Institut bestand im Berichtsjahre zehn Jahre. Dieser Anlaß wurde benutzt, einer größeren Öffentlichkeit Aufgaben, Ziele und Leistungen des Instituts darzustellen. Dazu diente u.a. eine Festschrift mit Beiträgen von außerhalb und innerhalb des Instituts.

Der Kern des wissenschaftlichen Programms wurde stets durch dessen Relevanz für die Entwicklung eines möglichen, energieliefernden Fusionsreaktors bestimmt. Die notwendigen Versuche lassen sich mit vertretbarem Aufwande nicht an Plasmen direkt durchführen, die in allen Parametern dem Plasma eines Fusionsreaktors entsprechen. Ob und inwieweit die Ergebnisse auf die tatsächlichen Parameterwerte eines Fusionsplasmas übertragbar sind, kann nur durch eine intensive theoretische Analyse und durch weitere darauf aufbauende Modellexperimente entschieden werden.

Von Anfang an wurde ein Mittelweg gesucht zwischen der Spezialisierung auf ein Heiz- und Einschlußverfahren und einer breiten Streuung der physikalischen Fragestellung: So wurde die Plasmaeinschließung in linearer Konfiguration mit magnetischen Spiegelfeldern an den Enden nicht ausführlich untersucht, da die Teilchenverluste durch die magnetischen Spiegel die Verwendbarkeit dieses Prinzips für einen Fusionsreaktor erschweren. Bereits vor 10 Jahren konzentrierte sich das Institut auf Untersuchungen, bei denen das Plasma in einer "geschlossenen", toroidalen Konfiguration eingeschlossen wird, einschließlich von Vor-Untersuchungen dazu in "offenen" Konfigurationen.

Um die Einschließung eines Fusionsplasmas beherrschen zu lernen, wurden zunächst die beiden grundlegenden Fragen getrennt untersucht: ein Plasma auf Fusionstemperatur zu bringen, sowie ein Plasma in einer toroidalen Magnetfeldkonfiguration für ausreichend lange Zeit im Gleichgewicht zu halten. Ein möglicher Weg, ein dichtes Plasma hoher Temperaturen zu erzeugen, bot sich in der schnellen magnetischen Kompression. In zunächst linearen Anordnungen wurde die Effizienz dieser Heizmethode untersucht. Begrenzt durch den zur Verfügung stehenden Energiespeicher konnten in dichten Plasmen und verhältnismäßig großen Volumina Temperaturen von 60 Millionen Grad erreicht werden. Auch bei der Untersuchung des Gleichgewichtsproblems konnten wichtige Ergebnisse erreicht werden. Unter vorläufigem Verzicht auf hohe Temperaturen gelang es, in der Stellaratorkonfiguration vom Typ WENDELSTEIN mit getrennten helikalen Windungen und Hauptmagnetfeldspulen erstmals im Jahre 1965 so ge-

genanntes "klassisches" Verhalten eines (relativ dünnen und kalten) Plasmas im Magnetfeld nachzuweisen. In Übereinstimmung mit der Pfirsch-Schlüter-Theorie wurden Arbeitsbereiche festgestellt, die eine lange Einschließungszeit des Plasmas zulassen. Daneben bestehen für bestimmte Werte des Winkels der Verschraubung der Feldlinien Abweichungen - Dichteabnahme um ein bis zwei Größenordnungen -, deren Ursachen noch nicht vollständig geklärt sind. Das "klassische" Verhalten wurde inzwischen an Apparaturen in mehreren anderen Laboratorien bestätigt.

Die Versuche der letzten Jahre ergaben also, daß einerseits in einem dichten Plasma die Zündtemperatur für DT-Reaktionen bereits überschritten werden konnte, andererseits kein Naturgesetz die Einschließung von Fusionsplasmen für die aus theoretischen Überlegungen geforderte Mindestzeitdauer zu verhindern scheint. Die beiden für einen Fusionsreaktor vitalen Forderungen wurden jedoch einzeln für sich in ganz verschiedenen Maschinen erfüllt, die auf ihre jeweiligen Arbeitsbedingungen optimiert waren. Diese Erfolge erlaubten es, auf dem langen Weg zur wirtschaftlichen Nutzung der Kernverschmelzung den nächsten Schritt zu versuchen, nämlich beide Forderungen gleichzeitig zu erfüllen, also ein Plasma, das heiß und dicht genug ist, in etwa so lange einzuschließen, wie in einem Fusionsreaktor erforderlich wäre.

In Fortführung des bisherigen Programmes bedeutete diese Forderung, die magnetische Kompression eines Plasmas in ringförmig geschlossenen Magnetfeldanordnungen anzuwenden, bei denen keine Endverluste auftreten, sowie die Stellaratorexperimente zu höheren Temperaturen und Dichten auszudehnen. Ein toroidales Theta-Pinch-Feld allein kann kein Gleichgewicht zwischen Plasma und einschließendem Magnetfeld erzeugen. Wird jedoch dem Theta-Pinch-Feld ein helikales Feld überlagert (sogenannter Hoch- $\beta$  Stellarator), so gibt es nach der Theorie mögliche Gleichgewichte. Unter gewissen Voraussetzungen lassen theoretische Überlegungen für einen ( $\ell = 1$ )-Stellarator sogar Stabilität dieses Gleichgewichtes erwarten. Dies wurde experimentell zunächst in linearer Geometrie mit einem ( $\ell = 1$ )-Feld geprüft. Das Experiment ermöglichte zwar keine Aussagen über den Einfluß der Magnetfeldkrümmung auf das Gleichgewicht, gab jedoch Einsicht in das Stabilitätsverhalten. Es wurde kein Hinweis gefunden, daß die spezifischen Eigenschaften der schnellen magnetischen Kompression - die starke Dynamik am Anfang und die damit verbundene Anisotropie des Plasmas - schädliche Einflüsse auf Gleichgewicht und Stabilität ausüben. Instabilitäten erschienen erst zu Zeiten, wie sie auch beim linearen Theta-Pinch beobachtet werden; sie lassen sich auf den Einfluß der Spulenenden zurückführen. In einem nächsten Schritt wird ein schlanker, toroidaler ( $\ell = 1$ )-hoch- $\beta$  Stellarator von 2,70 m Durchmesser aufgebaut, der Ende 1971 in Betrieb gehen wird. Die Torusdimensionen sind durch die Größe des vorhandenen Energiespeichers ISAR I bestimmt. - Aus theoretischen

Überlegungen wird erwartet, daß das Plasma nur dann das Gleichgewicht erreichen wird, wenn die Feldkonfiguration von der einfachen Stellaratorgeometrie abweicht und einer M & S-Konfiguration ähnlicher wird. Damit sollte dann ein Plasma zur Verfügung stehen, dessen Parameter die Extrapolation auf die Eigenschaften eines Reaktorplasmas erlauben. Bei den bisherigen WENDELSTEIN-Experimenten waren wegen der niedrigen Plasmatemperatur die Stoßfrequenzen zwischen den Ladungsträgern relativ hoch. In heißeren Plasmen wird jedoch die freie Flugstrecke, die die Ladungsträger zwischen zwei Stößen zurücklegen, immer größer; bei den Bedingungen eines Fusionsreaktors wird sie groß gegen die Reaktor-dimensionen. Nach theoretischen Modellen erwartet man dann, daß die Plasmaverluste über die bekannten "klassischen" hinaus stark ansteigen. Diese Frage der Plasmaverluste bei höheren Plasmatemperaturen wird deshalb einen Schwerpunkt der kommenden Arbeiten an den Stellaratoren vom Typ WENDELSTEIN bilden. Für die künftigen Untersuchungen wird ein großer Stellarator W VII (Durchmesser 4 m) mit einem Magnetfeld von 40 kG vorbereitet. In den vergangenen Experimenten hatte es sich als Vorteil erwiesen, den Stellarator stationär betreiben zu können; daher wird am W VII das Hauptmagnetfeld mit supraleitenden Spulen erzeugt. Stellarator- und M & S-Konfiguration könnten im Prinzip zu einem kontinuierlich betriebenen Fusionsreaktor führen, wozu jedoch die komplizierte Geometrie des einschließenden Magnetfeldes nötig ist. Ein Gleichgewicht in weniger komplizierten Feldern läßt sich erreichen, wenn man im Plasma einen azimuthal fließenden Strom induziert (dies erfordert allerdings gepulsten Betrieb). Das Feld des induzierten Stromes und die von außen erzeugten Felder überlagern sich, ähnlich wie im Stellarator, zu schraubenartig um das Plasma herumlaufenden Kraftlinien.

Ein solches toroidales Experiment mit induziertem Plasmastrom kann auf verschiedene Arten betrieben werden: steigen die Magnetfelder wie beim Theta-Pinch sehr rasch an und heizen das Plasma durch Stoßwellen und adiabatische Kompression auf, werden auch ähnliche Plasmaparameter wie beim Theta-Pinch erreicht. Diese Betriebsart bezeichnet man als "Screw Pinch". Er läßt sich als Überlagerung eines toroidalen Theta-Pinches und eines toroidalen z-Pinches beschreiben. Nach theoretischen Überlegungen ist Stabilität nur möglich, wenn der induzierte Strom einen bestimmten Maximalwert nicht übersteigt. Oberhalb dieser Grenze wird der Screw-Pinch um so instabiler, je stärker der z-Pinch daran beteiligt ist. Die Instabilitäten können dann durch überlagerten Längsstrom, durch hochfrequente Magnetfelder oder durch stehende Wellen, reduziert oder beseitigt werden. Diese Methode der "dynamischen" Stabilisierung wurde am linearen Screw-Pinch ISAR III für langsam anwachsende Instabilitäten (Anwuchszeiten  $\approx 10^{-5}$  sec) getestet. Allerdings würde der Leistungsbedarf für die dynamische Stabilisierung von Fusionsplasmen einen großen technischen Aufwand erfordern. Daher zielen weitergehende theoretische und experimentelle Arbeiten darauf hin, mit Hilfe geeignet programmierter Felder günstigere Stabilitätseigenschaften zu erreichen.



Zu Beginn des Berichtsjahres wurde beschlossen, das Spektrum der toroidalen Einschließungsanlagen um axialsymmetrische niedrig- $\beta$  Experimente vom Tokamak-Typ zu ergänzen. Vergleichsexperimente mit denselben Meßmethoden und Kriterien in Stellarator- und Tokamak-Konfiguration durchgeführt, werden dann eine Abwägung der künftigen Entwicklungstendenzen zu einem möglichen toroidalen Fusionsreaktor erlauben. - Eine erste Anlage, PULSATOR I, ist hinsichtlich seiner beiden wichtigsten Parameter, der Größe und Stärke des Hauptmagnetfeldes, an die bereits bestehende Energieversorgung angepaßt, um ein "In-Betriebgehen" Anfang 1972 zu gewährleisten. Besondere Sorgfalt wurde darauf verwendet, die Abweichungen von der Rotationssymmetrie auf ein Minimum zu reduzieren - eine Forderung, die sich insbesondere durch die Erfahrungen mit den Stellaratoren ergab. Die ersten experimentellen Arbeiten werden die wichtige Frage betreffen, welchen Einfluß die Vorionisierung des Plasmas auf seinen erreichbaren Endzustand hat. Man hofft, die Vorgeschichte und Entwicklung des Plasmas durch intensive Mikrowellenvorheizung und eventuell auch Nachheizung beeinflussen zu können. Die Überlagerung eines Stellaratorfeldes soll vor allem in der Anfangsphase das Gleichgewicht ermöglichen und eine Achse vorgeben, und eventuell auch den in anderen Apparaturen beobachteten Ausbruch von Verunreinigungen in der ersten instabilen Phase verhindern oder zumindest reduzieren. Die Störung der azimutalen Symmetrie durch den Eisentransformator wird durch die 8fache, symmetrische Rückführung verkleinert. Die Entladungszeit soll ein Vielfaches der Einschlußzeit betragen, um "Stationarität" zu erreichen. Die Überlagerung von magnetischen Multipolfeldern zur Trennung des Plasmaschlauches vom Limiter wird z.Zt. auf die technische Verwirklichung hin geprüft.

Mit den vier Großexperimenten werden auf verschiedenen Wegen Detailfragen der Heizung und der Einschließung heißer Plasmen untersucht. Der Wert der Ergebnisse dieser Versuche muß daran gemessen werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit man diese Ergebnisse in den Parameterbereich thermonuklearer Plasmen extrapolieren kann. Es ist daher zwingend notwendig, die Mechanismen von Instabilitäten, die Einzelheiten verschiedener Heizmethoden und die Vorgänge beim Teilchen- und Energieverlust verstehen zu lernen. Zu diesem Zweck werden intensive theoretische und experimentelle Arbeiten durchgeführt, z.B. ohmsche Heizung, Ionen-Zyklotron-Heizung, Magnetisches Pumpen, Einschub energiereicher Neutralteilchen, sowie Heizen von Plasmen niedriger Dichte mit schnell ansteigenden, jedoch schwachen Magnetfeldern (Turbulenzheizung), Plasmaproduktion und -heizung durch resonante, nicht-resonante und stochastische HF-Felder, Wellen-Wellen-Wechselwirkung im Hinblick auf Feed-back-Stabilisierung von Mikroinstabilitäten sowie die Untersuchung der Grundlagen der dynamischen Stabilisierung und das Studium des nichtlinearen Zerfalls von Plasmawellen zum Verständnis von Turbulenzen und anomaler Diffusion. Daneben werden experimentell und in numerischen Rechnungen die Erzeugung und die Dynamik eines Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmas durch Bestrahlung dieser Stoffe im festen Zustand mit Riesenimpulslasern untersucht. Die Aufheizung von Scheibchen fester Materie durch Laser haben Plasmen mit Temperaturen und

mit Dichten, wie sie bisher im Labor nicht hergestellt werden konnten, der Untersuchung und Anwendung zugänglich gemacht. Die erreichbaren Temperaturen solcher Plasmen sind hauptsächlich durch das rasche Entweichen der abgedampften und in Plasma umgewandelten Materie aus dem Brennfleck des Lasers Grenzen gesetzt. Ferner sind Experimente im Gange, kleine Teilchen aus festem Deuterium in die Vakuumkammer fallen zu lassen und innerhalb des Magnetfeldes mittels eines Laserimpulses vollständig zu verdampfen, so daß kein störendes kaltes Restgas zurückbleibt. Derart erzeugte, vollständig ionisierte Plasmen können dann in Einschließungsmaschinen mit anderen Methoden weiter geheizt werden. Untersuchungen zur Plasmaheizung mit Laserstrahlung großer Wellenlänge und die Entwicklung chemischer Laser hoher Leistung insbesondere für die Anwendung in der Plasmaphysik werden außerdem durchgeführt.

Es muß nicht nur verhindert werden, daß das Plasma aus dem einschließenden Magnetfeld verlorenght, sondern es muß auch dafür gesorgt werden, daß keine Verunreinigungen von außen in das Plasma eindringen können. Die Plasma-Wand-Wechselwirkung ist daher nach dem stabilen magnetischen Einschluß und der Plasmaaufheizung einer der wichtigsten Problemkreise auf dem Weg zur gesteuerten thermonuklearen Fusion. Die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der Wand des umgebenden Vakuumgefäßes wird ausgelöst durch die vom Plasma emittierten Photonen, Ionen, Elektronen und schnellen Neutralteilchen sowie, im Falle eines Fusionsplasmas, durch die Neutronen. Die Belastung mit den verschiedenen Strahlungen heizt die Wand auf, führt zur Desorption der an der Wand adsorbierten Gase und zur Zerstäubung. Dadurch dringen Verunreinigungen ins Plasma ein, die zur verstärkten Abstrahlung führen. Abhängig von der Art des Plasmaexperimentes oder dem Typ eines zu realisierenden Fusionsreaktors sind es jeweils andere der angedeuteten Prozesse, die die dominierende Rolle für die Plasma-Wand-Wechselwirkung spielen. Daher ist eine Untersuchung der Einzelvorgänge der Desorption, der Zerstäubung adsorbierter Schichten, der Rückstreuung und Akkomodation von Teilchen an der Oberfläche der Gefäßwand und die chemische Wechselwirkung mit den Wandmaterialien auf breiter Basis und von den Grundlagen her nötig. Ferner sind Kenntnisse über die Beeinflussung der Eigenschaften der ersten Wand durch die Zerstäubungsprozesse, durch Strahlenschäden durch Ionen und Neutronen sowie durch eingeschossenes und eindiffundiertes Gas zu gewinnen. Daneben laufen Versuche zur globalen Plasma-Wand-Wechselwirkung in Plasmaexperimenten. In Arbeiten aus dem Bereich der Oberflächenphysik werden spezielle Diagnostikverfahren entwickelt.

Die Strahlenschäden bei Beschuß mit Wasserstoff- oder Heliumionen heilen in Kupfer in den Oberflächenschichten bei Zimmertemperatur, von Niob erst bei Temperaturen von einigen hundert Grad Celsius, während des Beschusses aus. In tieferen Schichten, in denen die Protonen zur Ruhe kommen, werden beim Überschreiten der kritischen Beschußdosis von etwa

$6 \cdot 10^{16}$  Ionen/cm<sup>2</sup> Gasblasen gebildet, die das Kristallgitter verzerren und schließlich zur Oberfläche hin aufplatzen.

Eine wesentliche Bedeutung für die gesamte wissenschaftliche Arbeit des Instituts kommt den Gebieten Plasmatheorie und Plasmatechnik zu. Von besonderem Interesse sind die Berechnung von Magnetfeldkonfigurationen und die theoretische Behandlung der Fragen nach Stabilität und Gleichgewicht der Einschließung von Plasmen in den im Institut experimentell verfolgten, ringförmig geschlossenen Magnetfeldanordnungen: Untersuchung der MHD-Instabilitäten höherer m-Moden sowie des Einflusses des Limiters und der endlichen Leitfähigkeit der Wände in Tokamak-ähnlichen Experimenten; Studium von Drift- und MHD-Instabilitäten und Einfluß des Limiters in der nichtrotationssymmetrischen Magnetfeldkonfiguration vom Typ Stellarator; numerische Rechnungen zur Dynamik eines hoch- $\beta$  Stellarators, zu Diffusion und Plasmaströmungen in Stellarator- und Tokamak-Anlagen. Der enge Kontakt der experimentellen mit den theoretischen Gruppen und ihre gegenseitige Befruchtung führte dazu, daß theoretische Fragestellungen in wachsendem Ausmaß durch numerische Simulation einzelner Aspekte eines Plasmas untersucht werden. Die Plasmasimulation wird auch verstärkt eingesetzt, Gültigkeitsbereiche und Genauigkeit theoretischer Modelle zu testen. Dazu bietet die Großrechenanlage IBM 360/91 des Instituts die besten derzeit verfügbaren Möglichkeiten.

Da das Betriebssystem der Rechenanlage, insbesondere im Hinblick auf den Vielfachzugriff und die Haltung von Programm- und Datenbibliotheken, nicht den Erfordernissen der Benutzer entspricht, werden große Anstrengungen unternommen, das Betriebssystem zu verbessern. Der effektivste Weg, dies zu erreichen, besteht in der Entwicklung und Implementierung eines umfassenden Betriebs- und job handling Systems, das sowohl an die Hardware der Rechenmaschine als auch den speziellen Erfordernissen der "Computational Physics" angepaßt ist. Eine erste Version des Dialogsystems AMOS wird im Sommer 1971 in Betrieb genommen werden.

Ferner wird begonnen, ein umfangreiches Netz von Prozeßdatenverarbeitungsanlagen aufzubauen. Verschiedene größere Experimente erfordern eine automatische Datenerfassung und Steuerung des Experimentierablaufs. Die hierfür eingesetzten Prozeßrechner sollen über einen Multiplexor an die IBM 360/91 angeschlossen werden, um auf diese Weise eine Arbeitsteilung zwischen Prozeßrechner und Großrechner zu ermöglichen. Aufgaben, welche die Kapazität des Kleinrechners übersteigen, können an die IBM 360/91 übergeben werden. Voraussetzung dazu ist ein geeignetes Kommunikationssystem wie es in AMOS enthalten sein wird.



Die Abteilung Technik plant und baut wesentliche Komponenten für die großen plasma-physikalischen Experimente, sie entwickelt u.a. Funkenstrecken hoher Repetitionsfrequenz, sowie Hochleistungsfunkenstrecken für sehr große, mehrfach getriggerte Systeme und für Systeme, die sehr hohe Triggergenauigkeit erfordern. Hier wurden zwei Wege beschritten: elektrisch getriggerte Funkenstrecken mit nichtlinearer Induktivität und lasergetriggerte Funkenstrecken. Dem wachsenden Bedarf an stationären, starken Magnetfeldern - insbesondere für die niedrig- $\beta$  Experimente - kann nur durch die Entwicklung supraleitender Spulen begegnet werden. Der neuen Technologie der hohlen, innengekühlten Supraleiter bei Anwendung von überkritischem Helium als Kühlmittel wird dabei besondere Aufmerksamkeit gewidmet. In manchen Experimenten wird es erforderlich, einem stationären supraleitenden Feld ein kurzzeitig gepulstes normaleitendes Magnetfeld zu überlagern. Für den supraleitenden Magneten ist dieser Betrieb nur dann möglich, wenn es gelingt, ihn gegen die schnellen Feldänderungen so gut abzuschirmen, daß die durch das Restfeld entstehenden Verluste noch schnell genug abgeführt werden können. Daher sind im Institut bereits seit einigen Jahren Untersuchungen zum Verhalten von Supraleitern unter dem Einfluß schnell veränderlicher äußerer Magnetfelder im Gange. Die Untersuchungen an und die Entwicklung von Hochleistungs-lasern - Festkörper-, Flüssigkeits-, Gas- und chemische Laser - werden verstärkt fortgesetzt.

Neben den noch nicht gelösten physikalischen Fragen der stabilen Einschließung eines Fusionsplasmas stellt der Fusionsreaktor zahlreiche schwierige technologische Probleme, deren Lösungen rechtzeitig gefunden werden müssen. Es gilt deshalb, einen Überblick über mögliche zeitliche Abläufe der Entwicklung zu gewinnen und die vorderhand einzuleitenden Entwicklungsarbeiten genauer zu definieren. Aus diesem Grunde wurde in einem instituts-internen Reaktorausschuß ein erster Bericht eines Entwicklungs- und Forschungsprogramms "Fusionsreaktor" erarbeitet. Ein Ablaufplan gliedert die technischen Aufgaben in die Problemkreise "Fusionstechnologie" und "Reaktormanteltechnologie". Neben diesen Übersichtsarbeiten ist die Behandlung von Detailproblemen im Gange, die Grundlagen für eine ökonomische Beurteilung verschiedener Mantelkonzepte schaffen sollen.

Mit dem Ziel, die Erkenntnisse der Plasmaphysik in anderen Bereichen anzuwenden, wurden Untersuchungen zur magnetohydrodynamischen Energiewandlung aufgenommen. Zwei Entwicklungslinien werden im Institut verfolgt: Edelgas- und Verbrennungs-MHD-Generatoren.

Die bisherigen Untersuchungen an Edelgas-MHD-Generatoren wurden bei einem Arbeitsdruck von 1 atm durchgeführt. Hervorzuheben ist vor allem das Ergebnis, daß Arbeitsbereiche gefunden wurden, in denen die den Wirkungsgrad verringernden Ionisationsinstabilitäten unterdrückt werden können. Die Betriebsbedingungen müssen jedoch den Erfordernissen der Kernreaktoren angepaßt werden; es sind dann Arbeitsdrucke von mindestens 10 atm erforderlich.

Aus diesem Grunde wurde mit dem Bau einer MHD-Generatoranlage begonnen, die bei einem maximalen Druck von 20 atm betrieben werden kann. Hier sollen die bei höheren Arbeitsdrücken erreichbaren Leistungsdichten untersucht werden, wobei der Unterdrückung der Ionisationsinstabilitäten die besondere Aufmerksamkeit gilt.

Parallel hierzu wurden vor zwei Jahren in Zusammenarbeit mit einer Industriefirma die Planungsarbeiten für einen Verbrennungs-MHD-Generator begonnen, der kurzzeitig (während 10 Sekunden) eine elektrische Leistung von 10 MW abgeben kann. Die Arbeiten des Instituts konzentrieren sich im wesentlichen auf den Generatorkanal und den ihn umgebenden Magneten sowie auf die Probleme der Auskopplung und Weitergabe der elektrischen Energie. Erste Experimente an einem Versuchskanal konnten inzwischen aufgenommen werden. Sie dienen dazu, die baureifen Unterlagen für den Prototyp eines solchen Generators zu erstellen.

In einem weiteren Gebiet der Plasmaphysik, das nicht direkt mit dem Fusionsprogramm in Verbindung steht, werden die Fähigkeiten und Kenntnisse angewandt, die bei der Bearbeitung der Probleme der fusionsorientierten Forschung gewonnen wurden, um das kollektive Verhalten von geladenen Teilchen relativistischer Geschwindigkeiten zu untersuchen. Ziel der Arbeiten ist es, die Voraussetzungen für einen Elektronenringbeschleuniger zu schaffen. In einem ersten Schritt gelang es, Elektronenringe mit etwa den gewünschten geometrischen Abmessungen zu bilden; die Gesamtteilchenzahl im Ring lag noch beträchtlich unter der für eine brauchbare "holding power" benötigten Zahl von  $10^{13}$  Elektronen/cm<sup>3</sup>. Daher galten die Bemühungen vor allem der Erhöhung der Elektronenzahl. Daneben liefen Experimente zur Bildung von Ionenringen, die gleichzeitig mit den Elektronenringen komprimiert werden können. Umfangreiche numerische Rechnungen erbrachten die Unterlagen für die Konstruktion einer neuen Kompressionsanordnung mit einer Expansionsbeschleunigungsstrecke. Weitere theoretische und numerische Bemühungen galten Fragen der Dynamik der Elektronenringe während der magnetischen Kompression und der Extraktion aus dem Kompressor, sowie der Ringstabilität. Mittels zusätzlicher  $B_{\phi}$ -Felder lassen sich die Betatronresonanzen während der Kompression und dem Übergang zur Beschleunigung vermeiden. Daneben laufen Experimente zur Entwicklung einer intensiven, mit Laserlicht gezündeten Elektronenquelle geringer Emittanz.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1 (Prof. E. Fünfer)

---

Der toroidale Einschluß von Hoch-Beta-Plasmen war auch im Jahre 1970 die wesentliche Aufgabe der Abteilung. Dabei wurde zur Erzeugung heißer und dichter Plasmen mit Temperaturen im keV-Bereich und Dichten um  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  fast ausschließlich die schnelle magnetische Kompression benutzt. Damit lassen sich Beta-Werte bis nahe 1 erreichen. Auch eine Verringerung von Beta, z.B. aus Gründen des Gleichgewichts und der Stabilität, kann ohne Schwierigkeiten erreicht werden.

Die Heizung eines Plasmas durch Stoßwellen und adiabatische Kompression war schon seit Jahren wesentliches Ziel der Versuche am linearen Theta-Pinch. Sie wurden am linearen Theta-Pinch Isar II im Jahr 1970 weiter geführt und mit einem zweidimensionalen ( $r, z$ ) MHD-Rechenprogramm verglichen. Dabei ergab sich, daß das MHD-Modell im wesentlichen das Plasmaverhalten richtig wiedergibt, d.h. Übereinstimmung mit den gemessenen Werten von Elektronendichte, Elektronentemperatur, Neutronenfluß usw. Auch Relaxationsprozesse und Energieverluste durch Massenströmung und Wärmeleitung lassen sich damit verstehen. Die bei niedrigen Fülldrücken gemessene erhöhte Relaxation der Anisotropie der Deuteronen läßt sich durch Spiegelinstabilitäten erklären, die das MHD-Modell nicht enthält.

Die vorliegenden Ergebnisse der schnellen magnetischen Kompression lassen keine Gründe erkennen, daß mit ihrer Hilfe ein Plasma nicht zu thermonuklearen Temperaturen aufgeheizt werden kann. Auch haben Versuche mit linearen Stellaratoren (z.B. ( $l = 1$ )-Konfiguration an Isar I) keinen Hinweis darauf gegeben, daß die speziellen Eigentümlichkeiten der schnellen magnetischen Kompression, die starke Dynamik am Anfang und die damit verbundene Anisotropie des Plasmas, schädliche Einflüsse auf Gleichgewicht und Stabilität ausüben. Trotzdem könnte es, z.B. aus technischen und wirtschaftlichen Gründen nötig werden, zusätzliche Heizmethoden einzuführen. Dies ist einer der Gründe für die Weiterführung der Arbeiten an stoßfreien Stoßwellen. Probleme der Turbulenzzeugung sollen demnächst an einem größeren Projekt studiert werden. Dazu wurde der Aufbau eines 500 kV Theta-Pinch-Experimentes zur Erzeugung quasistationärer Stoßwellen hoher Machzahl so weit gefördert, daß es im Spätsommer 1971 in Betrieb genommen werden kann.

Der toroidale Einschluß von Hoch-Beta-Plasmen wurde am schnellen Stellarator und am Screw-Pinch weiter untersucht. Beide Konfigurationen lassen verschiedene Modifikationen des Grundprinzips zu, die im Hinblick auf Gleichgewicht und Stabilität untersucht werden.

Beim Screw-Pinch wurde zunächst das Stabilitätsverhalten des sogenannten reinen Screw-Pinchs untersucht und dann durch überlagerte  $B_z$ -Felder und verschiedene Feldprogrammierungen Konfigurationen erzeugt, die gewisse Ähnlichkeiten mit Tokamak bzw. diffusem z-Pinch (Culham) hatten. Allgemein ergab sich eine starke Abhängigkeit von Beta in dem Sinne, daß eine Reduktion von Beta die Einschlußzeit vergrößert. Außerdem scheint die Einschlußzeit beim Screw-Pinch am größten, beim diffusen Pinch am kleinsten zu sein.

Im Bereich von Plasmaparametern, wie sie für den thermonuklearen Reaktor erforderlich sind, scheint nach den bisherigen Kenntnissen Stabilität mit dem reinen Screw-Pinch-Konzept nicht erreichbar zu sein. Auch spezielle Konfigurationen, die theoretisch MHD-Stabilität erwarten lassen, haben bei der experimentellen Nachprüfung schnell anwachsende Instabilitäten gezeigt. Daher sind die Methoden der dynamischen Stabilisierung zunächst am linearen Screw-Pinch weiterverfolgt worden. Untersucht wurde die Wirkung von oszillierendem  $B_z$ -Feld und oszillierendem  $I_z$ -Strom. Dabei ergab sich eine deutlich stabilisierende Wirkung auf die ( $m = 1$ )-Mode, wobei im Falle des oszillierenden  $B_z$ -Feldes Trägheitskräfte, beim oszillierenden  $I_z$ -Strom dynamische Verscherung wahrscheinlich wirksam sind. In Vorbereitung ist ein Experiment mit stehenden Wellen.



Untersuchungen an Hoch-Beta-Stellaratoren wurden mit einer linearen ( $l = 1$ )-Anordnung an Isar I weitergeführt. Experimente, bei denen das Stellaratorfeld durch Ströme in einem helischen Leiterpaar zusätzlich zum Theta-Pinch-Feld erzeugt wurde, zeigten ein helisch geformtes Plasma, dessen Stabilität der eines linearen Theta-Pinchs entsprach. Diese Versuche wurden mit einer helisch geformten Spule weitergeführt. Auch hier bildete sich eine Plasmahelix aus. Dabei ergaben sich Anzeichen für gelegentliche ( $m = 1$ )-Instabilitäten, falls die Ionentemperatur sehr hoch (2 keV) war. Da bei verringertem Vorionisierungsgrad die Anwachsrate der Instabilität stark abnahm, ohne daß die Temperatur entsprechend kleiner wurde, könnte dies einen Zusammenhang mit Beta andeuten.

Toroidale Stellaratorexperimente der Multiplizität  $l = 1, 2, 3$  wurden an einem kleinen Torus durchgeführt. Das Aspektverhältnis  $R_{\text{Tor}}/r_{\text{sp}} = 5$  war gegenüber den theoretisch geforderten Werten zur Erreichung von stabilen Stellaratorgleichgewichten sehr klein. Das Ergebnis der Experimente entsprach im wesentlichen den theoretischen Voraussagen, d.h. es wurde instabiles Gleichgewicht mit relativ kleinen Einschlußzeiten gefunden. Wesentlich größere Aspektverhältnisse lassen sich verwirklichen, wenn im Herbst 1971 Isar I zu einem toroidalen Experiment Isar T 1 mit einem großen Durchmesser von 2,7 m umgebaut ist. Diese Anlage soll dann auch die Untersuchung anderer toroidaler Gleichgewichte ermöglichen.

Theoretische Überlegungen zu MHD-stabilen Gleichgewichten von toroidalen Hoch-Beta-Plasmen wurden sowohl für den Screw-Pinch, als auch für den schnellen Stellarator durchgeführt und mit Ergebnissen von anderen Instituten verglichen. Trotz einiger Fortschritte liegen wegen der Kompliziertheit der Probleme noch keine Aussagen vor, die deutliche Ausgangspunkte für zukünftige Experimente sein können.

Neben den MHD-Betrachtungen sind jetzt auch Methoden der numerischen Simulation von Plasmaexperimenten in Angriff genommen worden. Wenn auch heute noch kein unmittelbarer Vergleich von Simulationsrechnungen mit Experimenten gegeben ist, so scheint doch die Plasma-Simulationsrechnung in Zukunft die Behandlung physikalischer Probleme zu ermöglichen, die heute theoretisch noch nicht lösbar sind. So wurde z.B. der anomale Widerstand eines Plasmas untersucht, ein Problem, das sowohl für die Aufheizung in Stoßwellen, als auch für die Diffusion eines Plasmas quer zum Magnetfeld von Bedeutung ist.

Die speziellen Probleme der Diagnostik an toroidalen Plasmen waren der Anlaß zur Neuentwicklung verschiedener Methoden, insbesondere auf dem Lasergebiet. Sowohl Streulichtmessungen zur Untersuchung kollektiver Phänomene, als auch interferometrische Untersuchungen und Magnetfeldmessungen an toroidalen Anordnungen sind erst möglich, wenn man zu größeren Wellenlängen übergeht, als es bei den bisher üblichen Rubinlasern der Fall war. Dies führte z.B. zur Entwicklung von gepulsten  $\text{CO}_2$ -Lasern und von speziellen Detektoren.

Auch die Vorionisierung im Torus stellt ein besonderes Problem dar. Durch induzierte, azimuthale Plasmaströme wurde eine homogene Vorionisierung bis zu einem Ionisierungsgrad von fast 100 % erreicht. Durch Vorschalten einer Hochfrequenzentladung ließ sich das Zündverhalten bis herab zu Fülldrücken von wenigen mTorr verbessern. Auch die Einstrahlung von Mikrowellen im Bereich der Elektronenzykloresonanz brachte Erfolge, vor allem im Hinblick auf die Zündverzögerung der Entladung.

1. 2,6 MJ-Theta-Pinch Experiment ISAR I

(J. Freund, E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Lotz, J. Neuhauser, G. Schramm, U. Seidel)

Die Untersuchungen an Isar I waren darauf ausgerichtet, einen Stellarator im Hoch-Beta-Bereich zu realisieren. Dazu wurden zunächst die linearen Versuche mit einer ( $\ell = 1$ )-Stellaratoranordnung fortgesetzt und im Laufe des Jahres beendet. Bei dieser zweiten Untersuchung in linearer Anordnung (vgl. Jahresbericht 1969) wurde das Stellaratorfeld dadurch erzeugt, daß die innere Spulenoberfläche als magnetische Fläche eines ( $\ell = 1$ )-Stellarators geformt war. Dabei wurden Experimente mit verschiedenen großen Entladungsgefäßen und auch solche durchgeführt, bei denen das Gefäß gegenüber der Spulenchse verschoben war. Neben diesen Experimenten in Stellarator-Konfiguration wurden noch in beschränktem Umfang Probleme des einfachen Theta-Pinches untersucht.

Nach Beendigung der linearen Versuche wurde der lineare Kollektor an Isar I demontiert und mit der Errichtung eines toroidalen Kollektors durch die Abteilung Technik begonnen. Nach Fertigstellung, etwa im Herbst 1971, können mit diesem Kollektor sowohl Stellarator-Konfigurationen, als auch andere toroidale Gleichgewichte im Hoch-Beta-Bereich untersucht werden.

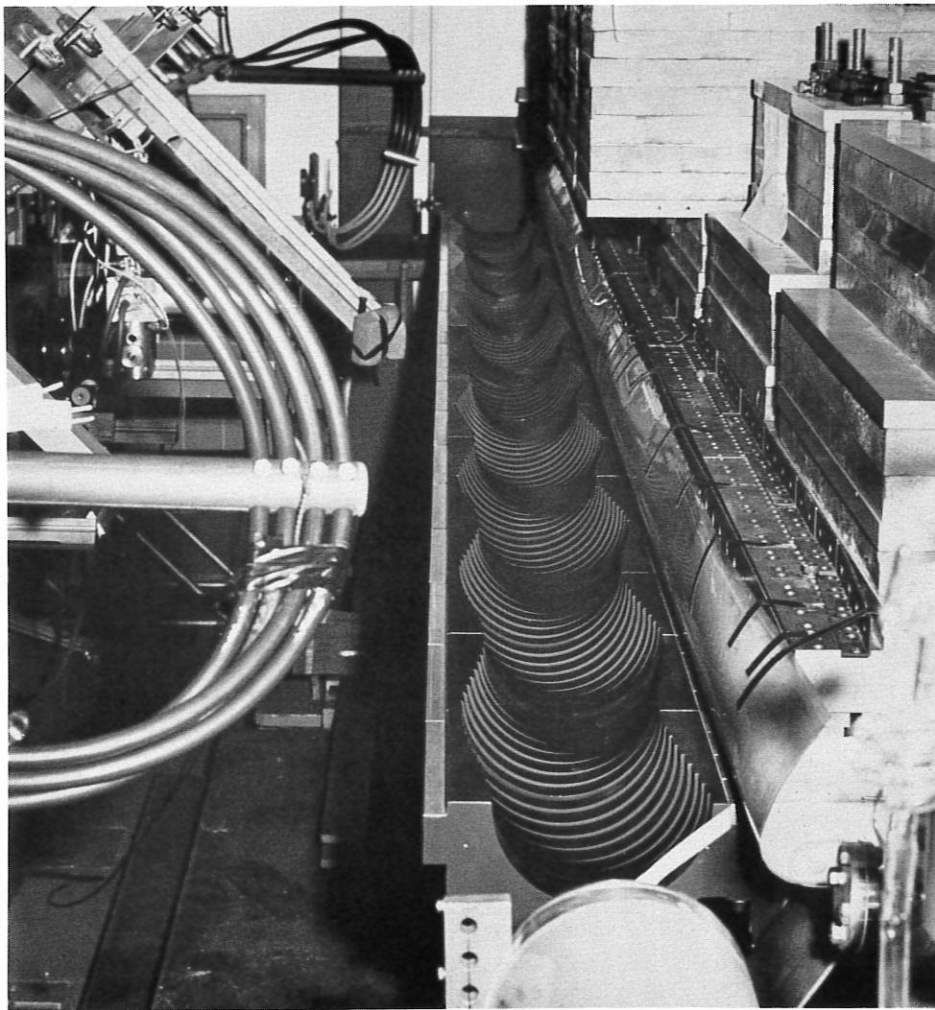


Abb.1 Gefräste Spule ( $\ell = 1$ ). Schräge Draufsicht auf die untere Hälfte der Spule

### 1.1 Lineare Stellarator-Experimente mit geformter Spule

In den linearen Versuchen sollte geklärt werden, ob durch eine theta-pinch-ähnliche Stoßwellenkompression ein Plasma in Stellarator-Konfiguration erzeugt und aufgeheizt werden kann. Weiterhin sollen diese Versuche zeigen, ob schnell anwachsende Instabilitäten auftreten. Aufgrund theoretischer Ergebnisse blieben die Versuche dabei auf den ( $\ell = 1$ )-Stellarator beschränkt. Zunächst waren die Versuche mit einer Anordnung durchgeführt worden, bei der das Stellaratorfeld innerhalb einer einfachen Theta-Pinch-Spule durch ein zusätzliches Leiterpaar erzeugt worden war (vgl. Jahresbericht 1969). Diese Versuche hatten gezeigt, daß tatsächlich ein helisch geformtes Plasma erzeugt werden konnte, welches dem Theta-Pinch vergleichbar stabil war. Aus verschiedenen Gründen wurden diese Versuche mit einer geformten Spule wiederholt (Abb. 1). Zunächst einmal sollte geklärt werden, ob diese technisch einfachere Anordnung zu einem vergleichbaren Ergebnis führt. Außerdem konnten die Versuche durch Verwendung eines Entladungsgefäßes mit größerem Durchmesser auf wesentlich höhere Temperaturen ( $T_i \approx 2$  keV) ausgedehnt werden. Daneben bestand auch die Möglichkeit, mit einem Entladungsröhr exzentrisch zur Spulenachse einen Fall zu erzeugen, der im Torus durch die Drift während der Kompression entstehen könnte. Zu dieser Anordnung wurden Batterieenergie und Fülldruck in weiten Grenzen variiert.

Als Ergebnis dieser Versuche konnte wieder die Ausbildung einer Plasmahelix beobachtet werden. Die Einstellschwingungen waren dabei schwächer ausgeprägt als im analogen ( $\ell = 1$ )-"Draht"-Experiment (Abb. 2). Eine Deutung der Schwingungen als stehende Alfvén-Wellen stand in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Frequenz. Die Deutung der helischen Schwingungen wurde in Zusammenarbeit mit J. Wesson, Culham Lab. durchgeführt.

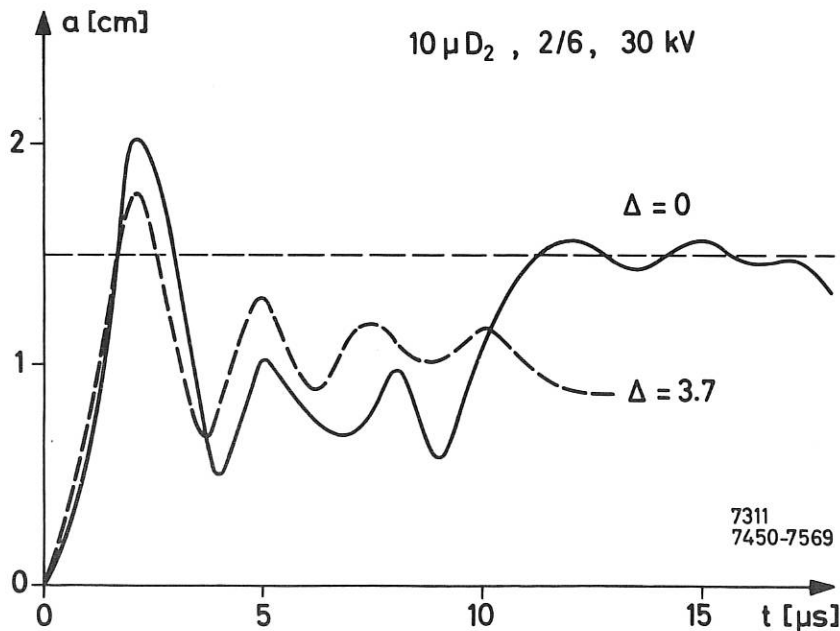


Abb.2 Radius der Plasmahelix als Funktion der Zeit für zentriertes Vakuumgefäß ( $\Delta = 0$ ) und für versetztes Gefäß ( $\Delta = 3.7$  cm)

Im Gegensatz zu den vorangehenden linearen Versuchen konnte nicht in allen Fällen Stabilität gegen die ( $m = 1$ )-mode gefunden werden. Im Bereich hoher Temperatur (großes Entladungsgefäß, hohe Batterieenergie, niedriger Fülldruck) wurden schnell wachsende Instabilitäten beobachtet (Vergleiche Abb. 3, rechts oben). Eine Verminderung des Vorionisationsgrades reduzierte die Anwachsrate stark, ohne daß die Temperatur entsprechend abnahm. Die Zusammenhänge sind nicht geklärt. Insgesamt lassen die Versuche jedoch erwarten, daß der einfache ( $\ell = 1$ )-Stellarator keine starken Rückstellkräfte gegen die toroidale Driftmode besitzt.

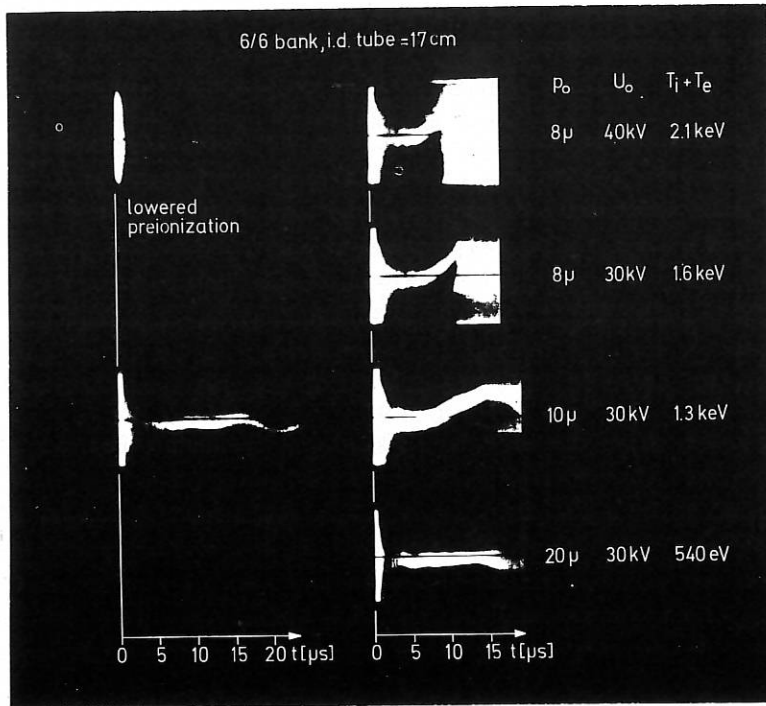


Abb.3 Schlierenbilder des Plasmas in der geformten ( $l = 1$ ) Spule in Abhängigkeit von der Temperatur

### 1.2 Theta-Pinch-Untersuchungen

Außerhalb der eigentlichen, komprimierten Plasmasäule befindet sich ein Plasma geringer Dichte ( $10^{14} \dots 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) und niedriger Temperatur (Größenordnung 10 eV), das durch seine doch noch relativ gute elektrische Leitfähigkeit besonders im Torus die Magnetfeldkonfiguration verändern kann. Die Untersuchung dieses Außenplasmas wurde deshalb fortgesetzt.

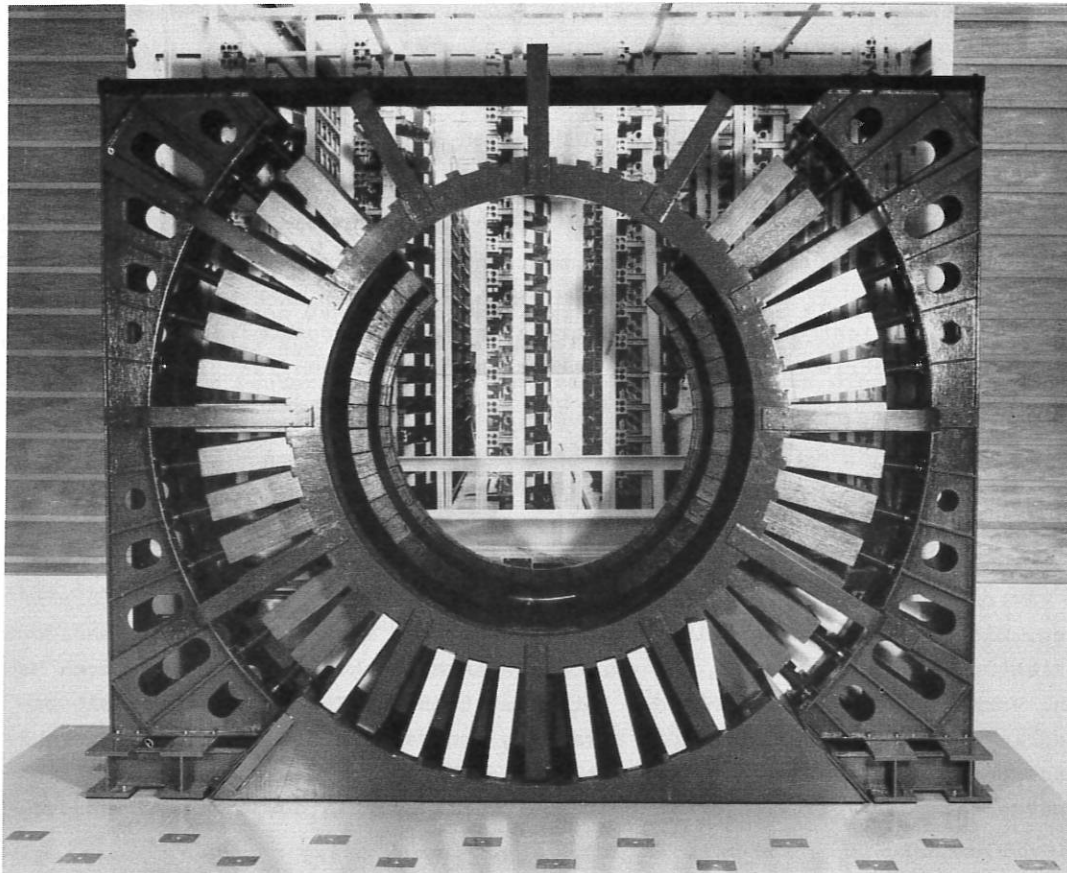


Abb.4 Modell des im Bau befindlichen Isar I Torus



Die Auswertung der spektroskopischen Messungen an diesem "Halo" wurde dabei zunächst durch nicht erwartete Abweichungen vom lokalen, thermischen Gleichgewicht in der Besetzungsdichte der Deuterium-Niveaus erschwert (vgl. Abschnitt 2). Voraussichtlich wird man aber Aussagen über die Entstehung dieses "Halos" machen können.

Die schon im Vorjahr begonnenen Untersuchungen über die Diffusion senkrecht zum Feld sind wahrscheinlich ebenfalls wegen des fehlenden Gleichgewichts nur bedingt verwendbar. Abweichungen der einzelnen Messungen deuten jedenfalls auf eine anomale Kontinuumsstrahlung hin.

### 1.3 Einrichtung eines toroidalen Kollektors

Zur Zeit wird an Isar I ein toroidaler Kollektor errichtet (Abb. 4). Mit einem großen Durchmesser von 2,7 m, einem maximalen Magnetfeld von etwa 35 kG und einem Anstieg von etwa 8  $\mu$ s wird man, verglichen mit bisherigen toroidalen Experimenten, mit relativ hoher Temperatur ( $T_i \lesssim 1$  keV) und großem Aspektverhältnis ( $r_{\text{torus}} / r_{\text{plasma}} \approx 100$ ) arbeiten können. An der Anlage können sehr verschiedene Hoch-Beta-Toruskonfigurationen verwirklicht werden. Als erstes sollen der ( $\ell = 1$ )-Stellarator und Varianten, wie das von Nührenberg angegebene Gleichgewicht untersucht werden.

## 2. Linearer Theta-Pinch Isar II

(W. Engelhardt, W. Köppendörfer, M. München, W. Schneider, J. Sommer)

Die Stoßstromanlage Isar II wurde auch im Jahre 1970 als linearer Theta-Pinch betrieben. Man arbeitete bei 25 kV Ladespannung fast durchweg im 5/5 Betrieb, d.h. mit einem maximalen Magnetfeld von 52 kG und 2.75  $\mu$ s Viertelperiode. Die Füllung war 11, 17, 40 und 72 mTorr Deuterium, bisweilen mit Zusätzen von wenigen Prozent Sauerstoff, Stickstoff, Neon, Fluor und Kohlenstoff.

Um die Beschreibung des Plasmas mit einem zweidimensionalen ( $r, z$ ) Computerprogramm, das von W. Schneider entwickelt wurde, zu prüfen und dann den Einfluß von Relaxation, Strömung und Wärmeleitung diskutieren zu können, war es nötig, alle zugänglichen Plasmaparameter zu messen und ihre Werte mit Rechnungen zu vergleichen.

Die früher durch side on Beobachtung der Kontinuumsstrahlung bestimmte Elektronendichte wurde bei den Füllldrücken 11, 17 und 40 mTorr noch einmal mit einem Mach-Zehnder Interferometer in axialer Durchsicht gemessen. Beim Vergleich der spektroskopisch bestimmten Dichten mit den interferometrisch bestimmten zeigte sich, wie auch an Isar I beobachtet, daß die Kontinuumsmethode während der ersten ein bis zwei Mikrosekunden zu breite Dichteprofile gibt.

Auch die zunächst aus der Messung der Absorption der weichen Röntgenstrahlung des Plasmas ermittelte Elektronentemperatur wurde noch einmal durch  $90^\circ$  Streuung des Laserlichts gemessen<sup>1)</sup>. Die durch Röntgenabsorption bestimmten Elektronentemperaturen lagen durchschnittlich um einen Faktor zwei über den durch Laserlichtstreuung zuverlässig gemessenen Elektronentemperaturen. Die beobachteten mangelnden Übereinstimmungen sowohl der Elektronendichten, als auch der Elektronentemperaturen bei den verschiedenen Meßmethoden sind nicht durch Meßfehler gegeben. Vermutlich hängen sie mit der Interpretation der Kontinuumsintensität zusammen. Während im weichen Röntgengebiet die Strahlung von Verunreinigungslinien als Fehlerquelle nicht ausgeschlossen werden kann, scheint im Sichtbaren der Beitrag der Verunreinigungen nicht maßgebend. Die Frage, ob unter bestimmten Umständen in der Anfangsphase der

---

1) Herrn Röhr und der Lasergruppe danken wir für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Streumessungen.



Entladung eine Störung in der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen eine unerwartete Intensitätsverteilung im frei-frei Kontinuum verursachen kann, soll in Zukunft untersucht werden.

Die nach den zuverlässigeren Methoden gemessenen Werte der Elektronendichte und Elektronentemperatur, der diamagnetische Fluß, der Neutronenfluß und die aus Linienprofilen ermittelten radialen und axialen Geschwindigkeiten von Verunreinigungsionen wurden mit den zweidimensionalen Rechnungen verglichen. Eine Beschreibung der MHD-Rechnungen von W. Schneider findet sich im Beitrag 10.9 dieses Berichtes.

Im allgemeinen sind die Temperaturen ( $0.3 < T_i < 3$  keV) und der Grad der Anisotropie von Deuteronen und Verunreinigungsionen verschieden und die Entladedauer reicht zur vollständigen Relaxation der Energien nicht aus. Lediglich bei 72 mTorr Fülldruck kommt es zum Energieausgleich zwischen allen Teilchen.

Die Elektronentemperatur wird im wesentlichen durch die Wärmeleitung der Elektronen bestimmt, wobei der Wärmeleitungskoeffizient nach Spitzer zur Übereinstimmung zwischen Messungen und Rechnungen führt. Die einfache Formel, die Green<sup>1)</sup> für den Zusammenhang zwischen adiabatischer Heizung und Wärmeverlust angegeben hat, führt als Faustformel auch unter den komplizierten Verhältnissen mit Plasmaströmung und starker Energieanisotropie zu im wesentlichen richtigen Elektronentemperaturen.

Eine Interpretation der gemessenen Dopplerprofile war erst möglich, nachdem die Konzentration der beobachteten Ionisationsstufe in ihrer zeitlichen und örtlichen Abhängigkeit berücksichtigt wurde. Der Beitrag der axialen Geschwindigkeit zur scheinbaren Paralleltemperatur, wie sie aus dem Linienprofil entnommen wird, ist zeitweise beträchtlich.

Der Vergleich zwischen Rechnungen und Meßergebnissen führte einerseits zum Nachweis, daß das Modell von W. Schneider das Plasma zutreffend beschreibt, und andererseits zum richtigen Verständnis der Relaxationsprozesse und der Energieverluste durch Massenströmung und Wärmeleitung. Bei niedrigen Fülldrücken allerdings ergibt das Experiment abweichend von Rechnungen erhöhte Relaxation. Die zunächst starke Anisotropie der Deuteronen führt zu Spiegelinstabilitäten, die den Energieausgleich dann beschleunigen<sup>2)</sup>.

Für die Wahl eines günstigen Anfangszustandes des Plasmas ist die Kenntnis der Elektronendichte (Ionisationsgrad) und der übrigen Plasmamparameter in der abklingenden Vorentladung wichtig. Durch Messung mit einem 1 mm Mikrowelleninterferometer konnte eine Lücke zwischen den bisherigen interferometrischen Messungen im Sichtbaren und Messungen mit längerwelligen Mikrowellen geschlossen werden. Ferner wurde der Einfluß der Stromstärke und damit der Energie der Vorentladung auf den Ionisationsgrad des Anfangsplasmas untersucht und der Stromimpuls mit Thyriten optimal geformt.

Die übrige Arbeit des Jahres war hauptsächlich Fragen der Plasmaspektroskopie gewidmet. Um die Anfangsphase der Entladungen besser zu verstehen, wurden auch die Intensitäten der Balmerlinien von Deuterium absolut gemessen. Man hoffte, aus diesen Messungen auf die Elektronentemperatur schließen zu können. Wegen der geringen, für spätere Entladezeiten ausgelegten Auflösung der Laserlichtstreuung war die Elektronentemperatur die ersten 0.5 Mikrosekunden nur sehr schwer direkt zu messen. Nach dem von H. Griem<sup>3)</sup> angegebenen Konzept des partiellen thermischen Gleichgewichts sollten unter den gegebenen Bedingungen Niveaus oberhalb der Hauptquantenzahl 2 thermisch besetzt sein. Mit Kenntnis der Elektronendichte hätte sich dann aus dem Emissionskoeffizienten einer Balmerlinie mit Hilfe der Sahagleichung die Elektronentemperatur gewinnen lassen.

---

1) Green, T.S. et al. Phys. Fluids 10, 1663 (1967)

2) Kaufmann M. et al. Third Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Utrecht 1969, p. 80

3) Griem H.R., Phys. Rev. 131, 1170 (1963)

Die Messungen ergaben jedoch Besetzungsdichten der Ausgangsniveaus, die zum Teil um mehrere Größenordnungen die möglichen thermischen Besetzungsdichten überstiegen. Eine detaillierte Berechnung des Ionisationsvorganges mit Hilfe von Ratengleichungen <sup>1)</sup> die alle Anregungs- und Rekombinationsprozesse berücksichtigt, außer der Photoanregung, ergab, daß die Besetzung angeregter Niveaus während des ganzen Ionisationsvorganges fast ausschließlich durch Anregung aus dem für die augenblickliche Temperatur und Dichte stark überbesetzten Grundzustand bestimmt wird. Herr Wunderlich hat die Programmier- und Rechenarbeiten dazu in dankenswerter Weise übernommen (s. Abschnitt 9). Das Fazit der Untersuchungen war, daß in einem Plasma mit ansteigendem Ionisierungsgrad im allgemeinen kein Niveau wesentlich früher ins thermische Gleichgewicht mit dem freien Elektronengas kommt als der Grundzustand. Unter diesen Umständen sind die Formeln für partielles, lokales, thermisches Gleichgewicht nicht anwendbar, obwohl die von Griem <sup>2)</sup> dafür angegebenen Kriterien erfüllt sind. Durch Messung der Linien der Balmerreihe von He I und Linien der Paschenreihe von He II wurde das in einem weiteren Bereich bestätigt.

Außerdem wurde noch mit einem 1 m normal-incidence-VUV Spektrographen die Strahlung des Plasmas im Bereich von 1000 bis 2500 Å untersucht. Bei den Strahlungsmessungen mit dem grazing incidence Spektrographen war unter anderem die Frage offen geblieben, ob die Niveaus  $2^3P_{0,1,2}$  der helium-ähnlichen Ionen O VII und N VI eine relative Besetzung entsprechend ihren statistischen Gewichten aufweisen. Da sich unter dieser Voraussetzung nach Gabriel und Kunze <sup>3)</sup> aus dem Verhältnis der Resonanz- und Interkombinationslinie dieser Ionen die Elektronendichte gewinnen läßt, erschien eine Klärung dieser Frage nötig. Die bisher durchgeführten Auswertungen von Messungen an O VII ergaben bei den Entladungen mit niedrigen Füllichten Abweichungen des  $2^3P_1$  Niveaus.

Der ursprüngliche Plan, Isar II in einen Hoch-Beta-Stellaratorring umzubauen, wurde zurückgestellt. Aus Experimenten von Herrn Neuhauser (s. Abschnitt 5) an der Spinne zu schließen, erscheint ein toroidales Hoch-Beta-Stellaratorgleichgewicht mit einer an Isar II realisierbaren Skalierung nicht erreichbar. Es wurde auch diskutiert, ob ein Hoch-Beta-Gleichgewicht in Form einer Figur 8 untersucht werden könnte. Eine einfache Abschätzung der Kommunikationszeit einer Alfvénwelle und der Driftzeit zeigt aber, daß sich ein Gleichgewicht nur für Betawerte unter wenigen Prozent einstellen kann.

Deshalb soll Isar II noch als linearer Pinch zur Untersuchung spezieller Fragen beibehalten werden. Dafür ist vorgesehen:

1. Untersuchung des Balmergrenzkontinuums von Deuterium zur Klärung der Frage, ob die Störung des thermischen Gleichgewichts während der Ionisationsphase auch das Kontinuum erreicht.
2. Messung der Strahlung im weichen Röntgenbereich mit dem grazing incidence Spektrographen bei  $2.5^\circ$  Einfallswinkel. Dabei sollen vor allem die Linienverhältnisse von Resonanz- und Interkombinationslinie der helium-ähnlichen Ionen bestimmt werden.
3. Untersuchung des Plasmas außerhalb der dichten Plasmasäule.

---

1) Mahn C., Zeitschrift für Naturforschung 22a, 1939 (1967)

2) Griem H.R., Phys. Rev. 131, 1170 (1963)

3) Gabriel A.N. e. al., Phys. Rev. 165, 276 (1968)

### 3. Linearer Screw Pinch Isar III

(V. Bauernfeind, G. Becker, O. Gruber, F. Hartz, H. Herold)

Die experimentellen Arbeiten an der Anlage Isar III waren im Berichtsjahr auf die dynamische Stabilisierung von helischen  $m = 1$  Instabilitäten des Screw Pinches konzentriert. Die Untersuchungen sollen die experimentellen und technischen Möglichkeiten der dynamischen Stabilisierung an einer globalen MHD-Instabilität, die leicht erzeugt und isoliert werden kann, aufzeigen. Arbeiten des Vorjahres am linearen Screw Pinch hatten gezeigt, daß die Anwachsraten ( $\omega_i$ ) der  $m = 1$  Instabilität durch Wahl des Längsstroms eingestellt werden können. Die gefundenen Anwachsraten waren in guter Übereinstimmung mit denen theoretischer Modelle.

Es wurden zwei Stabilisierungsmethoden angewandt:

- 1) Überlagerung eines hochfrequenten axialen Magnetfeldes.
- 2) Überlagerung eines oszillierenden axialen Plasmastromes.

Eine dritte Methode, die auf der Magnetfeldkonfiguration einer stehenden Welle beruht, wurde technisch vorbereitet. Fast alle Untersuchungen wurden bei einer Spulenlänge von 1 m und bei typischen Plasmaparametern von  $T_i = 50 \div 200$  eV;  $\beta = 0.5$ ;  $n_e \lesssim 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  durchgeführt.

#### 3.1 Dynamische Stabilisierung mit oszillierendem $B_z$ -Feld

Dem quasistationären axialen Grundfeld wurde ein oszillierender, ebenfalls homogener Anteil  $\tilde{B}_z$  überlagert. Der dazu nötige Hochfrequenzkreis ist mit Hoch-Q-Kondensatoren (Entwicklung: I-Abteilung) ausgerüstet und wird mit einem speziell entwickelten, niederinduktiven Folienschalter zugeschaltet. Die Stabilisierungsfrequenz war  $7 \cdot 10^6$  bzw.  $11 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Die relative Amplitude  $\xi = \tilde{B}_{z\text{max}} / B_z$  wurde zwischen 5 und 20 % variiert.

Bei Anwendung von  $\tilde{B}_z$  zeigte sich deutlich stabilisierende Wirkung auf die  $m = 1$  Mode, wenn  $\xi$  (bei gegebenen  $\omega_i$  und  $\omega_s$ ) ausreichend hoch gewählt wurde. Versuche mit verschiedenen Anwachsraten  $\omega_i$  und mit einer anderen Frequenz  $\omega_s$  ergaben eine Stabilisierungsbedingung  $\xi > C \omega_i / \omega_s$  mit einem experimentell ermittelten Wert von C von etwa  $2 \pm 0.5$ . Die Frequenzabhängigkeit der Stabilisierungsbedingung weist auf eine stabilisierende Wirkung von Trägheitskräften hin. Diese treten auf, wenn die Plasmasäule durch  $\tilde{B}_z$  zu  $m = 0$ ,  $k = 0$  Schwingungen angeregt wird. Die zeitliche Änderung von  $\mu(r, t) = B_\theta(r) / r B_z(r)$  während einer Periode von  $\tilde{B}_z$  wurde mit Magnetsonden ermittelt und ist sehr gering. Demnach sollte die "dynamische Verschönerung" bei dieser Stabilisierungsmethode keine Rolle spielen.

Bei zu hohen Werten von  $\xi \omega_s$  tritt an der Gefäßwand Durchzündung auf, was zu einer starken Dämpfung der HF-Entladung führt. Dadurch wird diese Stabilisierungsmethode begrenzt. Ein Ausweg wäre das Arbeiten in Resonanz mit Eigenschwingungen des Plasmas. Es wurde experimentell bestätigt, daß dann beim Anregen von  $m = 0$  Eigenschwingungen ein kleinerer Feldhub genügt, um eine ausreichende Plasmabewegung herzustellen. Leider sind die Frequenzen dieser Eigenschwingungen für Fusionsplasmen sehr hoch.

#### 3.2 Stabilisierung mit überlagertem oszillierendem Längsstrom

Bei der zweiten untersuchten Methode der dynamischen Stabilisierung wurde dem Längsstrom des Screw Pinch  $I_z$  ein hochfrequenter Strom  $\tilde{I}_z$  überlagert.  $I_z$  und  $\tilde{I}_z$  hatten vergleichbare Amplituden von etwa 15 - 50 kA und  $\omega_s$  war  $1.6 \cdot 10^6$  und  $4.8 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Die Anwachsraten der  $m = 1$  Instabilitäten waren nur wenig kleiner. Da der magnetische Druck des  $B_\theta$ -Feldes vernachlässigbar wenig zum Druckgleichgewicht des Screw-Pinch-Plasmas beiträgt, bleibt der Plasmaradius bei der Anwendung von  $\tilde{I}_z$  fast konstant. Die stabilisierende Wirkung von Trägheitskräften ist vernachlässigbar und es kann allein die Wirkung einer dynamischen Verschönerung untersucht werden.

Magnetsondenmessungen ergaben, daß der Hochfrequenzstrom bei beiden Frequenzen nicht völlig bis zum dichten Plasma vordringt, sondern überwiegend im "drucklosen Plasma" fließt.

Die gemessene Eindringtiefe ist dabei immer noch beträchtlich größer als die klassische Skintiefe. In Übereinstimmung damit ergaben Dämpfungsmessungen der HF-Entladung einen anomal hohen effektiven Widerstand des dünnen Außenplasmas. Er ist etwa 2 Größenordnungen höher als der klassische, rein ohmsche Widerstand mit  $T_e = 20$  eV. Der Einfluß von Limitern und Vorionisierung und vom  $B_z$  - Feld (auch Plasmatemperatur) auf die Eindringtiefe wurde untersucht.

Obwohl in allen untersuchten Fällen der HF-Strom überwiegend im Außenplasma floß, konnte stets eine beträchtliche Verminderung der  $m = 1$  Anwachsrate beobachtet werden. Die stabilisierende Wirkung ist umso stärker, je höher die HF-Amplitude ist und je dichter die Frequenz über der Anwachsrate liegt. Außerdem ist es günstig, wenn ein möglichst großer Anteil des HF-Stroms in oder nahe am dichten Plasma fließt.

Die stabilisierende Wirkung, die die HF-Stöße im Außenplasma auf den dichten Plasmakern ausüben, wird grob qualitativ verständlich aus dem Feldverlauf  $B_\theta(r, t)$ . Im Außenraum entstehen periodisch  $B_\theta$ -Gradienten, die wesentlich steiler sind, als im ungestabilisierten Fall. Sie können - gemäß stationärer Stabilitätstheorie - einen großen positiven Beitrag zur  $m = 1$  Stabilität des gesamten Plasma-Feld-Systems liefern.

### 3.3 Dynamische Stabilisierung und dynamisches Gleichgewicht mit stehenden Wellen

Die Projektierung dieses Experiments geht zurück auf einen Vorschlag von Berge und Wolf, dynamisches Gleichgewicht in einem toroidalen Theta-Pinch mit der Magnetfeldkonfiguration stehender Wellen zu erzielen. Die ursprüngliche Planung (s. Jahresbericht 1969, S.12) mußte entsprechend den Erfahrungen aus den laufenden Experimenten geändert werden. Feldmessungen in den vorgesehenen Spulenkombinationen zeigten, daß die in 3.1 genannte Durchbruchsgrenze überschritten wird. Zur Abhilfe wurden Feldformer entwickelt, die die gewünschten Feldverläufe herzustellen erlauben und die auch noch bei der vorgesehenen 100 kV Technik brauchbar sind. Die 6 m lange Spule wurde zu Gunsten einer 3 m langen Spule mit 2-fach Hintereinanderschaltung von Spulenteilen aufgegeben. Neben einer besseren Abstimmung relevanter Zeiten und wesentlicher Vereinfachung des Aufbaues ergibt sich nun die Möglichkeit, Versuche zur dynamischen Stabilisierung der helischen  $m = 1$  Instabilität mit stehenden Wellen durchzuführen. Die technischen Vorbereitungen sind soweit abgeschlossen, daß mit dem Aufbau des Experimentes an Isar III begonnen werden kann.

## 4. Toroidaler Screw-Pinch Isar IV

(P. Grossmann, W. Grossmann, H. Krause, R. Wilhelm, H. Zwicker)

Nach Abschluß der Untersuchungen über das Stabilitätsverhalten des reinen Screw-Pinches wurden die Experimente mit zusätzlich überlagerten  $B_z$ -Feldern und verschiedenen Feldprogrammierungen fortgesetzt. Hierzu wurde eine Zusatzbatterie mit Crowbar aufgebaut, die unabhängig von den Hauptbatterien parallele und antiparallele Felder mit Werten bis zu  $B_{z0} = \pm 1,2$  kG lieferten.

Für antiparallel eingefangene Felder  $B_{z0}$  zeigte sich unter allen Bedingungen eine deutliche Verkürzung der Lebensdauer des Plasmas, verglichen mit dem reinen Screw-Pinch.

Parallel eingefangene Felder  $B_{z0}$  lieferten dagegen eine starke Reduktion der Anwachzeiten für die ( $m = 1$ )-Instabilitäten. Abb. 5 zeigt für diesen Fall zwei typisch radiale Verteilungen  $B_z(r)$ ,  $B_\theta(r)$  und  $j_z(r)$ . Kompressionsverhältnis und Driftzeit ohne  $B_z$ -Strom gaben als grobe Werte  $n_e \approx 10^{16}$ ,  $T_e, T_i \approx 50 - 70$  eV. Stereoskopische Schmieraufnahmen (vgl. Abb. 6) der Plasmasäule lassen während der Beobachtungszeit (maximal 20  $\mu$ s)

plasma photo.

3/6/61.

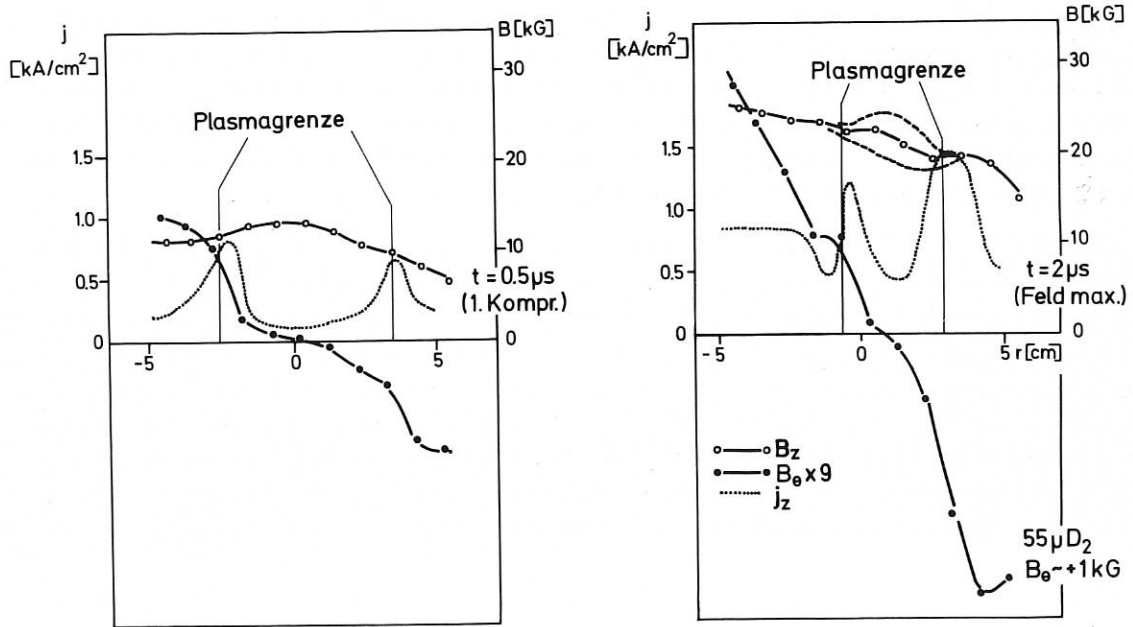


Abb. 5 Radiale Verteilung der Magnetfeldkomponenten  $B_\theta$  und  $B_z$ , sowie des z-Stromes  $j_z$  beim Screw-Pinch ( $\beta \approx 20\%$ )

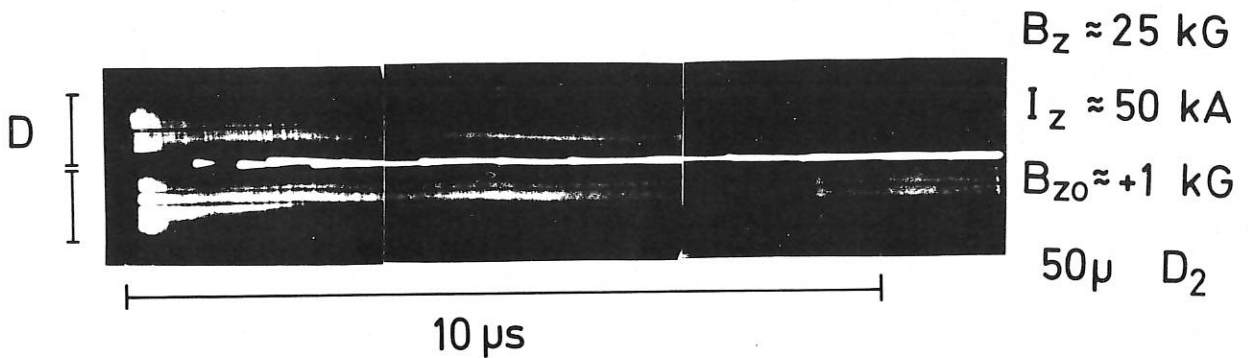


Abb. 6 Stereoskopische Schlierenaufnahme des Screw-Pinches ( $\beta \approx 20\%$ ,  $T_e = T_i \approx 50 - 70 \text{ eV}$ )



keine ( $m = 1$ )-Instabilitäten erkennen. Das sollte im wesentlichen eine Folge des im Vergleich zum reinen Screw-Pinch stark reduzierten  $\beta$ -Wertes sein, der von  $\beta = 0.75$  ( $B_{z0} = 0$ ) auf  $\beta \approx 0.20$  abgesenkt wird.

Rechnungen mit einem neu entwickelten MHD-Code lieferten für die genannten Parameter unter Annahme eines constant pitch typische ( $m = 1$ )-Anwuchszeiten von etwa  $50 \mu s$ . Die Lebensdauer des Plasmas wird hier dadurch begrenzt, daß die Gleichgewichtslage nach etwa  $10 \mu s$  verloren geht und die Säule anschließend langsam an die äußere Gefäßwand driftet. Die Ursachen für diesen Verlust des Gleichgewichtes sind noch nicht klar. Abschätzungen mit den gemessenen Feldverteilungen zeigen, daß die Gleichgewichtslage kritisch vom  $\beta$ -Wert des dichten Plasmas abhängen sollte und daß während der stabilen Phase das dünne Außenplasma das Gleichgewicht mitbestimmt.

Es wurden deshalb die Plasma-Zustandsgrößen und der  $\beta$ -Wert auf spektroskopischem Wege unabhängig gemessen. Der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur wurde aus dem zeitlichen Verhalten von Sauerstoff-Verunreinigungslinien O II bis O VI, die Dichte aus der Absolutmessung des Kontinuums ermittelt. Abb. 7 gibt ein Beispiel. Die Resultate lieferten zusammen mit dem aus Sondenmessungen bekannten Außenfeld für den Achsenbereich einen  $\beta$ -Wert von 20 %. Aus der gemessenen radialen Dichteverteilung ergab sich weiter unter Annahme konstanter Temperatur für die dichte Säule ein mittlerer  $\beta$ -Wert von  $\bar{\beta} \approx 12$  %. Für das dünne Außenplasma zeigt die Untersuchung der Balmerlinien, daß in unmittelbarer Nähe der Gefäßwand eine kalte Schicht mit  $T_e \approx 0.3$  eV und  $n_e \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  existiert.

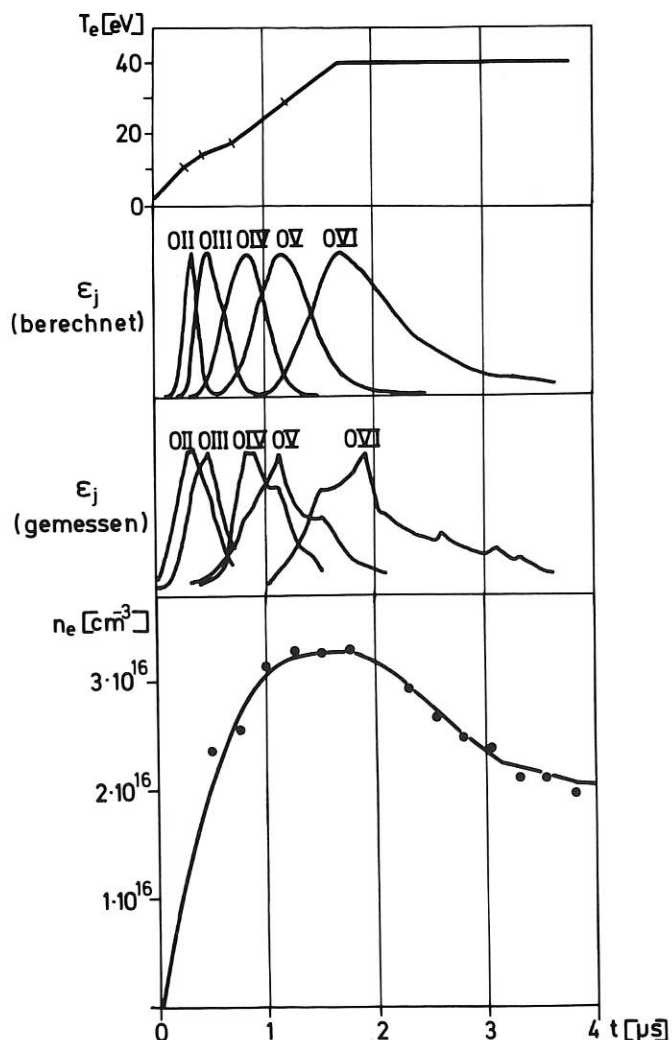


Abb. 7  
Spektroskopische Bestimmung des zeitlichen Elektronentemperatur- und Dichteverlaufes am Screw-Pinch ( $\beta \approx 20$  %,  $T_i \approx 50$  eV)

Zur Verminderung der Wandkontakte der z-Ströme wurden weiter Versuche mit einem Quarz-Limiter im Torus durchgeführt. Schmieraufnahmen und Sondenmessungen zeigten, daß die Gleichgewichtslagen verbessert und ein Wandkontakt der Plasma-z-Ströme vermieden wird. Es traten jedoch im Außenplasma Instabilitäten auf, die ihrerseits zur Zerstörung des Plasmas führten.

In einer gesonderten Untersuchung wurde das Stabilitätsverhalten einer speziellen Konfiguration experimentell getestet, die wegen ihrer theoretischen MHD-Stabilität auch bei hohem  $\beta$ -Wert (bis zu 40 %) in einem toroidalen Experiment in Culham angestrebt wird <sup>1)</sup>. Die Feldverteilung konnte durch geeignete Feldprogrammierung verhältnismäßig gut realisiert werden. Abb. 8 zeigt als ausgezogene Kurven die theoretische Verteilung des  $B_z$ - und  $B_\theta$ -Feldes nach <sup>2)</sup> und die experimentellen Resultate der Sondenmessungen 2,5  $\mu$ s nach Entladungsbeginn. Die Abweichungen von den theoretischen Kurven im rechten Teil (Außenseite des Torus) sind die unvermeidbare Folge des toroidalen  $1/R$ -Abfalles für das  $B_z$ -Feld, sowie der Kompression des  $B_\theta$ -Feldes zwischen leitfähiger Wand und Plasma. Mit dem durch äußere Zusatzinduktivitäten auf etwa 10 kG reduzierten Grundfeld und z-Strömen von 150 KA ergaben sich als Plasmamaparameter  $T \approx 100$  eV,  $n_e \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und  $\beta \approx 30$  %. Schmieraufnahmen und Sondenmessungen zeigten, daß die Konfiguration nur für 2 - 3  $\mu$ s stabil ist. Anschließend wird das Plasma durch sehr schnell anwachsende Instabilitäten zerstört. Diamagnetische Messungen lieferten Anwuchszeiten von etwa 0,2  $\mu$ s. Die Ursachen für dieses Verhalten sind noch nicht klar. Es wird vermutet, daß es sich um Widerstandsinstabilitäten handelt, die als Folge des antiparallel eingefangenen  $B_z$ -Feldes auftreten.

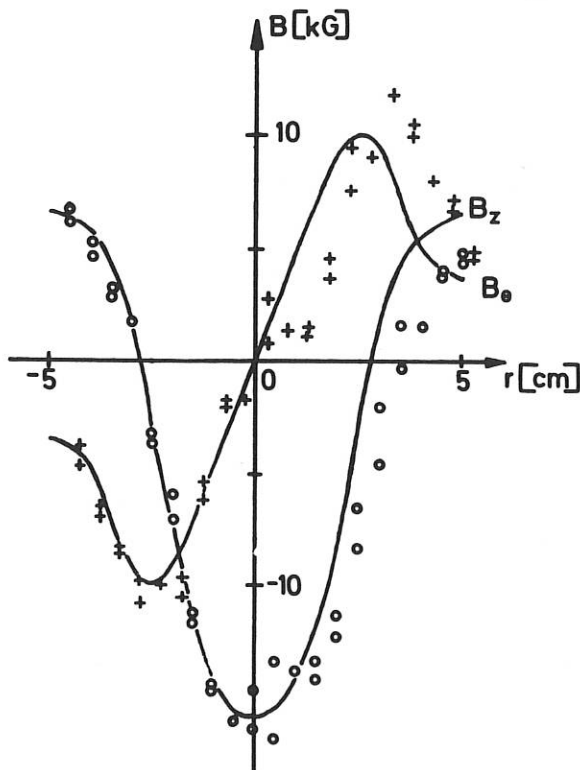


Abb. 8 Vergleich zwischen theoretisch gefordertem und experimentell realisiertem Magnetfeldprofil beim "diffuse pinch"

1) H.A.B. Bodin, J. McCartan: Intern. Symp. on Closed Confinement Systems, Dubna (1969)

2) Culham-Report CLM-PR 12 (1969)

## 5. Toroidaler Theta-Pinch

(R. Franzel, W. Lotz, J. Neuhauser)

Im Berichtsjahr wurden die Versuche zum toroidalen Einschluß mit Hilfe von überlagerten helischen Multipolfeldern, die durch Drahtströme erzeugt wurden, abgeschlossen. Dabei wurden Multipolfelder der Multiplizität ( $\ell$ ) 1, 2 und 3 und bis zu 8 Drahtperioden ( $n$ ) auf dem großen Torusumfang untersucht. In allen Fällen wurden die Vakuumfelder der Anordnung berechnet.

Man kann die Konfigurationen in drei Gruppen einteilen:

- 1) Mit ( $\ell = 3$ ) oder ( $\ell = 2, n = 0; 1$  oder  $2$ ) hat das Vakuumfeld ein absolutes Minimum innerhalb des Vakuumgefäßes; der Bereich der geschlossenen Flußröhren (Separatrix) im Vakuum hat einen kleineren Durchmesser als das Plasma.
- 2) Mit ( $\ell = 2, n = 4$  oder  $8$ ) erreicht man kein absolutes Feldminimum, jedoch hat die Separatrix (im Vakuum) einen größeren Durchmesser als das Plasma.
- 3) Die Multipolfelder der Gruppen 1) und 2) vergrößern den Gradienten des toroidalen Grundfeldes nicht, ein überlagertes Multipolfeld mit ( $\ell = 1$ ) jedoch kann diesen Gradienten örtlich erheblich verstärken.

Die Experimente zeigten, daß die Konfigurationen der Gruppe 1) das bekannte stabile Multipolgleichgewicht ergeben. Auch ohne absolutes Feldminimum erreicht das Plasma bei den Konfigurationen der Gruppe 2) ein Gleichgewicht innerhalb des Entladungsgefäßes, jedoch ist dieses Gleichgewicht instabil, die Anwachszeit entspricht etwa der Beobachtungszeit von einigen Mikrosekunden. In der Anordnung mit  $\ell = 1$  beobachtet man (bei hohen Drahtströmen), daß das Plasma eine rasch expandierende Helix bildet und innerhalb von  $1 \mu s$  die Wand erreicht.

Während bei Überlagerung nicht-helischer Multipolfelder Cusp-Verluste ( $\sim T_e$ ) den Einschluß begrenzen, können die Verluste bei Überlagerung helischer Multipolfelder durch freies Ausströmen der Teilchen entlang der Feldlinien an die Wand erklärt werden ( $\sim \sqrt{T}$ ). Die Einschlußzeiten liegen zwischen 3 und  $8 \mu s$ . Man kann beobachten, daß sich das Plasma bei Überlagerung von ( $\ell = 2$ )-Feldern in der Gleichgewichtslage helisch verformt, was bei ( $\ell = 3$ )-Feldern nicht der Fall ist. Diese Verformung kann mit der Lage der absoluten Feldminima erklärt werden. Die helische Verformung hat zur Folge, daß die Multipolleiter im Plasma einen Nettostrom parallel zur Torusseule induzieren.

In Anschluß an diese Experimente mit Draht-Stellaratoren wurde ein ( $\ell = 1$ )-Stellarator mit geformter Spule installiert. Theoretisch sollte der ( $\ell = 1$ )-Stellarator nahezu stabil sein, im Gegensatz zu Stellaratoren mit höherer Multiplizität<sup>1)</sup>. Durch die geformte Spule wird (im Vakuum) das Auftreten einer Separatrix vermieden. Die technischen Daten der Spule waren: Periodenlänge  $L = 20$  cm, Perioden auf dem Umfang  $n = 8$ , Amplitude der Helix  $a = 1$  cm, lokaler Spulenradius  $r = 5$  cm.

Die ersten Versuche zeigten, daß sich analog dem linearen Experiment an Isar I (s. Abschnitt 1) bereits während der schnellen Kompression die für den ( $\ell = 1$ )-Stellarator typische Plasma-helix ausbildete, der eine toroidale Drift überlagert war. Der Helixdurchmesser variierte zeitlich geringfügig um einen Mittelwert, der etwa dem Durchmesser der Helix der magnetischen Achse des Vakuumfeldes entsprach. Gleichzeitig wurde ein induzierter Plasmastrom beobachtet, der sich nach Größe und Richtung aus der Rotationstransformation und der Flußerhaltung im geschlossenen Plasmaring erklären ließ. Durch einen äußeren Induktionskreis wurde dieser Strom auf Null kompensiert, eine wesentliche Änderung in der Form und Bewegung des Plasmas wurde dabei nicht festgestellt. Die Versuche werden fortgesetzt.

1) A.A. Blank, H. Grad, H. Weitzner: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. 2, CN-24/K-6, International Atom Energy Agency, Wien (1969)

Die Apparatur SPINNE hat die folgenden Parameter: Großer Radius der Theta-Pinch-Spule und des Vakuumgefäßes 26 cm; Innendurchmesser des Vakuumgefäßes 6 cm; Innendurchmesser der Theta-Pinch-Spule 9,2 bzw. 10 cm; Teilkreisdurchmesser der Multipoldrähte 7,5 cm; Batterieenergie für Theta-Pinch-Feld und für Multipolfeld je bis zu 58 kJ; Anstiegszeit der Ströme 3  $\mu$ s; Crowbarzeit 30  $\mu$ s; Feldstärke des Theta-Pinch-Feldes bis zu 21 kG; Elektronendichte bis zu  $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ; Elektronentemperatur bis zu 100 eV; Plasmaradius etwa 1 cm; Beta-Werte zwischen 0,3 und 1; Einschlußzeiten zwischen 1 und 10  $\mu$ s.

6. Plasmaheizung in stoßfreien Stoßwellen

(A. Gattinger, M. Keilhacker, M. Kornherr, F. Lindenberger, H. Niedermeyer, K.-H. Steuer)

Für die Untersuchung stoßfreier Stoßwellen standen 1970 zwei Experimente zur Verfügung ("Turbulenz-Experiment" und "Minimax", s. Tabelle 1, S. 15 im Jahresbericht 1969), die sich so ergänzen, daß die entscheidenden Plasmamparameter in einem weiten Bereich variiert werden können. Mit dem Aufbau eines weiteren Experimentes ("500 kV-Theta-Pinch") zur Erzeugung starker stationärer Stoßwellen wurde begonnen.

6.1 Stoßwellen in einem Ausgangsplasma mit  $\beta \approx 1$  ("Turbulenz-Experiment")

6.1.1 Bestimmung der Iontemperatur im Ausgangsplasma mittels Laservorwärtsstreuung

Während Dichte  $n$  und Elektronentemperatur  $T_e$  des durch eine schnelle Theta-Pinch-Entladung erzeugten Ausgangsplasmas aus  $90^\circ$  Laserstreuungsmessungen gut bekannt waren ( $n \approx 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 4 \text{ eV}$ ), waren die spektroskopisch bestimmten Werte der Iontemperatur  $T_i$  nicht so sicher. Inzwischen konnte die Iontemperatur aus der Vorwärtsstreuung von Laserlicht (Streuwinkel  $\theta = 6^\circ$ , Streu- $\alpha = 1/k \lambda_D \gg 1$ ) genauer bestimmt werden. Dabei ergab sich in Übereinstimmung mit den früheren spektroskopischen Messungen, daß die Iontemperatur einige 10 eV beträgt und damit wesentlich über der Elektronentemperatur liegt ( $T_e / T_i < 1$ ). Die Messung bestätigte außerdem, daß im Ausgangsplasma  $\beta \approx 1$  ist ( $\beta = \frac{8\pi n k T}{B^2}$ ).

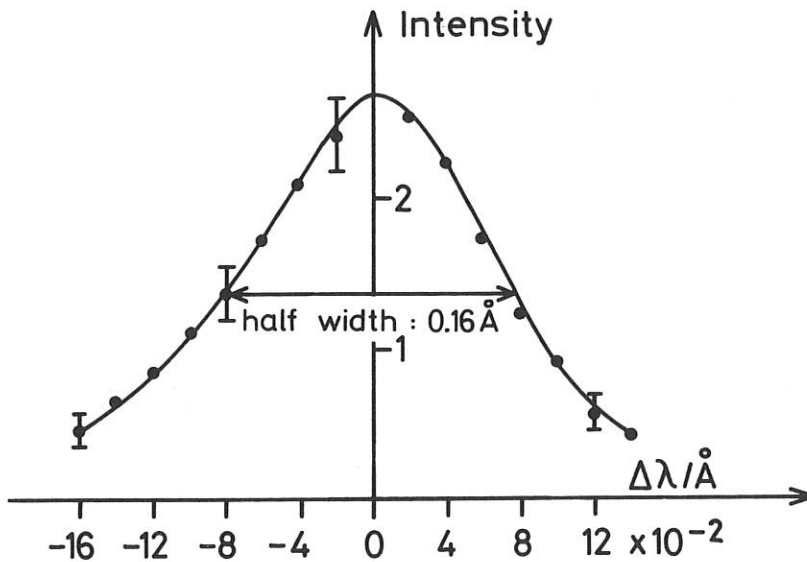


Abb. 9  
 Profil (Ionenspektrum) des an thermischen Fluktuationen gestreuten Laserlichts. Plasmadaten:  $n = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 4 \text{ eV}$ ,  $T_i = 18 \text{ eV}$ .

Abb. 9 zeigt ein typisches Profil (Ionenspektrum) des an den thermischen Dichtefluktuationen des Ausgangsplasmas gestreuten Laserlichts. Die Halbwertsbreite ergibt in diesem Beispiel  $T_i = 18$  eV.

6.1.2 Mikroturbulenz und Elektronenheizung in Stoßwellen kleiner Machzahl ( $M \leq M_{krit}$ )

Wie im letzten Jahresbericht diskutiert, wird in Stoßwellen mit Machzahlen  $M \leq M_{krit}$  ein anomaler Plasmawiderstand und eine damit verbundene starke Elektronenheizung beobachtet, die auf die Streuung der Elektronen an überthermisch angeregten Feldfluktuationen zurückzuführen sind. Durch Streuung von Laserlicht an den damit verknüpften Dichtefluktuationen (kollektive Lichtstreuung,  $\alpha \gg 1$ ) konnten nun die Amplitude, sowie das Frequenz- und k-Spektrum dieser Fluktuationen gemessen werden (Versuchsordnung s. Abb. 12, S. 18 des Jahresberichtes 1969). Das k-Spektrum wurde dabei durch Variieren des Streuwinkels  $\theta$  zwischen  $2,5^\circ$  und  $6^\circ$  gewonnen. Die spektrale Auflösung des gestreuten Laserlichts erfolgte bei festem k-Vektor mittels eines hochauflösenden Doppel-Fabry-Perot-Interferometers (Auflösung  $0.02 \text{ \AA}$ , Breite der Laserlinie ebenfalls  $0.02 \text{ \AA}$ ).

Abb. 10 zeigt den zeitlichen Verlauf der Intensität des gestreuten Laserlichts bei einem bestimmten k-Vektor ( $|\vec{k}| = 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$  entsprechend  $\theta = 2.5^\circ \pm 0.5^\circ$ ;  $\vec{k} \uparrow \vec{v}_D$ ), sowie den am gleichen Ort gemessenen Magnetfeldverlauf. Das Maximum der Streuintensität in der Stoßfront entspricht Dichtefluktuationen, deren Intensität etwa einen Faktor 250 über dem thermischen Wert liegt. Hinter der Stoßfront fallen die Fluktuationen auf das thermische Niveau ab.

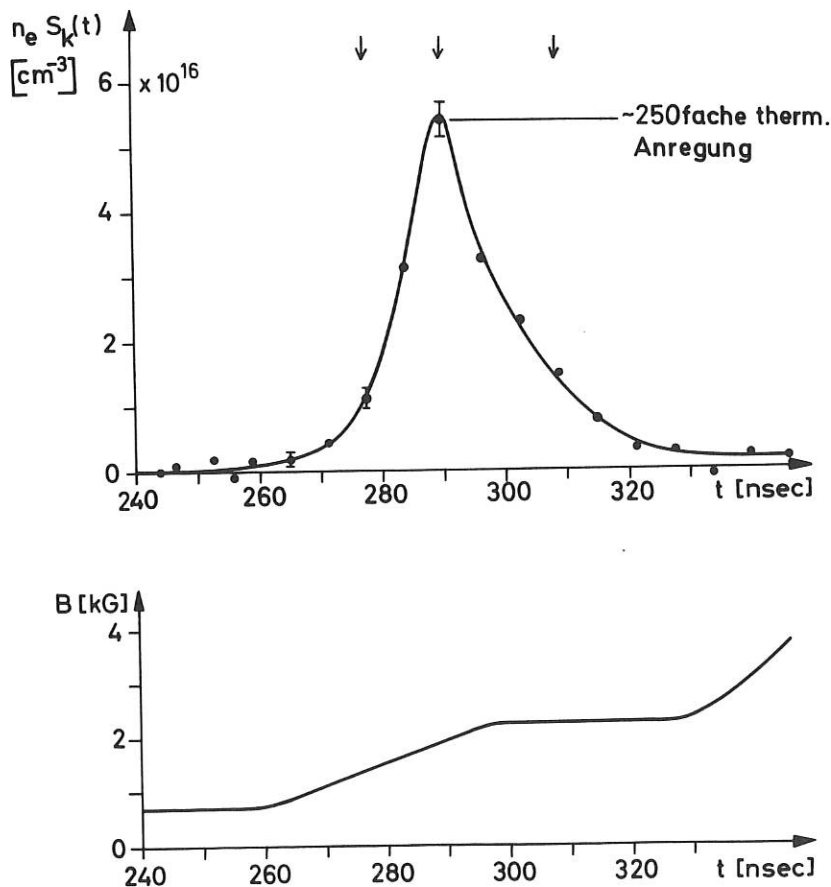


Abb. 10 Zeitlicher Verlauf von Magnetfeld B und Intensität des gestreuten Laserlichts  $n_e S_k$  für eine Stoßwelle mit  $M = 2.5$  in Deuterium. Das Maximum der Streuintensität entspricht Dichtefluktuationen mit etwa 250-facher thermischer Anregung.



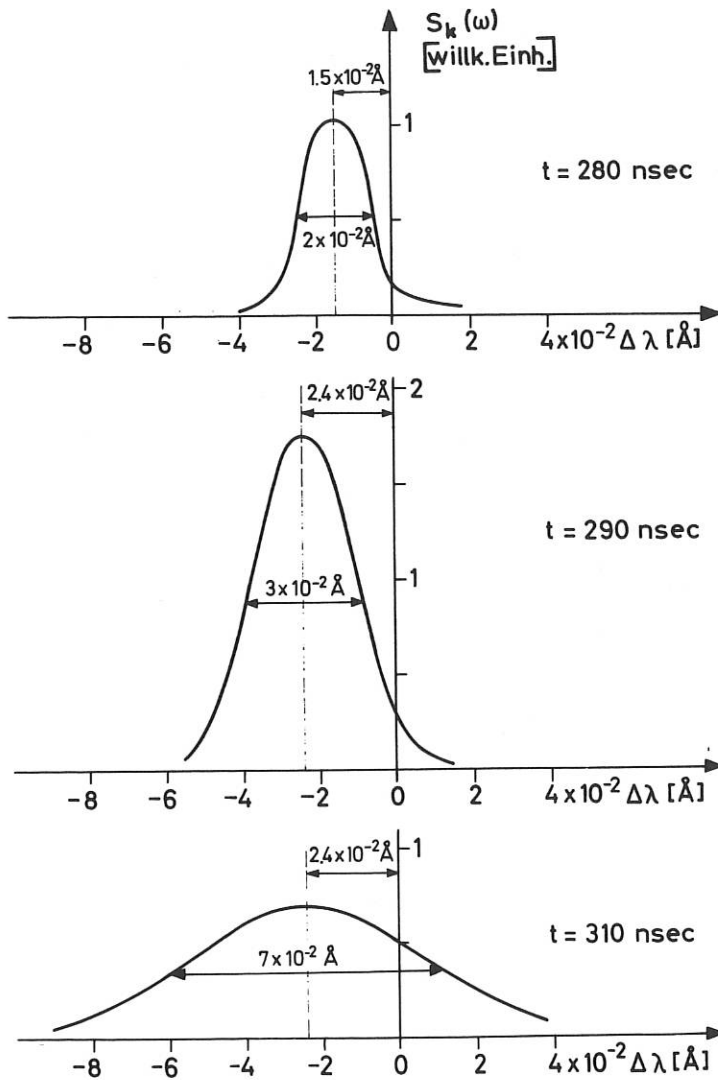


Abb. 11 Frequenzspektrum  $S_k(\omega)$  der überthermischen Dichtefluktuationen für die drei in Abb. 10 durch Pfeile markierten Zeitpunkte.

In Abb. 11 ist das Frequenzspektrum  $S_k(\omega)$  dieser Fluktuationen für die drei in Abb. 10 durch Pfeile gekennzeichneten Zeitpunkte dargestellt. Die Richtung der Verschiebung des Streuspektrums gegenüber der Laserwellenlänge entspricht der Streuung an Wellen, die sich in derselben Richtung bewegen, wie die den diamagnetischen Strom tragenden Elektronen (die Richtung kehrt um, wenn man die Stromrichtung umkehrt!). Dieses Ergebnis zeigt, daß der in der Stoßfront fließende Strom die Turbulenz treibt. Der Betrag der Linienverschiebung entspricht der Streuung an Fluktuationen mit etwa der halben Ionenplasmafrequenz.

Abb. 12 schließlich zeigt das gemessene  $k$ -Spektrum  $S(k)$  der Dichtefluktuationen, sowie zum Vergleich ein von Kadomtsev für eine bestimmte Art von Ionenwellenturbulenz berechnetes Spektrum.

Wie vorher erwähnt deuten die experimentellen Ergebnisse darauf hin, daß es der diamagnetische Strom ist, der die Wellen instabil anregt, daß also eine Driftinstabilität die Ursache der beobachteten Mikroturbulenz ist. Für die in der Stoßwelle vorliegenden Werte von Elektronentemperatur  $T_e$ , Ionentemperatur  $T_i$  und Driftgeschwindigkeit  $v_d$ , nämlich  $T_e \approx T_i$  und  $v_d \approx 0.1 v_{eth}$  ( $v_{eth} = (2T_e/m_e)^{1/2}$ ), sollten Ionenschallwellen stabil sein. Dagegen sollten Elektronenzyklotronwellen unter diesen Bedingungen instabil sein<sup>1)</sup>

1) D.W. Forslund et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1266 (1970)

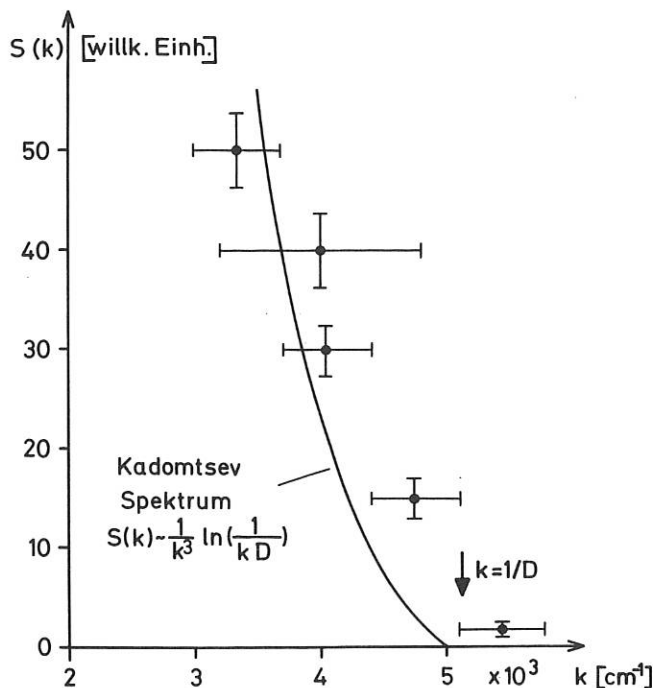


Abb. 12  
Gemessenes  $k$ -Spektrum der Dichtefluktuation und Vergleich mit einem theoretischen Spektrum nach Kadomtsev.

und zwar mit einer Anwachsrates<sup>1)</sup>, die ausreicht, um die beobachtete Intensität der Fluktuationen zu erklären. Man kann weiter abschätzen, daß die beobachteten überthermischen Fluktuationen zu einer effektiven Stoßfrequenz führen, die etwa um zwei Größenordnungen über der Frequenz für Binärstöße liegt und größenordnungsmäßig zur Erklärung der gemessenen Elektronenheizung ausreicht.

Eine detaillierte Darstellung und Diskussion dieser Ergebnisse findet sich in den unten angegebenen Referenzen<sup>2), 3)</sup>.

## 6.2 Stoßwellen in einem Ausgangsplasma mit $\beta \ll 1$ ("Experiment Minimax")

### 6.2.1 Ausgangsplasma

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Ergebnisse wurden ergänzt durch Untersuchungen an Stoßwellen in einem Ausgangsplasma, dessen maßgebliche Parameter vom obigen Fall sehr verschieden sind. Die UV-Strahlung von zwei Xenon z-Pinchen liefert in einem vorwählbaren Magnetfeld ( $B = 0 \div 500 \text{ G}$ ) ein radial homogenes Ausgangsplasma ( $n = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ;  $\text{H}_2, \text{D}_2, \text{Edelgase}$ ). Die für die Mikroturbulenz maßgeblichen Plasmamparameter können in folgenden Grenzen variiert werden:  $\beta \approx 10^{-2}$ ,  $T_e/T_i = 1 \div 10$ ,  $\omega_{pi}/\omega_{ce} = 0.02 \div 1$ . Der von einer Blumlein-Leitung erzeugte zeitlich trapezförmige Magnetfeldpuls (Anstiegszeit 80 ns, Amplitude 1,5 kG) führt zu stoßfreien Stoßwellen mit Machzahlen bis zu 10.

### 6.2.2 Untersuchungen hochfrequenter Magnetfeldfluktuationen mit einer schnellen Miniatursonde

Um die raschen Magnetfeldänderungen in derartigen Stoßwellen auflösen zu können, wurde eine extrem schnelle magnetische Miniatursonde entwickelt, deren Aufbau in Abb. 13 skizziert ist. Abb. 14 zeigt das Antwortsignal (differenziert) dieser Sonde auf einen treppenförmigen Magnetfeldpuls mit 0.25 ns Anstiegszeit (Anstiegszeit des verwendeten Sampling-Oszillographen 0.35 ns). Die Grenzfrequenz der Sonde, die im wesentlichen durch die Diffusionszeit des Magnetfeldes durch die Abschirmschicht (Teil (5) in Abb. 13) bestimmt ist, beträgt etwa 500 MHz.

1) S.P. Gary, D. Biskamp: J. Physics A. (im Druck) und R. Chodura (private Mitteilung)

2) M. Keilhacker, K.-H. Steuer: Phys. Rev. Lett. (im Druck)

3) M. Keilhacker, K.-H. Steuer: Die Naturwissenschaften (im Druck)

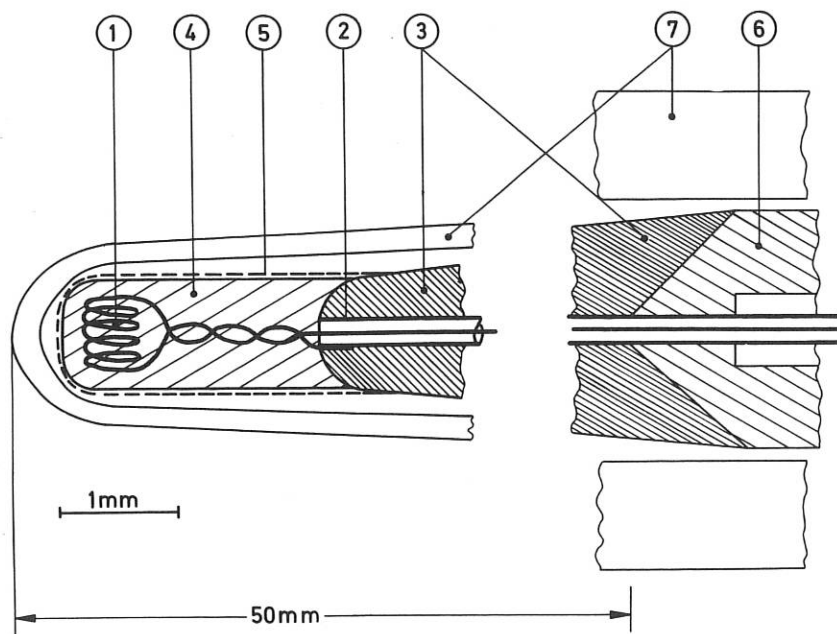


Abb. 13 Skizze der magnetischen Miniatursonde

- 1) Spule
- 2) 50 Ohm Koaxkabel
- 3) aufgalvanisierte Kupferschicht zur magnetischen Abschirmung
- 4) Epoxiharz
- 5) chemisch aufgebraute Silberschicht zur elektrostatischen Abschirmung
- 6) Silberrohrchen 500 mm lang
- 7) Quarzrohrchen vorne verjüngt

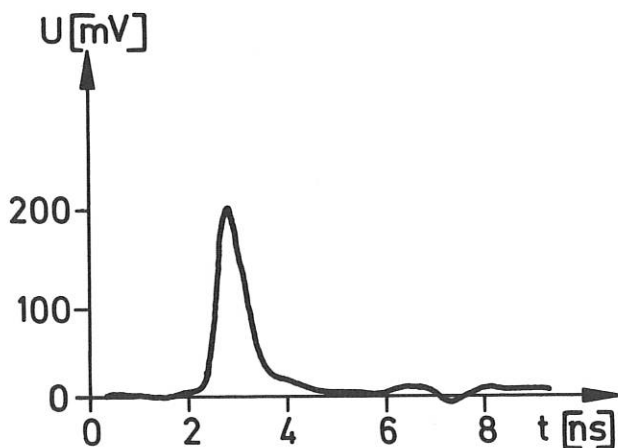


Abb. 14 Sondensignal

Messungen des Magnetfeldverlaufes in den Stoßwellen mit dieser Sonde zeigten, daß bei den niedrigen Dichten kein Ablösen einer Front vom treibenden Magnetfeldkolben zu beobachten ist. Bei höheren Machzahlen treten jedoch während der Kompressionsphase starke Schwingungen im Magnetfeld mit Frequenzen bis zu 200 MHz auf. Serienmessungen bei verschiedenen Entladungsparametern ließen bisher noch keine Gesetzmäßigkeiten bezüglich dieser Schwingungen erkennen. Mit der Entwicklung elektrischer Doppelsonden zur Messung der Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit, sowie der räumlichen Kohärenz dieser Schwingungen wurde begonnen.

### 6.2.3 Spektroskopische Untersuchung der elektrischen Feldfluktuationen

Bereits im letzten Jahresbericht wurde eine spektroskopische Methode zur Untersuchung der elektrischen Feldfluktuationen in stoßfreien Stoßwellen beschrieben. Diese sog. Satellitenmessungen wurden inzwischen auch am "Minimax" durchgeführt. Eine vorläufige Auswertung

zeigte, daß die verbotene Linie wesentlich stärker ist, als es auf Grund thermischer Fluktuationen erwartet würde. Ihre Intensität führt auf eine Feldstärke der fluktuierenden Mikrofelder von etwa 4 kV/cm. Das linke Bild der Abb. 15 zeigt den zeitlichen Verlauf der Energiedichte dieser elektrischen Felder, rechts davon sind die dazugehörigen Magnetfeldprofile dargestellt.

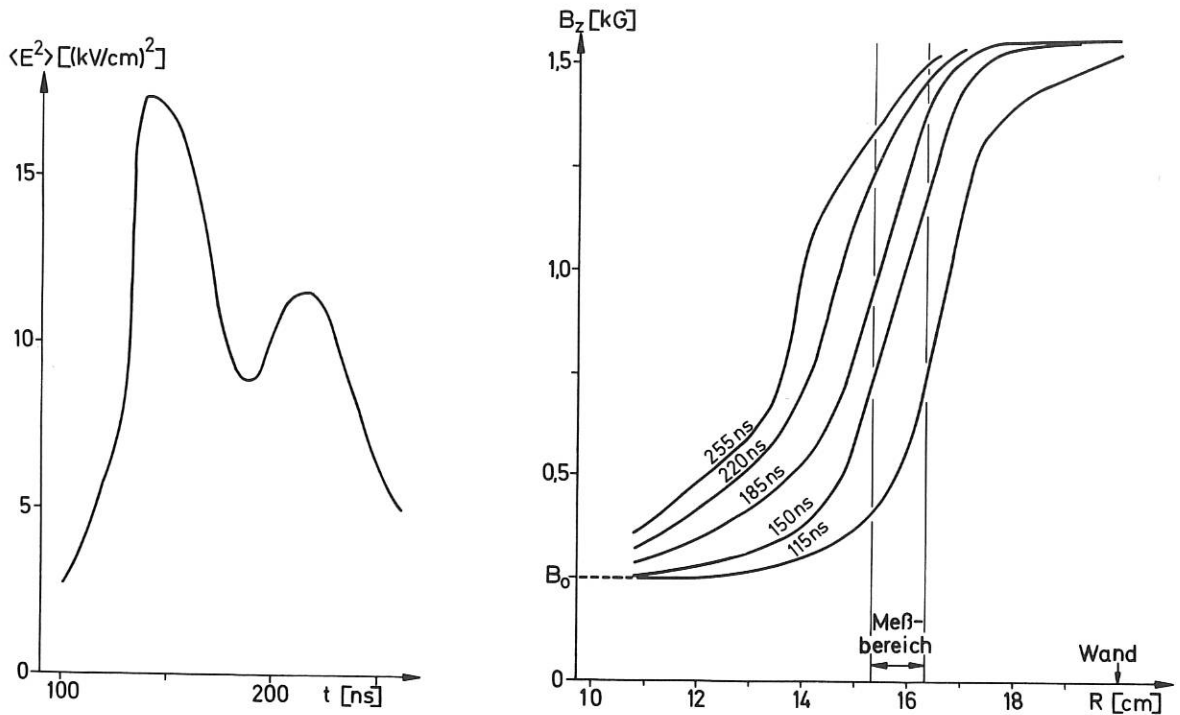


Abb. 15 Energiedichte der fluktuierenden elektrischen Mikrofelder und dazugehörige Magnetfeldprofile

### 6.3 500 kV - Stoßwellenexperiment

Mit dem Aufbau des 500 kV-Theta-Pinch-Experimentes zur Erzeugung quasistationärer Stoßwellen hoher Machzahl wurde im Herbst 1970 begonnen. Es sollte im Spätsommer 1971 fertiggestellt sein. Einzelheiten siehe Beitrag der Abteilung Technik in diesem Bericht.

## 7. Vorionisierung

(A. Eberhagen, E. Unsöld)

### 7.1 Toroidales Vorionisierungsexperiment

Als Vorbereitung für das allgemeine Arbeitsprogramm der Abt. 1 konzentrierten sich die Untersuchungen im Berichtsjahr auf die Vorionisierung von Deuterium für nachfolgende toroidale Hoch-Energie-Entladungen. Dabei konnte auf die Erfahrungen aus den bereits im Vorjahr begonnenen Experimenten zurückgegriffen werden. Sie hatten ergeben, daß sich durch induzierte azimuthale Plasmaströme im Torusgefäß in relativ einfacher Weise Vorionisierungsgrade von annähernd  $\alpha = 1$  erzeugen lassen, wenn es gelingt, einen elektrischen Zünddurchbruch in dem Füllgas zu erreichen. Dieses hatte sich für Fülldrucke oberhalb von etwa  $p_0 = 10 \text{ mTorr D}_2$  selbst dann als möglich erwiesen, wenn zur Vermeidung einer Rückwirkung der Vorionisierungsbatterie auf die nachfolgenden Entladungskreise der Spannungsabfall im Primärkreis längs des 200 cm langen Torusumfangs auf 10 kV begrenzt blieb.

Zur besseren Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse auf toroidale Hochenergie-Entladungen wurden einige Modifizierungen des früheren Versuchsaufbaues vorgenommen. So wurde das Torusgefäß (großer Durchmesser  $2R = 60 \text{ cm}$ , kleiner Durchmesser  $2r = 10,5 \text{ cm}$ ) mit einer 1 mm dicken Kupferschale umgeben, um dadurch die erforderlichen Stromleiter in einem toroidalen Hochenergie-Experiment zu simulieren. Der azimuthale Vorionisierungsstrom wurde durch einen Primärstrom induziert, der außerhalb der Kupferschale in zwei Strombügeln um den großen Torusumfang herum floß. Er wurde von einer Kondensatorbatterie mit einer maximalen Kapazität von  $C = 46 \text{ }\mu\text{F}$ , einer maximalen Anstiegszeit von  $\tau/4 = 10 \text{ }\mu\text{s}$  und einer maximalen Ladespannung von 16 kV gespeist. Mit meridionalen Windungen in verbesserter Anordnung konnten azimuthale Magnetfelder bis zu 6 kG überlagert werden. Ein Kurzschluß der induzierten Ströme in der 1 mm-Kupferschale wurde durch isolierte Schlitze vermieden. Schließlich erlaubte ein speziell entwickelter Schwingkreis, das Zündverhalten des Deuteriums im Torusgefäß durch Vorschalten einer HF-Entladung im 10 MHz-Bereich zu verbessern. Die Einkopplung dieser Hochfrequenz mit einer Amplitude von  $\approx 10 \text{ kV}$  erfolgte kapazitiv durch eine Anzahl äquidistanter Ringelektroden um den kleinen Torusumfang.

Die erzielten Ergebnisse zeigten folgende wesentliche Verbesserungen gegenüber den Resultaten mit der früheren Anordnung:

#### 7.1.1 Zündverhalten

Das Vorschalten der HF-Entladung bewirkte eine erhebliche Steigerung der Tendenz für einen elektrischen Durchbruch im Deuteriumfüllgas nach Einschalten der induzierten Spannung im Torusgefäß. Während ohne überlagerte azimuthale Magnetfelder bei 5 kV Spannungsabfall in den Primärstrombügeln selbst bei einem Fülldruck von 50 mTorr innerhalb von 10  $\mu\text{s}$  kein Entladungsdurchbruch mehr beobachtet wurde, genügte das Vorschalten einer 8 MHz-HF von 10 kV Amplitude und nur 5  $\mu\text{s}$  Dauer, um eine Zündung schon nach 4  $\mu\text{s}$  bei einem Deuterium-Fülldruck von lediglich 5 mTorr zu erreichen, selbst bei einem Spannungsabfall von nur 2,5 kV in den Primärstrombügeln. Eine systematische Untersuchung ergab, daß diese beträchtliche Verbesserung des Zündverhaltens weitgehend unabhängig von der Dauer der vorgeschalteten HF-Entladung war, dagegen etwa exponentiell mit der HF-Frequenz und -Amplitude zunahm. Der durch die HF erzeugte Verunreinigungsgrad blieb unbeträchtlich ( $\sim 0,1 \%$ ) bei einer HF-Dauer unterhalb von 10  $\mu\text{s}$ . Erfolgte die kapazitive Einkopplung der HF nicht durch Ringelektroden um den kleinen, sondern um den großen Torusumfang, wie es sich z.B. bei toroidalen Stellaratorkonfigurationen anbietet, so reduzierte sich die genannte Verbesserung im Zündverhalten je nach Abstand der Elektrodendrähte vom Torusgefäß und der elektrisch leitenden Torusschale um einen Faktor bis zur Größe  $\approx 4$ .



### 7.1.2 Plasmaparameter

Das erzeugte toroidale Vorionisierungsplasma zeigte stabiles Verhalten, wenn ein schwaches azimuthales Magnetfeld von 400 G überlagert war und der Plasmastrom durch einen rechtzeitigen Crowbar im Primärkreis auf Werte kleiner als 15 kA begrenzt wurde. Die toroidale Plasmasäule erfüllte dann etwa 2/3 des kleinen Torusdurchmessers, so daß die elektrisch leitende Kupferschale wandstabilisierend wirken konnte. Die Messungen zeigten, daß 15  $\mu$ s nach Beginn des Plasmastromes ein Ionisierungsgrad von etwa 50 % vorlag. Allerdings hatte wegen der hohen Plasmaleitfähigkeit der Plasmastrom zu diesem Zeitpunkt noch Werte von etwa 5 kA. Es wurde der Versuch unternommen, nach erfolgtem Plasmadurchbruch und Anstieg des Plasmastromes auf Werte von etwa 10 kA durch anschließende Gegeninduktion mit Hilfe einer zweiten Entladungsbatterie ein schnelleres Ausdämpfen des Plasmastromes zu erreichen. Dabei gelang es in der Tat, schon nach 10  $\mu$ s den Plasmastrom auf Werte unterhalb von 10 kA zu begrenzen. Gleichzeitig jedoch reduzierte sich der Ionisierungsgrad zu diesem Zeitpunkt auf Werte von  $\alpha \approx 0,15$ .

Eine detailliertere Darstellung der Untersuchungsergebnisse über diese Experimente zur toroidalen Vorionisierung ist im Laborbericht IPP 1/114 niedergelegt worden.

### 7.2 Plasmaerzeugung bei Ausgangsdrucken von 0,1 - 10 mTorr $H_2$ , mit Hilfe von Mikrowellen

Im Vorjahr war erfolgreich damit begonnen worden, in einer linearen Anordnung ein Ausgangsplasma für nachfolgende Entladungen mit Hilfe von eingestrahlt Mikrowellen ( $f = 2,45$  GHz,  $P = 2,2 - 5,0$  KW Dauerstrich) bei  $H_2$ -Fülldrucken von 0,1 - 10 mTorr zu erzeugen. Nach Abschluß dieser Experimente wurde im Berichtsjahr die Anwendbarkeit dieser Vorionisierungsmethode auch im Hinblick auf toroidale Geometrie untersucht.

Bei den linearen Experimenten - das Entladungsgefäß hatte eine Länge von 200 cm und einen Durchmesser von 10 cm - erfolgte die Einstrahlung der Mikrowellen end-on parallel zu einem stationären Magnetfeld  $B_z \leq 1,5$  kG, das durch 30 Spulensegmente auf einer Länge von etwa 150 cm homogen erzeugt wurde. Im untersuchten Fülldruck zündete die Entladung bei der Feldstärke von 860 G, entsprechend der Elektronen gyroresonanz-Bedingung für die verwendete Mikrowellenfrequenz. Der Übergang Mikrowellenhorn - Vakuumfenster - Plasma wurde dabei in den Bereich konstanter Feldstärke innerhalb der Spulensegmente verlegt. Dadurch konnte die im letzten Jahresbericht beschriebene Schwierigkeit vermieden werden, daß sich der Entladungsquerschnitt und damit die Ankopplungsverhältnisse mit dem Fülldruck ändern. Die über den Entladungsdurchmesser gemittelte Elektronendichte wurde mit einem Michelson-Mikrowelleninterferometer ( $\lambda = 17,5$ mm) bestimmt. Die axialen Dichteprofile  $\bar{n}_e(z)$  bei Fülldrucken von 0,2; 1,0 und 5,0 mTorr  $H_2$  sind in Abb. 16 dargestellt. Die Elektronentemperatur ergab sich aus Messungen mit schwimmenden elektrostatistischen Doppelsonden zu 1,5 - 3,0 eV.

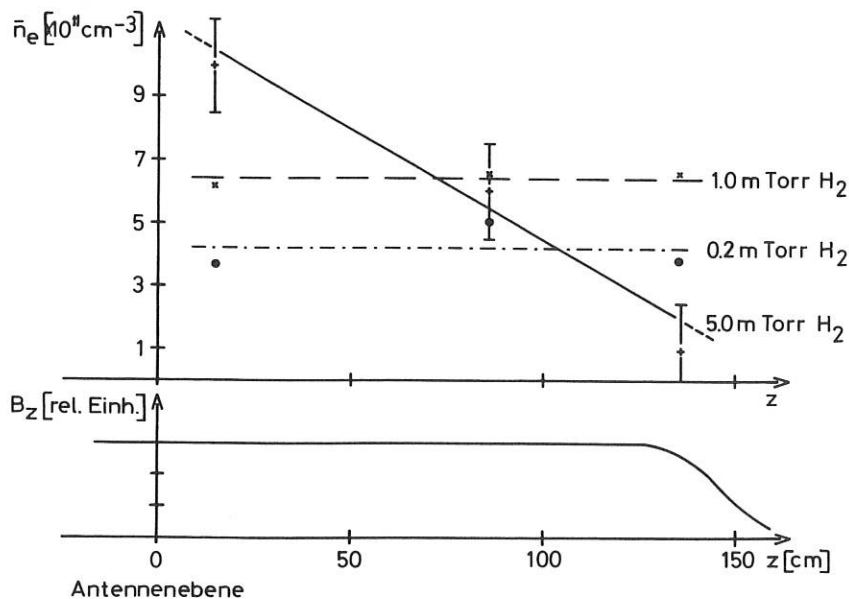


Abb. 16  
Elektronendichte  $\bar{n}_{e_z}(z)$  (Mikrowelleneinstrahlung  $k \parallel \vec{B}_z$ ) und Magnetfeld  $B_z(z)$  ( $B_{zmax} = 860$  G bei Elektronen gyroresonanz)

Für die Erweiterung dieser Vorionisierungsmethode auf den Fall toroidaler Geometrie wurde die Einstrahlung der Mikrowellen senkrecht zur Entladungssachse, also mit  $\vec{k} \perp \vec{B}$  vorgenommen. Dazu wurde eine das Entladungsröhr umschließende T-Rohr-antenne (Länge = 28 cm) entwickelt. Es wurde zunächst der Fall  $\vec{E} \parallel \vec{B}$  untersucht. Dabei gelang es, bei Fülldrücken zwischen 0,1 und 10 mTorr  $H_2$  ein das ganze Entladungsgefäß (Volumen  $\approx 10^4 \text{ cm}^3$ ) füllendes Plasma zu erzeugen. Die erreichten Elektronendichten und -temperaturen z.B. 60 cm außerhalb der Antenne bei 0,5 mTorr  $H_2$  Fülldruck und 2,2 kW Senderleistung waren  $n_e = 1,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und  $T_e = 1,4 \text{ eV}$ . Diese Werte wurden mit Doppelsonden gemessen. Durch die nachfolgende Entladung eines 2-stufigen 70 kV-Marx-Generators (0,1  $\mu\text{F}$  pro Stufe Pulsdauer  $\tau \approx 1 \mu\text{s}$ ) konnte die Elektronendichte  $\bar{n}_e(z)$  auf etwa  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  erhöht werden, d.h., der Ionisierungsgrad betrug 14 %. Die Zündverzögerung dieser z-Entladung wurde durch die Mikrowellenvorionisierung von  $t \geq 90 \mu\text{s}$  auf 1  $\mu\text{s}$  herabgesetzt.

## 8. Meßmethoden an heißen Plasmen

### 8.1 Laserdiagnostik

(W. Braun, A. Därr, G. Decker, D. Meisel, H. Röhr, K.-H. Steuer)

Da mit einem Farbstofflaser im Wellenlängenbereich 6300 - 6400  $\text{\AA}$  schmalbandig nur noch Leistungen im kW-Bereich erzeugt werden konnten, wurden Experimente gemacht, um mit induzierter Ramanstreuung von Rubinlaserlicht Antistokes-Linien hoher Leistung zu erzeugen. Als streuende Medien wurden Gase unter hohem Druck (20 - 50 Atü) verwendet. Die aus der Literatur bekannten Ergebnisse an  $H_2$ ,  $D_2$ , und  $CH_4$  wurden bestätigt, jedoch ist die Frequenzverschiebung bei diesen Gasen zu groß. Es wurde daher noch  $CO_2$  untersucht, wobei sich zeigte, daß eine Umwandlungsrate von ca. 3 % in die erste Antistokes-Linie (6300  $\text{\AA}$ ) erzielt werden konnte, wenn dem  $CO_2$  geringe Mengen (5 - 10 %) Methan beigemischt werden. Die Primär-Laserleistung betrug ca. 100 MW. Wurde sie gesteigert, so erhöhte sich nicht die Umwandlungsrate, sondern die Anzahl der Antistokes-Linien (maximal 8).

Mit der ersten Antistokes-Linie wurden zusätzlich Verstärkungsmessungen am Rhodamin-B-Farbstofflaser vorgenommen. Bei 1 kW Eingangsleistung (10 ns Dauer) wurde bei einer Laserlänge von 0,5 m eine Ausgangsleistung von 10 kW gemessen. (H. Röhr)

Die Messung der Magnetfelder an einem kleinen Bogenplasma wurde durchgeführt und mit Erfolg abgeschlossen. Die Plasmodaten waren  $T_e \approx 3 \text{ eV}$ ,  $n_e \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $B \approx 125 \text{ kG}$ . Das mit der Gyrationfrequenz modulierte Streuspektrum konnte vom Zentrum aus bis zum 4. Modulationsminimum vermessen werden. Bei Verringerung des Feldes war die Modulationsfrequenz erwartungsgemäß entsprechend kleiner.

In einem weiteren Experiment wird geprüft, ob sich das Verfahren, eventuell unter Verwendung eines  $CO_2$ -Lasers (10  $\mu$ ) zum Messen der Magnetfelder an toroidalen Anordnungen einsetzen läßt. (L. Kellerer)

In Zusammenarbeit mit der Gruppe Isar II wurde ein  $90^\circ$ -Streuexperiment durchgeführt, mit dem Elektronentemperaturen und -dichten gemessen wurden (s. Abschnitt 2). (H. Röhr)

Am Turbulenzexperiment konnte das Spektrum der thermischen und nichtthermischen Fluktuationen vor, in und hinter der Stoßfront gemessen werden (s. Abschnitt 6). (K.-H. Steuer)

Da die Streumessungen am Turbulenzexperiment, sowie auch interferometrische Untersuchungen und Magnetfeldmessungen an Toren bei größeren Wellenlängen bessere Ergebnisse liefern, bzw. überhaupt erst möglich werden, wurde mit dem Bau und der Entwicklung eines transversal erregten, gepulsten Hochleistungs- $CO_2$ -Lasers begonnen. Bisher wurden mit einfachen Oszillatoren

Leistungen im 1 - 10 MW-Bereich gemessen. Voraussichtlich muß mit Oszillator-Verstärker-Anordnungen gearbeitet werden, wenn Leistungen bis zu 100 MW bei Puls-längen von 50 - 100 ns erzielt werden sollen. Die üblicherweise verwendeten, durch Widerstände entkoppelten Nadel-elektroden sollen durch massive Elektroden mit geeigneter Vorionisierung ersetzt werden. Es wird ein homogeneres Pumpen und eventuell einfachere Herstellung erwartet. Bisherige Unter-suchungen waren nur teilweise erfolgreich.

Die für Streumessungen in Frage kommenden, zeitauflösenden Detektoren wurden getestet und auf ihr Zeitverhalten hin untersucht. Es ergab sich, daß Impulse von ca. 1  $\mu$ W bei Impuls-längen von 50 - 100 ns noch vom Rauschen getrennt werden können.

Ein für die Interferometrie mit gepulsten Hochleistungs-CO<sub>2</sub>-Lasern sehr gut brauchbarer Flächendetektor wurde gefunden: Ein dunkles Papier wird mit Graphit dünn beschichtet. Die im Graphit absorbierte Laserenergie bringt diesen zu Glühen. Auf diese Weise können Inter-ferenzstreifen sichtbar gemacht und mit Polaroidfilm fotografiert werden. (W. Braun, A. Därr, G. Decker, H. Röhr)

Zur Magnetfeldmessung an toroidalen Plasmen soll die lineare magnetische Doppelbrechung des Plasmas ausgenutzt werden. Theoretische Überlegungen ergaben, daß eine solche Messung mit der Strahlung von H<sub>2</sub>O-Lasern (120  $\mu$ ), die 1 - 10 W emittieren, möglich sein sollte. Dieses Experiment einschließlich Bau des H<sub>2</sub>O-Lasers wurde ins Programm aufgenommen. (W. Braun)

Das Streuexperiment am toroidalen  $\theta$ -Pinch "SPINNE" wurde endgültig ausgewertet und abge-schlossen (s. Abschnitt 5). (D. Meisel)

## 8. 2 Interferometrie und Submillimeterwellen

(M. Daehler)

Das Experiment zur interferometrischen Elektronendichtemessung mit Submillimeterwellen wurde weitergeführt. Diese Methode erlaubt eine Bestimmung der Elektronendichte im Be-reich  $\int n dl = 10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . In diesem Dichtebereich sind Messungen mit Mikrowellen wegen der niedrigen cut-off Dichte und wegen der geringen räumlichen Auflösung meist un-geeignet. Andererseits ist die Interferometrie mit sichtbarem Licht zu unempfindlich.

Der als Lichtquelle benutzte HCN-Dauerstrich-Gaslaser ( $\lambda = 337 \mu$ ) wurde durch Änderung der Elektrodengeometrie und durch Optimierung der Gasmischung in seiner Leistung und Stabilität verbessert. Die Empfindlichkeit des Putley-Detektors wurde in Abhängigkeit vom Magnetfeld von der Temperatur und vom Bias-Strom untersucht. Mit gepulster 4 mm Mikro-wellenstrahlung konnte die Zeitkonstante des Detektors zu etwa 250 ns bestimmt werden.

Mit diesem Laser und Detektor und mit einem Michelson Interferometer wurde der Zeitver-lauf der Elektronendichte in einem Testplasma gemessen. Als Testplasma diente eine ein-fache Wasserstoff-Entladung, die durch zwei in einem Glaszylinder angebrachte Elektroden, etwa nach Art eines z-Pinches, gezündet wurde. Ein Mach-Zehnder-Interferometer wurde auf-gebaut und ist in Betrieb. Demnächst wird es am linearen Screw-Pinch Isar III eingesetzt, um die Elektronendichte im "drucklosen Plasma" zwischen Plasmasäule und Wand zu messen.

## 8.3 Messung von Dichte und Magnetfeld im einem $\theta$ -Pinch mittels Faraday-Drehung

(E. Glock)

Die Ergebnisse der ersten Auswertungen der im Vorjahr durchgeführten Messungen des Dreh-winkels  $d\alpha$  der Polarisationssebene waren mit den Messungen des Diamagnetismus und der räum-lichen Leuchtdichte-Verteilung im Rahmen der herrschenden Vorstellungen nicht vereinbar. Da-raufhin wurde in schrittweiser Verbesserung der Auswertverfahren der Frequenzgang der Ver-stärker, die Nullpunktfehler und der hochfrequente Rauschanteil rechnerisch aus den Ergeb-nissen eliminiert. Es ergab sich, daß das Magnetfeld im Plasma gleich dem Außenfeld gesetzt werden konnte und somit eine Kontrolle der Winkelmessung allein mit der Dichte möglich war.

Mit 10 mW Laserleistung bei 633 nm und ca. 20 ns Anstiegszeit im Meßkanal wurde das Rauschverhältnis 1 für die Meßgröße  $n_e \cdot B_z \cdot l = 10^{21} \text{ G} \cdot \text{cm}^{-2}$  erreicht.

Einige Ergebnisse, wie die Hohlstruktur des Plasmas, die große Steilheit des Dichtegradienten, das Auftreten axialer Stoßwellen und schiefer Strömung gegen die Feldrichtung bedürfen weiterer Untersuchung.

## 9. Numerische Auswertung

(R. Wunderlich)

Das neue Datenerfassungssystem "Delta 70" zur Digitalisierung von Oszillogrammen wurde gegen Jahresende installiert. Leider stellten sich nach Inbetriebnahme einige Mängel in der Elektronik heraus, die z. Zt. behoben werden.

Der Block von Unterprogrammen wurde im Rahmen der anfallenden Aufgaben weiter ausgebaut, ebenso kamen einige spezielle Auswerteprogramme hinzu, wie z.B.

Auswertung von Magnetfeld- und Elektronendichtemessungen mit Hilfe des Faraday-Effektes,

Bestimmung von Ionentemperatur aus Doppler-verbreiterten Spektrallinien,

Bestimmung von Strahlungsleistung und Halbwertsbreite von Spektrallinien aus 8-Kanal-Monochromatormessungen.

In Zusammenarbeit mit Herrn Köppendörfer (s. Abschnitt 2) wurden Besetzungsdichten verschiedener Energieniveaus des H-Atoms untersucht; dazu wurde ein System zeitabhängiger Ratengleichungen für die Besetzungsdichten numerisch gelöst. Man findet während der Phase ansteigenden Ionisierungsgrades große Abweichungen vom "lokalen thermischen Gleichgewicht". Diese Rechnungen werden noch weitergeführt.

## 10. Theoretische Arbeiten

(R. Chodura, W. Grossmann, F. Herrnegger, W. Ochem, F. Pohl, W. Schneider)

### 10.1 Plasmasimulation

(R. Chodura, P. Biskamp)

In zahlreichen Versuchsanordnungen im Bereich der Plasmaphysik hat man es mit Situationen zu tun, wo Fluktuationen von Dichte, elektrischem Feld usw. infolge von Mikroinstabilitäten weit über ihr thermisches Niveau angeregt sind. Diese erhöhten Fluktuationen äußern sich in einer starken Abweichung der Transport-Koeffizienten (Elektrische und thermische Leitfähigkeit, Viskosität) von ihren "normalen" Werten.

Um Aufschlüsse über derartige turbulente Plasmen zu gewinnen, wurden numerische Experimente mit Hilfe der PIC-Methode durchgeführt (s. dazu z.B. R.L. Morse im Bericht LA 3990). Dabei werden die Bewegungsgleichungen vieler Simulationsteilchen gelöst, wobei die Felder, unter deren Wirkung sich die Teilchen bewegen, in einem ortsfesten Gitter selbstkonsistent berechnet werden. Die örtliche Auflösung der fluktuierenden Felder ist durch den Gitterabstand bestimmt, d.h., der Gitterabstand muß für elektrostatische Instabilitäten etwa gleich der Debye-Länge sein. Andererseits soll die Länge des Systems allen charakteristischen Wellenlängen Platz bieten und sollen, um das thermische Niveau der Fluktuationen im Vergleich zu ihrer instabilen Anregung niedrig zu halten, viele Teilchen in einer Debye-Zelle sitzen. Daraus

ergibt sich der Bedarf nach großen Teilchenzahlen und damit großer Speicherkapazität.

Untersuchungen wurden hauptsächlich zur Frage der elektrischen Leitfähigkeit und der damit verbundenen Aufheizung eines turbulenten Plasmas durchgeführt. Die Turbulenz wird durch den infolge eines ins Plasma eingeprägten elektrischen Feldes fließenden Strom erzeugt. Die zeitliche Entwicklung der Fluktuationen, der Verteilungsfunktionen der Ionen und Elektronen und der daraus ableitbaren makroskopischen Größen wie z.B. Strom und Temperatur wurden in einem 1- bzw. 2-dimensionalen System mit periodischen Randbedingungen untersucht. Der Einfluß eines homogenen, konstanten äußeren Magnetfeldes auf die Entwicklung der Turbulenz wurde ebenfalls studiert und zwar für Stromrichtungen parallel und senkrecht zum Magnetfeld.

Ein typisches Ergebnis für das zeitliche Verhalten des Stromes ohne äußeres Magnetfeld ist die zunächst freie Beschleunigung der Teilchen, dann eine Plateaubildung in der Strom-Zeit-Kurve durch stark angewachsene elektrostatische Fluktuationen, gefolgt von einem Wiederanstiegen des Stromes mit etwa halber Neigung, wie bei der freien Teilchenbeschleunigung, d.h., die zugeführte Leistung geht etwa zur Hälfte in kinetische Energie der gerichteten Bewegung, zur Hälfte in die "thermische" Bewegungsenergie der Teilchen im turbulenten Wellenfeld (die Feldenergie des fluktuierenden Feldes beträgt dagegen nur wenige Prozent der kinetischen Energie).

## 10.2 Überkritische magnetoakustische Welle

(R. Chodura, K. Graf Finkenstein)

Beschleunigt man ein Plasma durch einen "magnetischen Kolben" senkrecht zu einem Vorfeld, so kommt es bei genügend starker Beschleunigung zu einem "Überkippen" der Verdichtungswelle, d.h., die Verteilungsfunktion insbesondere der Ionen wird so stark verformt, daß sie durch Flüssigkeitsgleichungen für ihre 3 niedrigsten Momente (Dichte, Geschwindigkeit, Druck) nicht mehr hinlänglich beschrieben werden kann. Es wurde daher ein Gleichungssystem aus Flüssigkeitsgleichungen für die Elektronen, verkoppelt durch die Quasineutralitätsforderung, numerisch gelöst.

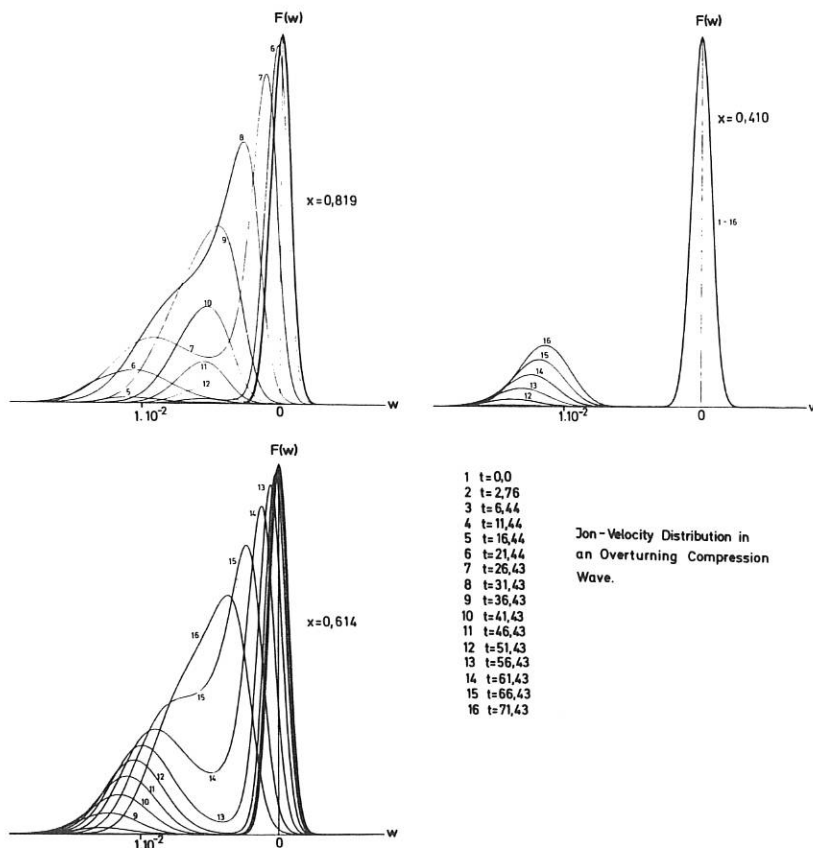


Abb. 17  
 Geschwindigkeitsverteilung der Ionen in einer überkippenden Kompressionswelle



Es zeigt sich, daß die Verteilungsfunktion der Ionen im überkritischen Fall in 2 Teile aufspaltet, deren einer als Vorläufer vor der Hauptwelle herläuft (Abb. 17). Damit verbunden ist eine starke Verbreiterung des Dichteprofils, die Ausbildung eines "Fußes" im Magnetfeldprofil und ein starker Anstieg des Ionendruckes (Abb. 18).

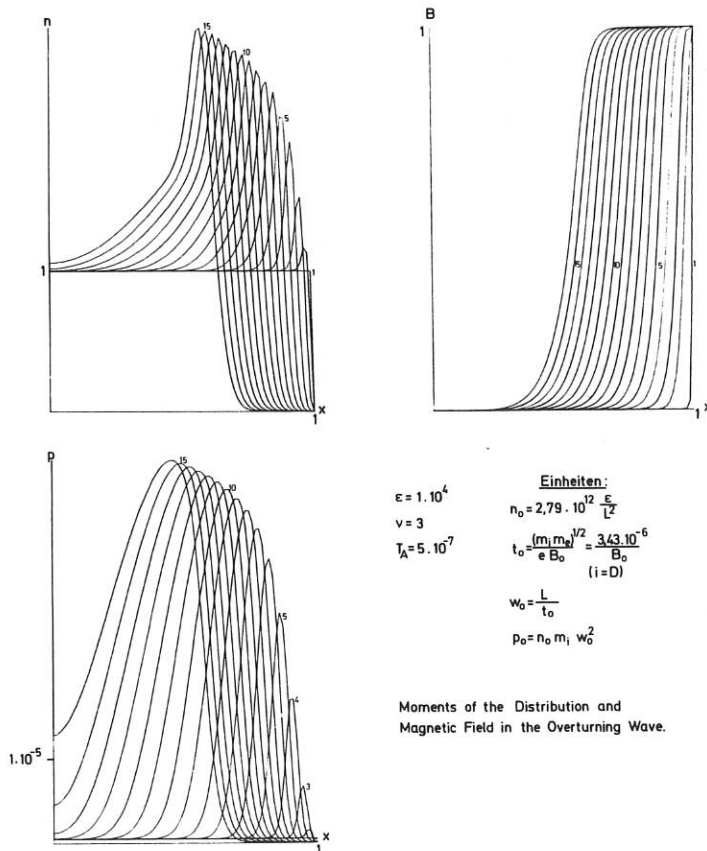


Abb. 18  
Dichteverteilung, Ionendruck  
und Magnetfeld in der über-  
kippenden Welle

### 10.3 Quasilineare Theorie des anomalen elektrischen Widerstands

(R. Chodura in Zusammenarbeit mit F. Engelmann u. G. Bardotti, CNEN Laboratorio Gas Ionizzati)

Die numerischen Untersuchungen eines Plasmas im elektrischen Feld mit Hilfe der Gleichungen der quasilinearen Theorie wurden auf höhere Felder ausgedehnt und mit Ergebnissen der Plasmasimulation verglichen. Ergebnisse wurden zur Veröffentlichung bei der Zeitschrift "Plasma Physics" eingereicht.

### 10.4 Transportkoeffizienten eines stoßbehafteten anisotropen Plasmas

(R. Chodura, F. Pohl)

Die Ergebnisse wurden in einem Laborbericht zusammengefaßt und bei "Plasma Physics" eingesandt. Die Koeffizienten wurden in das 2-dimensionale MHD-Programm von Herrn Schneider eingebaut.

## 10.5 Einfluß der toroidalen Geometrie auf Hoch-Beta-Stellaratorgleichgewichte

(F. Herrnegger, W. Ochem)

Blank, Grad Weitzner<sup>1)</sup> und Ribe<sup>2)</sup> haben Hoch-Beta-Stellaratorgleichgewichte mit scharfem freiem Plasmarand für großes Aspektverhältnis angegeben. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Krümmung  $k$  des Torus einen Effekt dritter Ordnung darstellt im Vergleich zu den Stellaratorfeldern, welche von erster und zweiter Ordnung sind. Es läßt sich zeigen, daß bei Berücksichtigung der Toruskrümmung in erster Ordnung das Potential für das Vakuummagnetfeld eines  $\ell = 2$  Stellarators weitere von  $k$  abhängige Zusatzterme enthält, die bei der Berechnung der Flußflächen und der Plasmaoberfläche zu berücksichtigen sind. Mit Hilfe der Druckbilanz und der Stromverteilung soll die Gleichgewichtslage der Plasmasäule in Abhängigkeit der Krümmung bestimmt werden.

## 10.6 MHD-Stabilität des Screw-Pinch-Plasmas

(W. Grossmann)

Numerische Rechnungen haben gezeigt, daß die instabile  $m = 1$  Mode, die experimentell in Screw-Pinch-Plasmen gefunden wird, theoretisch verstanden und vorhergesagt werden kann. Man kann entweder mit experimentell gefundenen, oder beliebig vorgegebenen Profilen Anwachsraten als Funktion des Radius und Grenzwerte des Stroms für Stabilität bestimmen. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist sehr gut. Ein wichtiges Ergebnis ist, daß für interessante Plasma-Parameter die  $m = 1$  Mode nur bei Strömen weit unter der Kruskal-Grenze oder bei niedrigem  $\beta$  stabilisiert werden kann. Es ist auch möglich, durch Feld-Profile mit umgekehrtem  $B_z$ -Feld alle MHD-Moden zu stabilisieren. Es ist bewiesen worden, daß Plasmamodelle mit scharfer Plasmagrenze und mit kraftfreien Magnetfeldern außen ziemlich irreführende Antworten geben<sup>3)</sup>.

Bis jetzt scheinen die Ergebnisse zu zeigen, daß im Screw-Pinch-Plasma mit kreisförmigem Querschnitt immer die  $m = 1$  Mode auftritt.

## 10.7 "Tearing Modes" und dynamisches Gleichgewicht

(W. Grossmann)

Experimente mit einem  $\theta$ -Pinch mit umgekehrtem Vorfeld (Eberhagen) haben wieder Interesse für "Tearing Modes" geweckt, insbesondere weil die Versuchsanordnung länger stabil war, als theoretisch erwartet wurde. Eine Analyse dieser Ergebnisse wurde begonnen.

## 10.8 $\ell = 1$ Hoch-Beta-Stellaratoren mit kraftfreien Feldern

(W. Grossmann, Tartaronis)

Eine Rechnung für den linearen  $\ell = 1$  Hoch-Beta-Stellarator mit scharfer Plasmagrenze in einem kraftfreien äußeren Magnetfeld wurde begonnen. Wir suchen Informationen über Gleichgewicht und MHD-Stabilität des Plasmas. Eine Motivierung für diese Analyse ergibt sich aus der Annahme, daß kraftfreie magnetische Felder bestimmte instabile Moden stabilisieren können und auch aus experimentellen Messungen, die zeigen, daß Plasmaströme außerhalb der dichten Plasmasäule fließen können. Die Skalierung für unser Modell ist mit den experimentellen Plasmadaten konsistent.

1) A.A. Blank, H. Grad, H. Weitzner: 3rd Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Novosibirsk (USSR), Paper CN-24/K6 (IAEA, Vienna 1969)

2) Ribe F.L.: Los Alamos Scientific Lab. LA-4098 (1969)

3) Goedbloed (1970)

10.9 2 D MHD-Programm (r, z)

(W. Schneider)

Aus dem Vergleich der Rechnungen mit Experimenten an Isar I (5.40 m Spule) und Isar II ergaben sich folgende Resultate:

- a) In den späten Phasen der Entladungen ist in allen untersuchten Fällen die adiabatische Kompression der dominierende Heizungsmechanismus; die Ohm'sche Heizung ist demgegenüber vernachlässigbar.
- b) Rechnungen und Messungen zeigen gute Übereinstimmung des zeitlichen Verlaufes der Plasma-parameter in der Spulenmitte, d.h., die von Lehner<sup>1)</sup> bzw. Chodura und Pohl (IPP 1/112) angegebenen Koeffizienten geben eine gute Beschreibung der Relaxation anisotroper Plasmen.
- c) Hinsichtlich der radialen Dichteprofile als Funktion der Zeit konnte beim Vergleich mit Isar I (Kontinuumstrahlung) keine Übereinstimmung erreicht werden; startet man die Rechnung mit schmaleren Profilen als den beobachteten, so ergeben sich für die späteren Zeiten übereinstimmende Resultate. Der Verdacht, daß die Kontinuumsmessungen bei frühen Zeiten zu breite Profile liefern, wird auch durch Beobachtungen anderer Art gestützt.
- d) Um die Relaxation von anisotropen Verunreinigungen beschreiben zu können, wurden stark vereinfachte DGLn für  $\xi$ ,  $T_e$ ,  $T_i$  zusätzlich gelöst. Vergleiche mit an Isar II gemessenen Verunreinigungslinien (Dopplerverbreiterung von C V) ergaben, daß die end-on beobachtete "Dopplertemperatur" von den axialen makroskopischen Geschwindigkeiten wesentlich mitbestimmt wird. Dies ist für Diagnostikzwecke bedeutsam.

---

1) G. Lehner: "On the Relaxation of Anisotropic Plasmas", Z.Physik 206, 284 (1967)

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2

(Dr. Grieger)

Stationäre oder quasi-stationäre Plasmen in toroidaler Konfiguration

In der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2 galt in der Vergangenheit das Interesse fast ausschließlich dem Einschluß vergleichsweise kalter, aber thermischer Plasmen in toroidalen Magnetfeldkonfigurationen vom Typ Wendelstein (Stellarator) und Multipol.

Im Wendelstein W II a wurde an mittels Kontaktionisation erzeugten stoßdominierten Ba-Plasmen gezeigt, daß die stationäre Diffusion des Plasmas durch die PFIRSCH-SCHLÜTER-Relation beschrieben werden kann. Nahe rationaler Werte der Rotationstransformation traten jedoch scharfe Minima der Teilchendichte auf, welche als "Resonanzen" bekannt geworden sind. Insbesondere das Verhalten des Plasmas in den Minima war und ist Gegenstand der experimentellen Untersuchung; ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Minima und ihrer Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wurde entwickelt. Diese Resonanzen wurden auch in Vorversuchen an photo-ionisierten Ba-Plasmen, sowie an mittels ECRH erzeugten Ar- und Xe-Plasmen gefunden. An den mittels Kontaktionisation erzeugten Ba-Plasmen wurde auch der Einfluß von überlagerten Magnetfeldern untersucht, welche die Verscherung und die Symmetrie-Eigenschaften des Stellaratorfeldes veränderten. Numerische Rechnungen befassen sich mit der Struktur des Magnetfeldes in Stellaratorgeometrie.

Das Stellaratorprogramm wird derzeit ausgeweitet auf Fragen des Einschlusses heißer Plasmen, sowie deren Erzeugung und Heizung. Hierfür ist neben weiteren Stellaratoren des W II-Typs der Wendelstein W VII im Aufbau, welche entsprechend seinen Abmessungen und der erreichbaren Magnetfeldstärke bereits zur nächstgrößeren Generation solcher Apparaturen zu rechnen ist. Um ein stationäres Hauptfeld von 40 kG zu erzeugen, werden supraleitende Spulen in enger Zusammenarbeit mit dem IPP von der Industrie entwickelt.

Zur Heizung und Plasmaerzeugung werden insbesondere die Ohm'sche Heizung, sowie der Einschluß energiereicher Neutralteilchen vorbereitet. Laufende Vorexperimente befassen sich mit lokaler Plasmaerzeugung durch Mikrowellen. Hierbei wird ein Neutralstrahl mit einem Mikrowellenbündel bei der Elektronenzyklotronfrequenz gekreuzt ("Microbe"). Eine weitere Studie untersucht die Bedingungen zur Ionenheizung mittels "transit time magnetic pumping" (TTMP) in Verbindung mit ICRH.

Plasmen in Multipolkonfiguration wurden in einem Oktopol- und in einem Quadrupolfeld bisher in der Multipolanordnung W V untersucht. Hier waren die stromführenden Innenringe an Stützen befestigt. Diese Stützen zeigten einen dominierenden Einfluß auf den Plasmaeinschluß, welcher mit einem konvektiven Modell beschrieben werden kann: außer den direkten Teilchenverlusten an den Stützen parallel zum Magnetfeld ergeben sich

weitere Teilchenverluste senkrecht zum Magnetfeld durch die Störung der axialen Symmetrie aufgrund der Gegenwart der Stützen.

Gegenwärtig wird daher eine Quadrupolanordnung aufgebaut (W 6), bei der während des Experiments keine Ringstützen störend im Plasmavolumen vorhanden sind. Die Quadrupolkonfiguration wurde gewählt, um Experimente auch in einer MHD-stabilen Multipolkonfiguration mit geschlossenen Magnetfeldlinien durchführen zu können. Ein überlagertes azimutales Magnetfeld bewirkt dann den Übergang zu einer Konfiguration mit magnetischen Flächen und lokal variierender Verscherung.

Zur Erzeugung eines stationären Magnetfeldes sind supraleitende Innenringe erforderlich, welche frei schwebend im Magnetfeld spezieller Außenspulen gehalten (levitiert) werden. Die an dieser Anlage vorgesehenen Experimente stehen in engem Zusammenhang mit Grundlagenfragen, insbesondere des Stellaratorprogramms.



1. Wendelstein W II A

(G. Grieger, J. Eisert, W. Ohlendorf, H. Pacher, H. Wobig, G.-H. Wolf)

In dieser Apparatur wurden die früheren Versuche mit vergleichsweise kalten Bariumplasma fortgesetzt. Zur nahezu punktförmigen Plasmaerzeugung wurde vorwiegend weiterhin die Kontaktionisation an einer lasergeheizten Wolfram-Kugel ( $3\text{ mm } \varnothing$ ) verwendet, da der lichttechnische Aufwand zur Photoionisierung der Ba-Atome vom Grundzustand aus angesichts der Fortschritte bei der Erzeugung metastabiler Ba-Atome (siehe dort) nicht sinnvoll schien. Nach Fertigstellung der letztgenannten Methode wird die Photoionisierung der Metastabilen einen hinreichenden Plasmaquellfluß liefern.

Gegenstand der Untersuchung waren die mit den "Resonanzen", d.h. den charakteristischen Minima des Einschlußvermögens nahe rationalen Werten von  $\iota$ , verbundenen Mechanismen und Vorgänge. Wegen des Fehlens starker Schwankungen oder Fluktuationen von Plasmadichte oder -Potentiale auch unmittelbar in den Minima bestand die Vermutung, daß diese stark erhöhten Verluste von einer stationären "stabilen" Konvektion des Plasmas getragen werden. Besondere Aufmerksamkeit galt daher dem Auffinden solcher konvektiver Strömungsfelder in den Minima des Einschlußvermögens.

Zum Nachweis einer etwa vorhandenen Konvektion des Plasmas wurden eingehende Messungen von Dichte- und Potentialprofilen bei rationalen und irrationalen Werten der Rotationstransformation durchgeführt.

Abb. 1 ist ein Beispiel für zweidimensionale Dichte- und Potentialverteilungen bei irrationaler  $\iota$ , Abb. 2 bei rationalem.

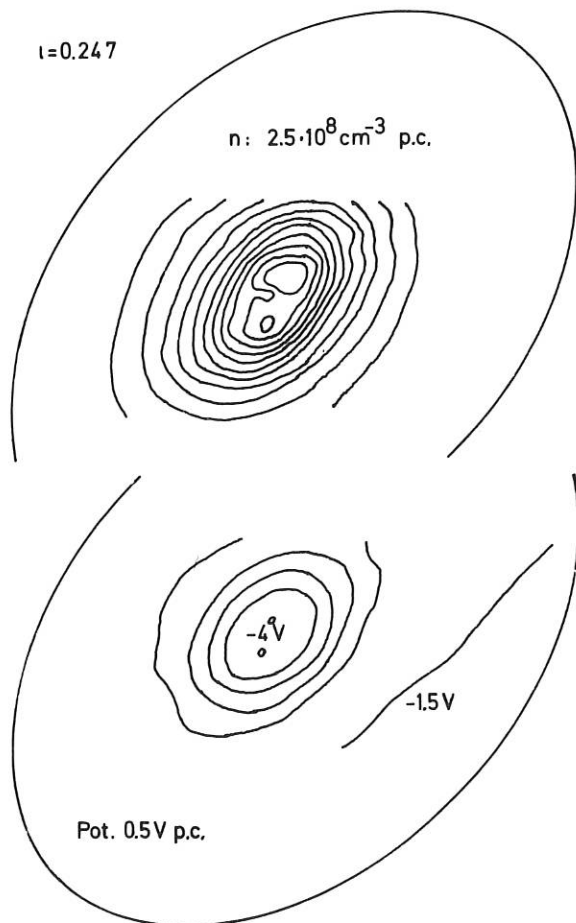


Abb. 1

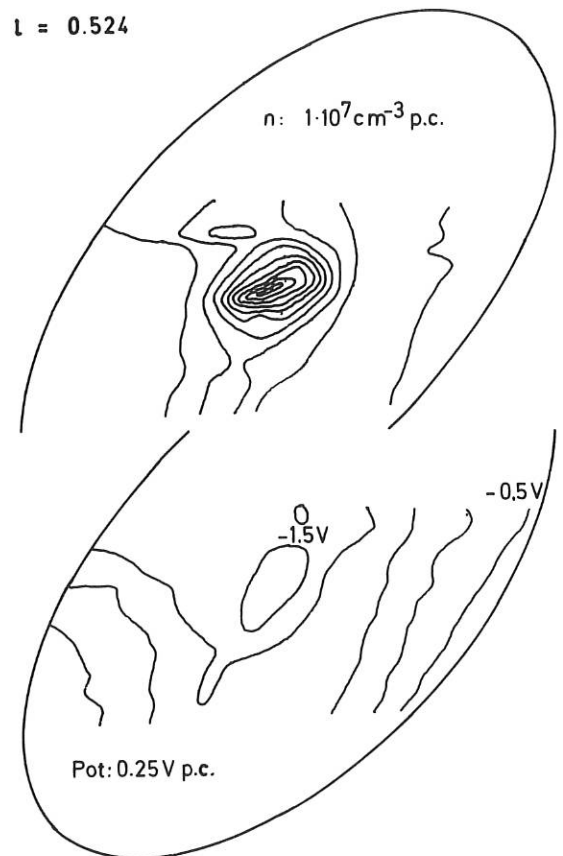


Abb. 2

zweidimensionale Dichte- und Potentialverteilungen bei irrationaler  $\iota$

wie Abb. 1, aber bei rationalem  $\iota$

Aus technischen Gründen war es bei diesen Messungen nicht möglich, den gesamten Plasmaquerschnitt mit der Sonde zu erfassen. Zur besseren Orientierung ist noch die magnetische Oberfläche eingezeichnet, die den Limiter (den Teilchendetektor) gerade eben berührt. Man sieht, daß die Linien konstanter Dichte und konstanten Potentials bei irrationalen  $\iota$  ziemlich gut mit den magnetischen Flächen zusammenfallen. Bei rationalem  $\iota$  ist das nicht mehr der Fall. Insbesondere weichen die Potentialflächen beträchtlich von den Druckflächen und den magnetischen Oberflächen ab. Auf Abb. 3 ist die radiale Potentialverteilung für beide  $\iota$ -Werte dargestellt. Zum Vergleich ist auch noch die den Druckgradienten kompensierende Potentialverteilung ( $U_{th} \cdot \ln \frac{n}{n_0}$ ) mit eingetragen. Man sieht, daß das Plasma im irrationalen Fall rotiert, im rationalen dagegen nicht. Aus der Unsymmetrie der Potentialverteilung im rationalen Fall läßt sich nun eine Störung berechnen, die die beobachteten Verluste größenordnungsmäßig erklärt. Aus den Teilchendetektor-Messungen wissen wir, daß der Verlustfluß im wesentlichen in Richtung der großen Hauptachse der magnetischen Oberflächen das Einschlußgebiet verläßt. Das gibt starke Hinweise darauf, daß die äußeren Randbedingungen, die durch den Teilchendetektor beschrieben werden, einen starken Einfluß auf das Einschlußverhalten haben. Die augenblicklichen Untersuchungen sind dahin gerichtet, diese Fragen zu klären.

### 1.2. Magnetfeldmessung

(B. Streibl)

Die berechnete magnetischen Oberflächen sollen zusätzlich mit den Driftflächen eines gepulsten Elektronenstrahles verglichen werden. Es ist geplant, den Strahl über seine Influenzwirkung auf ein geeignetes Elektrodensystem zu orten.

Mit einer Elektronenkanone, deren Sättigungsstrom bei 8 Volt Beschleunigungsspannung und 0,5 mm Strahldurchmesser 0,3 mA ist, konnte an der Apparatur W III ein ortsabhängiges Signal ausreichender Spannung (50 mV) gemessen werden. Damit ist die Durchführbarkeit der Meßmethode gewährleistet.

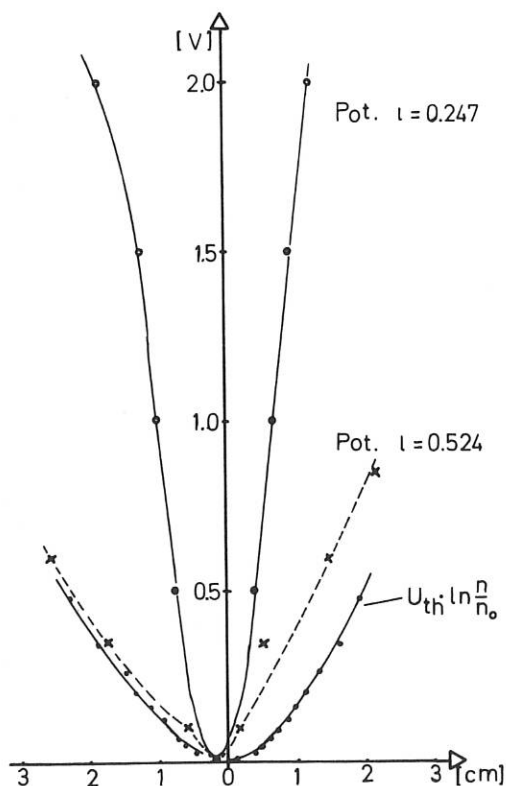


Abb. 3 radiale Potentialverteilung bei rationalen und irrationalen  $\iota$

2. Wendelstein W II b

(K. Freudenberger, G. Grieger, H. Goss, R. Jaenicke, J. Kolos, W. Ohlendorf, H. Wobig  
G.H. Wolf, M. Zippe)

Im Zuge des Übergangs zum Stadium auch heißerer Plasmen wurde eine weitere Apparatur des Wendelstein W II-Typs vorbereitet, welche in Fortführung der bisherigen Nomenklatur die Bezeichnung W II b trägt. In dieser Apparatur soll die Erzeugung und Heizung z.B. eines Wasserstoffplasmas durch Induktion eines azimuthal geschlossenen Stromes bewirkt werden (Ohmsche Heizung). Die erwarteten Plasmaparameter liegen im Dichtebereich von  $10^{12} - 10^{13}$  Teilchen/cm<sup>3</sup> und im Temperaturbereich von  $10^1 - 10^2$  eV; sie können sich über alle charakteristischen Bereiche der neoklassischen Diffusion erstrecken. Die Erzeugung von Plasma durch Gun-Einschuß nach der in Culham am Stellarator Proto-Cleo verwendeten Methode ist ebenfalls beabsichtigt, um hierdurch einen Vergleich mit dieser Apparatur zu ermöglichen.

Die charakteristischen apparativen Parameter des W II b sind im Vergleich mit denen des W II a in folgender Tabelle angegeben:

Wendelstein	Großer Radius $R_0$ [cm]	Kleiner Radius [cm] Gefäß Spule		Zahl der Hauptfeld- spulen	Helische Windun- gen	Hauptfeld kG
W II a	50	6,2	15	44	$\ell = 2$ statisch 9	
W II b	50	9	15	40	$\ell = 2$ statisch 7 gepulst 15	

Im Unterschied zum Wendelstein II a ist das Vakuumgefäß des W II b mit einem meridionalen Isolationschlitz versehen. An dieser Stelle befindet sich auch ein herausnehmbares Torus-Zwischenstück, in welches ein verstellbarer Limiter aus Tantal eingebaut wird.

Ein weiterer Unterschied zum W II a besteht im geometrischen Verlauf der helischen Windungen, welche beim W II b entlang Orthogonaltrajektorien zu einer Geodätischen auf der Gefäßoberfläche geführt sind. Dadurch ist gewährleistet, daß jeder einzelne Stromleiter im Wicklungspaket - bis auf eine konstante Verschiebung in azimuthaler Richtung - die gleiche Raumkurve beschreibt. Über die Auswirkung dieser Anordnung auf die Magnetfeldeigenschaften wird gesondert eingegangen.

Die konventionelle Ohm'sche Heizung erlaubt grundsätzlich nur gepulste Experimente. Dabei können die Plasmen quasistationär sein. Es stellt zunächst keine zusätzliche Beeinträchtigung der Versuchsbedingungen dar, daß die Erzeugung der vorteilhaften höheren einschließenden Magnetfelder ebenfalls nur gepulst durchführbar ist, wobei die erreichbare Pulsdauer lang ist gegenüber den erwarteten Einschlußzeiten.

Zur Plasmadiagnostik wurden folgende Verfahren vorbereitet:

- 1) Elektrische Messungen
  - a) Rogowski-Spule
  - b) Diamagnetische Schleife
  - c) Umfangsspannung
- 2) Thomson-Streuung von Laser-Licht (wird gesondert berichtet)
- 3) 5-Strahl Mikrowelleninterferometer (wird gesondert berichtet)
- 4) Teilchenenergie-Analysatoren
- 5) Spektroskopische Methoden
  - a) Verunreinigungslinien
  - b) Dopplerverbreiterung
  - c) Räumliche Beobachtung der  $H_{\alpha}$ -Intensität
- 6) Spektroskopie im Bereich der Röntgenstrahlung

Im folgenden werden einzelne Aspekte der Apparatur W II b etwas eingehender behandelt.

## 2.1. Apparatur

(K. Freudenberger, H. Goss, J. Kolos)

Das torusförmige Vakuumgefäß besteht aus geschmiedetem rostfreiem Stahl mit 17 mm Wandstärke. Es wurden zwei Halbschalen gedreht und in der ganzen Dicke der Wandstärke miteinander vakuumdicht verschweißt. Nach dem präzisen Fertigdrehen der Außenfläche wurden mit sehr hoher Lagegenauigkeit ca. 400 Führungsbolzen an dem Torus verankert. Diese dienen zur Führung der helischen Wicklung, die mit einer Genauigkeit von besser als 0,5 mm auf den Torus gewickelt wird. Um anschließend die Hauptfeldspulen über das Torusrohr schieben zu können, ist dieses an einer Stelle mit einem herausnehmbaren Zwischenstück versehen, das mit Viton-Dichtringen im Spalt des Torusrohres vakuumdicht eingesetzt werden kann. Dabei wird die Kraft zum Abdichten und Festhalten des Zwischenstückes durch eine Verspreizung des Torusrohres erzeugt.

An neun Stützen, die am Umfang des Torus verteilt sind, wird über ein strahlenförmig verzweigtes Rohrsystem eine Turbomolekularpumpe angeschlossen, die ihrerseits von einer zweistufigen Rotations-Vorpumpe bedient wird. Die Saugleistung im Rezipienten beträgt etwa 200 l/s.

In den wassergekühlten helischen Wicklungen beträgt der maximal zulässige Dauerstrom 4500 A. Die Drähte der helischen Wicklung werden über dem Zwischenstück des Torusrohres mittels Kupferbrücken verbunden. Das Hauptfeld wird erzeugt durch 40 Spulen Sp 300 a und beträgt im Dauerbetrieb 7 kG, im Pulsbetrieb 15 kG. Bei maximalem Hauptfeld ist die erreichbare Rotations-Transformation  $t \lesssim 0.3$ . Der Aufbau der Apparatur W II b ist voraussichtlich Mitte 1971 fertiggestellt.

Neben dem für die Apparatur W II b bestimmten Vakuumgefäß wurde ein weiteres Rohr mit einer kleineren lichten Weite vorbereitet. Auf dieses Rohr können übereinander zwei Sätze helischer Windungen, nämlich  $\ell = 3$  und  $\ell = 2$ , aufgebracht werden, wodurch Rotationstransformation und Verscherung in gewissen Bereichen unabhängig voneinander variiert werden können. Das so

bewickelte Gefäß hat dann die gleichen Außenabmessungen wie das nur mit den  $l = 2$  Windungen bewickelte Gefäß des W II b. Eine Fertigstellung dieses Gefäßes ist jedoch zurückgestellt, um zunächst technische und experimentelle Erfahrung mit dem W II b zu gewinnen.

## 2.2. Ohm'sche Heizung

(R. Jaenicke)

Die zur Ohm'schen Heizung notwendigen Einrichtungen wurden entwickelt und befinden sich im Aufbau. Der Übergang vom kalten, neutralen Wasserstoffgas zum geheizten Plasma soll danach in drei Stufen erfolgen:

- 1) Vorionisierung
- 2) Vorheizimpuls
- 3) Hauptheizimpuls

Zur Vorionisierung eines geringen Prozentsatzes des Wasserstoffgases wird zwischen zwei zur Torusseule konzentrischen Ringen eine Hochfrequenzentladung (ca. 500 kHz) durchgeführt.

Anschließend wird eine Kondensatorbatterie (32 KJ, 15 KV) über zwei das Vakuumrohr umschließende Luft-Transformerspulen entladen. Damit kann eine maximale Ringspannung von 50 V (entsprechend einer mittleren Feldstärke von 0.16 V/cm) im Torus induziert werden, durch die das Gas vollständig ionisiert und vorgeheizt werden soll. Wenn die Kondensatorbatterie entladen ist, wird sie kurzgeschlossen (crowbar). Die im Plasma induzierte Ringspannung kehrt dadurch das Vorzeichen um, und geht nach einem Anfangswert von etwa 5 V mit einer Zeitkonstanten von 2 ms gegen Null. Durch dieses Umkehren der Ringspannung werden in der Anfangsphase des Vorheizimpulses eventuell gebildete Run-away-Elektronen abgebaut.

Diesem zweiten Teil des Vorheizimpulses wird der Hauptheizimpuls überlagert. Er wird durch einen Lufttransformator erzeugt, der in seinem Aufbau identisch ist mit dem Spulensystem zur Erzeugung des Hauptmagnetfeldes. Er besteht also ebenfalls aus 40 kreisförmig aneinandergereihten Spulen, wobei der Transformator gegenüber dem Vakuumgefäß so um  $90^\circ$  gedreht ist, daß die beiden transförmigen Gebilde sich gegenseitig wie zwei Kettenglieder umschließen. Abb. 4 zeigt das Vakuumgefäß mit den verwendeten Lufttransformatoren.

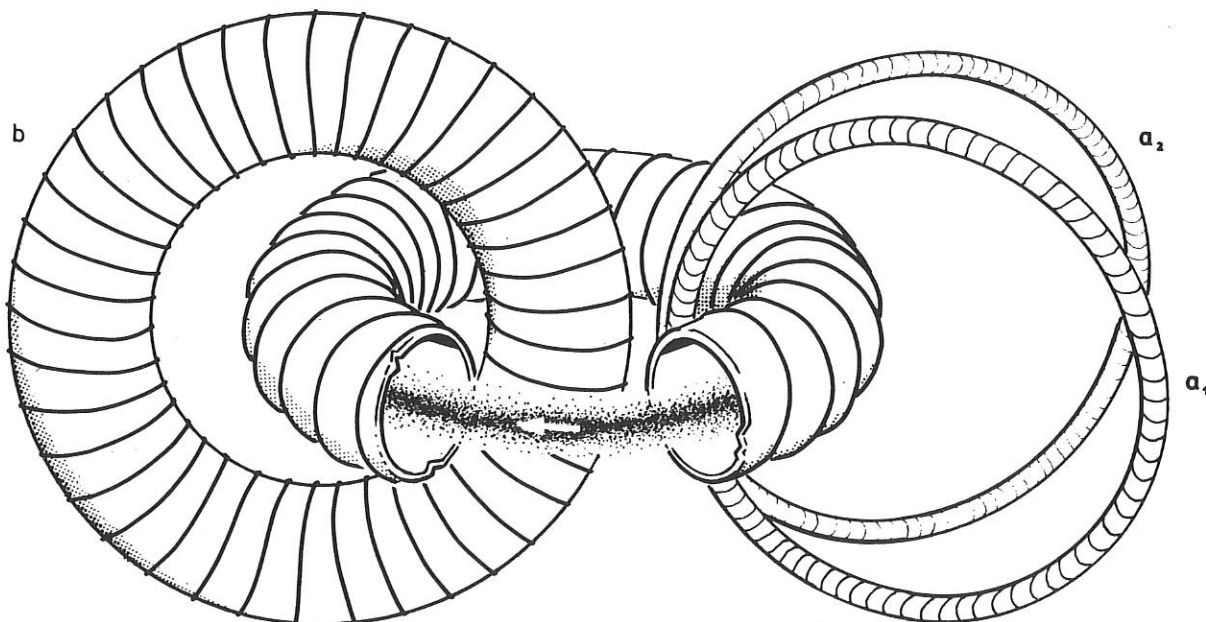


Abb. 4 Stellarator W II b mit den zur Ohm'schen Heizung verwendeten Lufttransformatoren:  $a_1$ ,  $a_2$  Vorheizimpuls, b Hauptheizimpuls



An diesen Heiztransformator wird ein Gleichstromgenerator angeschlossen. Während des Stromanstieges (Zeitkonstante ca. 50 ms) wird im Plasma eine Ringspannung von anfänglich bis zu 2.5 V induziert. Im Transformator läßt sich dabei ein magnetischer Fluß von etwa 0.1 Vs erreichen, so daß im Plasma bei entsprechender Regelung eine Ringspannung von z.B. 1 V über etwa 100 ms aufrechterhalten werden kann.

Theoretische Untersuchungen<sup>+)</sup>  zeigen, daß mit diesem Heizverfahren im Stellarator W II b bei einer Plasmadichte von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  eine Ionentemperatur von 50 eV erwartet werden kann. Ein weiteres Ergebnis dieser Rechnungen ist, daß bei entsprechender Wahl der Heizspannung ein solcher Zustand quasistationär für eine Zeit von etwa 50 ms andauern kann. Der dabei induzierte azimutale Gesamtstrom beträgt dann einige Prozent der Kruskal-Grenze, welche bei maximal 37 kA liegt.

### 2.3. Messung der Dichte- und Temperaturverteilung durch Streuung von Laserlicht

( A. W. Gondhalekar, C. Mahn, H. Ringler)

Ein Experiment wurde geplant und zum Teil vorbereitet, bei dem durch Streuung von Rubinlaserlicht am Plasma des W II b - Stellarator die Elektronendichte und die Elektronentemperaturverteilung über einen möglichst großen Bereich des Plasmaquerschnitts bestimmt werden soll. Bei den für dieses Experiment zu erwartenden Elektronendichten und -temperaturen misst man dabei direkt die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen senkrecht zum Magnetfeld (bei der vorgesehenen Streugeometrie).

Ein Rubinlaser mit einer Leistung von ca. 300 MW wird senkrecht zur Äquatorialebene des Stellarators auf eine Fläche von 0.5 cm im Durchmesser ins Plasma fokussiert. Der zweistufige Laser wird mit einer Farbstoffzelle geschaltet; er gibt dabei einen Impuls von 15 - 20 ns Halbwertsbreite ab. Durch eines der großen Horizontalfenster wird das Beobachtungsvolumen auf einem Lichtleiter abgebildet. Der Lichtleiter kann vertikal verschoben werden. Das Fenster begrenzt den beobachtbaren Teil des Plasmadurchmessers ein Gebiet von  $\pm 4$  cm um die Rohrseele.

Innerhalb dieser Grenzen ist also eine Raumauflösung (5 mm  $\varnothing$ ) von  $T_e$  und  $n_e$  entlang des Durchmessers möglich in einer "Schuß zu Schuß" - Messung.

Die andere Seite des Lichtleiters stellt den Eintrittsspalt eines Polychromators dar, mit dessen Hilfe bei einem Schuß die spektrale Verteilung des Streulichtes über 10 Photomultiplier gemessen wird.

Am Torus vorgesehen wurde ferner die Möglichkeit einer solchen Streugeometrie, bei der die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen parallel zum Magnetfeld bestimmt werden kann.

---

<sup>+)</sup>  Diese Rechnungen wurden freundlicherweise von Herrn Dr. Girard durchgeführt nach:  
J.P. Girard "Cinetique du chauffage ohmique en configuration toroidale", Report Nr.  
EUR - CEA - FC - 538.

### 3. Wendelstein W VII

(G. Grieger, J. Kolos, H. Renner, G. H. Wolf)

Das am 6.6.1969 von der Wissenschaftlichen Leitung vorläufig genehmigte Projekt der Apparatur Wendelstein W VII mit supraleitenden Hauptfeldspulen war durch eine Phase der technischen Vorbereitung gekennzeichnet, ohne daß jedoch bereits der Auftrag für den Helium-Refrigerator oder die Serienaufträge für die Spulen vergeben wurden. Die physikalischen Aspekte im Hinblick auf Einschlußvermögen und insbesondere Plasmaerzeugung und Heizung (siehe dort) wurden diskutiert, um während der nächsten Jahre Vorbereitungen für die Anwendung der ausgewählten Verfahren zu treffen. Im weiteren werden einige Aspekte der Entwicklung gesondert beschrieben.

#### 3.1. Gebäude

Die baulichen Maßnahmen sind planmäßig verlaufen, der Rohbau des Laborgebäudes L 7 war zum Jahresende 1970 fertiggestellt.

#### 3.2. Vakuumgefäß

(H. Goss, J. Kolos)

Das torusförmige Vakuumgefäß wird von der Firma Schöller & Bleckmann in Wien gefertigt, als Material dient Stahlblech geringer Permeabilität. Bei einer Wandstärke von 30 mm hat der Torus einen kleinen Außendurchmesser von 410 mm und einen Seelendurchmesser von 4000 mm. Zur Herstellung dieses Torus wurden aus 45 mm starken Blechen Segmente geschnitten, welche zu Segmenten einer Torus-Halbschale gedrückt wurden. Diese gedrückten Segmente wurden zu zwei Torus-Halbschalen zusammengeschweißt, anschließend innen und außen überdreht und letztlich zum geschlossenen Torus-Rohr verschweißt, welches danach außen fertiggedreht wurde. Von derselben Firma wird derzeit eine Spezialbohrvorrichtung gebaut, mit welcher die Fertigung von Bohrungen in der Toruswand für Beobachtungsstutzen und Führungsbolzen ermöglicht wird.

#### 3.3. Haupt-Magnetfeld

(A. Elsner, W. Kafka<sup>+</sup>), J. Kolos, A.P. Martinelli<sup>++</sup>), B. Oswald<sup>++</sup>), H. Renner)

Im März 1970 wurde mit der Firma Siemens ein Vertrag zur Entwicklung eines Spulenprototyps geschlossen. In regelmäßigem Meinungsaustausch konnten die wesentlichen Probleme bei der Neuentwicklung der großen supraleitenden Spule ( $d_i = 80$  cm,  $d_a = 137$  cm,  $b = 20$  cm) gelöst werden. Besondere Aufmerksamkeit wurde folgenden Punkten gewidmet:

- a) Fertigungstoleranzen bei der physikalisch notwendigen engen Spezifikation
- b) Kraftverteilung auf die Abstützungen in der Torusanordnung
- c) Belastbarkeit der Abstützungen und Wärmefluß.
- d) Elektrisches und mechanisches Sicherheitssystem.
- e) Abschirmung der Spulen gegen magnetische Wechselfelder  $\dot{B} < 10^6$  Gs<sup>-1</sup>
- f) Kältesystem

Es wurde als Supraleiter kupferstabilisiertes Nb-Ti mit rechteckigem Querschnitt ausgewählt. Die Wicklungsgeometrie und die Ausführung der einzelnen Spulen als selbständige kryostatische Einheiten - um jeden möglichen freien Zugang zum Torus für die Diagnostik zu erhalten - bestimmen die Konstruktion.

+) freier Mitarbeiter des IPP

++) Abt. Technik

### 3.4. Helisches Feld

(K. Freudenberger)

Die helischen Windungen sollen in konventioneller Technik mit normalleitenden wassergekühlten Cu-Bändern ausgeführt werden.

Zur elektrischen Versorgung der helischen Wicklungen wurde zusätzlich eine dritte HERTHA-Maschine angeschafft. Dadurch steht eine Gesamtgleichstromleistung von  $\approx 4,5$  MW zum Betrieb der helischen Windungen zur Verfügung.

### 3.5. Neutralteilcheneinschuß

(G. Schilling)

Im Hinblick auf den stationären Betrieb des Stellarators W VII ist beabsichtigt, auch Plasmaerzeugung und Plasmaheizung stationär durchzuführen. Eine Methode hierzu ist der Einschub hochenergetischer Neutralstrahlen. Die Teilchen eines solchen Strahls werden innerhalb des Einschlußvolumens im wesentlichen durch zwei voneinander unabhängige Prozesse ionisiert:

- 1) zu einem geringen Teil durch die Lorentzionisierung im vorhandenen magnetischen Feld,
- 2) durch Wechselwirkung mit Elektronen und Ionen eines schon vorhandenen Plasmas ausreichender Dichte, und zwar unter Umständen bis zur vollständigen Absorption des Strahls.

Grobe Abschätzungen ergeben für den Stellarator W VII eine maximal erreichbare Plasmadichte von  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bei einer Plasmatemperatur von einigen keV, und zwar unter folgenden Annahmen: Hauptmagnetfeld  $B = 32 \text{ kG}$ , Rotationstransformation  $\epsilon = 0.3$ , Injektorstrom  $I = 1 \text{ A}$  bei einer Neutralteilchenenergie  $E = 10 \text{ keV}$  (mögliche Energien für W VII wären  $1 \text{ keV} < E < 50 \text{ keV}$ ), und neoklassische Diffusion und Wärmeleitung. Im Hinblick auf die Konstruktion eines Injektors für den Stellarator W VII werden die obigen Vorgänge unter Berücksichtigung von Wechselwirkung mit Neutralgas und mehrfachem Ladungsaustausch, sowie unter verfeinerten Annahmen über Dichteprofile und Transportmechanismen weiter untersucht.

## 4. Theorie

(S. Rehker, B. Streibl, H. Wobig)

### 4.1. Konvektion im Stellarator

(H. Wobig)

Das Pfirsch - Schlüter - Modell<sup>+)</sup> über die Diffusion im Stellarator wurde durch Hinzunahme der Plasma - Neutralteilchen - Wechselwirkung erweitert. Es ergab sich ein quasilineares elliptisches Randwertproblem für Dichte und elektrisches Potential. Im Grenzfall kleiner Wechselwirkung mit Neutralteilchen ließ sich das System näherungsweise lösen. Es ergab in der Nachbarschaft von "resonanten" Flächen (d. h.  $\oint \frac{dl}{B} \neq \text{const}$  auf einer rationalen Fläche) eine starke Konvektion, deren Amplitude von den Plasma - Neutralteilchen - Stößen abhängt. Diese Konvektion nimmt mit steigendem M und N ( $\frac{L}{2\pi} = \frac{M}{N}$ ) ab. Die Konvektion hat einen erhöhten Plasmaverlust zur Folge, dessen Größe von der Variation von  $\oint \frac{dl}{B}$  auf der resonanten Fläche, von der Stoßfrequenz zwischen Plasma- und Neutralteilchen und von der Verscherung des Magnetfelds abhängt. Es wurde untersucht, unter welchen Umständen Trägheits- und Viskositätsterme vernachlässigbar sind. Im Rahmen dieses erweiterten Pfirsch - Schlüter - Modells ist es möglich, das Verhalten des Plasmas im W II a - Stellarator qualitativ zu erklären.

<sup>+) MPI - PA / 7/62</sup>

#### 4.2. Magnetische Felder in den Wendelstein-Stellaratoren

(S. Rehker, B. Streibl)

Zur Berechnung toroidaler Magnetfelder stehen uns jetzt zwei Programme zur Verfügung:

- 1) Das von Croci, Gorenflo, Eder, Schlüter und Welter im Jahre 1966 erarbeitete Programm (Fortran-Fassung von Herrn Lotz)
- 2) Das Programm von Gourdon aus Fontenay-aux-Roses<sup>+</sup>).

Mit diesen Programmen wurden die folgenden Probleme behandelt:

##### a) Feinstruktur im Stellaratorfeld

Da mit der im ersten Programm angewandten Methode Feinstrukturen der magnetischen Flächen nicht gefunden werden konnten, wurde das Programm in dieser Hinsicht verbessert. Das "Herauslaufen" aller Feldlinien aus den Torus, das zunächst auftrat, wurde als numerischer Effekt erkannt und durch eine genauere Interpolation beseitigt. Die Existenz von magnetischen Flächen im Stellarator wurde durch das Verfolgen der Feldlinien bis zu 400 Umläufen um den großen Umfang der Maschine nahegelegt.

Mit dem ersten Programm wurde der Einfluß der Stromverteilung in den helischen Windungen des Stellarators auf die magnetische Fläche untersucht. Dabei wurde zwar ein merkbarer Einfluß der Stromverteilung auf die Rotationstransformation festgestellt, die magnetischen Flächen selbst blieben jedoch nahezu unverändert.

##### b) Magnetfeld des Wendelstein W II a

Plasmadichtemessungen weisen darauf hin, daß frühere numerische Berechnungen für die Rotationstransformation etwa 10 % zu hohe Werte lieferten. Erneute Berechnungen mit dem ersten Programm und mit verkleinerter Maschenweite des Raumgitters sowie verbesserter Interpolation und Berücksichtigung der Dipolfelder der ringförmig um den Stellarator geführten Stromzuleitung für die Hauptfeldspulen verringerten diese Diskrepanz auf 8 %.

##### c) Magnetfeld des Wendelstein W II b

Der W II B erhielt eine helische Wicklung, deren Leiter senkrecht zu geodätischen Linien auf dem Torus verlaufen. Ein Vergleich mit einer Wicklung, deren helische Leiter konstante Steigung besitzen, ergab für erstere eine größere Verscherung, jedoch eine geringere Tiefe der Potentialmulde gemäß dem  $V''$  Kriterium.

##### d) Magnetfeld des Wendelstein W VII

Das Hauptfeld war bei allen numerischen Berechnungen bisher durch ein ideales  $1/R$ -Feld angenähert worden. Beim W VII ergab die exakte Berücksichtigung des durch die 40 Hauptfeldspulen erzeugten Torusfeldes für eine  $\ell = 2$  helische Wicklung keine Unterschiede in der Geschlossenheit und Form der magnetischen Oberflächen, sowie in den Werten für die Rotationstransformation.

---

<sup>+</sup>) Für die Überlassung dieses Programmes sind wir Herrn Dr. C. Gourdon sehr dankbar.

#### e) Modulation des Hauptfeldes

Mit dem Gourdon'schen Programm wurde eine "TTMP"-Konfiguration (Modulation des Hauptfeldes) berechnet.

Die magnetischen Flächen brechen dabei erst bei einer Modulation von mehr als 10 % auf. Der Vergleich einer Konfiguration, bei der die Modulation des Hauptfeldes mit der Periode der helischen Windungen in Resonanz war, zu einem nichtresonanten Fall ließ keinen Unterschied erkennen.

### 5. Multipole

#### Quadrupol W 6 mit supraleitenden levitierten Innenringen

(A. Elsner, H.-J. Jäckel, F. Rau)

Der Aufbau der Apparatur W 6 und die Entwicklung seiner Komponenten im technischen Detail konzentrieren sich im Berichtsjahr im wesentlichen auf die Bereiche Tieftemperaturtechnik und Supraleitung. Auf dem Gebiet der Supraleitung ergab sich eine enge Zusammenarbeit mit der Gruppe Magnetfeldtechnik in der Abteilung Technik. Die Beiträge dieser Gruppe an dem Projekt W 6 sind im Jahresbericht der Abteilung Technik enthalten.

#### 5.1. Tieftemperaturtechnik

##### 5.1.1. Kontaktkühlung

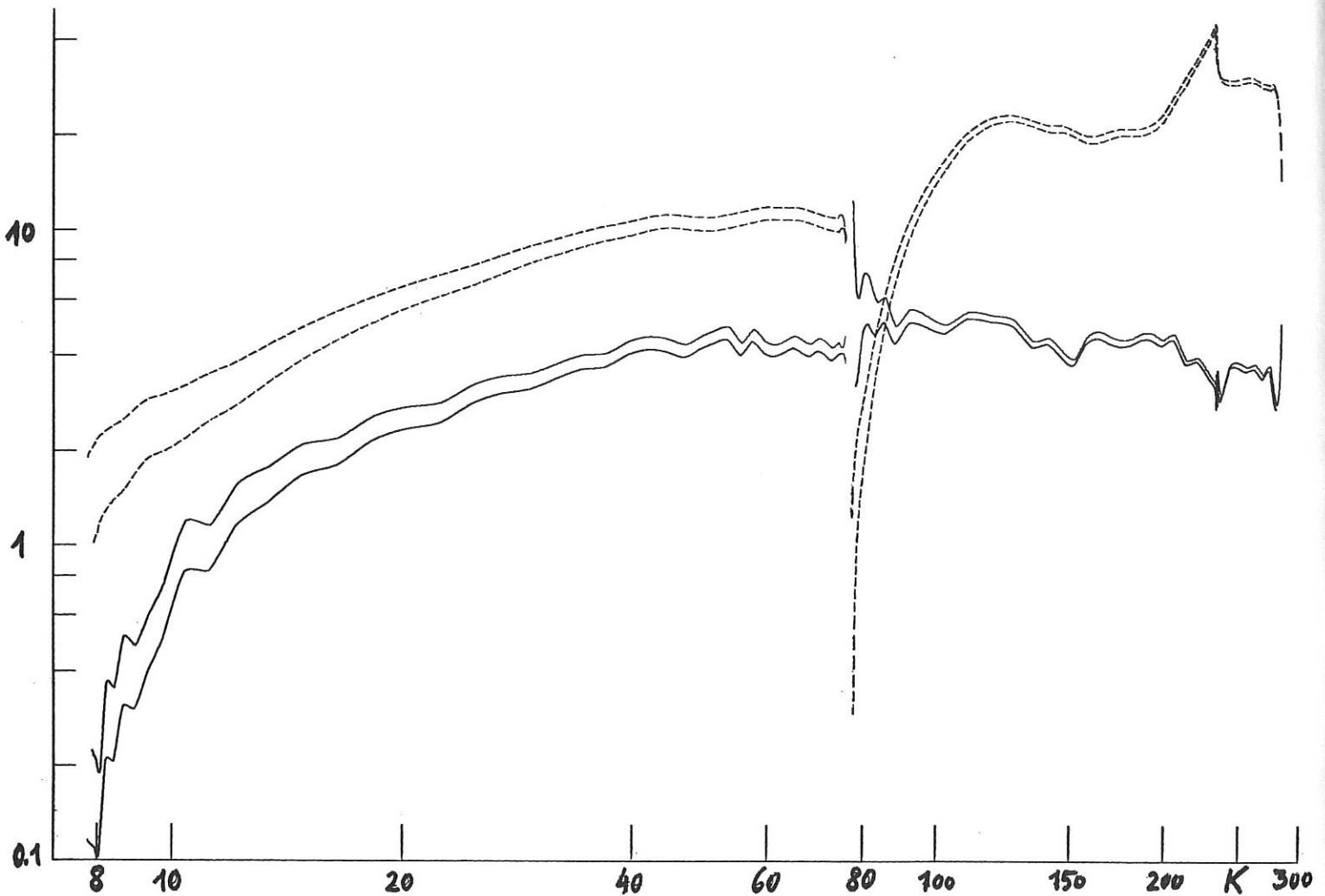
Es ist beabsichtigt, die beiden supraleitenden Ringe des W 6 über je drei im Vakuum lösbare thermische Kontakte abzukühlen (Kühlstützen). Der Prototyp einer Kühlstütze wurde entwickelt und gebaut und eine vorhandene Cu-Wanne mehrmals abgekühlt. Die Wanne konnte zur Erhöhung der Anpresskraft mit Hg gefüllt werden. Dem hierdurch verbesserten thermischen Kontakt stand bei Temperaturen zwischen denen des flüssigen Stickstoffs und des flüssigen Heliums eine wesentlich größere abzukühlende Enthalpie gegenüber.

Zunächst wurde ein ebener Flächenkontakt (Kupfer gegen vergoldetes Kupfer) untersucht. In späteren Experimenten wurde zwischen den Kontaktflächen ein vergoldeter Silberdraht eingefügt. Dieser Draht stellt zwei Linienkontakte in Serie dar. Ein linienförmiger Kühlkontakt verspricht Vorteile bei der Abkühlung der W 6-Ringe, da vermutet wird, daß bei flächenhaften Kontakten sich die Ringe auf den Kühlstützen verkeilen, was zu Schwierigkeiten bei der Levitation führen könnte.

Gemessen wurden in Abhängigkeit vom Kältemittelverbrauch und der Zeit die Temperaturen an der Kupferwanne und in der Quecksilberfüllung, die Zwischentemperatur am Silberdraht, sowie die Temperaturen nahe der Wärmetauscher und am Sockel der Kühlstütze.

Mit den Linienkontakten wurde in der Quecksilberfüllung der Cu-Wanne als tiefste Temperatur 8 K erreicht, wobei an den Kontakten je ca. 1,5 Grad Temperaturdifferenz im stationären Fall beobachtet wurde. Im Fall von nur einem Linienkontakt würde dies einer Endtemperatur des Kühlgutes von ca. 6,5 K entsprechen. Dies ist etwa gleich der für die W 6-Ringe erforderlichen Tiefsttemperatur. Zur Abkühlung der 51,5 kg schweren Cu-Wanne mit 78 kg Quecksilberfüllung von 80 K auf 8 K wurden in 7 Stunden etwa 100 l flüssiges He benötigt. Abb. 5 zeigt in Abhängigkeit von der Wannentemperatur die bei der Abkühlung bestimmte Temperaturdifferenz am Kontakt sowie den pro Grad Temperaturdifferenz übertragenen Wärmestrom.





WAERMESTROM UEBER DEN KONTAKT

ABB. 5

PRO GRAD TEMPERATURDIFFERENZ AM KONTAKT (WATT/GRAD)

TEMPERATURDIFFERENZ AM KONTAKT (GRAD)

Die mittlere Kühleistung betrug  $N \approx \frac{\Delta H}{\Delta t} \approx \frac{0.8 \text{ MJ}}{7 \times 3600} = 32 \text{ W}$ . Der Wirkungsgrad der Wärmetauscher war bei mittleren Temperaturen nahe 50 % und reduzierte sich erst beim Annähern an die erreichte Tiefsttemperatur.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Prinzip der Kontaktkühlung zufriedenstellend demonstriert wurde. Die Linienkontakte besaßen nur unerheblich geringere Kälteleistungen als der Flächenkontakt. Die Einzelheiten der Untersuchungen werden im Laborbericht zusammengefaßt.

Verschiedene technische Schwächen des Prototyps wurden bei der inzwischen erfolgten Neukonstruktion der Kühlstütze berücksichtigt. Insbesondere wird auf die sehr aufwendigen hochflexiblen Faltenbälge verzichtet; die Kühlköpfe werden in ihrer Beweglichkeit modifiziert. Durch Umgestaltung eines Lagers und Einfügen eines weiteren Wärmetauschers werden Wärmeleitungsverluste verringert. Da die beiden W 6-Ringe unterschiedliche Enthalpien besitzen, wird für jeden Kühlkopf eine gesonderte Kältemittelrückleitung vorgesehen, um eine gleichmäßige Abkühlung zu gewährleisten.

### 5.12. Thermometrie

Als Temperaturfühler wurden bei dem Vorversuch zur Kontaktkühlung Au (Fe)-Chromel-Thermoelemente, Kohlewiderstände und Dampfdruckthermometer benutzt. Die Meßwerte der verschiedenen, sowohl gegen flüssigen Stickstoff als auch gegen flüssiges Helium geschalteten Thermoelemente zeigten Diskrepanzen. Dies zwang zu einer Nacheichung in einem gesonderten Versuch. Als Temperaturnormal dienten hierbei die Dampfdrücke von He, H<sub>2</sub>, Ne und N<sub>2</sub>. Die so erhaltene Eichkurve des Thermoelements erstreckt sich mit einigen Unterbrechungen von 2 K bis 82,5 K; zusätzlich liegen die Eichpunkte bei der Schmelztemperatur des Quecksilbers und bei Zimmertemperatur vor. Gegenüber Literaturangaben wurden um etwa 15 % unterschiedliche differenzielle Thermokräfte beobachtet; die gemessenen Werte betragen im Bereich von 2 K bis 28 K  $4 \mu V/^\circ$  und reduzieren sich bei Temperaturen nahe 77 K auf  $11,5 \mu V/^\circ$ . Offensichtlich besteht eine starke Streuung der differenziellen Thermokräfte bei den einzelnen Produktionschargen der Au (Fe)-Legierungen.

### 5.13. Kältespeicher

In den W 6-Ringen ist zur Erhöhung der nutzbaren Experimentierzeit ein Kältespeicher nötig. Zunächst war Quecksilber wegen seiner in dem relevanten Temperaturbereich außerordentlich hohen spezifischen Wärme vorgesehen. Wegen der chemischen Aggressivität müßte Quecksilber jedoch in speziellen Kammern abgeschlossen werden. Dies bedingt einen wesentlich erhöhten technischen Aufwand bei der Herstellung der W 6-Ringe, so daß statt dessen Blei verwendet werden soll. Tab. I gibt die für verschiedene Temperaturintervalle berechneten Enthalpien von Blei- und Quecksilberfüllungen der beiden Ringe wieder.

Tab. I

Enthalpie (kJ) des Kältespeichers

	innerer Ring		äußerer Ring		
	Hg	Pb	Hg	Pb	
Temperaturintervall	6 - 11 K	3,5	1,3	10,4	3,9
	6 - 10 K	2,4	0,9	7,1	2,7
	7 - 12 K	3,0	1,2	9,1	3,5
	7 - 10 K	1,9	0,8	5,8	2,3
<hr/>					
Volumen des Kältespeichers (cm <sup>3</sup> )	2500		7500		

### 5.2. Supraleitende Ringe

Gegen Anfang des Berichtsjahres lagen die Angebote von RCA und GE über die Lieferung des supraleitenden Materials oder alternativ über die Erstellung der kompletten Spulen für die W 6 Ringe vor. Es wurde gemeinsam mit der Abteilung Technik beschlossen, die supraleitenden Spulen für den W 6 im Institut selbst zu bauen. Hierfür sprachen neben Kostenerwägungen Argumente des technischen "know-how" und Erwägungen bezüglich eventuell erforderlicher Reperaturen. Der zusätzliche anfallende Zeit- und Personalaufwand wurde dagegen in Kauf genommen.

Von der Firma GE in Schenectady wurden ca 19 km Nb<sub>3</sub> Sn-Band (5mm breit, kupferstabilisiert und mit V<sub>2</sub>A armiert) gekauft. Diese Bandmenge ist etwa 15% mehr als für den Bau der beiden supraleitenden Spulen des W 6 sowie einer kleinen "Probespule", mit der herstellungstechnische Fragen geklärt und Funktionsprüfungen durchgeführt werden sollen.

### 5.21. Magnetfeldrechnungen

Nachdem die Abmessungen und die vom Hersteller des Supraleitbandes angegebenen Nennströme bekannt waren, wurde das W 6-Magnetfeld nochmals berechnet. In früheren Rechnungen war den inneren Ring eine etwas höhere Stromdichte zugrunde gelegt worden. Jetzt ergab sich, ebenfalls unter Annahme konstanter Stromdichte innerhalb des supraleitenden Bandes, eine Reduktion des magnetischen Flusses um etwa 7 %. Zusammen mit ersten Überlegungen über Konstruktion der Ringgehäuse bedeutet dies, daß von den im letzten Jahresbericht für W 6 angegebenen 5 interessanten Magnetfeldkonfigurationen drei als technisch realisierbar verbleiben. Sie sind in Abb. 6 als Konturen A,B,C eingezeichnet.

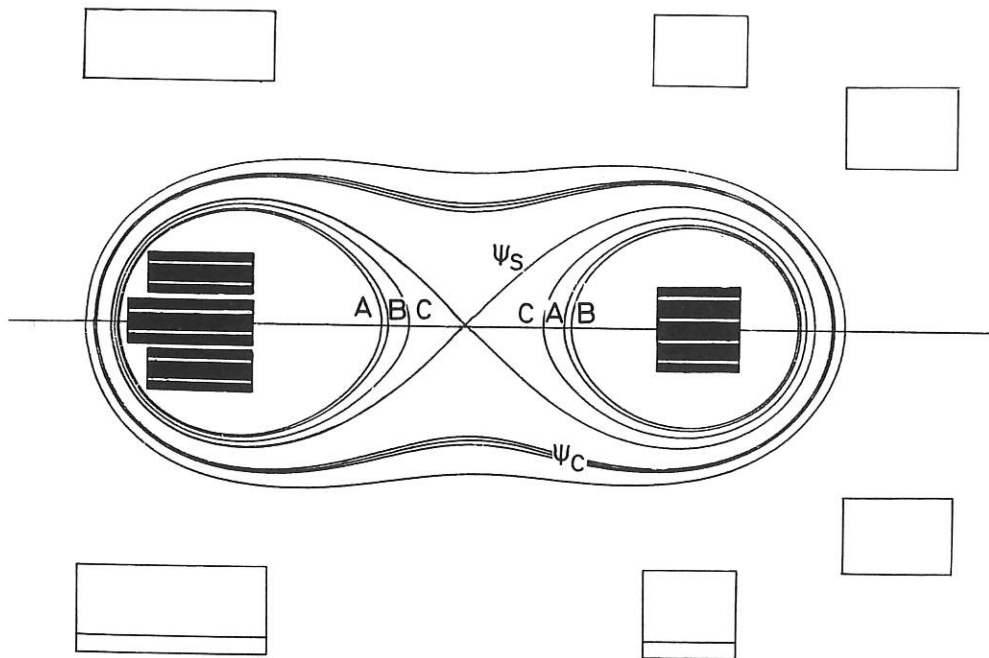


ABB. 6 Magnetfeldbild W 6

### 5.22. Diamagnetismus des Supraleiters

Bekanntlich schirmen Supraleiter äußere Magnetfelder durch diamagnetische Ströme ab. Dieser Effekt bedeutet eine Deformation des Magnetfeldes. Wird eine supraleitende Spule aus einem Bandleiter mit verhältnismäßig starke Cu-Stabilisierung angefertigt, so wird durch den Diamagnetismus nur die radiale Magnetfeldkomponente beeinflusst.

Da bei den W 6-Ringen die Konturen an Feldlinien angenähert werden, wird versucht, die Feldverzerrung quantitativ zu verstehen.

R. Hancox berichtete auf der 3rd. Int. Magnet. Conf., Hamburg 1970 über gemessene Magnetfeldabweichungen bis etwa 10 % auf der Achse eines Solenoids, in Übereinstimmung mit seinen Rechnungen. In größerer Nähe am Supraleiter sind noch höhere Abweichungen zu erwarten.

Unter Verwendung der vom Hersteller des Bandes angegebenen kritischen Ströme bei 4.2 K, ergaben erste Rechnungen<sup>+) an einer der W 6-Konfiguration ähnlichen Spulenordnung im Vergleich zu Rechnungen mit räumlich konstanter Stromdichte merkbliche Verschiebungen der Feldlinien um den inneren Ring. Dabei ist bei festgehaltenem Innenradius der als Ringkontur</sup>

<sup>+) An dieser Stelle sei Herrn R. Hancox, Culham Laboratory, für ausführliche Diskussionen und für die Berechnung der Werte der Abschirmströme gedankt.</sup>

vorgesehenen Feldlinie der Außenradius um etwa 2 cm und der vertikale Durchmesser um etwa 1 cm vergrößert; der magnetische Fluß dieser Feldlinie ist um 8 % verringert. Für die als Kontur des äußeren Ringes betrachtete Feldlinie ergibt sich eine nur unwesentliche Vergrößerung des vertikalen Durchmessers bei etwa 3 % reduziertem Fluß. Die Separatrix besitzt etwa 4 % weniger Magnetfluß, ihr Staupunkt ist um ca. 0.5 cm nach kleineren Radien verschoben.

In weiterer Verfolgung dieses diamagnetischen Effekts wird ein eigenes Programm zur Berechnung der Verteilung der Abschirmströme erforderlich. Weiterhin ist quantitativ die Auswirkung höherer Temperaturen des Supraleiters (andere kritische Kurve) zu verfolgen; qualitativ werden geringere Magnetfeldverzerrungen erwartet.

### 5.23. Betriebstemperatur der supraleitenden Ringe

Das für den Betrieb der supraleitenden Ringe relevante Temperaturintervall ist gegeben durch die mittels der Kontaktkühlung erreichbare Mindesttemperatur  $T_1$  und durch die im Supraleiter bei dem gewählten Magnetfeld mögliche Maximaltemperatur  $T_2$ . Das Experiment muß kurz vor Erreichen von  $T_2$  beendet werden.

Nach dem Ergebnis der Vorversuche zur Kontaktkühlung scheint  $T_1 = 6$  K erreichbar. Eine weitere Abkühlung ist nicht sinnvoll, da die Enthalpie des Kältespeichers unterhalb unbedeutend ist.

Vom Hersteller des supraleitenden Bandes war gefordert worden, daß bei 40 kG und 12 K in Kurzprobenmessungen 100 A (Nennstrom des W 6) erreicht werden sollen. Genauere Messungen des kritischen Bandstromes bei unterschiedlichem Magnetfeld in Abhängigkeit von der Temperatur konnten erst gegen Ende des Berichtszeitraumes durchgeführt werden, sowohl bei GE als auch im IPP.

Viele supraleitende Spulen zeigten gegenüber den Kurzprobenmessungen einen geringeren Funktionsbereich (Degradation). Ob und in welchem Maße das für W 6 beschaffte Supraleitband eine Degradation aufweist, werden die Untersuchungen mit der Probespule ergeben.

In Untersuchungen von Hancox waren radiale Magnetfelder von 28 kG als eine der Ursachen der Degradation erkannt worden. Im W 6 werden die höchsten Radialfelder am inneren Ring bei einem Nennstrom von 100 A nahe dem von Hancox bestimmten kritischen Wert liegen und zwar an solchen Stellen, die aus konstruktiven Gründen eine gewisse Strecke von einem Teil des Kältespeichers entfernt sind.

## 5.3. Stromeinspeisung in die W 6-Ringe

### 5.3.1. Temperatur der Spulen

Die Stöme werden in die supraleitenden Spulen der W 6-Ringe bei einer Temperatur  $T_0$  etwas unterhalb der oberen Betriebstemperatur  $T_2$  eingespeist, um sowohl die oben erwähnten Magnetfeldverzerrungen als auch die Auswirkungen von Flußsprüngen gering zu halten.

Bekanntlich findet man für höhere Temperaturen des Supraleiters bei gleichem Magnetfeld geringere Werte des kritischen Stromes. Nach dem "Kritischen Zustandsmodell" eines bandförmigen Supraleiters fließt in ihm der Strom stets in Höhe des kritischen Wertes in einer solchen Schichtdicke, daß senkrecht (in unserem Fall also radiale) Magnetfeldkomponenten abgeschirmt werden. Diesen Abschirmstrom ist der von außen eingespeiste sog. "Transportstrom" überlagert.

Für einen niedrigeren kritischen Strom, d.h. also bei höherer Temperatur, folgt somit ein tieferes Eindringen der radialen Felder und damit eine bessere Übereinstimmung mit den für räumlich konstante Stromdichte gerechneten Magnetfeldern.

Würde man dagegen den Spulenstrom bei tieferer Temperatur einspeisen, so fände beim Aufwärmen während des Experiments wegen der damit verbundenen Änderung der kritischen Stromstärke eine unerwünschte zeitliche Veränderung des Magnetfeldes statt.

Flußsprünge stellen ein ernstes Problem bei dem Betrieb supraleitender Spulen dar. Sie treten vorwiegend beim Erregen der Spulen auf. Für den Fall der Enthalpiestabilisierung der Flußsprünge im Nb<sub>3</sub>Sn durch innigen Kontakt des Supraleiters mit hochleitfähigen Kupfer findet man qualitativ eine optimale Temperatur T<sub>0</sub>, bei der der maximal mögliche Strom eingespeist werden kann. Diese Temperatur liegt oberhalb des bisher in der Supraleitungstechnik üblichen Wertes von 4.2 K (LHe) und ist bedingt durch die Tatsache, daß die spezifische Wärme von Kupfer bei den hier relevanten Temperaturen wesentlich stärker mit der Temperatur wächst als der spezifische Widerstand.

Abschätzungen lassen T<sub>0</sub> ≈ 9 K erwarten. Auch hier werden die mit der "Probepule" durchzuführenden Versuche genauere Werte im Hinblick auf die W 6-Spulen liefern.

### 5.3.2 Induktive Stromeinspeisung

Diese Methode der Stromeinspeisung beruht darauf, daß eine geschlossene supraleitende Schleife einen einmal eingefangenen Magnetfluß bei einer Änderung im Außenkreis aufrecht erhält.

Für vielwindige Spulen wie die des W 6 stellen sich die Fragen nach der zeitlichen Feldänderung und nach der bei der Umstrukturierung des Magnetfeldes innerhalb der Spulen und ihrer Gehäuse entwickelten Wärme. Der Vorteil dieser Methode ist ein technisch wesentlich vereinfachter Aufbau der Ringe.

Betrachtet man eine Anordnung von 2 konzentrischen Stromschleifen mit Radius R = 37,5 cm im Abstand z = + 30 cm, die von gleichen Strömen I = 1,35 MA durchflossen sind, so resultieren am Ort der Stromschwerpunkte der beiden supraleitenden Ringe des W 6 die richtigen Magnetflüsse. Derartige Ströme würden jedoch in Normalleitern zu große Querschnitte erfordern und/oder zu hohe Ohm'sche Verluste darstellen. Folglich kämen zur Realisierung eines hiermit erstellten Systems zur induktiven Erregung der W 6-Spulen allenfalls Supraleiter in Betracht. Aus Platzgründen müßte für jede dieser Aufladespulen ein gesondeter Kryostat erstellt werden.

In Anbetracht der Kosten und der Höhe der in diesen Kryostaten abzustützenden axialen Kräfte wurde das Prinzip der induktiven Stromeinspeisung verworfen.

### 5.3.3 Galvanische Stromspeisung

Über spezielle "Stromstützen" und lösbare elektrische Kontakte im Vakuum soll bei der galvanischen Stromspeisung eine Spannung an die W 6-Spulen angelegt werden. Beide Spulen werden in Serie geschaltet. Da vermutet wird, daß die Ringe des W 6 im levitierten Zustand rotieren werden, sind azimutal umlaufende Stromschienen (6 x 6 mm Cu-Leiter, auf denen zusätzlich ein Supraleitband mit Indium aufgebracht wird) vorgesehen. Über hochvakuumdichte Durchführungen werden die Stromschienen mit der supraleitenden Spule und einem Kurzschlußschalter verbunden.

Einzelheiten des neu entwickelten Kurzschlußschalters sind im Beitrag der Abt. Technik erläutert. Kontaktfragen zum Stromübergang von den Stromstützen zu den Stromschienen müssen noch im Detail geklärt werden. Die Stromstütze wird nach Abschluß der Detailkonstruktion zur Kühlstütze entworfen werden.

## 6. Elektronik

(H. Holitzner, M. Zippe)

Hauptaufgabe ist die Unterstützung der laufenden Experimente durch Bereitstellung, Installation, Erprobung und Betrieb von Meß-, Steuer- und Überwachungseinrichtungen.

### Experiment W II a

#### Digitaler Sägezahn-generator

Das Gerät dient als Zeitbasis zur Steuerung des helischen Feldes und soll die Nachteile des bestehenden Systems (Drift des Integrators) vermeiden.

Der Generator liefert eine Treppenspannung von  $10^4$  Schritten die in variablen Zeiten und in beiden Richtungen langsam durchlaufen werden kann. Statischer Betrieb soll bei jedem Spannungsschritt möglich sein.

Die Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen.

#### Sicherheitssystem für Leistungsregler

Ein Ausfall der 4000 A-Leistungsendstufen führte zur Überarbeitung des Sicherheitssystems. Die Schutzschaltungen erfassen jetzt auch bestimmte Bedienungsfehler. Die Kühlung wurde auf Druckwasser umgestellt. Schwingsicherheit und Brummapstand ließen sich durch Neugestaltung des Erdungssystems verbessern.

#### Tast- und Triggersystem zur Decaymessung

Zur Messung der Lebensdauer eines durch Mikrowellen erzeugten Edelgasplasmas wurde eine getastete Mikrowellenquelle und ein System von zeitlich verknüpften Sägezahn-Generatoren und Verstärkern mit umsteuerbaren Verstärkungsfaktoren improvisiert.

#### Meßgerät für Elektronentemperaturmessung

Es wurde ein Sägezahn-generator mit langer Anstiegszeit und hoher Linearität bei hoher Isolation und kleiner Kapazität gegen Erde entwickelt und gebaut.

#### Tastgerät für Xenon-Lampen

Das Gerät liefert Leistungsimpulse wechselnder Polarität bei hoher Konstanz der Folgefrequenz und einem Tastverhältnis von exakt 1:1 und dient der Verbesserung des Dichtemeßverfahrens durch Beobachtung der Resonanzfluoreszenz im Bariumplasma. Die Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen.



#### Demodulator und Mittelwertbildner für Spektroskopie

Der im Nachweiszweig des Resonanzfluoreszenz-Meßsystems benutzte hochlineare Gleichrichter wurde neu aufgebaut und mit einem Mittelwertbildner mit wählbaren Zeitkonstanten in einem Gerät zusammengefasst.

#### Stromwandler für Teilchendetektor

Der vorhandene Stromwandlerzusatz zum Teilchendetektor wurde aufgrund der bisherigen Betriebserfahrungen umgestaltet und auf modernere Rechenverstärker umgestellt, eine Summenbildung aller Signale wurde vorgesehen. Die Ausgangsspannung ermöglicht das direkte Ansteuern des geplanten Datenverarbeitungssystem. Eine größere Version (24 Kanäle, 4 Summen) ist im Bau.

#### Experiment W II b

Die Arbeiten liefen im Berichtszeitraum an und schlossen insbesondere auch die Mitwirkung bei der Definition der Anforderungen an die einzelnen Systeme ein.

Neben der Modifikation vorhandener Einrichtungen (Verkabelung, Timer usw.) wurden folgende Geräte neu aufgebaut oder begonnen:

#### 2 Prototypen für Multiplier-Spannungsteiler

Prototyp eines Breitband-Impedanzwandlers

Differenz-Datenverstärker

Schneller Logarithmierer (4 Dekaden, 20  $\mu$ s) für Ionenenergieexperimente

Integrator zur Bestimmung der Ringströme mittels Rogowski-Spule

Leistungssägezahn-generator (500 V, 0,5 A in 100  $\mu$ s) für Ionensondenexperiment.

Weiter wurde an der Gestaltung der Innenteile des 5-Kanal-Mikrowelleninterferometers mitgewirkt.

#### Experiment W VI

#### Lageerfassungssystem

Es wurde der elektrische Teil eines Systems zur Erfassung und Regelung der Lage supra-leitender Ringe konzipiert.

Fertiggestellt wurden im Berichtszeitraum Prototypen des Erfassungssystems mit Stimmgabeloszillatoren und Linearverstärkern zum Betrieb von Halbleiterlichtquellen im Infrarotbereich, hochselektive Signalverstärker, lineare Gleichrichter und Differenzverstärker im Nachweisteil.

Weiter wurde eine Ablöselogik geschaffen, die bei Geräteausfall ein Reservesystem einschaltet bzw. Sicherheitsmaßnahmen auslöst.

Die Treiberschaltung enthält Sicherheitsvorkehrungen bei Grenzwertüberschreitungen und Bauelementeausfall.

#### Sonstige Experimente

#### Impulsverstärker und Meßverstärker zum Fadenstrahl-Magnetfeldmeßsystem

Der Impulsverstärker invertiert die Gateimpulse von Oszillografen der Tektronix-Typen 453 und 454 und liefert Ausgangsspannungen von - 50 V an 50  $\Omega$  bei Anstiegszeiten um 5 ns. Der Meßverstärker hat kleine Eingangskapazität ( $< 5$  p F) und große Bandbreite ( $\leq 20$  MHz) und ist konstruktiv so ausgelegt, daß er unmittelbar in das Experiment einbezogen werden kann.

#### Schüttelsystem für Modellversuche zur dynamischen Stabilisierung

Das Gerät dient zur Erzeugung einer mechanischen Schüttelbewegung mit Schwingfrequenzen bis zu einigen KHz und regelbarer Amplitude.

#### Aktive Filter 380 Hz

Die Filter werden als Vorselektionsmittel im Nachweisteil einer Anordnung zur Untersuchung von Barium-Hohlkathodenentladungen benutzt und zeichnen sich durch gute Übereinstimmung des Dämpfungsverlaufs aus.

## 7. Mikrowellen Diagnostik und Mikrowellen-Optik

(H. Renner, J.-G. Wegrowe, U. Weber)

Das Mikrowellenlabor hat sich weiterhin beschäftigt mit Entwicklung und Aufbau herkömmlicher sowie neuartiger Labor- oder Diagnostik-Meßanordnungen, insbesondere:

7.1. Ein 3 cm Polar-Impedanzmesser bzw. Interferometer<sup>+)</sup> für Labor-Meßzwecke wurde gebaut. Es wird geplant, ähnliche Anordnungen für häufig benutzte Wellenlängenbereiche als Laboreinrichtung zu bauen, um Kontrollmessungen an Bauelementen oder Anlagen zu ermöglichen.

7.2. Ein herkömmliches 8 mm-Interferometer wurde am Experiment MICROBE verwendet (siehe Abb. 7).

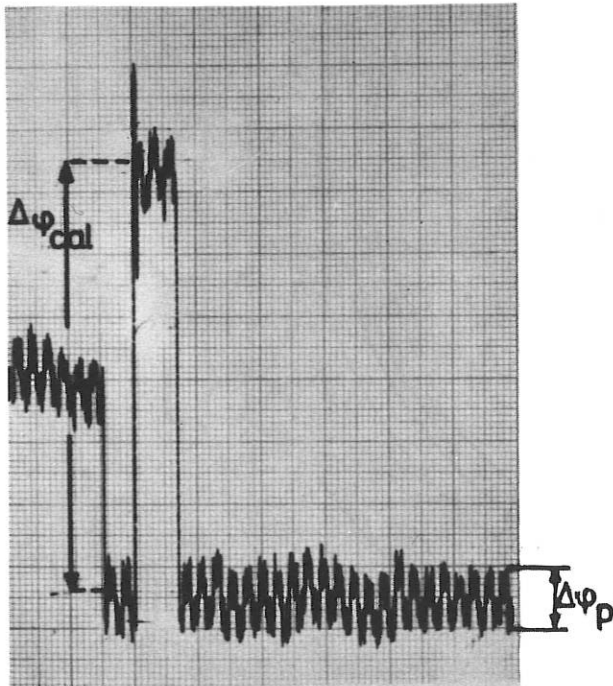


Abb. 7      MICROBE - 8 mm Interferometer  
 $\Delta\varphi_{cal} = 2^\circ$  (Eichung)  
Plasma ein- und ausgeschaltet  
 $\Delta\varphi_p = 0.2^\circ$

<sup>+) J.-G. Wegrowe, J. de Physique et le Radium, Jan. 1962 "Interferoscope Polaire"</sup>

7.3. 5-Kanalinterferometer für W II b

Die Entwicklung und der Aufbau eines 5-Kanal-4mm-Interferometers für das Experiment W II b wurden angefangen<sup>++</sup>) (siehe Abb. 8). Die strengen geometrischen Einschränkungen führten zu einer neuartigen mikrowellenoptischen Lösung, wobei die Abbildungseigenschaften einer Linse in Mikrowellenbereich benutzt wurden (siehe Abb. 9). Näheres soll in einem künftigen Bericht erscheinen.

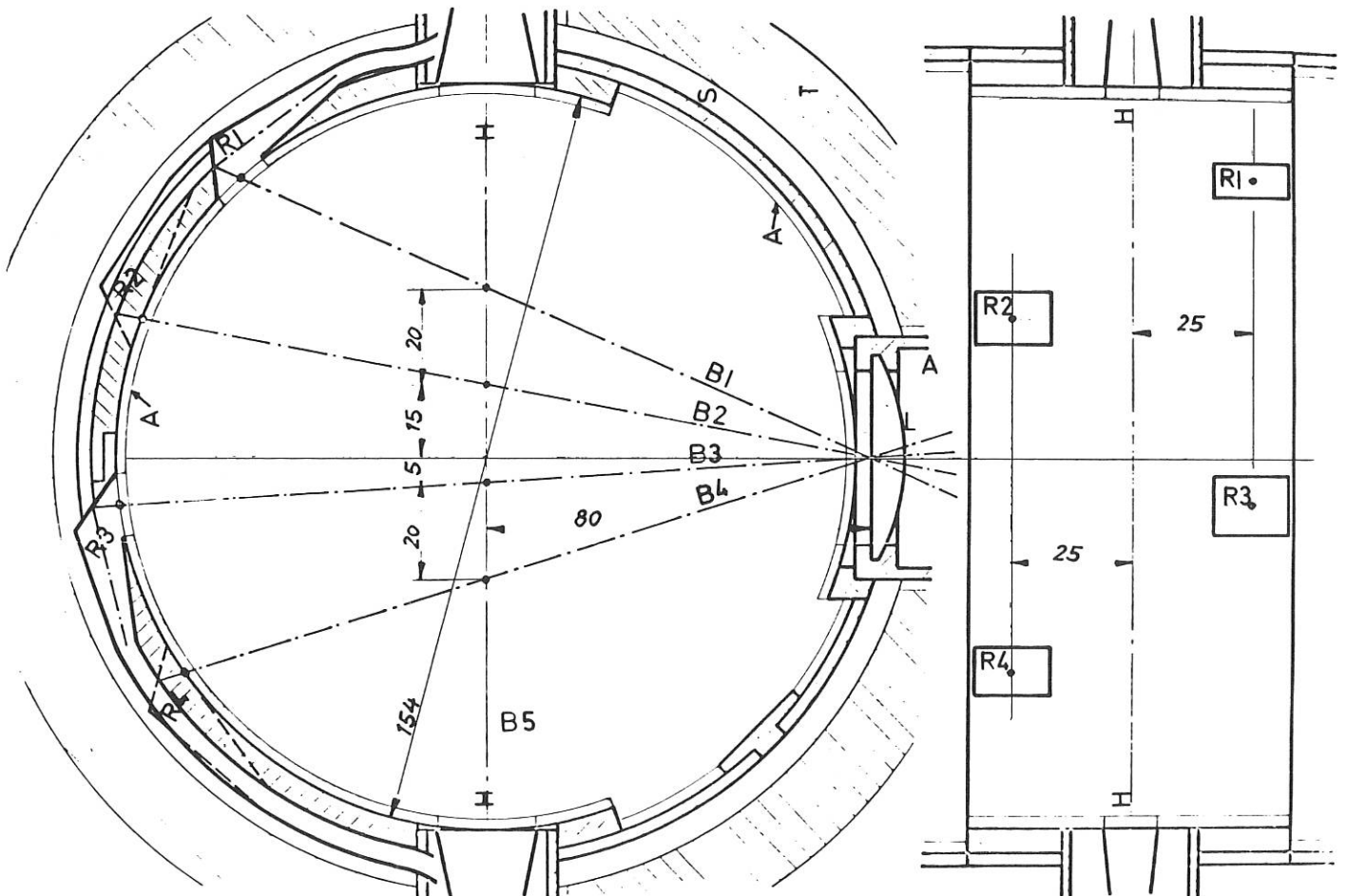


Abb. 8 Mikrowellen Diagnostik W 2 b

A Mikrowellen-Absorber  
(metallbeschichtete Keramik)

S Tragering (mechanisch entkoppelt von dem Torus)

T Toruswand

L Linse (als Strahler vor der Linse: vier offenes Hohlleiter)

B<sub>i</sub> Strahlrichtungen

R Spiegelhörner  
(Strahler und Empfänger längs B5: 2 normale Hörner)

<sup>++</sup>) In Zusammenarbeit mit H. Holitzner (Ing.) und H. Goss (Konstr.)

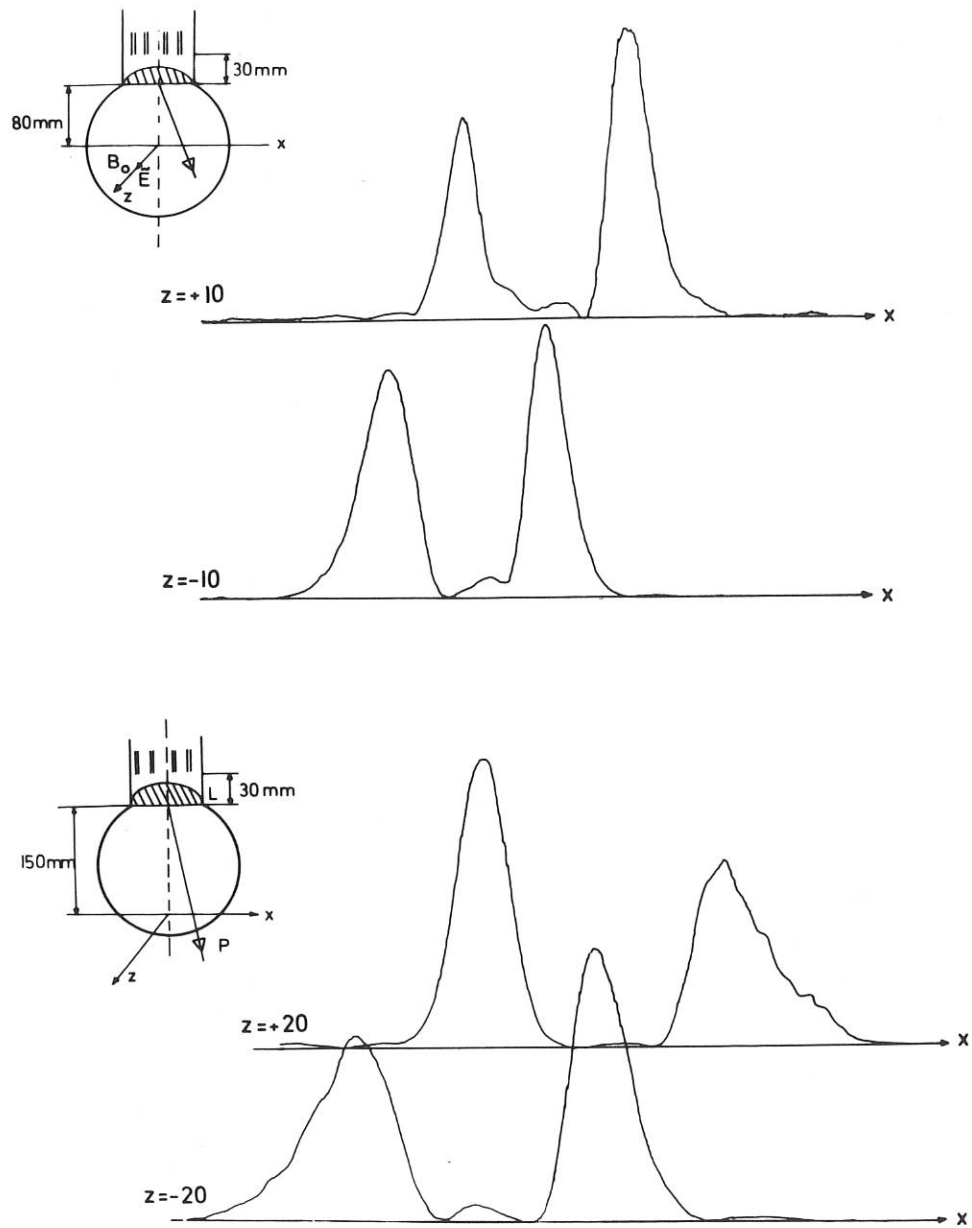


Abb. 9 Mikrowellen Diagnostik W 2 b

Intensitätsverteilungen der Probestrahlen in verschiedenen Ebenen. Die Quarz-Linse ( $\varnothing = 42 \text{ mm}$ ,  $f = 80 \text{ cm}$ ) wird beleuchtet durch vier offenen Hohlleiter. Als Empfänger wirkt ein in der Richtung der Linse orientiertes "Pick-up" Horn

L Linse

p pick-up-Horn

7.4. MISS Microwave Image Scanning System

Für die räumlich aufgelöste Diagnostik eines Plasmas (oder die Messung von Antennen, Holographie usw.) wird die Registrierung einer Feldverteilung auf einen materiellen Gegenstand benötigt, wie z. B. in der sichtbaren Optik auf dem photographischen Film. Im Mikrowellenbereich ist das übliche Verfahren das Abtasten des Bildfeldes durch einen beweglichen Detektor, bzw. mehrere ortsfeste Detektoren in einem Multikanal-Mikrowellen-Interferometer, z. B.<sup>+++)</sup>.

Das schon beschriebene "MISS"-Prinzip (IPP 2/77) erlaubt eine Verschiebung des Feldbildes vor der Mündung eines einzigen unbeweglichen Detektors. Dies bewirkt einen einfacheren Aufbau und niedrigere Kosten.

Eine für die Mikrowellen Diagnostik gut geeignete Version des Gerätes wurde erprobt. Zur Aufnahme einer eindimensionalen Feldverteilung  $O(x)$ , z.B. Plasmaprofil, besteht sie aus  $N$  offenen Hohlleitern, deren Öffnungen auf einem Kreis  $C$  stehen (siehe Abb. 10).

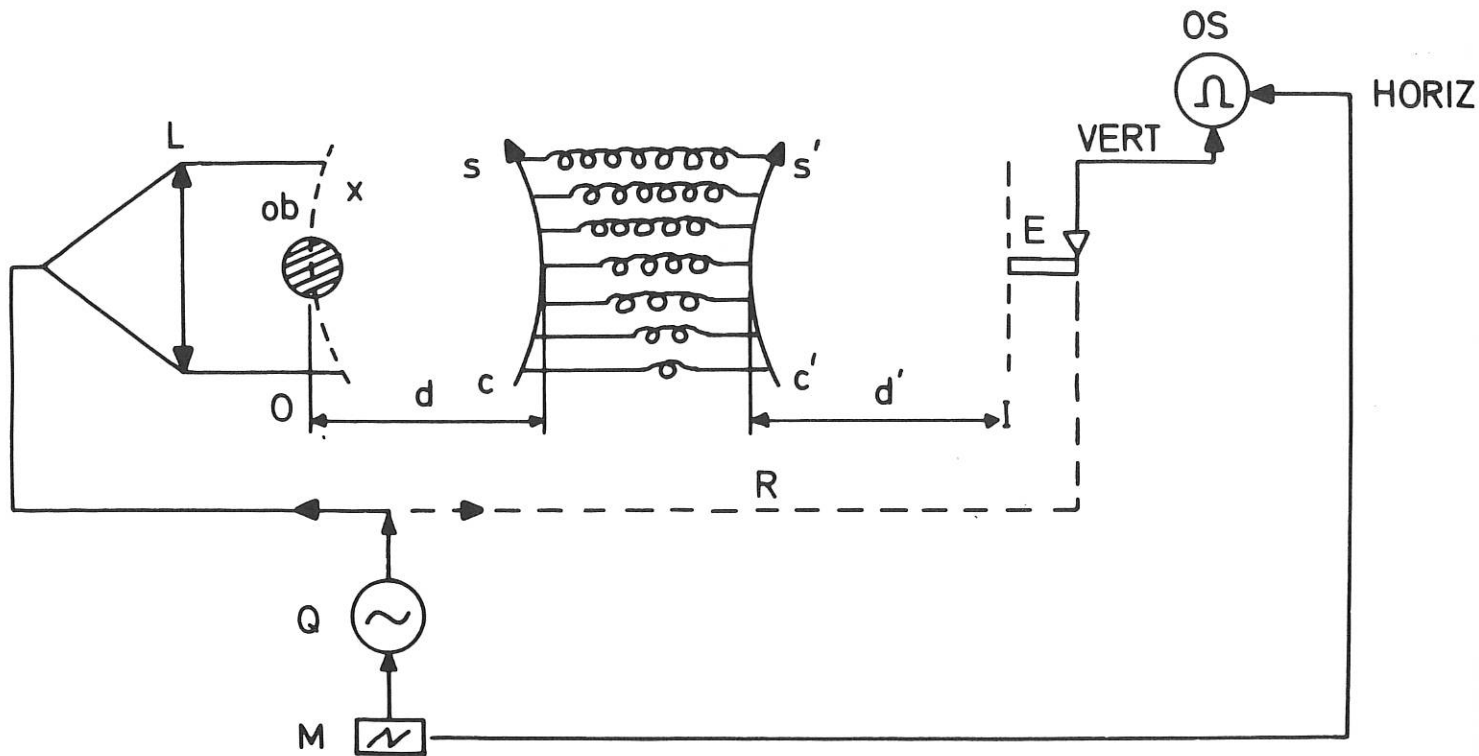


Abb. 10 Microwave Image Scanning System (MISS)  
Schalttdiagramm

- |   |   |    |             |
|---|---|----|-------------|
| Q | Mikrowellen Quelle (frequenz-moduliert)     | Ob | Objekt      |
| M | Modulator                                   | E  | Empfänger   |
| O | Objekt-Ebene                                | Os | Oszilloskop |
| R | (eventuell)Referenzweig für Interferometrie |    |             |

<sup>+++)</sup>E. P. Gorbunov et al IAE 1153 - Kurchatov Inst. 1968

Die Länge der Hohlleiter  $L(s)$  ist eine lineare Funktion der Abszisse  $s$ . Die Ausgänge der Hohlleiter stehen wiederum auf einem Kreis  $C'$ , dessen Zentrum der Detektor ist.

Die Verschiebung der Abbildung von  $O(x)$  in der Ebene I läßt sich folgendermaßen vereinfacht erklären:

Wenn  $f(s)$  die Feldverteilung auf  $C$  ist, dann ist sie auf  $C'$  proportional zu  $f(s') e^{iks'}$ . Wegen der Gleichheit der optischen Wege zu I empfängt der Detektor  $F(k) = \int f(s') e^{iks'} ds'$ . Da infolge der Geometrie  $f(\frac{s}{\lambda d})$  die Fouriertransformierte der Verteilung  $O(x)$  ist, erhält man  $I(k) \approx O(x - \frac{k\lambda d'}{2\pi})$ . Durch kleine Variation der Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$  (bzw. der Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_g$ ) läßt sich  $k = \frac{2\pi L(s)}{\lambda_g}$  ändern, was eine kontinuierliche Bewegung des Bildes vor dem Empfänger bewirkt.

Abb. 11 zeigt die Abbildung einer Punktquelle

Abb. 12 zeigt die Abbildung a) einer Punktquelle auf der Achse  
b) und c) Punktquelle verschoben  
( $\pm 2$  cm) rechts oder linke zur  
Achse -  $\lambda_0 = 8,6$  mm

Diese Vorergebnisse sind mit einem sehr einfachen Versuchsaufbau erzielt worden. Es wird geplant, die Anwendbarkeit dieser Technik in verfeinerter Form für die Diagnostik von W VII zu prüfen.

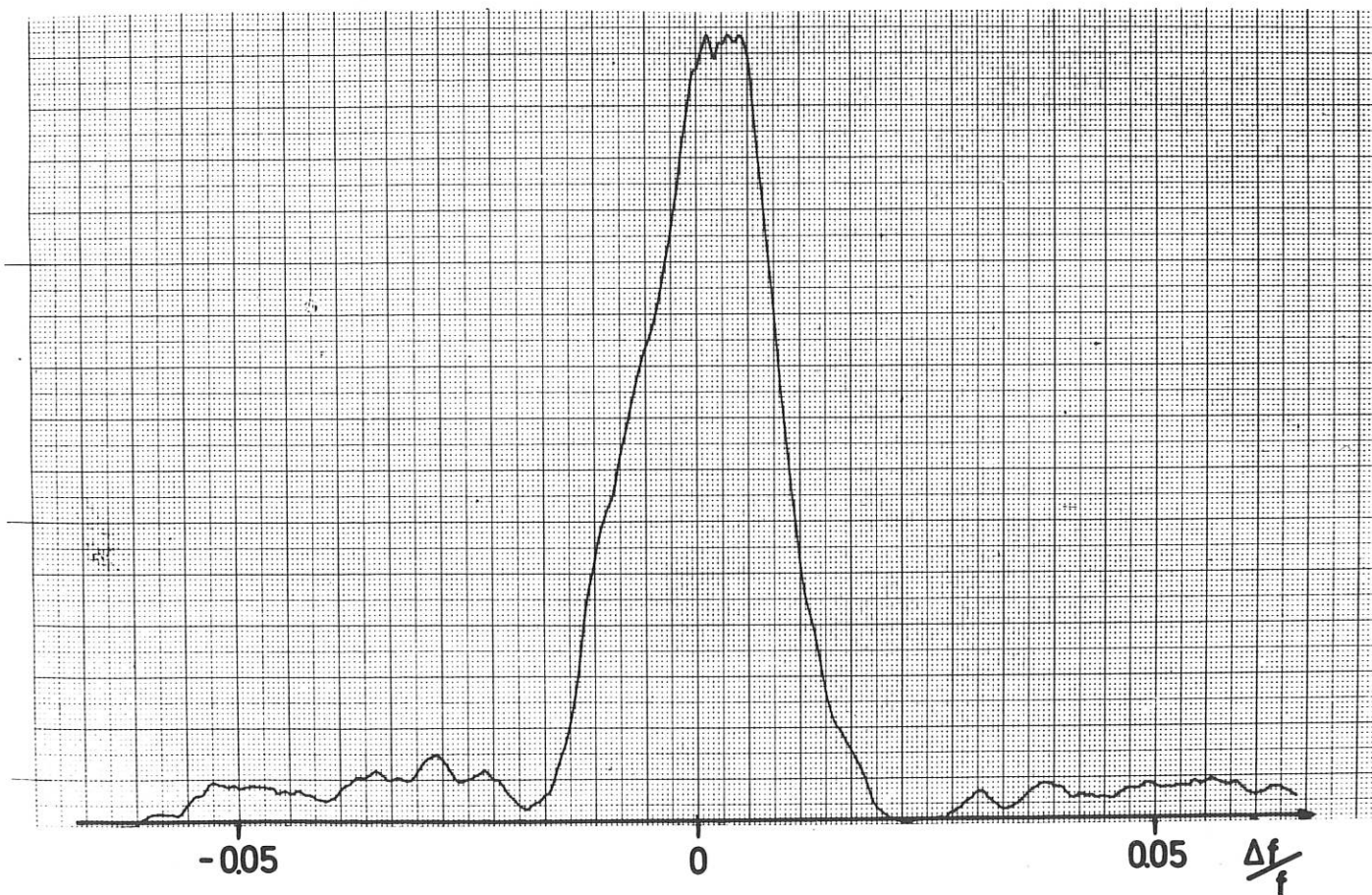


Abb. 11 Abbildung durch MISS  
Abbildung einer Punktquelle  
 $d = d' = 12$  cm  
 $f_0 = 35$  GHz  
Hohlleiter nebeneinander längs  $c$  und  $c'$



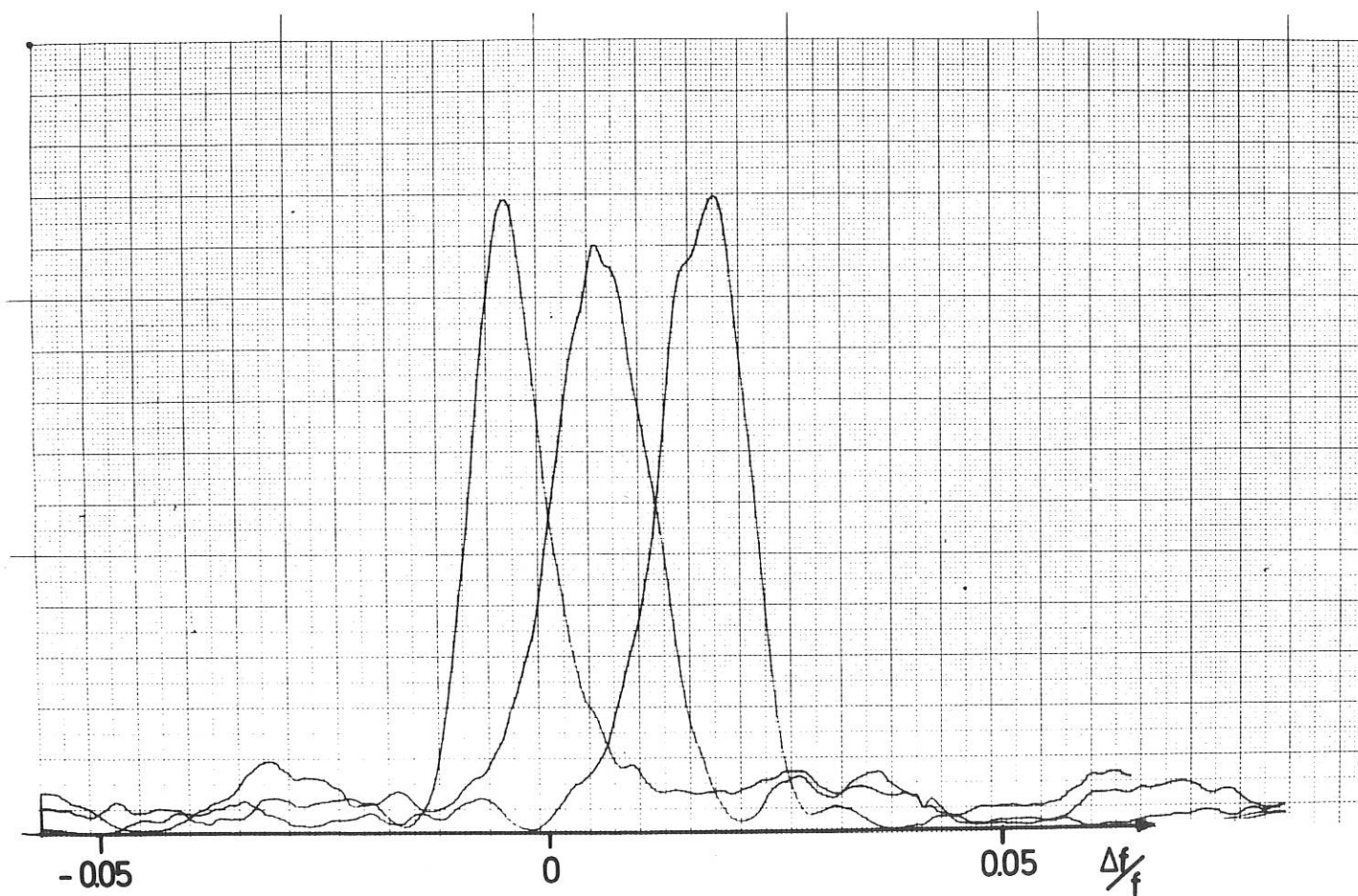


Abb. 12 Abbildungen durch MISS  
wie Abb. 10, jedoch Punktquelle auf der Achse,  
dann  $\pm 2$  cm verschoben senkrecht zur Achse.

## 8. TTMP Transit Time Magnetic Pumping

(I. Brown, G. Cattanei, J.-G. Wegrowe)

Unter den vorgeschlagenen Methoden zur Aufheizung von Plasmen auf höhere Temperaturen erscheint TTMP vielversprechend. In Anbetracht der niedrigen thermischen Geschwindigkeit und daher der niedrigeren erforderlichen Frequenz für TTMP, wurde ein Testexperiment mit einem thermischen Bariumplasma ins Auge gefaßt. Dabei hätten die Heizspulen außerhalb des wII-Torus liegen können. Als Heizspulen könnten die Spulen des Hauptfeldes dienen; wenn man sie mittels zusätzlicher Kondensatoren in eine Verzögerungsleitung für die H.F. umwandelt. Es zeigte sich jedoch in einem Vorexperiment, daß die Abschirmung des Metallgefäßes höher als erwartet war und daher die nötige H.F.-Leistung für eine wirksame Plasmaheizung zu hoch lag.

In Zusammenarbeit mit CEA (Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble) auf dem Gebiet TTMP wurde im Herbst ein Treffen in Garching organisiert. Von unserem Labor wurden insbesondere Abschätzungen bezüglich der Anwendung zum Test dieser Methode in einem Stellarator des W II-Typs und Vorschläge zur Lösung der technischen Probleme (K. Freudenberger, J. Kolos) vorgetragen. Bei der Einkopplung der H.F.-Leistung (Größenordnung MW bei etwa  $10^5$  Hz) durch Spulen innerhalb des Vakuumgefäßes läßt sich eine Aufheizung eines Wasserstoffplasmas von 15 eV auf 90 eV erwarten. Eine dabei noch unbestätigte Annahme ist, daß die Energieeinschlußzeit  $\tau_E$  sich nicht wesentlich von der Teilcheneinschlußzeit  $\tau_T$  unterscheidet. Dies scheint bei Experimenten im englischen Stellarator PROTO-CLEO der Fall zu sein.

## 9. Experimente zur Photo-Ionisierung

(S. Ishii, W. Ohlendorf)

Für die künftigen Untersuchungen im W II a ist es wünschenswert, keinerlei Fremdkörper im Plasmabereich zu haben, um die dadurch verursachten Rekombinationsverluste zu beseitigen. Für Heizversuche ist es außerdem wichtig, daß die thermische Kopplung an die heiße Wolfram-Kugel entfällt.

Da die Photo-Ionisierung von Barium aus dem Grundzustand heraus wegen Fehlens einer genügend intensiven Gleichstrom-Lichtquelle im erforderlichen Spektralbereich ( $2000 \text{ \AA} < \lambda < 2400 \text{ \AA}$ ) sich als nicht zufriedenstellend erwies, wurde die Photoionisierung aus metastabilen Niveaus heraus versucht.

Die Anreicherung des Atomstrahls mit Metastabilen erfolgt mit Hilfe einer Entladung im Barium-Dampf. Der hierzu verwendete Versuchsaufbau ist in seiner Geometrie den Verhältnissen am W II a angepaßt. Der Grad der Anreicherung wurde mittels Resonanzfluoreszenz bestimmt. Ungefähr 30 % der Atome befinden sich danach in metastabilen Niveaus (hauptsächlich im Triplett-D).

Eine Bestrahlung dieses mit Metastabilen angereicherten Atomstrahls mit dem Licht einer nicht sehr großen Xenon-Hochdruck-Lampe (XBO 900 W) ergab in Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen einen Ionenfluß von  $10^{11}$  Ionen/sec.

10. Bestimmung der Iontemperatur von Barium-Plasma im Magnetfeld durch eine Absorptionsmessung unter Ausnutzung des Zeeman-Effekts

(I. Brown, W. Ohlendorf)

Bereits früher wurde über diese Methode berichtet (Jahresbericht 1968). Als Strahlungsquelle diente eine gekühlte Barium-Hohlkathodenlampe. Zur Messung wurde die Ionen-Resonanzlinie bei  $\lambda = 4\,934 \text{ \AA}$  benutzt. Durch Variation des Magnetfelds der Lampe wurden die entsprechenden Zeemankomponenten der Linie über das Absorptionsprofil im Plasma geschoben.

Der Anwendungsbereich dieser Methode läßt sich bei Verwendung der Linie bei  $\lambda = 4\,554 \text{ \AA}$  nach höheren Magnetfeldern hin verschieben, da die entsprechende Zeemanauerspaltung größer als bei der früher verwendeten Linie ist. Als Schwierigkeit stellte sich die unerwünschte Existenz von Fremdlinien (meist Neon) in der unmittelbaren Nachbarschaft der Barium-Linie (4554) heraus. Zudem ändern sich die Intensitäten mit dem Magnetfeld der Lampe. Anstelle der im Augenblick verwendeten kommerziellen Ba-Spektral-Lampe soll daher in Kürze eine Barium-Ionenstrahlquelle benutzt werden. Es besteht die Hoffnung, einen Ionenstrahl von ca. 10 eV zu erzeugen, der bei transversaler Beobachtung eine Strahlungsquelle für  $\text{Ba}^+$ -Linien mit einer Linienbreite entsprechend einer Temperatur von ca. 10 K darstellen würde. Eine Änderung des Beobachtungswinkels hätte eine Wellenlängenverschiebung durch den Dopplereffekt zur Folge.

11. Messung der Iontemperatur eines Bariumplasmas mit einer Ionensonde

(I. Katsumata<sup>+</sup>)

In der Q-Machine Barbara wurden im "single endet"-Betrieb Bariumplasmen durch Kontaktionisation an einer heißen Re-Platte erzeugt wurden. Die Plasmaparameter konnten mit Hilfe einer elektrostatischen Ionensonde (1,2) gemessen werden. Dabei wurden die Iontemperatur, die Plasmadichte und das Plasmapotential im Bereich niedriger Dichte gemessen, ( $n \approx 10^7 - 10^9 / \text{cm}^3$ ) wo die freien Weglängen der Teilchen länger als die Plasmasäule (50 cm) waren. Mit einer experimentellen Genauigkeit von 10% stimmten die gemessenen Werte der Iontemperaturen mit den Temperaturen der heißen Platte überein. Plasmadichte und Plasmapotential wurden mit Ergebnissen einer stoßfreien Theorie (3) verglichen. Man fand gute Übereinstimmung.

+ ) Gast von der Städtischen Universität Osaka, Japan, als Dozentenstipendiat der Alexander von Humboldt-Stiftung.

- 1). I. Katsumata, M. Okazaki, Japen. J. Appl. Phys. 6 (1967) 123.
- 2). I. Katsumata, et. al. Proc. IV European Conf. Controlled Fusion Plasma Phys. Rome Italy (1970) 122.
- 3). M. Hashmi, A. J. van der Houven van Oordt, J. G. Wegrowe, Nuclear Fusion 10 (1970) 163.

## 12. Streuung von Laserlicht an stationären Bogenentladungen im axialem Magnetfeld

(A. W. Gondhalekar, D. Ludwig<sup>+</sup>), C. Mahn, H. Ringler)

Bereits in den vorangegangenen Jahresberichten von 1968 und 1969 (Bericht der Abtlg. 3) wurde über Experimente berichtet, bei denen starke Abweichungen des gemessenen Streuspektrums von dem für ein thermisches Plasma erwarteten gefunden wurden. Insbesondere waren bei einer Streugeometrie, die Informationen über Dichtefluktuationsen senkrecht zum angelegten Magnetfeld liefert, "Satelliten" bei der Plasmafrequenz und deren Harmonischen und im erhöhter Streuquerschnitt gefunden worden. Im Berichtsjahr sollte einmal versucht werden zu entscheiden, ob die von W. Kegel vorgeschlagene Erklärung der Resonanzen durch die Annahme eines relativ geringen Anteils "kalter Elektronen" zutreffend ist. Zum Anderen wurde die Feinstruktur der Zentrallinie, der Satelliten und die Abhängigkeit von der Orientierung der Dichtefluktuationsen bezüglich des Magnetfeldes untersucht.

Zur Entscheidung der Frage, ob Kegel's "Kalte Elektronen" unsere Ergebnisse erklären, wurde ein Streuexperiment durchgeführt, bei dem dasselbe Streuvolumen unter zwei verschiedenen Winkeln beobachtet wurde. Nach Kegels Rechnungen sollte sich dann bei festgehaltenen Plasmaparametern die Lage des Satelliten sehr stark verschieben ( $\approx 15 \text{ \AA}$  nach  $\approx 5 \text{ \AA}$ ). Es konnte eindeutig nachgewiesen werden, daß der Satellit in beiden Fällen bei derselben Wellenlänge liegt und die Lage mit der Plasmafrequenz übereinstimmt.

Um die Abhängigkeit der gefundenen Anomalien bezüglich des Magnetfeldes zu untersuchen, wurde ein weiteres Experiment aufgebaut, was dem früher Beschriebenen entspricht (Jahresbericht 1968). Gleichzeitig läßt es aber zwei Streugeometrien zu, die Informationen über Dichtefluktuationsen parallel und senkrecht zum Magnetfeld liefern. Die Ergebnisse werden im Augenblick ausgewertet.

Die Feinstruktur der Zentrallinie und der Satelliten bei der Plasmafrequenz wurde mit Hilfe eines Fabry-Perot - Interferometers mit einer spektralen Auflösung von  $0.16 \text{ \AA}$  gemessen, daraus ergab sich für den Satelliten eine Halbwertsbreite von etwa  $1.5 \text{ \AA}$ , also sehr viel schmaler als ursprünglich angenommen wurde. Die Intensität des Satelliten ist etwa 3-4 mal so groß wie das thermische Spektrum bei derselben Wellenlänge.

Ausführlicher wird über die Ergebnisse unserer Untersuchungen in Veröffentlichungen berichtet werden.

---

<sup>+</sup>) Abt. 3

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (Dr.G. von Gierke)

S. Corti, D. Eckhartt, W. Feneberg, G. v.Gierke, M. Hashmi, F. Karger, O. Klüber, R.F.Lathe, G. Lehner, G. Lisitano, D. Ludwig, D. Meisel, F. Pohl, G. Venus, H. Wulff, H.P. Zehrfeld

Ingenieure: R. Allgeyer, H. Hohenöcker, M. Lipa

Die neue Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 3" wurde im März 1970 mit dem Ziel gegründet, das Spektrum der toroidalen Einschließungsexperimente im Institut durch axialsymmetrische Niedrig- $\beta$ -Experimente vom Tokomak-Typ zu ergänzen. Damit umfaßt das experimentelle Programm des Instituts jetzt alle vier Grundtypen von toroidalen Gleichgewichtskonfigurationen, nämlich axialsymmetrische und nicht-axialsymmetrische Hoch- bzw. Niedrig- $\beta$ -Systeme.

Die Mitglieder des neuen Teams kommen aus allen alten Abteilungen des Instituts. Um die Neuaufnahme dieses Experiments innerhalb des bestehenden Personalbestandes aufzufangen, mußten mehrere Arbeitsrichtungen eingestellt bzw. zum Auslaufen bestimmt werden. Hiervon wurden einige Richtungen betroffen, die in den letzten Jahren wichtige Beiträge zur Plasmaphysik erzielt haben, im Augenblick aber den mehr fusionsgerichteten Zielsetzungen weichen mußten. Besonders betroffen wurden die verschiedenen Q-Maschinen-Experimente, die Eieruhr und die gasstabilisierte toroidale Entladung (Torc).

I. Pulsator I

Pulsator I, das erste Tokomakexperiment des Instituts, wurde nach folgenden Gesichtspunkten entworfen:

- 1) Das Experiment sollte möglichst schnell mit den bisherigen Tokomakexperimenten vergleichbare Resultate liefern. Die Apparatur sollte jedoch in der Lage sein, auch einige zusätzliche neue Gesichtspunkte in die Experimente einzufügen.
- 2) Damit war festgelegt, daß zur Versorgung des toroidalen Feldes nur die im Institut schon existierende Stoßstromanlage von 19 MW und 15 MWsec herangezogen werden konnte.
- 3) Unter diesen Umständen sollten möglichst große Temperaturen und möglichst lange Einschlußzeiten erreicht werden. Nach den bisherigen Resultaten hieß das, daß im wesentlichen der Ausdruck  $B \frac{a}{R}$  optimiert werden mußte ( $B$  = Hauptmagnetfeld,  $a$  = Plasmaradius,  $R$  = großer Radius).

Die weiteren Forderungen waren zum größten Teil durch die Erfahrungen mit toroidalen Einschlußapparaturen, besonders mit den Stellaratoren, bedingt.

- 4) Die Abweichungen von der Rotationssymmetrie und der Einfluß von Streufeldern sollte klein gehalten werden.
- 5) Das Plasma soll unter stationären Bedingungen untersucht werden können. Nach den Ergebnissen der bisherigen Tokomak-Apparaturen bedeutet das, daß die Entladungsdauer ein Mehrfaches der Teilcheneinschlußzeit betragen muß. Diese Forderung stellte die schärfsten Bedingungen an die möglichen Parameter, da sie Entladungsdauern von  $\approx 100$  msec erforderte.
- 6) Der Entladungsstrom sollte auch bei konstanter Stromverteilung bis zur Kruskal-Shafranov-Grenze getrieben werden können.
- 7) Es erschien wünschenswert, den Einfluß einer "günstigen Vorgeschichte" des Plasmas auf den Endzustand des Plasmas zu untersuchen.



- 8) Da die Rolle des Limiters bezüglich Gleichgewicht, Stabilität und Energiebilanz noch vollkommen unklar ist, größere Tokamak-Apparaturen aber ohne Limiter arbeiten müssen, sollte ein Weg gefunden werden, das Plasma vom Limiter zu trennen.

Die Forderungen 1 - 6 gingen direkt in die Parameterwahl ein. Folgende Vorentscheidungen engten den Parameterbereich weiter ein:

- a) Es wurde auf jede Stickstoffkühlung verzichtet. Für die Hauptfeldspulen hätte die Entwicklungszeit nicht in unsere Terminvorstellungen gepaßt. Außerdem scheuten wir für das erste Experiment das damit verbundene kompliziertere Experimentieren. Für die Cu-Schale zeigte sich, daß der Gewinn bei 2,5 cm verfügbarem Raum infolge der notwendigen Kühlschlangen bei erheblich größerem Aufwand nur sehr gering ist.
- b) Ein Lufttransformator wurde wegen der hohen Kosten für seine Energieversorgung zunächst ausgeschieden, obwohl Anordnungen mit sehr geringem Streufeld im Plasmavolumen möglich gewesen wären. Den Nachteilen des Eisentransformators bezüglich der Streufelder und besonders ihrer Nichtrotationssymmetrie wurde durch die Wahl eines Transformators mit 8 Rückführjochen begegnet. Die Summe der rückführenden Eisenquerschnitte ist 1,5mal so groß wie der Querschnitt des Transformator-kerns. Mit der Wahl eines Eisentransformators und den Forderungen 5 und 6 nach langen Entladungsdauern bei hohem Strom konnte das Aspektverhältnis nur noch auf  $\frac{a}{R} \approx 0,17$  gebracht werden, wenn das Hauptfeld die Größenordnung von 30 kG erreichen sollte. Entgegen der oben zitierten Formel entschlossen wir uns für diese Lösung, um eine Variationsmöglichkeit im Hauptfeld zu behalten; und unsere Erfahrungen sagten uns, daß die Plasmaparameter bei zu kleinen Hauptfeldern den Skalierungsgesetzen üblicherweise nicht mehr folgen.

Die Forderung 7) soll durch Mikrowellenvorionisierung in Verbindung mit einer "schnellen", d.h. innerhalb der Cu-Schale liegenden Stellaratorwindung vom Typ  $\ell = 2$ ,  $m = \frac{1}{2}$ ,  $t_{\max} \approx 0,1$  bei  $B_{\max}$  erfüllt werden. Damit soll erreicht werden, daß schon während der Vorionisierung und beim Beginn der Entladung ein Gleichgewicht möglich und eine Achse vorgegeben ist. Möglicherweise kann hierdurch der Ausbruch von Verunreinigungen beim Beginn der Entladung verhindert und eine "bessere" Entladung gezündet werden.

Das Stellaratorfeld kann auch zu einem späteren Zeitpunkt der Entladung dazu dienen, kleine gezielte Abweichungen von der Rotationssymmetrie herzustellen.

Bezüglich der Forderung 8) der Trennung des Plasmastroms vom Limiter wurden mehrere Varianten diskutiert. Die ursprünglich vorgesehene adiabatische Kompression wurde zunächst wegen der technischen Schwierigkeiten, den damit verbundenen Entwicklungszeiten und dem finanziellen Aufwand zurückgestellt. Auch ein schnell öffnender Limiter wurde aus ähnlichen Gründen zunächst nicht weiterverfolgt.

In letzter Zeit wird ein magnetischer Limiter nach einem Vorschlag von W. Feneberg diskutiert, der viele attraktive Komponenten enthält, aber noch genauer, vor allem bezüglich des Einflusses auf die Stabilität untersucht werden muß. Hiernach wird durch überlagerte Multipolfelder zusammen mit dem Entladungsstrom eine Separatrix innerhalb des Vakuumgefäßes erzeugt. Alle Feldlinien außerhalb treffen auf das Vakuumgefäß. Diese Anordnung wäre auch für die Anlage von Liniendivertoren in azimuthaler Richtung geeignet. Im Pulsator I sind ein schnelles Spulensystem innerhalb der Cu-Schale und ein langsames außerhalb zur Erzeugung von vertikalen Feldern vorgesehen. Diese können auch für die erwähnten Multipolfelder benutzt werden.



Obwohl Pulsator I hierfür nicht optimal konstruiert ist, könnten Vorversuche in dieser Richtung bei reduziertem Strom unternommen werden, die zeigen, ob dieses Konzept erfolgversprechend ist. Die Parameter von Pulsator I sind

$$\begin{aligned} R &= 70 \text{ cm} \\ a &\approx 12 \text{ cm} \\ a_{\text{Liner}} &= 14 \text{ cm} \\ B &= 28 \text{ kG, konstant für } 0,1 \text{ sec} \\ J_{\text{max}} &= 300 \text{ kA, konstant für } 0,1 \text{ sec} \\ a_{\text{Cu}} &= 19,5 \text{ cm} \\ d_{\text{Cu}} &= 2,5 \text{ cm} \end{aligned}$$

Das Hauptmagnetfeld wird von 48 wassergekühlten Bitter-Spulen erzeugt; der Ripple am Plasmarand beträgt 0,2 %. Die Grenze ist dabei praktisch dadurch gegeben, daß der Zwischenraum zwischen den Spulen auf der Außenseite des Torus so groß sein muß, daß sich hinreichend große Stützen (hier vier) anbringen lassen, die für die Evakuierung, die Einführung des austauschbaren Limiters und die verschiedenen Diagnostikverfahren erforderlich sind. Der Strom im Plasma wird aus zwei Kondensatorbatterien gespeist; die eine liefert einen sinusförmigen Anstieg des Stromes mit einer Anstiegszeit von wenigen ms; im ersten Strommaximum wird eine als Verzögerungskette aufgebaute zweite Batterie zugeschaltet, die diesen Strom aufrechterhält. Die maximale Stromamplitude von 300 kA ist so gewählt, daß bei gleichmäßiger Verteilung des Stromes auf den Plasmaquerschnitt eine konstante Rotationstransformation  $2\mathcal{T}$  erzeugt würde; d.h. die Kruskal-Shafranovsche Stabilitätsgrenze würde gerade erreicht. Bei dem zu erwartenden Abfall der Stromdichte nach außen wird sie dann in der Nähe der magnetischen Seele bereits merklich überschritten.

Der Liner besteht aus 0,3 mm starkem, mit einer Wellhöhe von 1,6 cm gewellten Stahlblech. Er kann über den Transformator induktiv ausgeheizt werden. Außerhalb des Liners befindet sich ein 0,8 cm starker, keramisch unterbrochener Stahlmantel. Er dient als Vakuumgefäß und trägt die Leiter zur Erzeugung schnell veränderlicher Vertikal- oder Multipolfelder sowie die helischen Windungen; ferner stützt er die zwischen Stahlgefäß und Feldspulen befindliche Kupferschale.

Zur Untersuchung des Plasmas sind zunächst folgende Diagnostikverfahren vorgesehen: Spulen zur Messung des diamagnetischen Signals (Energieinhalt des Plasmas), magnetische Sonden außerhalb der Plasmasäule (Lage des Stromschwerpunktes), Mikrowellen-Interferometer (Elektronendichte), Thomson-Streuung von Laserlicht (Elektronendichte und -temperatur), Umladungs-Massenspektrometer (Iontemperatur), Spektroskopie im Sichtbaren und Quarz-UV (Verunreinigungen, Doppler-Temperatur der Ionen, Rekombinationsraten) und im Röntgengebiet (Elektronentemperatur, Runaway-Elektronen), Faraday-Drehung durch poloidales Magnetfeld (Stromverteilung), schnelles Manometer (Druck außerhalb der Plasmasäule). Zur schnelleren Verarbeitung der anfallenden Meßwerte ist ein Datenerfassungssystem vorgesehen.

Im Berichtszeitraum wurden das oben dargelegte Konzept erarbeitet, die Apparatur konstruiert, die erforderlichen Aufträge vergeben und die Diagnostikverfahren vorbereitet. Planung, Konstruktion und Herstellung der Apparatur wurden in enger Zusammenarbeit mit der Abt. Technik durchgeführt. Dabei wurde eine Arbeitsteilung derart vorgenommen, daß für die Ausführung der Apparatur innerhalb der Kupferschale und diese selbst die Abt. 3, für Feldspulen, Transformator und sämtliche Energiequellen die Abt. Technik verantwortlich war. Die erforderlichen Abstimmungen wurden in wöchentlichen Arbeitsbesprechungen vorgenommen.

### Tokomakartige Gleichgewichte (B.J. Green, H.P. Zehrfeld)

Im Rahmen der MHD-Theorie wurde das Gleichgewicht in der quasistationären Phase tokomakartiger Plasmakonfigurationen untersucht (IPP-Bericht III/1). Strom- und Druckverteilung in der Fundamentalgleichung für die Flußfunktion des poloidalen Magnetfeldes wurden konsistent mit dem Ohmschen Gesetz und den Erhaltungsgleichungen für Masse und Energie gelöst. Für großes Aspektverhältnis erhält man für alle das Gleichgewicht kennzeichnenden Größen ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen, das numerisch behandelt wurde. Die Ergebnisse im Falle der üblichen phänomenologischen Ansätze für thermische und elektrische Leitfähigkeit des Plasmas parallel und senkrecht zum Magnetfeld zeigen, daß die Vergleichbarkeit der erhaltenen radialen Profile mit Meßergebnissen nicht nur vom zahlenmäßigen Wert, sondern auch vom radialen Abhängigkeitscharakter der Transportkoeffizienten wesentlich abhängt.

### Spezielle Entwicklungen für Pulsator I

#### a) Schnelles Manometer (M. Lipa)

Für den Druckanstieg während einer Entladung in der Tokomak-Maschine Pulsator I wurde ein Manometer entwickelt und gebaut, welches auf einem neuartigen elektromechanischen Prinzip beruht.

Die "Druckmeßdose" besteht aus zwei Kammern, die voneinander durch eine 0,03 mm dicke versilberte Kupfermembran getrennt sind. Eine Kammer führt direkt zum Haupt- bzw. Experimentiervakuum, die andere Kammer wird durch ein separates Pumpsystem auf konstantem Unterdruck, z.B.  $1 \cdot 10^{-4}$  Torr gehalten. In dieser Kammer, also auf der gegenüberliegenden Seite des Hochvakuums, ist auf die Kupfermembran (100 mm  $\varnothing$ ) ein "Vollbrücken-DMS" (Dehnungsmeßstreifen) aufgeklebt.

Bei einer Veränderung des Hauptvakuums verformt der auftretende Druckunterschied in den beiden Kammern die Membran und verstimmt damit die Brücke im DMS.

Bei einem Druckanstieg von  $9 \cdot 10^{-5}$  Torr auf  $9 \cdot 10^{-3}$  Torr und einer Brücken-Speisespannung von 15 V wird ein Ausgangssignal von 50  $\mu$ V (unverstärkt) erreicht, das direkt auf einen Oszillographen oder Schreiber gegeben werden kann. Die Versuche für die Reaktionszeit des Systems sind noch nicht abgeschlossen, jedoch kann man Zeiten unterhalb 1 msec ohne besonderes Nachschwingen der Membran erwarten.

Das Manometer ist so konstruiert, daß Ausheizen auf etwa 300 °C möglich ist. Ein Bypass-System schützt die Membran vor Beschädigungen bei einer etwaigen Belüftung einer der Kammern.

#### b) Datenerfassung (H. Hohenöcker, R.F. Lathe)

Work on the Pulsator Data Acquisition System has been divided into three general sub-tasks. Each task is being carried on concurrently and will be integrated to form PDAS at system start-up-time. It should be emphasized, that resources outside the direct control of the Pulsator experiment have been incorporated into PDAS in order to form a more efficient system. Foremost among these external resources is the IBM 360/91.

The general design of PDAS was described in the report "Pulsator Data Acquisition System - Specification of Tasks and Implementation". It was emphasized in that report that a major goal was, and still is, to achieve overall system flexibility. In conjunction with H. Hohenöcker, a detailed design of the system interface is being completed. This phase includes details of hardware modules to be built and system timing considerations

at the microsecond level. A second phase will deal with the software system detail design. This is expected to begin in June 1971.

Hardware implementation of the system as described in the above mentioned report is proceeding at a satisfactory rate. The Digital Equipment Corp. PDP-11 to be used as the central unit in PDAS has been ordered and delivery is expected in June 1971. Information preliminary to the selection of an external buffer register and a cathode ray tube interactive terminal is now being sought. These devices will significantly improve the overall efficiency of PDAS.

The greatest interaction between PDAS and the IBM 360/91 will occur at the software level. It is assumed that the PDAS central computer is a dedicated machine and will therefore not be available for programming. Thus, all programming will be done on the IBM 360/91. Toward this end, a PDP-11 Assembly Language processor has been implemented on the IBM 360/91. In addition, a new PL/360-like programming language processor, PPL, is being written in association with A.W. Brown (RA). Furthermore, a Linkage Editor is being planned to allow relocatable programs to be written. This extensive software system is being organized around the terminal capabilities of the IBM 360/91. All programming for the PDP-11 will be done via the IBM 360/91 terminal system with complete load modules sent via a communications link from the IBM 360/91 to the PDP-11. This method allows system improvements to PDAS with virtually no interruption in service.

A final point which should be mentioned is the development of an excellent working relationship between Abt. 3 and J. Schneider (RA) and H. Krikava (Abt. 2), who are involved in the W-7 data acquisition system. This relationship has facilitated the exchange of ideas and technical information thus eliminating much redundancy and improving the progress of both systems.

## II. Weitere Experimente

### a) "Eieruhr" (G. Venus)

Die im Herbst 1969 begonnenen Messungen der Elektronendichte in der "Eieruhr" mit Hilfe des Faradayeffekts wurden im Berichtszeitraum fortgesetzt. Zuerst wurden Plasmen in einer 60-cm-Scheibenspule untersucht. Spektroskopische Messungen und Elektronendichtemessungen zeigten, daß mit der verwendeten Spule kein rotationssymmetrisches Plasma zu erhalten war. Deshalb wurden die Untersuchungen am Plasma in einer 30-cm-Scheibenspule weitergeführt. Diese "Eieruhr" konnte in folgendem Parameterbereich betrieben werden:

Füllgase:	H <sub>2</sub> , D <sub>2</sub> , He
Fülldruck:	1 - 3 Torr
Plasmastrom:	2 - 4 kA
Magnetfeld:	max 80 kG

Es wurde das radiale Profil der Elektronendichte und aus side-one-Aufnahmen das radiale Profil der Kontinuumsintensität des Plasmas bei  $\lambda = 4610 \text{ \AA}$  gemessen.

Für He-Plasmen (3 Torr Fülldruck, 80 kG) konnten bei 2 kA Entladungsstrom die Messungen von Grassmann <sup>1)</sup> reproduziert werden: Es ergab sich ein dachförmiges Elektronendichteprofil mit  $n_e = 1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 1) und daraus über die Kontinuumstrahlung eine Achsentemperatur von ca. 150 000 °K. Bei höheren Entladungsstromstärken sattelt das Profil der Elektronendichte ein (Abb. 1), was darauf hindeutet, daß axialer Aus-

1) P.H. Grassmann, IPP 3/47, Dezember 1966

strom und radialer Einstrom (Masseströmungen) den Druckaufbau beeinflussen. Um den radialen Druckverlauf zu bestimmen, ist noch die Kenntnis des radialen Temperaturverlaufs notwendig.

In Wasserstoff und Deuterium ergibt sich bei 1,5 Torr Fülldruck, einem Magnetfeld von 80 kG und 2 kA Entladungsstrom ein eingesatteltes Elektronendichteprofil (Abb. 2). Es ist noch zu klären, ob diese Einsattelung durch Masseströmungen oder durch die Abhängigkeit des Nernsteffekts von der Ionenladungszahl (was bei Wasserstoff und Deuterium innerhalb des voll ionisierten Bereiches zu  $n_e \sim T^{-1/4}$  führt) bewirkt wird. Darüber hinaus ist zu klären, warum in Wasserstoff ( $H_2$  oder  $D_2$ ) der "Elektronendichteradius" ( $r_E = 4$  mm) mit dem "Kontinuumintensitätsradius" ( $r_K = 7$  mm) nicht übereinstimmt (Abb. 1).

Abb. 1

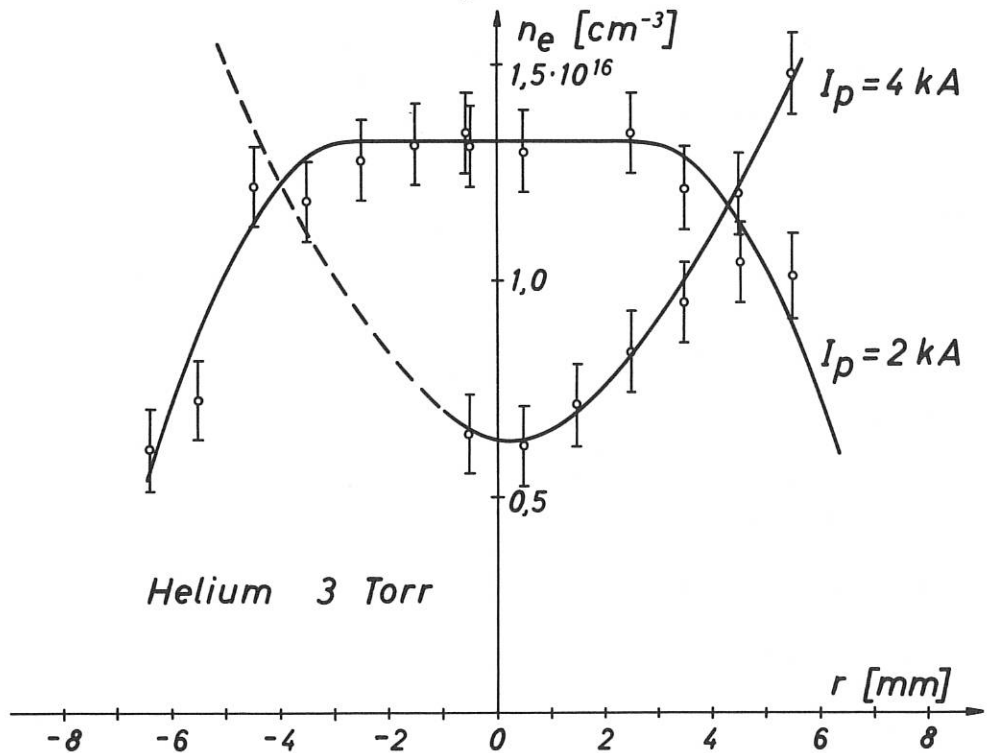
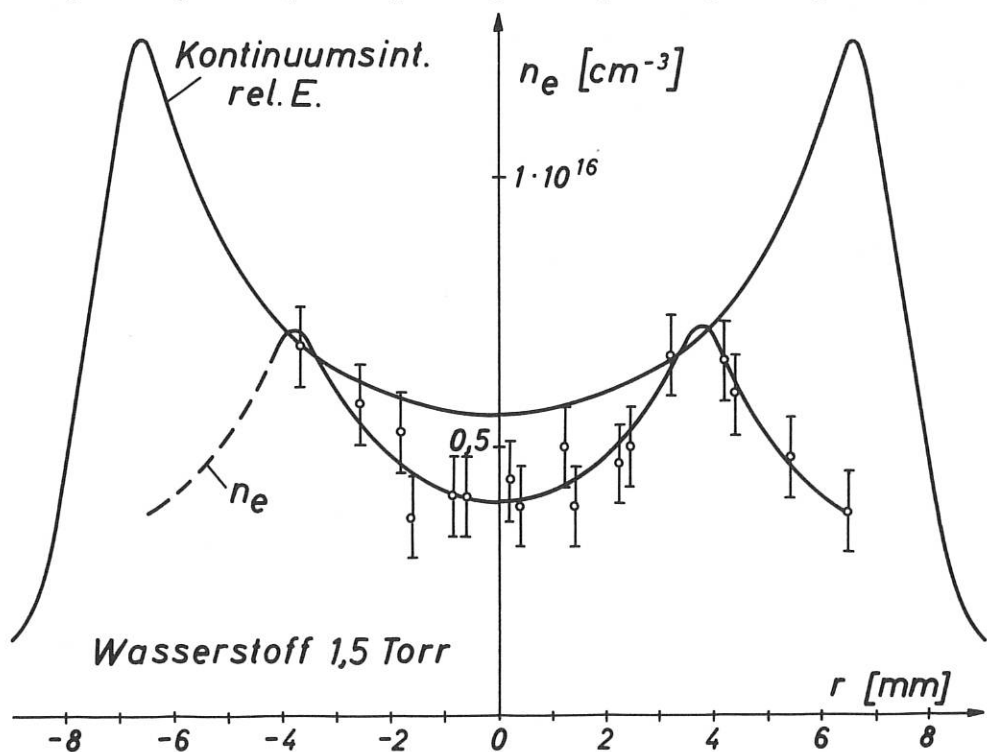


Abb. 2



b) TORC I (Toroidaler Bogen) ( W. Feneberg, F. Karger, O. Klüber)

Der induktiv geheizte toroidale Lichtbogen TORC I wurde fertiggestellt und in Betrieb genommen. Seine wichtigsten Daten sind:  $R = 35$  cm,  $r = 3$  cm (Radius des Glasgefäßes),  $B = 10$  kG, Fülldruck  $0,1 \dots 0,5$  Torr  $H_2$  oder He. Zur optimalen Ausnutzung des Eisentransformators wurde ein Stromprogramm entwickelt, dessen drei Abschnitte mit abwechselnder Polarität aufeinander folgen: 1. Vorionisation ( $10/\mu s$ ), 2. Vorheizung ( $50/\mu s$ ), 3. Hauptentladung ( $300/\mu s$ ). Der maximal gemessene Strom betrug 6 kA. Das Plasma wurde seitlich und von oben mit Drehspiegelkamera und Spektrograph beobachtet. Es wurde bis jetzt im Gegensatz zu den Ergebnissen an Teiltoren noch kein Parameterbereich gefunden, in dem das Plasma sich ruhig verhält.

Theoretisch wurde der Einfluß der toroidalen Geometrie auf den Druckaufbau untersucht. Es wurde gefunden, daß die Druckerhöhung durch ambipolare Diffusion gegenüber dem geraden Fall um den Faktor  $\sqrt{1 + 8\pi^2/\epsilon^2}$  geringer ist.

c) Magnetoelektrische Begrenzung eines Plasmas hoher Dichte (S. Corti, G. Lisitano)

Neuere theoretische Überlegungen <sup>1, 2)</sup> haben gezeigt, daß eine Kombination von starken radial elektrischen und longitudinal magnetischen Feldern zu einer "magnetoelektrischen" Einschließung von Plasmen in toroidalen oder geraden Anordnungen führen kann. In dieser Arbeit berichten wir zuerst über die Ergebnisse eines experimentellen Studiums solcher radial elektrischer Felder, die axialsymmetrisch eine Plasmasäule, unter Veränderung der Entladungsparameter umschließen. Wenn man die Axialsymmetrie der radial elektrischen Felder stört, bestätigen die experimentellen Daten im zweiten Teil die magnetoelektrischen Begrenzungseffekte solcher Felder.

1. Axialsymmetrische radial elektrische Felder

Das Experiment mit axialsymmetrischen radial elektrischen Feldern wurde in einem Plasma, das in einem magnetischen Spiegel eingeschlossen ist, ausgeführt (Spiegelverhältnis 3:1). Die Plasmasäule (Länge 1 m) wird mittels einer neuen Hochfrequenz-Plasmaquelle mit helischen Schlitzen erzeugt <sup>3)</sup>. Die Quelle von 2,8 cm Innendurchmesser und einer Länge von 8 cm, wird mit 2,4 GHz gespeist und ist konzentrisch mit der Achse eines Entladungsrohres (8cm Innendurchmesser) zwischen Maximum und Minimum der Feldstärke des Spiegels montiert. Eine wesentliche Eigenschaft dieser Quelle ist die Erzeugung eines fast vollionisierten Plasmas, das sich für beliebige Magnetfeldstärken aufrechterhalten läßt, die größer sind, als die Feldstärke, die der Elektronen-Zyklotron-Resonanz im Bereich der Plasmaquelle entspricht. Abb. 3 zeigt radiale Profile von "floating" Potential, Elektronendichte und Elektronentemperatur, aufgenommen in der Mitte des Spiegels bei verschiedenen Werten des Magnetfeldes und des H.F.-Leistungspegels. Wie in Abb. 3 zu sehen ist, zeigen die Profile (die eine hohe Symmetrie gegenüber der Achse des Entladungsrohres haben) eine bemerkenswerte Beziehung von "floating" Potential zu der Dichte und/oder der Temperatur des Plasmas.

---

1) T.H. Stix, Phys. Rev. Letters 23, 1093 (1969)

2) T.H. Stix, Phys. Rev. Letters 24, 135 (1970)

3) G. Lisitano, M. Fontanesi, E. Sindoni, Appl. Phys. Letters 16, 122 (1970)

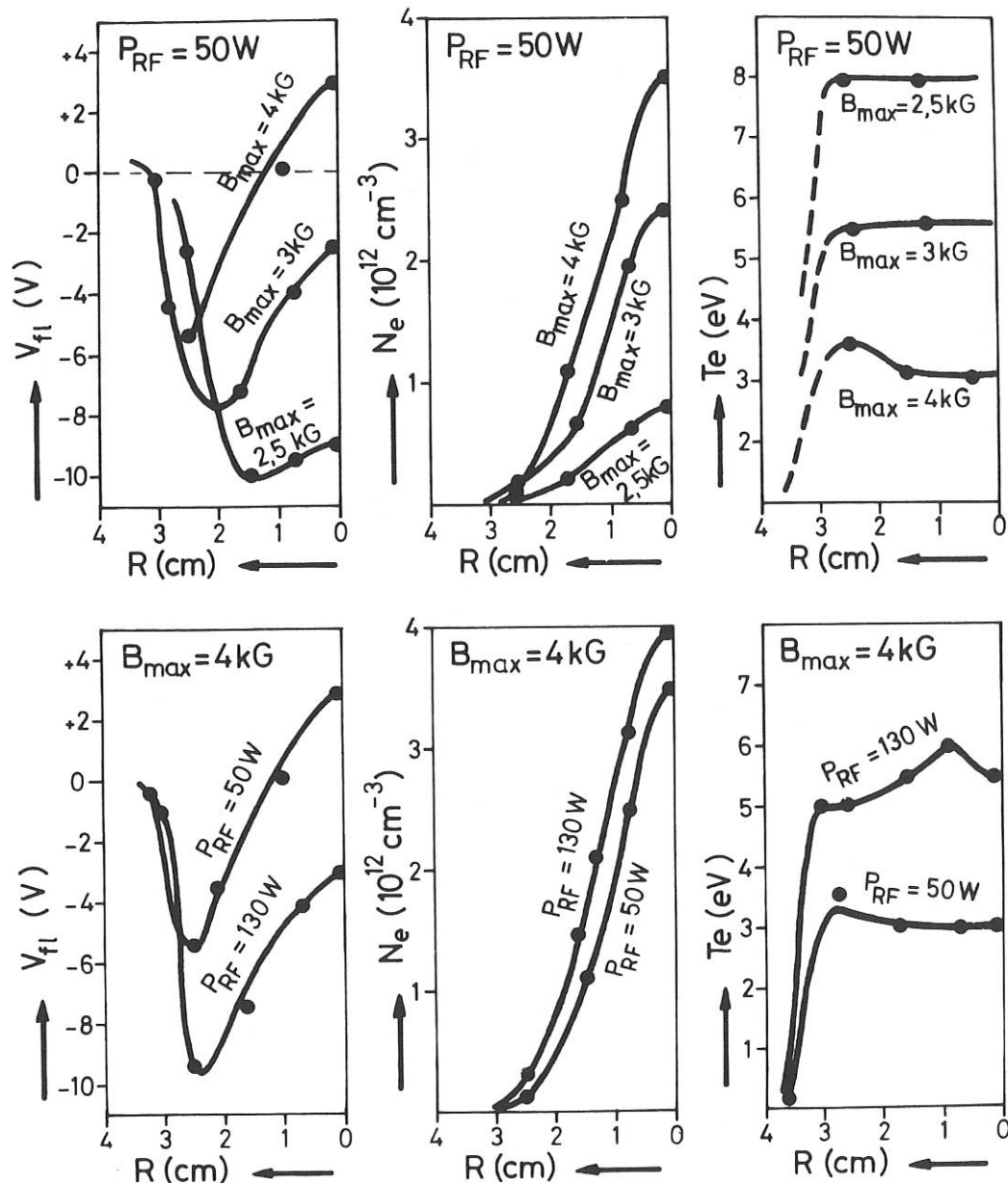


Abb. 3: Radiale Profile von "floating" Potential, Elektronendichte und Elektronentemperatur des Plasmas, erzeugt mit einer helischen Plasmaquelle.

Die oberen Diagramme von Abb. 3, aufgenommen bei einem konstanten Pegel der H.F.-Eingangsleistung, zeigen, daß für eine relativ niedrige Plasmadichte bei niedrigen Werten der magnetostatischen Feldstärke das Plasma negativ vorgespannt ist, die Elektronentemperatur am höchsten ist und das "floating" Potential ein flaches Profil hat. Bei Erhöhung der magnetischen Feldstärke steigt zuerst die Dichte auf Kosten der Elektronentemperatur bis zur vollen Ionisation des neutralen Gases an. Wenn die Dichte ihren höchsten Wert bei B<sub>max</sub> = 4 kG erreicht hat, zeigen die unteren Diagramme von Abb. 3 die Möglichkeit, Vorspannung und Temperatur des Plasmas bei Änderung des anregenden H.F.-Leistungspegels zu kontrollieren. Eine Beziehung der Daten von Abb. 3 zu diamagnetischem Plasmadruck und Messungen der Einschlußzeit bei gepulsten Entladungen wird in einem anderen Bericht <sup>1)</sup> gezeigt. Die durch diese Messungen erhaltenen Daten können jedoch keine klaren Antworten geben über die Begrenzungseigenschaften der radialen elektrischen Felder, die spontan mit der Entladung entstehen.

1) G. Lisitano, S. Corti, wird veröffentlicht



## 2. Neue Plasmaquelle

Auf der anderen Seite haben die vorliegenden Ergebnisse ein neues Modell zur Prüfung der Gültigkeit des magnetoelektrischen Plasmaeinschlusses angeregt. Wir nehmen an, daß das elektrische Potential in Abb. 3 irgendwie in Richtung eines Winkelsektors des Plasmaquerschnittes verzerrt ist. Mit gleichmäßiger Verteilung der magnetischen Feldstärke in einer Ebene senkrecht zu den Feldlinien soll eine neue Gleichgewichtslage der Plasmasäule entstehen. Eine Verschiebung der Symmetrie bedeutet natürlich eine Zerstörung des Plasmas durch Instabilitäten; es ist deshalb notwendig, stabile Gleichgewichtszustände um die neue Plasmalage zu schaffen. Experimentell wurde diese Forderung durch die in Abb. 4 gezeigte Plasmaquelle realisiert. Die Quelle besteht aus sechs kleinen helischen Quellen des oben beschriebenen Typs <sup>1)</sup>. Sie sind symmetrisch rund um die Achse und nahe der Innenwand des

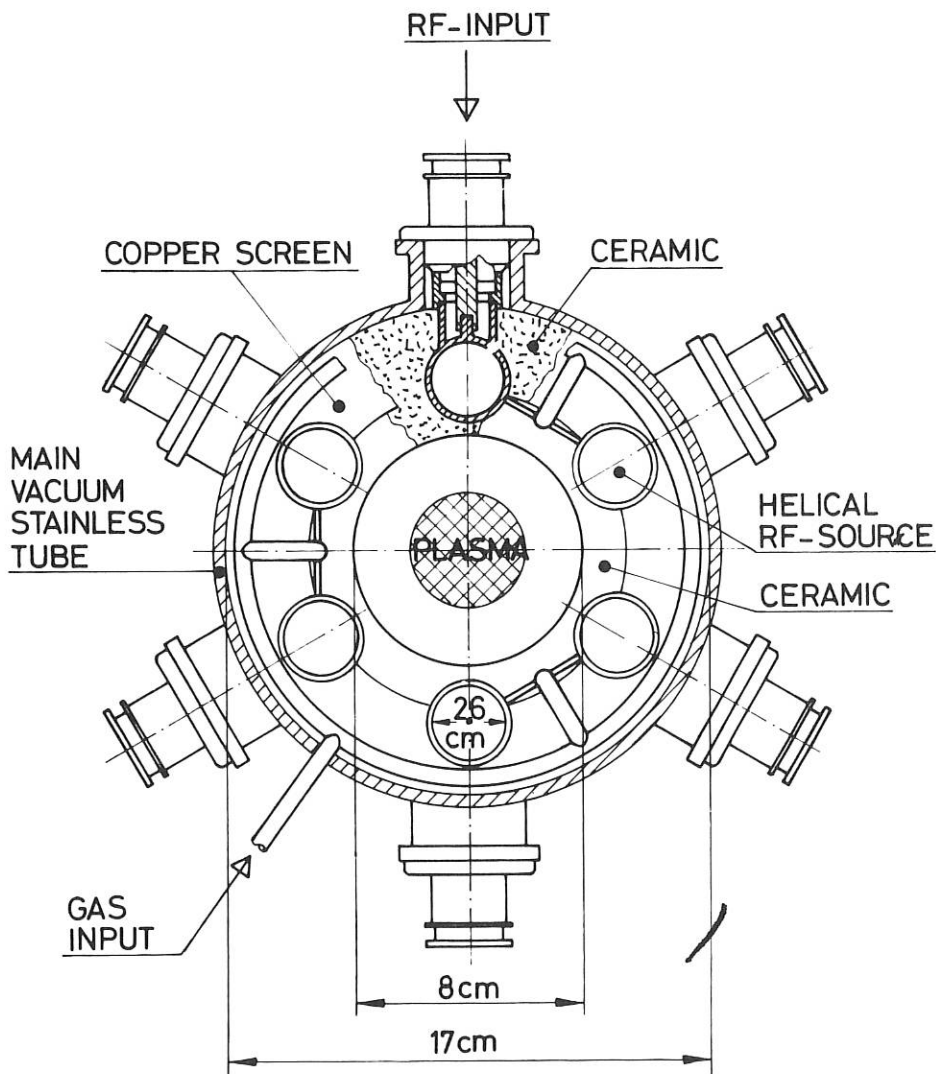


Abb. 4: Ein Modell zur "magnetoelektrischen Begrenzung" von Plasmen.

<sup>1)</sup> G. Lisitano, M. Fontanesi, E. Sindoni, Appl. Phys. Letters 16, 122 (1970)

Hauptentladungsröhre (Innendurchmesser 17 cm, Länge 250 cm) geordnet. Ein kapillares Gas-Speisungssystem im Inneren der einzelnen Quellen führt Neutralgas zu. Die sechs Quellen, jede mit einem Innendurchmesser von 2,6 cm und einer Länge von 8 cm, sind in die Wände eines 4,5 cm starken, 8 cm langen Keramikzylinders eingebettet. Das Innere des Keramikzylinders (8 cm Durchmesser) ist nicht mit Metall abgeschirmt. Die Quelle ist im linearen Teil des linearen magnetischen Spiegelsystems (Spiegelverhältnis 1,2:1) von 250 cm Länge aufgestellt. Jede der sechs Quellen wurde mit einer H.F.-Leistung bis zu 150 W, bei 2,4 GHz im Dauerstrich- und im Impulsbetrieb gespeist. Abb. 5 zeigt die radialen Profile der Dichte und des "floating" Potentials. In Abb. 5 sieht man, daß das Plasma nicht entlang der Achse der einzelnen Plasmaquellen, sondern in einer neuen Gleichgewichtsposition in der Mitte der Achse des Entladungsröhres entsteht. Das Plasma kann für jeden beliebigen Wert der magnetostatischen Feldstärke, der größer ist, als die entsprechende Elektronen-Zyklotron-Resonanz, an jeder beliebigen Stelle des Entladungsröhres aufrechterhalten werden. Die transversale Ausbreitungsgrenze für eine Welle von 8 mm, die  $N_e > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  entspricht, wurde mit der maximal für jede der sechs Spulen zur Verfügung stehenden H.F.-Leistung von 150 W erreicht. Die Verteilung der Elektronenenergie entsprach einer Temperatur  $T_e = 15 \text{ eV}$ , mit einem flachen Temperaturprofil durch die Plasmaquerschnitte. Diese Messungen wurden

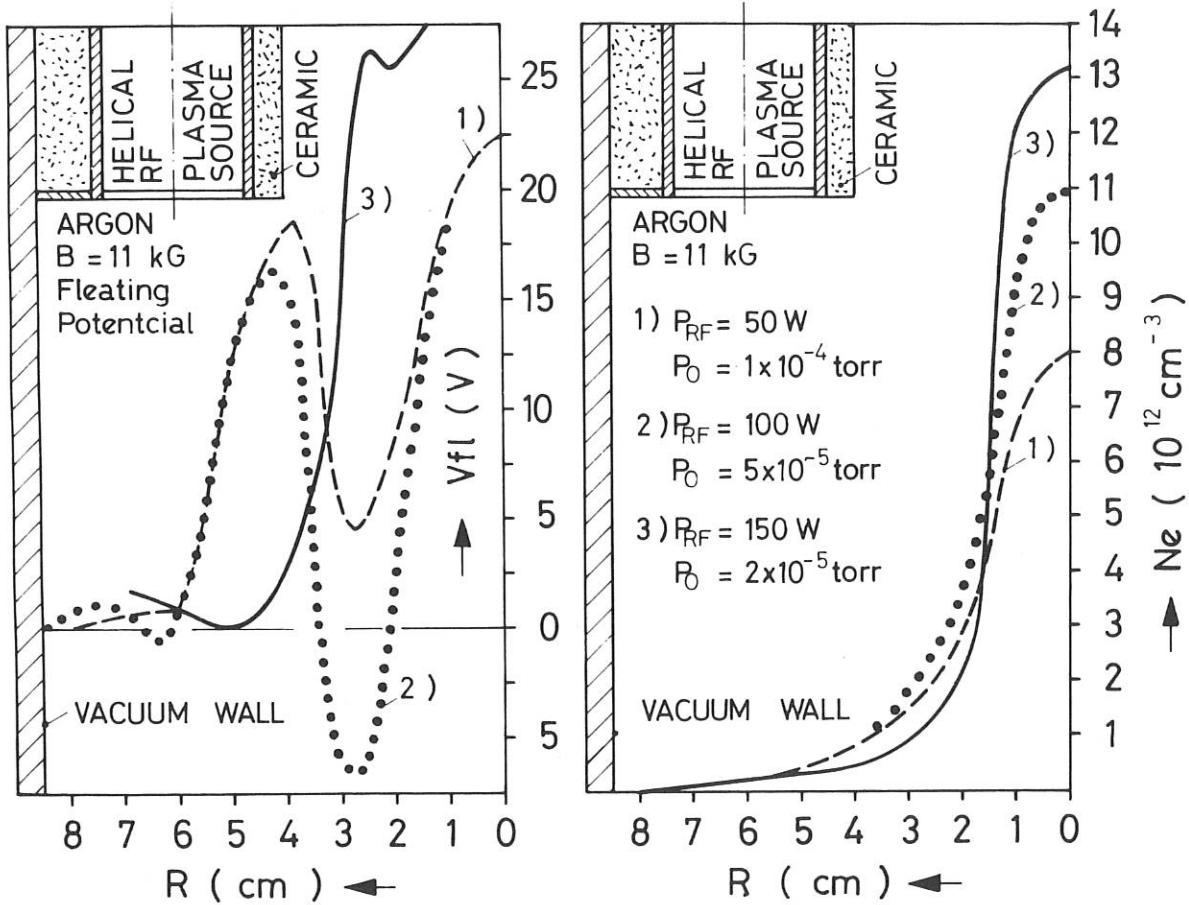


Abb.5: Radiale Profile von "floating" Potential und Elektronendichte des Plasmas, erzeugt mit der Quelle von Abb. 4.

mit dem homogenen Anteil der magnetischen Feldstärke, die sich 150 cm in der Mitte des Spiegels erstreckt, mit einem maximal einstellbaren Wert von 11 kG gemacht. Infolge der Dimensionierung der Grenzfrequenz der Quelle wird keine H.F.-Leistung in das Hauptvakuumrohr ausgestrahlt. Die resultierende hohe Konzentration der H.F.-Leistung in den sechs Quellen, zusammen mit der Kapillarzufuhr in der Quelle sichern einen fast vollständigen "burn-out" des neutralen Gases. Der Neutralgasdruck, für den das Plasma aufrechterhalten werden kann, kann sich bis auf  $2 \cdot 10^{-5}$  Torr erniedrigen. Das Abschalten der Quelle erhöht den Neutralgasdruck auf  $3 \cdot 10^{-4}$  Torr, was einer neutralen Ausbrennung von mehr als einer Größenordnung entspricht. Das erzeugte Plasma hat einen bemerkenswert niedrigen Pegel von Dichteschwankungen ( $\langle n_e \rangle < 5\%$ ). Spektroskopische Messungen <sup>1)</sup> haben gezeigt, daß das Plasma frei von Verunreinigungen ist. Eine Änderung des Gasspeisungssystems, zum Beispiel Einspeisung des neutralen Gases im Hauptgefäß, oder auch Abschirmung des keramischen Zylinders, zerstört den Effekt der Plasmabegrenzung. Eine mögliche Erklärung ist, daß im ersten Fall, hervorgerufen durch unvollständige Ausbrennung des Neutralgases, die Elektronen-Neutralkollisionen die Plasmadichte bestimmen, wobei die entsprechende Entwicklung von radialen elektrischen Feldern vermindert wird. Im zweiten Fall verhindern möglicherweise die asymmetrischen radialen elektrischen Felder die Stabilisierung des Plasmas.

Die neue Art der Plasmaerzeugung und -heizung könnte in Zukunft ein wirksames Hilfsmittel sein, große thermonukleare Apparaturen mit vollionisiertem Plasma hoher Dichte zu versorgen.

### 3. Ausbreitung von Elektronenzyklotronwellen längs eines magnetischen Strandes

Die Dispersionsgleichung für rechts polarisierte Wellen im Plasma (Whistler-Wellen):

$$n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 + \frac{(\omega_p/\omega)^2}{\omega_p/\omega - 1} \quad (1)$$

legt eine experimentelle Untersuchung dieser Wellen längs eines abnehmenden Magnetfeldes (magnetischen Strandes) nahe.

Das Experiment wurde in einer durch eine L-Quelle <sup>2)</sup> erzeugten Argon-Plasmasäule von 3 cm Durchmesser und 1 m Länge durchgeführt. Die Quelle wurde mit 150 W, 2 GHz, Dauerstrich gespeist. Die Plasmadichte  $n_e$  liegt im Bereich von  $10^{12}$  bis  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  und die Elektronentemperatur im Bereich 4 bis 10 eV. Das fast vollionisierte Plasma läßt sich für beliebige Magnetfeldstärken aufrechterhalten, die größer sind als die Feldstärke, die der Elektronenzyklotronresonanz im Bereich der Plasmaquelle entspricht.

Die Plasmaquelle wird auf halber Strecke zwischen dem maximalen und minimalen Wert des Spiegelfeldes aufgestellt. Die Whistler-Welle wird entweder durch die zur Erzeugung des Plasmas benutzten Richtstrahler <sup>3)</sup> oder durch eine ähnliche am anderen Ende des Spiegelmagnetfeldes aufgestellte Anordnung abgestrahlt.

---

1) H. Wulff, wird veröffentlicht

2) G. Lisitano, M. Fontanesi, E. Sindoni, Appl. Phys. Letters 16, 122 (1970)

3) D.C. Mahaffey, Phys. Rev. 129, 1481 (1963)

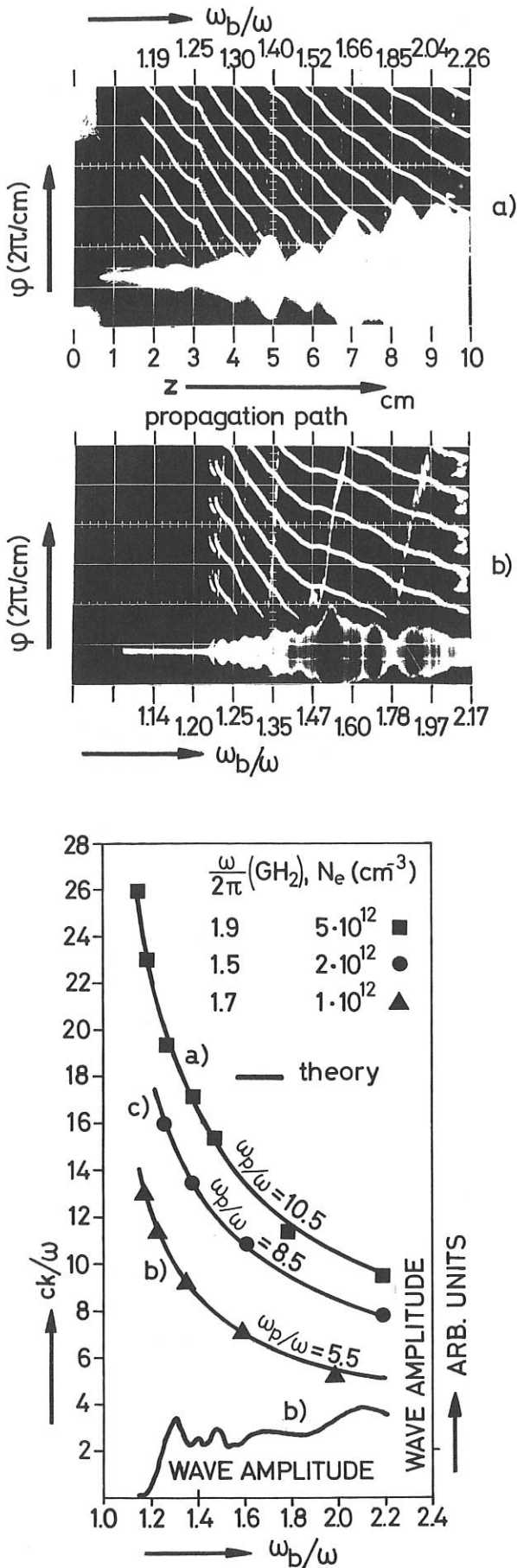


Abb. 7: Dispersion und Dämpfung der Meßwelle für drei verschiedene Werte von  $\omega_p/\omega$ .

Abb. 6: Obere Strahlen: Phasenverschiebung der Meßwelle längs ihrer Ausbreitungsstrecke (von rechts nach links).  
 Unterer Strahl: Amplitudenverlauf der Meßwelle.  
 a) stoßbehaftete Entladung b) stoßfreie Entladung

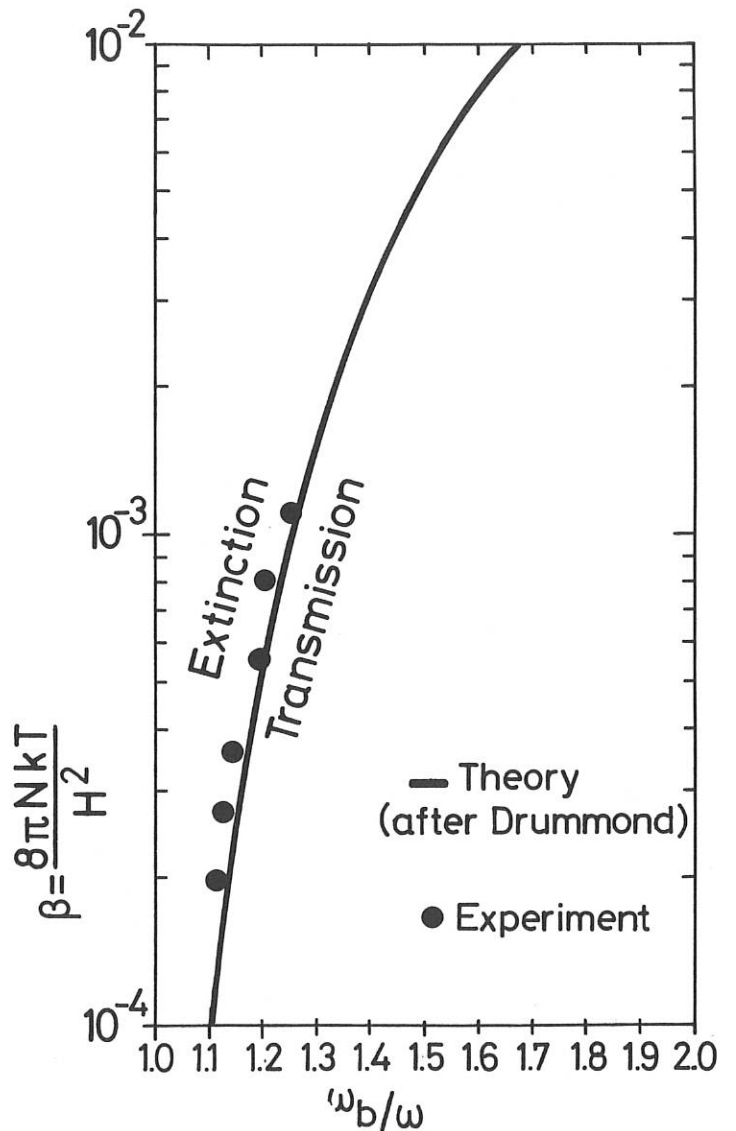


Abb. 8: Verschiebung der Einstellung der Transmission von  $\omega_p/\omega = 1$ .

Die Meßwelle wird durch eine in Achsenrichtung bewegliche, im Plasma radial eingeführte Koaxialsonde aufgenommen. Die Wellenausbreitungsstrecke zwischen Wellenabstrahlungsanordnung und Sonde bildet den einen Zweig einer neuen Ausführung des Wharton-Interferometers. In den Abb. 6a und 6b zeigt der untere Strahl die Amplitude der Meßwelle längs einer Ausbreitungsstrecke von 10 cm an, wobei der auf beiden Abbildungen links eingezeichnete Nullpunkt der Spiegelmitte entspricht. Die oberen Strahlen auf der Abb. 6a sowie Abb. 6b stellen die durch die Phasenverschiebung längs der Ausbreitungsstrecke bedingten Mehrfachstreifen des Interferometers dar. Die Eichung der Streifen beträgt  $2 \cdot \pi / \text{cm}$ . Die Welle wurde von rechts im Abstand 15 cm von der Spiegelmitte abgestrahlt.

Die Werte von  $\omega_p / \omega$ , die aus der Geometrie des magnetostatischen Feldes und aus der Frequenz der Meßwelle abgeleitet werden, sind, entsprechend dem jeweiligen cm-Wert auf der Ausbreitungsstrecke  $z$ , auf der Abszisse der beiden Abbildungen angegeben. Die inkrementale Phasenverschiebung  $d\varphi$  der Meßwelle längs  $z$  sollte durch die Beziehung

$$d\varphi = k_z dz = (2\pi / \lambda) n(z) dz \quad (2)$$

gegeben werden, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge im freien Raum bezeichnet und der Brechungsindex  $n(z)$  durch die Gl. 1 beim Einsetzen der den  $z$ -Werten entsprechenden  $\omega_p / \omega$ -Werte gegeben wird. Der jeweilige Wert von  $n(z)$  auf der Ausbreitungsstrecke ergibt sich also unmittelbar aus dem Verlauf der aus den Abb. 6a und 6b dargestellten Phasenverschiebung. Nach Eintragung der entsprechenden Werte von  $\omega_p / \omega$  aus den Abb. 6a und 6b läßt sich dann  $n(\omega_p / \omega)$  gemäß der Gl. 1 auftragen. Dadurch läßt sich die bisher langwierige Messung von  $n(\omega_p / \omega)$  in einem homogenen Magnetfeld vermeiden <sup>1,2,3</sup>.

Die Abb. 7 stellt  $n$  vs.  $\omega_p / \omega$  für drei verschiedene Werte von  $\omega_p / \omega$  dar, wobei die durch a) gekennzeichnete Kurve aus der Abb. 6a abgeleitet wurde. Die Amplitude der Meßwelle für  $\omega_p / \omega = 5,5$  wird in der Kurve b) in Abhängigkeit von  $\omega_p / \omega$  angegeben. Die sich aus den Dispersionskurven der Abb. 7 ergebenden Werte von  $\omega_p / \omega$  sind der aus Messungen der transversalen Ausbreitung von 8mm-Wellen abgeleiteten Dichte <sup>4</sup> gut angepaßt.

Der aus dem unteren Strahl der Abb. 7b ersichtliche ausgeprägte Übergang von Dämpfung zu Transmission legt aber eine Prüfung von Drummonds Voraussagen <sup>1</sup> nahe, die die Verschiebung der Einstellung der Transmission von  $\omega_p / \omega = 1$  in Abhängigkeit von  $\beta = 8\pi \cdot n k T$  angeben. Die in der Abb. 8 dargestellten Resultate dieses Vergleiches ergeben eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den von Drummond berechneten  $\beta$ -Werten.

Messungen mit zwei als Sender- bzw. Empfängerantenne dienenden L-Spulen <sup>3</sup> anstelle von einer im Plasma eingesetzten Empfängersonde deuten bereits darauf hin, daß man Whistler-Wellen bzw. Heliconwellen für  $\beta$ -Messungen an Fusionsmaschinen verwenden kann, so wie es von Drummond vorgeschlagen wurde <sup>1</sup>.

d) Q-Maschine "BARBARA" (M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe)

Im Berichtsjahr wurden die Arbeiten mit Alkali- und Erdalkaliplasmen an der Q-Maschine BARBARA wegen der Änderungen in Programm und Struktur des IPP abgeschlossen und eingestellt. Die Ergebnisse wurden in Ref./83 - 87/ veröffentlicht.

Außerdem ergab sich die Möglichkeit, die Q-Maschine als Ionenquelle zu verwenden (Patentanmeldung eingereicht).

1) F.W. Crawford, SU-IPR Report N. 256 (April 1968)

2) M.P. Bachynski, B.W. Gibbs, Phys. Fluids 9, 520, 532 (1966)

3) D.C. Mahaffey, Phys. Rev. 129, 1481 (1963)

4) G. Lisitano, M. Fontanesi, E. Sindoni, Appl. Phys. Letters 16, 122 (1970)

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 4

(Dr. S. Witkowski)

Die Arbeiten auf dem Gebiete magnetohydrodynamischer Generatoren wurden im Berichtsjahr verstärkt durchgeführt. Bei den Edelgas MHD-Generatoren, die im Zusammenhang mit zukünftigen Hochtemperaturreaktoren als Energiewandler von Bedeutung sind, standen weiterhin die Untersuchung der Stromdichteverteilung und des Einflusses der Ionisationsinstabilitäten im Vordergrund des Interesses. Hervorzuheben ist vor allem das Ergebnis, dass man Arbeitsbereiche gefunden hat, in denen die den Wirkungsgrad verringernden Ionisationsinstabilitäten unterdrückt werden können.

Für das Projekt Kurzzeit-Verbrennungs-MHD-Generator, das zusammen mit der Firma M.A.N. durchgeführt wird, ist der Aufbau der Versuchsgenerator-Anlage nahezu abgeschlossen. Umfangreiche numerische Untersuchungen der Kanalströmung dienten vorwiegend der Optimierung der Dimensionen des Versuchskanals.

Die Wechselwirkung sehr schneller Plasmaströmungen mit Magnetfeldern wurde an der Membran-Stossrohr-Anlage studiert. Durch Kombination verschiedener Diagnostikmethoden konnten die Entwicklung einer am Magnetfeld reflektierten Stossfront und die Relaxationseffekte hinter dieser Front beobachtet werden. Numerische Modelle für diese Erscheinungen wurden entwickelt und zeigten befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment.

Im Rahmen der Arbeitsgruppe Plasmaerzeugung durch Laser wurde im Berichtsjahr ein leistungsstarker Neodymglaslaser in Betrieb genommen, der Lichtleistungen bis zu  $10^{12}$  W liefert. Die Wechselwirkung von Licht hoher Intensität und Plasma steht weiterhin im Mittelpunkt der experimentellen und theoretischen Arbeiten.

Für die Erzeugung und Heizung von Plasma können chemische Laser in Zukunft wachsende Bedeutung gewinnen. Die im Jahre 1970 begonnenen Arbeiten auf diesem Gebiet werden zum Teil als "Neue Technologie" vom BMBW gesondert finanziert und dienen der Untersuchung der grundlegenden Prozesse in chemischen Lasern und dem Aufsuchen neuer Reaktionssysteme, die für Laser hoher Leistung besonders geeignet sind. Neben den vorbereitenden Arbeiten für Fluorwasserstofflaser wurde ein mehrstufiger Trifluormethyljodidlaser für Pulsbetrieb entwickelt und eingehend untersucht.

In der Arbeitsgruppe Wellen im Plasma wurde bisher die Ausbreitung von Wellen in Plasmen vorwiegend unter dem Gesichtspunkt der möglichen Anwendung als Diagnostikmethode untersucht. Nun hat sich aber in den letzten Jahren gezeigt, dass viele Erscheinungen in den grossen Fusionsapparaturen mit dem Auftreten von Wellen im Plasma eng verknüpft sind. Deshalb wurde im Berichtsjahr begonnen, das Studium solcher Vorgänge auch bei den bereits laufenden Arbeiten in den Vordergrund zu stellen. Unter diesem Gesichtspunkt sind die Fortsetzung der Untersuchungen der Bernsteinwellen, der stochastischen Heizung und die Vorbereitung der Messung von Dichteschwankungen aus dem Streuspektrum von Millimeter- und Submillimeterstrahlung zu sehen.



## 1. Edelgas-MHD-Generatoren

(G. Brederlow, M. Salvat)

### 1.1. Edelgas-Alkali-MHD-Generator

(G. Brederlow, H. Zinko<sup>+</sup>), K.J. Witte)

Als Versuchsanlage diente ein Faraday-Generator mit segmentierten Elektroden. Der innere Querschnitt des Kanals betrug  $6 \text{ cm}^2$  und die Länge  $10 \text{ cm}$ . Als Arbeitsmittel fand eine Argon-Kalium-Mischung bei einer Gastemperatur von  $2000 \text{ }^\circ\text{K}$  und einem Druck von  $1.4 \text{ atm}$  Verwendung. Der Gasdurchsatz betrug  $90 \text{ gr/sec}$ , die mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $420 \text{ m/sec}$  und die maximale magnetische Induktion  $5 \text{ Tesla}$ .

#### 1.1.1 Strom-Spannungscharakteristiken

An diesem Generator wurden Strom-Spannungscharakteristiken bei verschiedenen Magnetfeldstärken und Segmentierungsverhältnissen aufgenommen und mit theoretischen Werten verglichen. Bei der Berechnung der Charakteristiken wurde der Einfluss der Ionisationsinstabilitäten auf die Effektivwerte der elektrischen Leitfähigkeit und des Hallparameters, der Einfluss der Segmentierung auf die Stromverteilung im Generatorkanal und der Spannungsabfall an den Elektroden berücksichtigt. Zwischen den berechneten und den gemessenen Charakteristiken war im gesamten Messbereich eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen.

#### 1.1.2 Entladungsstruktur im Generatorkanal

Mit Bildwandleraufnahmen konnte erstmalig die bisher nur bei Kurzzeit-MHD-Generatoren (msec-Bereich) beobachtete streifenförmige Struktur der Gasentladung ("streamers") auch in einem stationär arbeitenden Generator nachgewiesen werden (Abb. 1). Die Analyse der Aufnahmen brachte folgende Ergebnisse: Die "streamer" verlaufen in der Ebene senkrecht zu den magnetischen Feldlinien. Im Bereich der untersuchten Segmentierungsverhältnisse hängt die Zahl der "streamer" pro Längeneinheit nicht von der Zahl der Elektrodenpaare pro Längeneinheit ab. Durch eine Aufnahmeserie mit konstantem Bildabstand ( $5 \mu\text{sec}$ ) wurde die Laufgeschwindigkeit der "streamer" ermittelt; sie stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit der Gasgeschwindigkeit überein.

---

<sup>+</sup>) jetzt bei: AB Atomenergi, Studsvik, Schweden

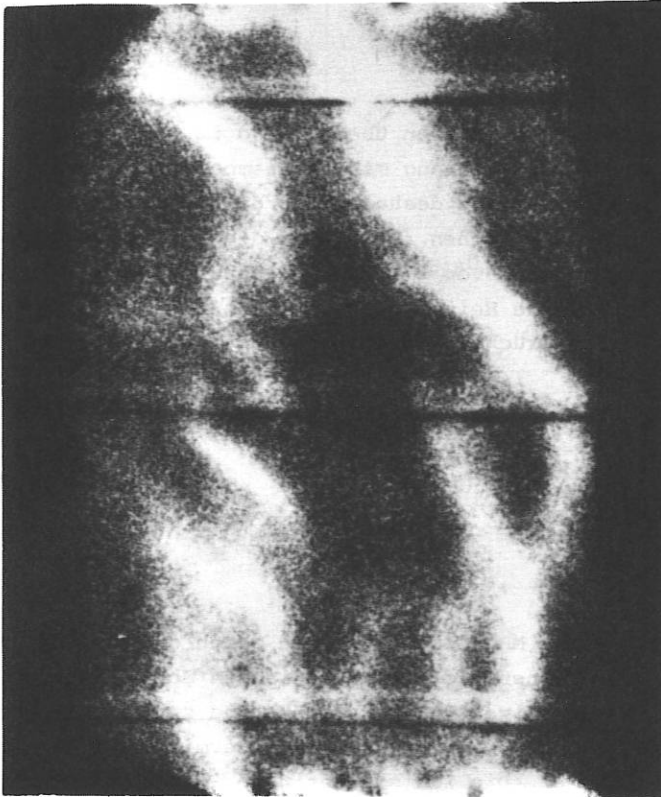


Abb. 1  
Bildwandleraufnahme der "streamer"

Mittels spektroskopischer Messungen und durch Sonden wurde im Generatorkanal die mittlere Stromrichtung bestimmt. Es zeigte sich, dass sie mit der Richtung der "streamer" zusammenfällt. Infolgedessen können die "streamer" nicht mit den Ionisationsinstabilitäten identisch sein, die eine Streifenstruktur quer zur Stromrichtung verursachen. Innerhalb der "streamer" tritt jedoch, wie die Bildwandleraufnahmen zeigen (Abb. 1) eine weitere streifenförmige Struktur auf, deren Orientierung mit der bei Ionisationsinstabilitäten erwarteten zusammenfällt. Es ist deshalb nahelegend, die Streifenstruktur in den "streamer" den Ionisationsinstabilitäten zuzuschreiben. Um diese Annahme zu prüfen, wurden im Plasma die Feldstärkefluktuationen mit einer beweglichen Doppelsonde richtungs- und frequenz aufgelöst gemessen. Es konnten die für Ionisationsinstabilitäten nach Orientierung und Frequenz charakteristischen Feldstärkefluktuationen nachgewiesen werden. Die "streamer" sind demnach Gebiete erhöhter Stromdichte, innerhalb denen sich die Ionisationsinstabilitäten ausbilden, und deren Ausdehnung quer zur Stromrichtung und der magnetischen Feldlinien in der Größenordnung der Wellenlänge der Ionisationsinstabilität liegt (Abb. 2).

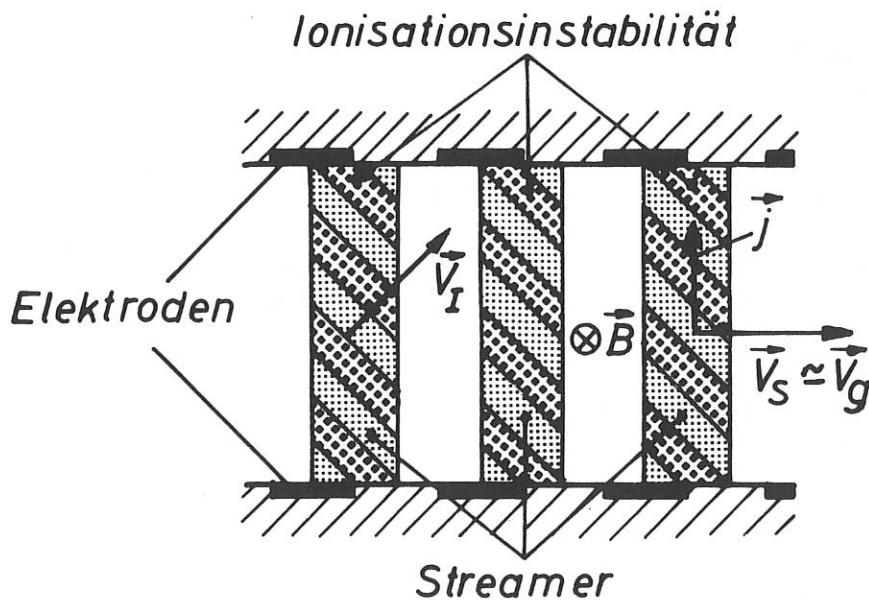


Abb. 2  
Schematische Darstellung der "streamer"

### 1.2. Puls-MHD-Generatoranlage PUMA

(G. Brederlow, H. Zinko<sup>+</sup>)

Die bisherigen Untersuchungen an Edelgas-MHD-Generatoren wurden überwiegend im Druckbereich um 1 atm durchgeführt. Für eine mögliche Anwendung im Zusammenhang mit Hochtemperaturreaktoren sind voraussichtlich jedoch höhere Drücke notwendig. Es ist deshalb erforderlich, das Verhalten von solchen Generatoren auch in diesem Bereich zu untersuchen. Dazu wird die vorhandene Anlage GEMA für einen Druck von 20 atm und einen Argondurchsatz von 2 kg/sec umgebaut. Hierzu war die Entwicklung eines Plasmabrenners hoher Leistung für die Heizung des Gases auf die erforderliche Temperatur von 2000 °K notwendig. Die bei den hohen Drücken auftretenden Kühlprobleme konnten im wesentlichen gelöst werden.

### 1.3. Unterdrückung der Ionisationsinstabilität

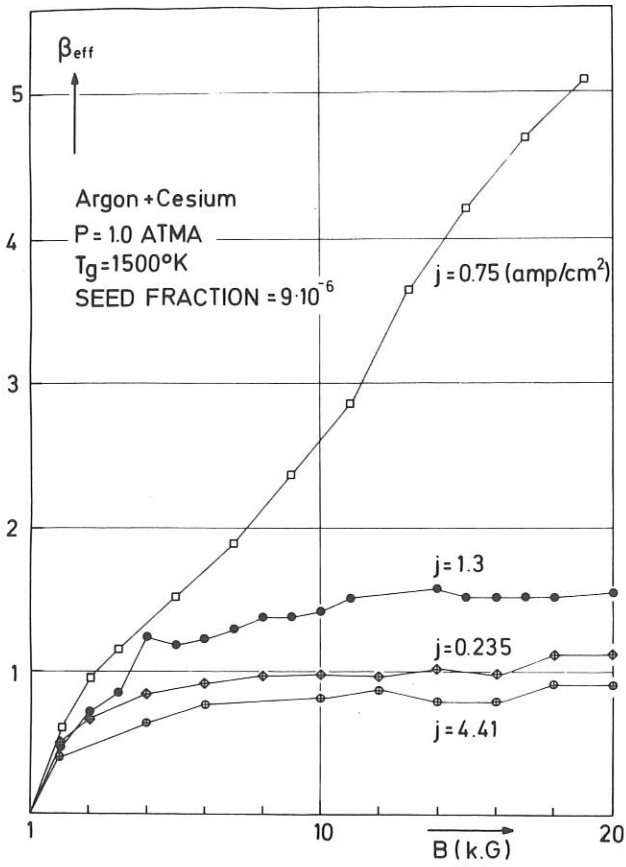
(T. Nakamura, W. Riedmüller)

In einem Edelgas-Alkali-Plasma, dem Arbeitsmittel von MHD-Generatoren in geschlossenen Anlagen, tritt eine Ionisationsinstabilität auf, falls das Magnetfeld einen kritischen Wert überschreitet. Diese Instabilität führt zu einer Sättigung des effektiven Hallparameters und zu einer starken Reduzierung der effektiven elektrischen Leitfähigkeit. Die Folge ist eine Verminderung der erreichbaren Leistungsdichte in Edelgas-MHD-Generatoren. Die Ionisationsinstabilität wird dadurch hervorgerufen, dass aufgrund von Elektronendichteschwankungen das senkrecht zum Strom vorhandene Hallfeld teilweise kurzgeschlossen wird und die daraus resultierenden Stromdichteschwankungen wegen der starken Stromabhängigkeit des Ionisationsgrades zu weiterer lokaler Aufheizung und Zunahme der Dichteschwankungen führen.

Aus diesem Grund liegt es nahe, eine Stabilisierung dadurch zu versuchen, dass man die Zusammensetzung des Gases so wählt, dass das Alkalimetall vollionisiert ist während das Edelgas praktisch noch nicht ionisiert ist. Die Elektronendichte ist dann in einem gewissen Gebiet unabhängig von der Stromdichte.

Die Eigenschaften eines derartigen vollionisierten Plasmas (Argon + Caesium), insbesondere die effektive elektrische Leitfähigkeit im Quermagnetfeld, wurden im Berichtsjahr experimentell und theoretisch untersucht. Die MHD-Anlage 1 wurde für diesen Zweck umgebaut ("Caesar"). Ein neues Cs-Einspritzsystem wurde entwickelt, mit dem es möglich ist, den Cs-Zusatz genau einzustellen und so niedrig zu wählen, dass schon bei verhältnismässig niedrigen (auch in MHD-Generatoren realisierbaren) Stromdichten Vollionisation erreicht wird.

Messungen der elektrischen Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Stromdichte ohne Magnetfeld zeigten eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Werten. Bis herab zu Cs-Konzentrationen von  $\approx 10^{-6}$  konnte ein Plasma mit vollionisiertem Cs-Anteil nachgewiesen werden.



Die Messungen mit angelegtem Magnetfeld zeigten, dass der effektive Hallparameter (das Verhältnis der elektrischen Felder senkrecht und parallel zum Strom, siehe Abb. 3) bei einer Stromdichte, die gerade für eine vollständige Ionisierung des Cs erforderlich ist, mit wachsendem Magnetfeld ohne Anzeichen einer Sättigung über einen Wert von 5 ansteigt. Bei schwach ionisiertem Cs oder Argon (d.h. bei niedrigeren bzw. höheren Stromdichten) beobachtet man dagegen die übliche Begrenzung des Hallparameters. Weiter ergaben die Messungen, dass die effektive elektrische Leitfähigkeit im Quermagnetfeld bei vollionisiertem Cs praktisch konstant bleibt. Wie Abb. 4 zeigt, ist die Reduzierung der effektiven Leitfähigkeit in dem für die vollständige Ionisierung des Cs-Zusatzes erforderlichen Stromdichtebereich am geringsten. Zusätzliche Messungen der Feldstärkefluktuationen zeigten, dass in diesem Gebiet das Plasma tatsächlich stabil ist.

Abb. 3

Effektiver Hallparameter als Funktion der Magnetfeldstärke

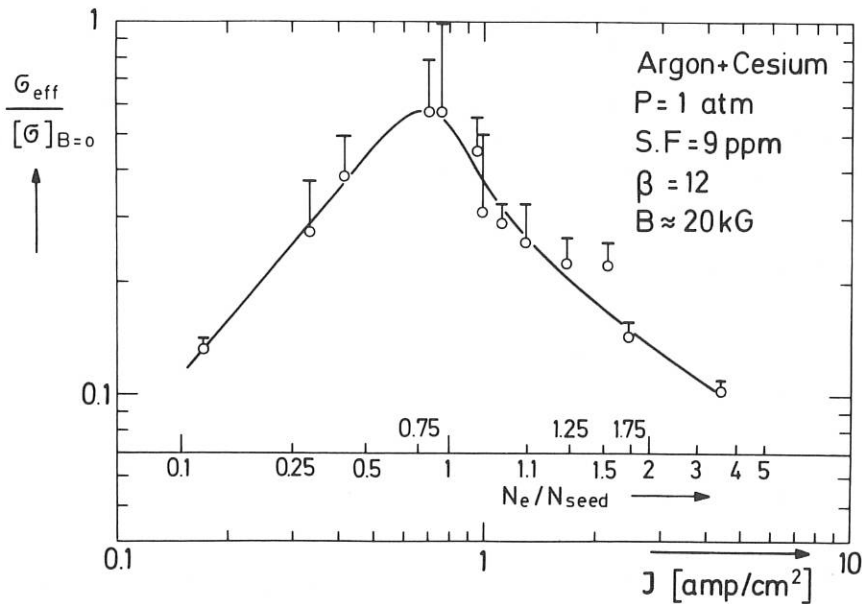


Abb. 4

Reduzierung der effektiven elektrischen Leitfähigkeit als Funktion des Ionisationsgrades bzw. der Stromdichte

Im Gegensatz zu diesen Ergebnissen hielt man es bisher, insbesondere aufgrund einiger in Russland durchgeführten Experimente, für nahezu ausgeschlossen, höhere Hallparameter als 2 zu erreichen und stabile Nichtgleichgewichtsplasmen im Quermagnetfeld mit entsprechend guter, laminarer elektrischer Leitfähigkeit herzustellen. Das ist darauf zurückzuführen, dass in den genannten Experimenten noch relativ hohe Alkalizusätze ( $\approx 10^{-3}$ ) verwendet wurden, wobei sehr hohe Elektronentemperaturen und Stromdichten für eine vollständige Ionisation des Zusatzes erforderlich waren. Diese Stromdichtewerte von  $20 - 50 \text{ A/cm}^2$  sind in MHD-Generatoren nicht realisierbar. In unseren Experimenten reduzierten wir den Cs-Zusatz auf Werte bis herab zu  $10^{-6}$  und konnten damit schon bei den in MHD-Generatoren auftretenden Stromdichten volle Ionisation erreichen. Darüberhinaus hat die Reduzierung des Alkalizusatzes den Vorteil, dass der Einfluss der Coulombstöße der Elektronen vermindert wird und dass das Elektronendichteplateau im Gebiet der Vollionisation länger und flacher wird. Beides wirkt sich, wie theoretisch gezeigt werden konnte, günstig auf die Stabilität des Plasmas aus.

#### 1.4. Entladungen in reinen Edelgasen

(G. Hahn)

Im letzten Jahresbericht wurde darauf hingewiesen, dass in Argon-Entladungen, wie wir sie damals experimentell untersuchten, Ionisationsinstabilitäten auftreten, sobald der Hall-Parameter einen kritischen Wert zwischen 1 und 2 erreicht. Beim Fortgang der Experimente zeigte sich, dass aufgrund dieser Instabilitäten die effektive elektrische Leitfähigkeit eines solchen Plasmas in einem Umfang reduziert wird, der seine Verwendung für MHD-Zwecke ausschliesst.

Mittlerweile wurden ähnliche Messungen in einem vorionisierten, abklingenden Helium-Plasma durchgeführt. Bei genügend kleinen Elektronentemperaturen sind nämlich in einem solchen Plasma Elektronendichte und Strom weitgehend ungekoppelt und es sind daher keine Ionisationsinstabilitäten zu erwarten. Diese Experimente wurden bisher bei einem Gasdruck von 1,1 ata und einer Gas-temperatur von  $1500 \text{ }^\circ\text{K}$  durchgeführt. Dabei konnte die Anfangselektronendichte zwischen einigen  $10^{19}$  und  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  variiert werden. Das Abklingen des Plasmas wurde während 1 bis 2 msec verfolgt. Unter diesen Bedingungen zeigte sich:

- a) Dass innerhalb der Messgenauigkeit (10 bis 15 %) die Elektronendichte nicht von der Messstromdichte abhängt, solange diese  $1 \text{ A/cm}^2$  nicht wesentlich übersteigt. Dies bedeutet, dass die vorhandenen Ladungsträger tatsächlich auf die Vorionisierung des Gases zurückzuführen sind.
- b) Dass nach einer Abklingzeit von 1,1 msec die elektrische Leitfähigkeit, je nach Vorionisation, noch 1 bis  $3 \text{ m}^{-1} \Omega^{-1}$  beträgt.
- c) Dass das Magnetfeld, im Bereich von 0 bis 1,5 Tesla, keinen Einfluss auf die skalare elektrische Leitfähigkeit des Plasmas hat.

Diese Experimente geben noch keinen endgültigen Aufschluss darüber, welche atomaren Prozesse im einzelnen für die Rekombination der Ladungsträger verantwortlich sind. Sie werden in drei Richtungen fortgesetzt:

- mit grösseren Kanalquerschnitten, um die Diffusionsverluste zu reduzieren,
- bei Gasdrücken bis 5 Atmosphären, um realistischen MHD-Bedingungen näherzukommen,
- bei Magnetfeldern bis 5 Tesla.

#### 1.5. Untersuchung der Leistung von MHD-Generatoren bei Verwendung verschiedener Arbeitsgase

(M. Salvat, Z. Zinko<sup>†</sup>)

MHD-Generatoren, die Edelgas mit Alkali-Zusatz als Arbeitsmittel verwenden, können in einem Kreislauf bestehend aus Reaktor, MHD-Generator, Wärmetauscher, Verdichter und Gasturbine eingesetzt werden. Die Bedingungen für Druck und Temperatur am MHD-Kanaleingang hängen ab von der gewünschten abzugebenden Leistung und der Kanallänge.

Ziel der durchgeführten Berechnungen war es, für eine MHD-Leistung von 300 MW (wobei 1000 MW thermisch angenommen wurden) die Werte für Druck und Temperatur am Eingang und die Leistungsverteilung entlang des Kanals zu bestimmen. Es wurden folgende Alkali-Edelgas-Mischungen untersucht: Ar-K, Ar-Cs, Ne-K, Ne-Cs, He-Cs. Dabei wurde berücksichtigt, dass in Anwesenheit eines Magnetfeldes Ionisierungsinstabilitäten auftreten. Die dadurch reduzierte elektrische Leitfähigkeit wurde in den Rechnungen verwendet. Andere Verlustmechanismen, wie z.B. das Anwachsen des effektiven inneren Widerstandes des Generators durch die endliche Elektrodensegmentierung wurden ebenfalls berücksichtigt.

Die numerischen Rechnungen zeigten, dass für den Betrieb von MHD-Generatoren in Zusammenhang mit Hochtemperaturreaktoren bei Drücken bis 50 atm eine Mischung von Ne-Cs als Arbeitsmittel am günstigsten ist.

#### 1.6. Verteilung von Stromdichte und elektrischer Feldstärke

(L. L. Lengyel)

Nach dem Abschluss der numerischen Berechnungen, deren Ziel die numerische Simulation von Ionisationsinstabilitäten war, wurde eine Studie unternommen, um die Anwendbarkeit von Iterationsverfahren zur Berechnung von zweidimensionalen Strom- und Potentialverteilungen in Nichtgleichgewichts-MHD-Plasmen bei hohen Magnetfeldstärken zu untersuchen. Bei Berücksichtigung von Dissipationsvorgängen wird das entsprechende Gleichungssystem (Maxwell-Gleichungen, Ohmsches Gesetz und Energiebilanz des Elektronengases) elliptisch. Die partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung, die man für die iterative Berechnung der Strom- (oder Potential-) Verteilung in einer linearisierten Form verwendet, kann jedoch je nach der Stärke des angewandten Magnetfeldes sowohl elliptisch als auch hyperbolisch sein. Vernachlässigt man die dissipativen Terme in den Grundgleichungen, so wird das System bei hohen Magnetfeldstärken grundsätzlich hyperbolisch.

Dieser zuletzt genannte Fall wurde genauer analysiert. Die Existenzbedingungen von reellen Charakteristiken wurden untersucht und die Methode von Charakteristiken wurde zur Berechnung von stationären, zweidimensionalen Strom- und Feldverteilungen verwendet. Exakte Lösungen wurden in einer Näherung, die niedrigem Ionisationsgrad und mässiger Elektronentemperaturerhöhung entspricht, für zwei Grenzfälle - Neutrallstoss- und Coulombstoss-dominierte Plasmen - gefunden. In dem Neutrallstoss-dominierten Fall fallen die zwei Scharen von Charakteristiken mit den Strom- bzw. den elektrischen Feldlinien zusammen (siehe Abb. 5a und 5b). Störungen, die zum Beispiel von Diskontinuitäten in den Randbedingungen verursacht werden, können nur entlang dieser Linien ins Plasma eindringen. In dem Coulombstoss-dominierten Fall nähern sich die Charakteristiken den Strom- und E-Feldlinien mit wachsendem Hall-Parameter asymptotisch. Im Grenzfall (Hall-Parameter  $\rightarrow \infty$ ) fallen die Charakteristiken und die Feldlinien auch hier zusammen.

<sup>†</sup>z.Zt. Aktiebolaget Atomenergi Studsvik/Schweden



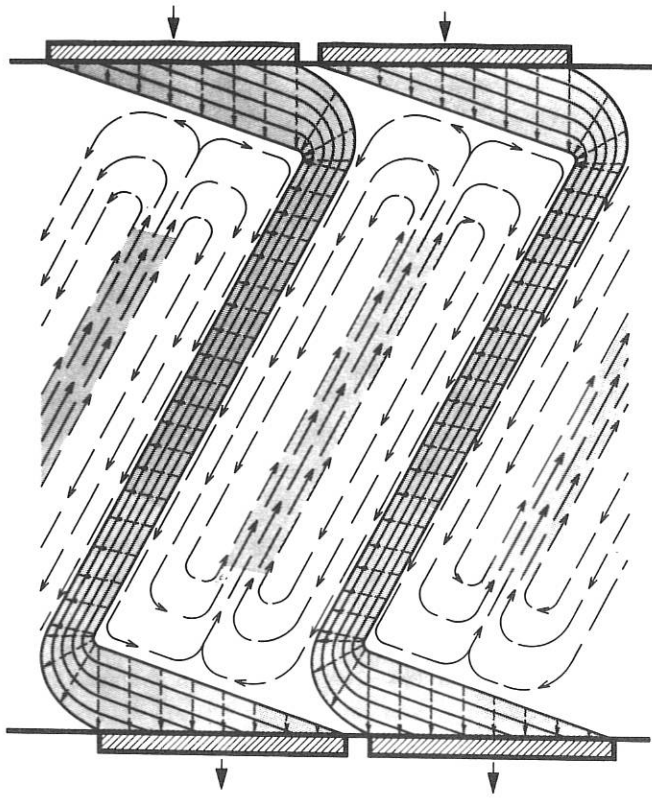


Abb. 5a

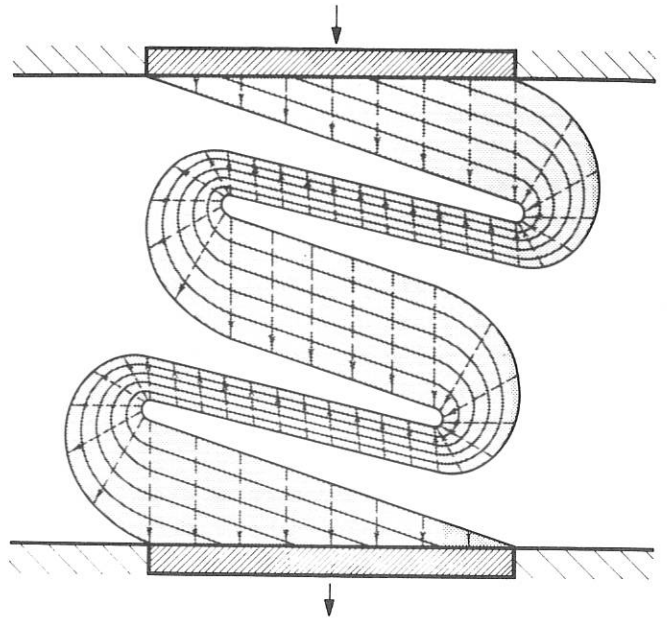


Abb. 5b

Hyperbolische Stromverteilung in einem Neutralstoss-dominierten Plasma.  
 a) Periodischer Fall.  
 b) Effekt der endlichen Elektrodensegmentierung.

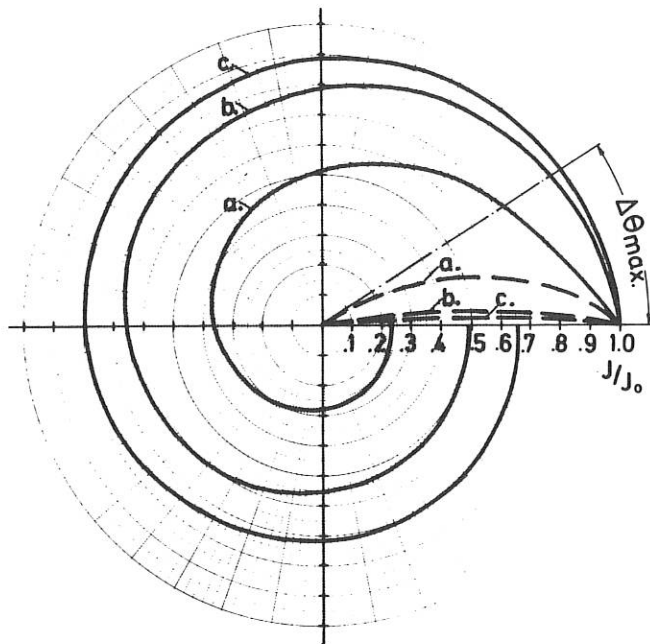


Abb. 6

Hodograph-Lösung für ein Coulombstoss-dominiertes Plasma. Durchgehende Linien: Verlauf entlang der positiven Charakteristiken; gestrichelte Linien: Verlauf entlang der negativen Charakteristiken.  
 a)  $\beta_0 = 2$       b)  $\beta_0 = 6$       c)  $\beta_0 = 12$ .  
 ( $\beta_0$  = Anfangswert des Hallparameters)

Die Hodograph-Lösung, die dem Coulombstoss-dominierten Fall entspricht, ist in Abb. 6 gezeigt. Bei hohen Magnetfeldstärken kontrahiert der Strom zu einzelnen Stromfäden und der Raum zwischen den Stromkanälen wird von zirkulierenden Wirbelströmen ausgefüllt (siehe Abb. 5a).

## 2. Kurzzeit-MHD-Generator

(H. Muntenbruch)

Die Arbeiten an diesem Projekt werden zusammen mit der Firma M.A.N. durchgeführt und haben die Entwicklung eines 10 MW/10 sec Verbrennungs-MHD-Generators zum Ziel. Sie werden vom BMBW als neue Technologie gesondert gefördert. Bei diesem Projekt hat die Firma M.A.N. die Aufgabe, das Brennsystem und den Diffusor zu entwickeln, das IPP ist für den Magneten, den Generatorkanal und die plasmaphysikalischen Messungen zuständig. Die Experimente mit einem kleinen Versuchsgenerator werden im IPP durchgeführt. M.A.N. stellt dazu eine Bedienungsmannschaft für das Brennsystem.

Die Arbeiten der IPP-Gruppe gliedern sich in folgende Problemkreise:

- a) Theoretische Untersuchungen und Rechnungen zur Verbrennungsgaszusammensetzung, Leitfähigkeit des Plasmas und Entwicklung der Plasmaströmung im MHD-Kanal.
- b) Experimentelle Bestimmung der Plasmaeigenschaften zur Entwicklung von Brennstoffen genügender Leitfähigkeit und zur Entwicklung und Erprobung von Diagnostikmethoden, die am geplanten Experimentiergenerator angewandt werden sollen.
- c) Schaffung der technischen Voraussetzungen für den Experimentierbetrieb.

### 2.1. Theoretische Untersuchungen

(R. Bünde, J. Raeder)

Mit den schon im Vorjahr entwickelten Rechenprogrammen wurde für eine ganze Anzahl von Brennstoffkombinationen und Verbrennungsbedingungen die Plasmazusammensetzung berechnet. Auch die Komponenten des Leitfähigkeitstensors wurden als Funktionen von  $p$ ,  $T$  und  $B$  ermittelt. In der Reihe der Forschungsberichte des BMBW wurden die Ergebnisse veröffentlicht.

Auf diesen Resultaten aufbauend wurden dann numerische Berechnungen der MHD-Kanalströmung durchgeführt als Grundlage zur Optimierung der elektrischen Nutzleistung. Das Problem wurde vorläufig durch folgende Annahmen stark vereinfacht: Alle Vorgänge stationär, Strömung eindimensional, adiabatisch und reibungsfrei. Die Genauigkeit der numerischen Lösungen des Differentialgleichungssystems wurde jeweils mit Hilfe der integralen Erhaltungssätze für Impuls und Energie kontrolliert. Immer wurde den Rechnungen das vorgegebene Magnetfeld des IPP-Sattelspul-MHD-Magneten zugrundegelegt. Die Rechnungen resultierten u. a. in Strom-Spannungs-Charakteristiken für verschiedene Eingangsmachzahlen, Kanalerweiterungen, Lastströme, Neigungen der "slant-wall"-Scheiben (aus denen die Kanalwand aufgebaut ist) usw. Ebenso wurde der Einfluss der Kanalposition relativ zum Magnetfeld und der Position der Stromanschlüsse untersucht.

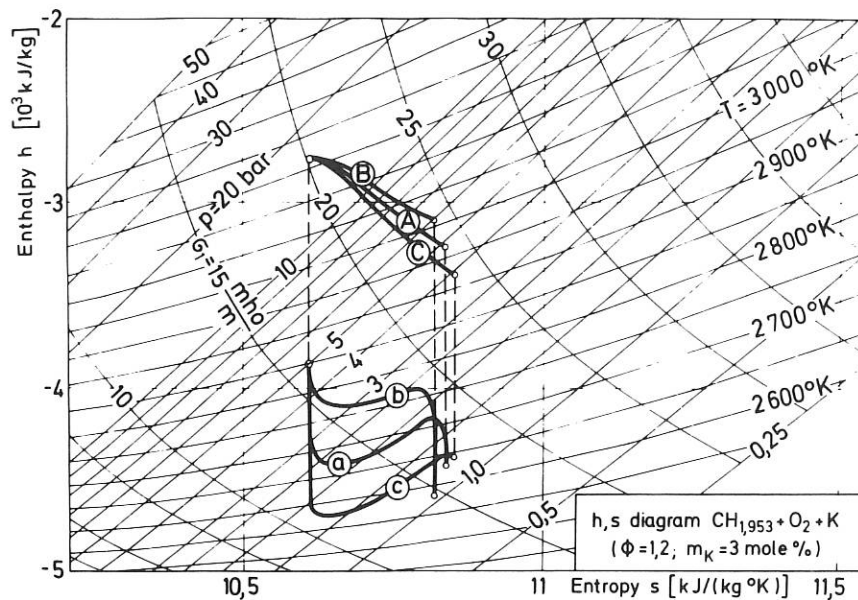


Abb. 7

Einfluss der relativen Anordnung des Kanalansfangs und des Magnetfeldes auf die abgegebene elektrische Leistung

Die Energiewandlungsprozesse konnten sehr übersichtlich in Enthalpie-Entropie-Diagrammen dargestellt werden, in die auch Linien  $G_1 = \text{const}$  ( $G_1$  ist die Komponente des Leitfähigkeitstensors parallel zum Magnetfeld) eingetragen sind (siehe Abb. 7).

## 2.2. Experimentelle Untersuchungen

(R. Volk, G. Zankl)

Charakteristisch für das gasdynamische Verhalten der Plasmaströmung im MHD-Kanal sind Druck- und Temperaturverlauf längs des Kanals. Die elektrischen Eigenschaften des Plasmas werden vor allem durch seine elektrische Leitfähigkeit beschrieben. Das magnetohydrodynamische Verhalten spiegelt sich in der Potential- und Stromdichteverteilung im Kanal wider und in der Verteilung der Ströme auf die Elektroden. Schliesslich gibt die Wandtemperatur Aufschluss über die Wärmeverluste der Strömung.

Die Messung der meisten der oben genannten Grössen wurde probeweise an Verbrennungsplasmen bei der M.A.N. und im Institut für die Chemie der Treib- und Explosivstoffe (Berghausen b. Karlsruhe) durchgeführt. Die Schwierigkeiten, die die "schnelle" Druckmessung im Magnetfeld, die Übertragung von Messwerten von sehr unterschiedlichen Potentialniveaus und die "schnelle" Messung der Temperatur mit der Linienumkehrmethode bereiteten, konnten überwunden werden.

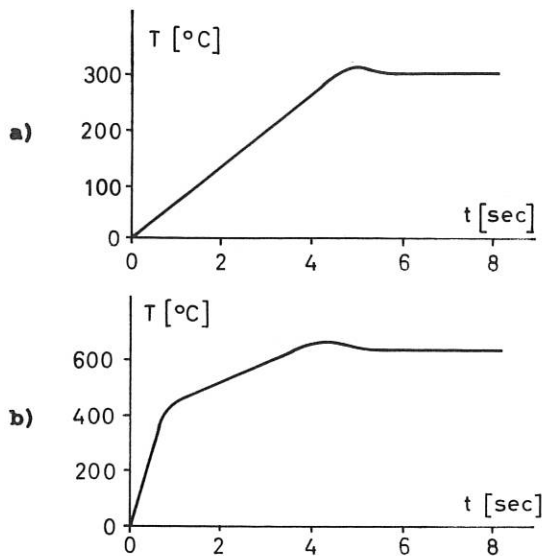


Abb. 8

Temperaturverlauf in der Wand eines Generatorkanals:

- a) bei Verbrennung eines Gemisches ohne Aluminiumgehalt ( $H_2 + O_2 + KOH$ ),
- b) bei Verbrennung eines Treibstoffes mit hohem Aluminiumgehalt (Festtreibstoff), die zu einer  $Al_2O_3$  Schicht auf der Wand führt.

Die Messungen waren nicht nur für die Verbesserung und Anpassung der Messmethoden und -apparaturen wichtig, sondern sie lieferten auch wertvolle Hinweise für die Weiterentwicklung der Brennsysteme und Brennstoffe durch die M.A.N. und für die Konstruktion der Generatorkanäle im IPP. Die Messergebnisse lieferten weiterhin Informationen über die Ablagerung von Oxydschichten an den Generatorwänden, über deren Wärmeleitung und damit Hinweise darauf, welche Verluste in den Rechnungen (siehe Abschnitt 2.1.) berücksichtigt werden müssen. Abbildung 8 zeigt als Beispiel den Einfluss von Aluminiumzusätzen zum Brennstoff auf die Temperatur der Wand des Generatorkanals, also auf den Wärmeübergang vom Plasma zur Wand.

Zur Registrierung und Weiterverarbeitung der Messwerte wurde ein Datenerfassungssystem konzipiert, das ca. 100 Messwerte in Abständen von 1 - 100 msec abzufragen und magnetisch zu speichern gestattet. Das System ist so aufgebaut, dass eine Weiterverarbeitung der Daten auf der IBM 360/91 des IPP möglich ist. Dieses System konnte im Dezember probeweise in Betrieb genommen werden.

Die Untersuchungsergebnisse wurden für das BMBW und die Vertragspartner in einer Reihe von Berichten zusammengefasst (siehe Aufstellung am Ende von Teil 2).

### 2.3. Technischer Aufbau

Das Generator- und Messlabor wurden im Laufe des Jahres fertiggestellt und mit allen notwendigen Hilfseinrichtungen versehen. Der Magnet wurde von der Abteilung Technik hergestellt und montiert. Er erfüllt alle an ihn gestellten Anforderungen. Die bisher höchste erreichte Magnetfeldstärke betrug 53 kG. Es wurde ferner eine Reihe von Testkanälen konstruiert und gebaut, die bei den Brennversuchen (ohne Magnetfeld) auf dem M.A.N.-Prüfstand verwendet wurden.

Interne Laborberichte der Arbeitsgemeinschaft IPP/M.A.N.

Halbjahresbericht 1.11.69 - 30.4.70

U. Zitzow:

Survey of Layout Problems in MHD Generators (30.4.70)

G. Zankl:

Zum thermischen Verhalten von Leitfähigkeitskanälen (30.4.70)

R. Bünde:

Bericht über die 15. Internationale Gasturbinenkonferenz der ASME vom 24. - 28.5.70 in Brüssel (9.7.70)

G. Zankl und J. Schneider:

Datenerfassung am MHD-Experimentiergenerator (15.7.70)

G. Zankl und Ch. Dorn:

Leitfähigkeitsmessungen an einem  $H_2-O_2$  Verbrennungsgas mit KOH-Beimischung (5.10.70)

Halbjahresbericht 1.5.70 - 31.10.70

---

### 3. Stosswellenexperimente

(H. Muntenbruch)

Die Experimente zur Untersuchung der Wechselwirkung von Plasmaströmungen hinter schnellen Stossfronten mit starken Quermagnetfeldern wurden im Jahr 1970 im IPP abgeschlossen. Die Fortsetzung erfolgt im Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart im Rahmen eines Zusammenarbeitsvertrages mit dem IPP.

Die Auswertung der Messungen und die theoretischen Arbeiten sind noch nicht beendet, aber auch sie haben schon zu einer Reihe interessanter Ergebnisse geführt, die in einigen Veröffentlichungen und Vorträgen (s. Anhang) vorgelegt wurden.

#### 3.1. Experimentelle Untersuchungen

(K. Willeke, W. Zimmermann)

Nachdem die Schwierigkeiten bei der Inbetriebnahme des Mach-Zehnder-Interferometers aus unmagnetischen Materialien überwunden bzw. umgangen werden konnten, wurde eine grosse Zahl von raum- und zeitauflösenden Interferogrammen (siehe Abb. 9 und 10) aufgenommen, die die Wechselwirkungsphänomene bei der Abbremsung einer Strömung heissen Gases durch ein Quermagnetfeld erkennen und erklären lassen. Dabei wurden die Stärke des Quermagnetfeldes  $B_0$ , die Geschwindigkeit der primären Stossfront  $V_1$  bzw. die Stossmachzahl  $M_1$ , der Fülldruck im Stossrohr  $p_0$ , die Elektrodenkonfiguration und die Gasart variiert.

Die Auswertung der Interferogramme erlaubt u.a. folgende Aussagen:

- a) Der Stau des Plasmas am und im Magnetfeld führt in einem weiten Parameterbereich zur Bildung einer reflektierten Stossfront, die nun als Dichtesprung nachgewiesen werden konnte.
- b) Die von mehreren Experimentatoren mit kurzzeitfotografischen Methoden (in Argon) beobachteten reflektierten Leuchtfronten sind nicht (wie in einigen Arbeiten angenommen) identisch mit reflektierten Leuchtfronten sondern folgen ihnen in teilweise erheblichem Abstand.
- c) Zwischen reflektierter Stossfront und der ihr folgenden Leuchtfront sind Elektronendichte und -temperatur wesentlich kleiner als es dem Gleichgewichtszustand hinter einer Stossfront entspricht. Erst in der Leuchtfront selbst steigen  $n_e$  und  $T_e$  an. Ihr Verhalten ist typisch für Relaxation.
- d) Auch Entstehungsort, Entstehungszeitpunkt und Geschwindigkeit der reflektierten Stossfront sind erkennbar, so dass ein Vergleich von Experiment und Theorie ermöglicht wurde (s. Abb. 9).
- e) In der Phase des Entstehens ist die reflektierte Stossfront gebogen und asymmetrisch. Sie streckt sich beim Herauslaufen aus dem Entstehungsgebiet (s. Abb. 10).



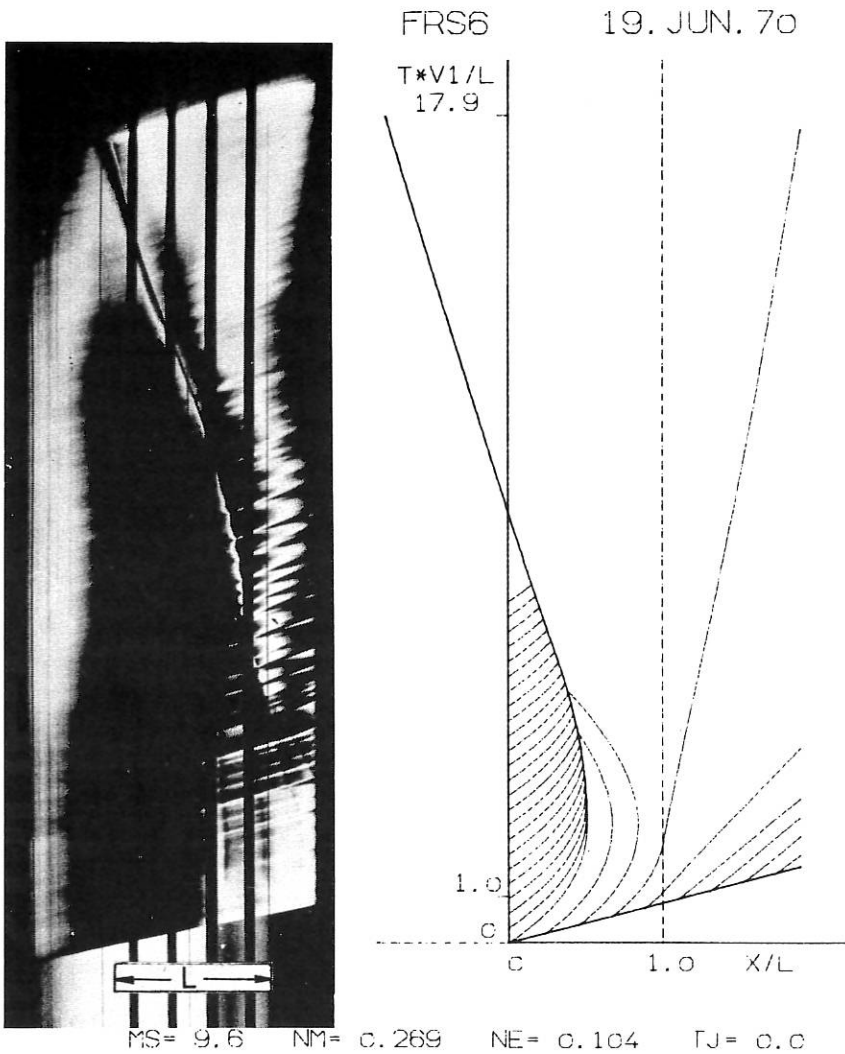


Abb. 9

Interferogramm und entsprechender Computerplot der Weg-Zeit-Ebene im gleichen Maßstab. Die Geschwindigkeiten des primären und des sekundären Stosses sind offensichtlich gleich. Die Ausgangsbedingungen beim Experiment waren:

$M_1 = 9,6$ ;  $p_0 = 10$  Torr;  $T_0 = 297$  °K;  
Argon;  $B_0 = 10$  kGauss; mittlere  
gemessene Stromdichte  $j = 220$  A/cm<sup>2</sup>.

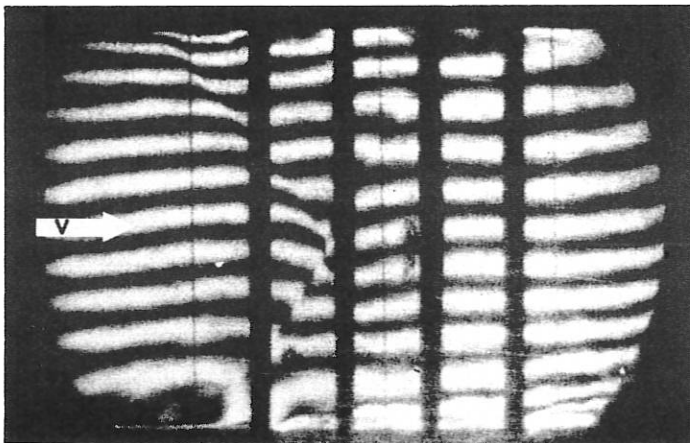


Abb. 10a

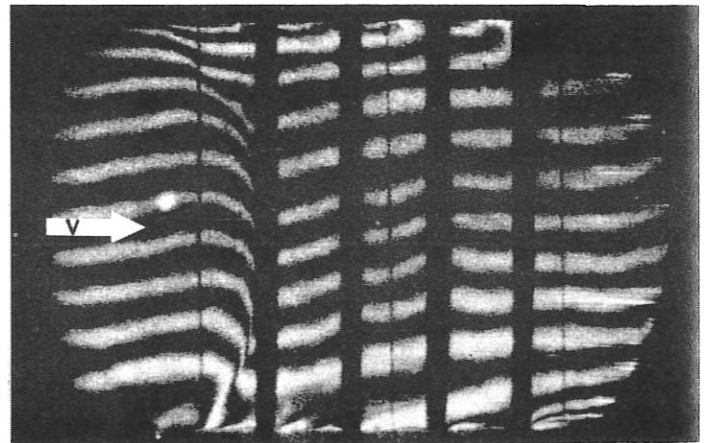


Abb. 10b

Bildwandlerinterferogramme der reflektierten Stossfront  
a) einige µsec nach ihrer Entstehung,  
b) zu einem etwas späteren Zeitpunkt.

Experimentelle Daten:

Gasart: Argon; Fülldruck:  $p_0 = 7$  Torr; Machzahl der primären Stossfront:  $M_p = 9,9$ ;  
Quermagnetfeld:  $B_0 = 10$  kGauss; Belichtungszeit:  $\tau = 1$  µsec; Wellenlänge:  $\lambda = 4860$  Å.

### 3.2. Rechnungen zum Relaxationsverhalten

(W. Zimmermann)

Bei der Berechnung der Ionisationsrelaxation hinter reflektierten Stosswellen wurde angenommen, dass die reflektierte Stosswelle stationär ist. Dies setzt (neben zeitlich konstanter Stromdichte im Wechselwirkungsgebiet) konstante Vorlandparameter voraus. Das Vorland der reflektierten Stossfront ist jedoch das Hinterland der primären Stossfront. Darin ändert sich der Ionisationsgrad infolge von Relaxationserscheinungen hinter der primären Front. Diese Änderung erfolgt in einem Bereich, der möglicherweise bis über die reflektierte Stossfront hinausreicht. Das tatsächliche Ionisations-Relaxationsverhalten hinter der reflektierten Stossfront wird daher zwischen zwei Grenzfällen liegen:

Im ersten Grenzfall sind die Vorlandparameter der reflektierten Front bestimmt durch den perfekten Gaszustand hinter der primären Stossfront. Der Ionisationsgrad ist  $\alpha = 0$  und bleibt über die reflektierte Stossfront hinweg konstant. Hinter der Stossfront wächst er von 0 auf einen Gleichgewichtswert. Der hier beschriebene Grenzfall ist annähernd realisiert bei einer reflektierten Stossfront, die im Relaxationsgebiet kurz hinter der primären Stossfront entsteht.

Im zweiten Grenzfall sind die Vorlandparameter der reflektierten Stossfront durch das Ionisationsgleichgewicht hinter der primären Front bestimmt. Der Ionisationsgrad  $\alpha_1$  ist durch die Sahagleichung als Funktion von zwei anderen Vorlandparametern (z.B.  $p_1, T_1$ ) gegeben. Er bleibt über die reflektierte Stossfront hinweg ebenfalls konstant. Das Gleiche gilt für die Temperatur der bereits vorhandenen Elektronen. Hinter der reflektierten Front wächst der Ionisationsgrad in erheblich kürzerer Zeit als im ersten Grenzfall auf einen Gleichgewichtswert an. Der zweite Grenzfall ist annähernd realisiert, wenn die reflektierte Stossfront an einem Ort entsteht, an dem das Ionisationsgleichgewicht hinter der primären Stossfront schon erreicht ist.

Für diese beiden Grenzfälle wurden Rechnungen durchgeführt. Ausserdem wurden beide Fälle mit und ohne Berücksichtigung von Strahlungsverlusten hinter der reflektierten Stossfront durchgerechnet.

Die berechneten Elektronendichteverläufe hinter der reflektierten Front wurden mit  $n_e$ -Verläufen verglichen, die einerseits schon früher aus spektroskopischen Messungen gewonnen wurden, andererseits kürzlich auch interferometrisch gemessen wurden. Der Vergleich ergab eine sehr gute Übereinstimmung der Messergebnisse mit den Rechenergebnissen für den Fall von Gleichgewichtsiomisation im Vorland der reflektierten Stossfront bei Berücksichtigung von Abstrahlungsverlusten. Damit konnte praktisch bestätigt werden, dass der beobachtete Abstand zwischen reflektierter Stossfront und Leuchtfrent durch Ionisationsrelaxation verursacht wird.

### 3.3. Theorie der Wechselwirkung zwischen Stosswelle und Magnetfeld

(F. Sardei)

Die Untersuchung der Wechselwirkung einer Strömung konstanten Ionisationsgrades hinter einer Stosswelle mit einem Quermagnetfeld wurde abgeschlossen. Schon unter Benutzung von Mittelwerten der Stromdichte im Wechselwirkungsbereich führten die Rechnungen zu Ergebnissen, die bezüglich der integralen Wirkungen auf die Strömung (z.B. der Geschwindigkeit des reflektierten Stosses, nachdem dieser den Wechselwirkungsbereich verlassen hat) gut mit den Messergebnissen überein-

stimmen. Es zeigte sich aber auch, dass die Stromdichte als Funktion von Ort und Zeit der Parameter ist, der Ort und Zeitpunkt des Entstehens des reflektierten Stosses wesentlich beeinflusst.

Die Rechnungen überdecken einen Bereich in einem L-B-j-Diagramm (L = Länge der Wechselwirkungszone, B = magnetische Induktion, j = mittlere Stromdichte), der alle experimentell interessanten Parameterwerte überdeckt. Sie resultierten in Plots der Druck-, Dichte-, Temperatur-, Strömungsgeschwindigkeits-, Strömungsmachzahlverteilung als Funktionen der Zeit im Wechselwirkungsbereich und den angrenzenden Gebieten und in Plots der Charakteristikenebene, die jeweils einen Überblick über alle Phänomene geben (siehe Abb. 11).

Die Erweiterung des Modells auf einen variablen Ionisationsgrad bereitete erhebliche Schwierigkeiten, die vor allem auf numerische Instabilitäten bei der Lösung des Gleichungssystems zurückzuführen sind. Erste Ergebnisse nach Überwindung der Schwierigkeiten lassen erkennen, dass in manchen Bereichen erhebliche Abweichungen von den oben skizzierten Ergebnissen zu erwarten sind.

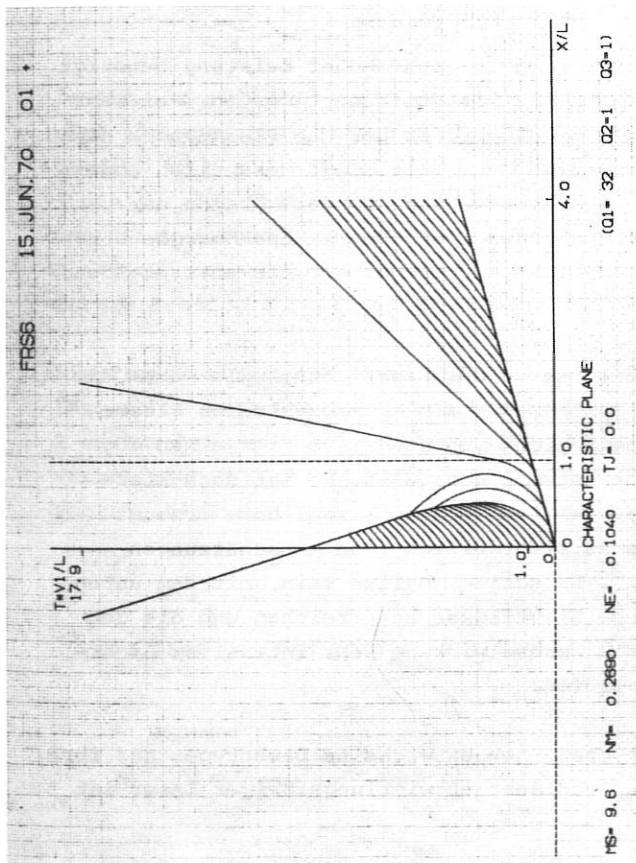
---

Abb. 11 (siehe nächste Seite)

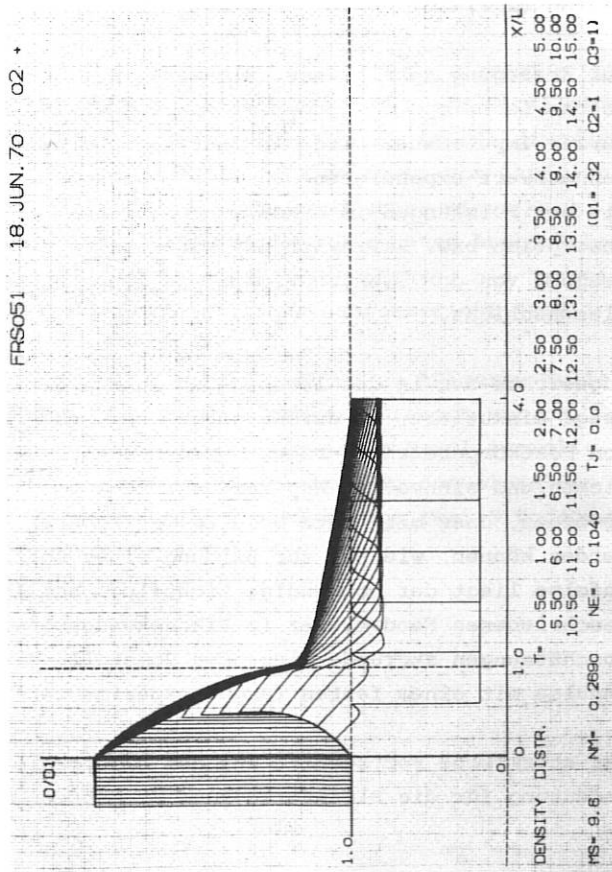
Computer Plots des Wechselwirkungsvorganges für mässige Wechselwirkung (a,b) und für starke Wechselwirkung (c,d).

a,c : Weg-Zeit-Ebenen mit den primären und den reflektierten Stössen und den V-A Charakteristiken.

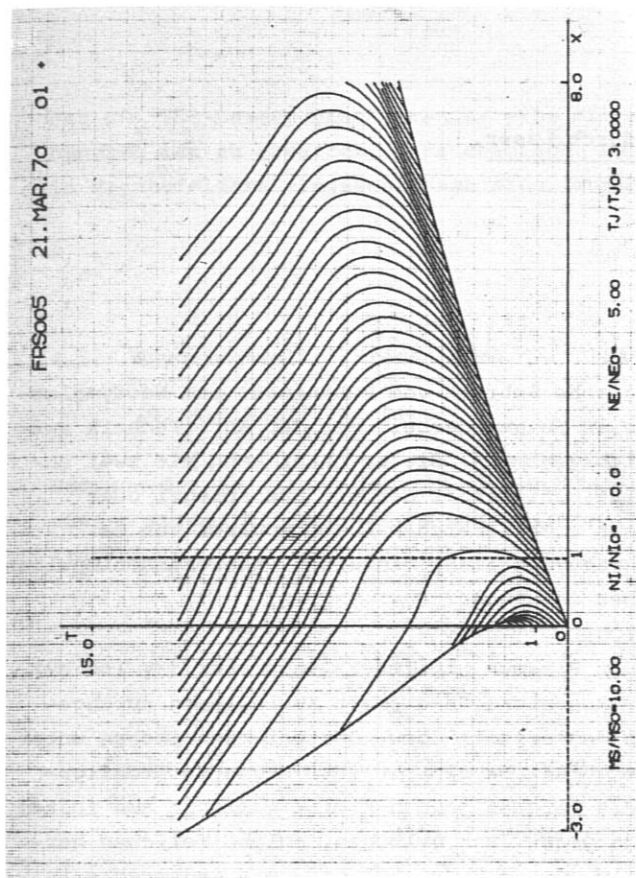
b,d : Dichteprofile zu 24 verschiedenen Zeiten mit konstanter Zeitdifferenz.



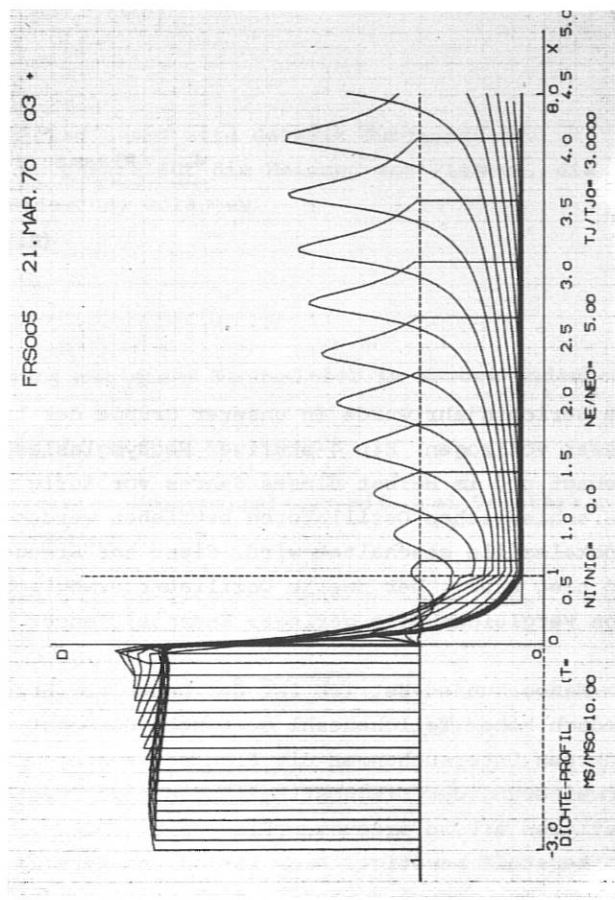
a)



b)



c)



d)

#### 4. Plasmaerzeugung durch Laser

(R. Sigel)

Im Berichtsjahr wurde in unserer Gruppe der technologische Schritt vom Rubinlaser zum Neodymglasslaser vollzogen. Ein 4-stufiger Neodymglasslaser wurde in Zusammenarbeit mit der Abt. Technik aufgebaut und im Herbst dieses Jahres vorläufig in Betrieb genommen. Dieser Laser kann mit zwei unterschiedlichen Oszillatoren betrieben werden. Der eine Oszillator, der mit Drehspiegel oder Pockelszelle geschaltet wird, dient zur Erzeugung eines energiereichen Laserimpulses von ca. 30 nsec Dauer. Der zweite Oszillator ermöglicht die Erzeugung eines einzelnen Pikosekundenimpulses von vergleichsweise geringer Energie, jedoch sehr hoher Leistung.

Im Nanosekunden-Betrieb ist der Laser zur Erzeugung von Plasmen mittlerer Temperatur ( $\approx 100$  eV) jedoch hoher Teilchenzahl geeignet. Zunächst wurde im Anschluss an die mit Rubinlasern durchgeführten Untersuchungen die Plasmaerzeugung an ebenen Wasserstoff- bzw. Deuteriumscheibchen unter Erweiterung der Diagnostikmethoden experimentell untersucht. Da geplant ist, Magnetfeldkonfigurationen mit so erzeugten Plasmen zu füllen, werden als Targets jedoch kleine Teilchen aus festem Wasserstoff benötigt. Zwar ist es uns bereits im vergangenen Jahr gelungen, solche Teilchen herzustellen; jedoch erwies es sich als äusserst schwierig, diese über eine grössere Wegstrecke in den Brennpunkt des Lasers zu bringen. Es sind Versuche im Gange, dieses Problem durch Anwendung einer kontinuierlichen Teilchenquelle zu lösen. Ein gepulstes Magnetfeld zum Einschluss lasererzeugter Plasmen wurde inzwischen von der Abt. Technik entwickelt.

Zur Erzeugung sehr heisser Plasmen ( $\geq 1$  keV) werden Laserimpulse sehr hoher Leistung benötigt. Solche Laserimpulse können mit dem erwähnten Pikosekunden-Oszillator erzeugt werden. Bei sehr kurzer Impulsdauer wird die Energie in einer Zeitspanne zugeführt, in der das Plasma noch nicht nennenswert expandieren kann. Der Vorgang der Plasmaerzeugung verläuft daher wesentlich anders als bei Pulslängen im Nanosekundenbereich. Zu klären sind hierbei insbesondere Fragen der Absorption bzw. Reflexion des Laserlichts an der Oberfläche des Festkörpers, der Energieübertragung von den Elektronen auf die Ionen sowie nach der Dicke und Temperatur der entstehenden Plasmaschicht.

Angesichts der in den letzten Jahren erzielten Fortschritte in der Lasertechnologie wurde die Frage diskutiert, ob durch Bestrahlung von Deuterium-Tritium-Eis ein thermonukleares Plasma von Festkörperdichte erzeugt werden kann. Obwohl derzeit nicht feststeht, ob dies einen möglichen und sinnvollen Weg zur Gewinnung von Kernfusionsenergie darstellt, so ist doch klar geworden, dass mit heute bereits verfügbaren Lasern auf kleiner Fläche Lichtflüsse erzeugt werden können, wie sie zur Bildung eines solchen Plasmas erforderlich sind. Abschätzungen zufolge liegt der notwendige Lichtfluss bei  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Es sollte möglich sein, mit dem unten beschriebenen Neodymlaser im Pikosekundenbereich solche Lichtflüsse zu erreichen und die den Abschätzungen zugrunde liegenden Vorstellungen über die Wechselwirkung sehr intensiver Lichtimpulse mit einem festen Target experimentell zu überprüfen.

Der stürmische Fortschritt auf dem Lasergebiet zwingt dazu, neu entwickelte Lasertypen auf ihre Bedeutung für die Plasmaerzeugung zu prüfen. Ein neuer und sehr entwicklungsfähiger Laser ist



der CO<sub>2</sub>-TEA-Laser. Eine Versuchsreihe mit einem solchen Laser wird derzeit durchgeführt. Daneben ist zu erwarten, dass chemische Laser, insbesondere für die Heizung von Plasmen, die in Magnetfeldern eingeschlossen sind, zunehmende Bedeutung erlangen.

#### 4.1. Experimentelle Untersuchung der Plasmaerzeugung mit einem Neodymlaser im Nanosekundenbereich

(K. Eidmann<sup>+</sup>), R. Sigel)

Der von der Abteilung Technik (H. Baumhacker) entwickelte Neodymglasslaser mit drei Verstärkerstufen wurde im Berichtsjahr zur Plasmaerzeugung angewandt.

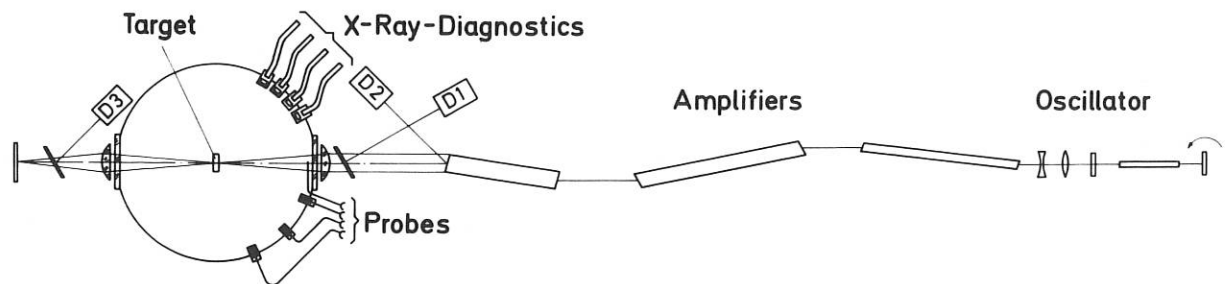


Abb. 12

Laser und experimentelle Anordnung

In Abb. 12 sind der Laser und der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Im Oszillator wird als Güteschalter ein Drehspiegel verwendet. Zwei Linsen machen den Strahl leicht divergent, so dass er den Querschnitt der Verstärkerstäbe ausfüllt. Deren Durchmesser nimmt von Stufe zu Stufe zu, der Durchmesser des letzten Stabs beträgt 45 mm. Alle Stäbe sind unter einem Winkel von 6° abgeschnitten, um Rückreflexionen in den Oszillator zu vermeiden. Die unten beschriebenen Experimente werden bei einer Leistung von 1 GW (30 Joule in 30 nsec) durchgeführt. Als Targets werden Scheibchen aus festem Wasserstoff und Deuterium verwendet (siehe Jahresbericht 1967).

Die Temperatur des Plasmas wird aus dem Abfall der weichen Röntgenstrahlung zu kürzeren Wellenlängen hin nach der bekannten Absorbermethode bestimmt. Auf einem einzelnen Flansch von ca. 2 cm Durchmesser sind 4 Plastikszintillatoren montiert, wobei jeder mit einer Berylliumfolie verschiedener Dicke bedeckt ist. Von den Szintillatoren führen Lichtleiter zu den einzelnen Photomultipliern. Die gleichzeitige Verwendung von 4 Multipliern geschieht aus zwei Gründen:

---

<sup>+</sup>) als Gast von der Universität Marburg/Lahn



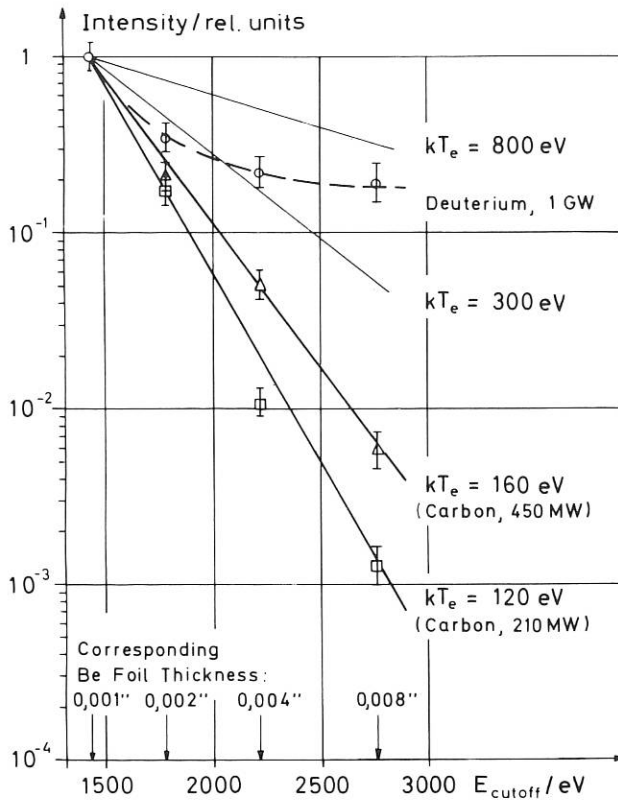


Abb. 13

Bestimmung der Plasmatemperatur aus der Wellenlängenabhängigkeit der weichen Röntgenstrahlung

Erstens ist die Auswertung der Signale an die Voraussetzung geknüpft, dass die Elektronen im Plasma eine Maxwell'sche Verteilungsfunktion besitzen. Mit mehr als zwei Multipliern kann diese Annahme bis zu einem gewissen Grad kontrolliert werden. Zweitens kann die Temperatur über einen grösseren Bereich mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Die Messergebnisse sind in Abb. 13 dargestellt. Als Abszisse ist die Cut-off-Frequenz der verschiedenen Absorberfolien, als Ordinate die Signalhöhe aufgetragen, normiert auf das Signal des Multipliers mit der dünnsten Absorberfolie. Es lässt sich zeigen, dass in dieser Darstellung die Messpunkte näherungsweise auf Geraden liegen sollten, deren Steigung mit zunehmender Temperatur abnimmt. Mit dieser Anordnung wurden zunächst Temperaturmessungen an einem Kohlenstofftarget ausgeführt. Hier liegen die Messpunkte auf einer Geraden; d.h. die Elektronen besitzen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung. Bei einer Laserleistung von 450 MW beträgt die Elektronentemperatur 160 eV. Die Zunahme der Elektronentemperatur mit der Laserleistung  $\phi$  ( $T_e \sim \phi^{0.4}$ ) entspricht den theoretischen Erwartungen.

Die Messungen an den mit diesem Laser erzeugten Wasserstoff- und Deuteriumplasmen geben uns derzeit noch Rätsel auf. Wie Abb. 13 zeigt, strahlen diese Plasmen zuviel im kurzwelligen Röntgengebiet. Es ist derzeit noch nicht klar, wodurch diese Strahlung verursacht wird. Von allgemeinerem Interesse wäre diese Beobachtung dann, wenn sich daraus Rückschlüsse auf den Absorptionsmechanismus des Laserlichts ziehen liessen.

Die Flugzeit der Ionen vom Target zu den Wänden der Vakuumkammer und die Winkelverteilung der Ionen wird mit einem Satz Auffängersonden unter verschiedenen Winkeln gemessen. Die höchste Ionenstromdichte und ebenso die schnellsten Ionen (mit einer Energie bis zu 2 keV) wurden mit der  $O^0$ -Sonde erhalten. Mit zunehmendem Beobachtungswinkel zur Laserachse nehmen Ionenstromdichte und kinetische Energie ab. Die mittlere Ionenenergie (gemittelt über den Raumwinkel und über die Zeit) beträgt 600 eV, die Gesamtzahl der Ionen  $2.10^{17}$ .

Zusätzlich wurde der zeitliche Verlauf des einfallenden, durchgelassenen und reflektierten Laserlichts mit Photodioden gemessen (D1-D3 in Abb. 12). Insgesamt zeigen die Ergebnisse, dass die Plasmaproduktion so vor sich geht, wie sie bereits im Jahresbericht 1968 beschrieben wurde. Die Anzahl und die Energie der erzeugten Ionen sind höher als bei Bestrahlung mit dem früher verwendeten Rubinlaser. Sie werden sich noch beträchtlich steigern lassen, wenn der Laser mit voller Leistung (ca. 5 - 10 GW) betrieben wird.

Die Laserleistung wurde bis jetzt wegen der Reflexion des Laserlichts am Target niedrig gehalten (1 GW). Der Bruchteil des reflektierten Laserlichts ist absolut gesehen gering (einige Prozent). Da das reflektierte Licht jedoch auf seinem Weg zurück den Laser durchläuft und dabei verstärkt wird, kann die Reflexion zur Zerstörung des Oszillators führen. Derzeit werden Vorkehrungen getroffen, durch Einbau optischer Isolatoren (Drehung der Polarisationssebene mittels Faradayeffekt in einem Glasstab, Einbau eines lasergetriggerten elektrooptischen Schalters) den Laser vor Rückreflexion zu schützen.

#### 4.2. Experimentelle Untersuchung der Plasmaerzeugung mit einem Neodymlaser im Pikosekundenbereich

(H. Salzmann, K. Eidmann, R. Sigel)

Fokussiert man die Strahlung eines Pikosekundenlasers auf einen Festkörper, so wird die Energie in einer Zeitspanne zugeführt, während der das Plasma noch nicht nennenswert expandieren kann. Für diesen Fall wurde die folgende theoretische Vorstellung entwickelt<sup>1)</sup>: Während der Impulsdauer des Lasers werden in einer dünnen Schicht an der Oberfläche des Festkörpers, deren Dicke der Eindringtiefe des Lichts entspricht, die Elektronen auf eine sehr hohe Temperatur aufgeheizt. Von dort ausgehend läuft eine Wärmewelle in das Innere des Festkörpers. Diese Wärmewelle, die zunächst nur die Elektronen erfasst, läuft mit Elektronen-Schallgeschwindigkeit. Sie wird beim Vordringen in den Festkörper immer langsamer, da eine immer grössere Zahl von Elektronen erfasst wird und die mittlere Elektronentemperatur demgemäss absinkt. Dazu trägt ferner bei, dass allmählich auch die Ionen durch Stösse aufgeheizt werden. Dadurch kann die Verdünnungswelle, die von der Oberfläche des dichten Plasmas nach innen läuft, den Kopf der Wärmewelle einholen. Abschätzungen<sup>1) 2)</sup> deuten an, dass bis zu diesem Zeitpunkt auch die Ionen bereits effektiv aufgeheizt worden sind.

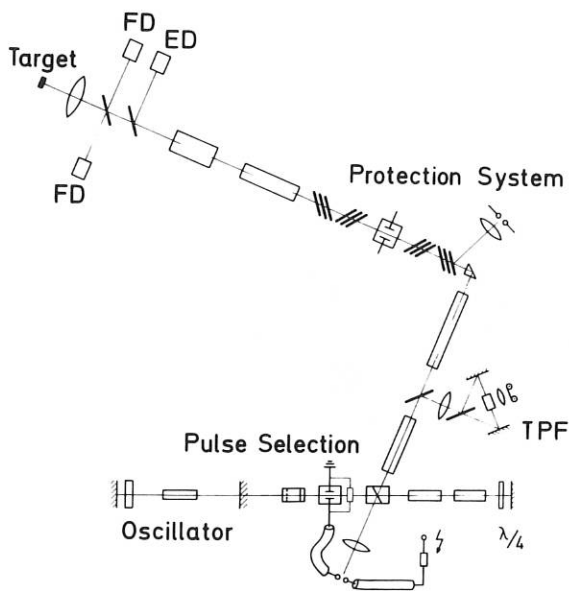


Abb. 14

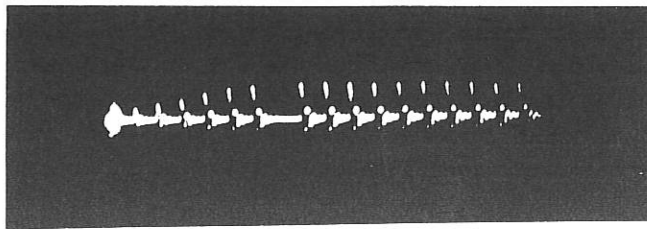
Erzeugung und Verstärkung eines einzelnen Pikosekundenimpulses

Um die sich aus diesem Modell ergebenden interessanten Fragen - z.B. ob die Energiezufuhr in ein Plasma mit derartig steilem Dichteabfall überhaupt möglich ist, oder ob praktisch alles Licht reflektiert wird - untersuchen zu können, wurde ein phasengekoppelter Neodymlaser aufgebaut. Dieser emittiert einen Zug von Einzelimpulsen, deren Dauer im Pikosekundenbereich liegt. Ein Impuls wird elektrooptisch ausgesondert und durchläuft eine Verstärkerkette (Abb. 14 - 16). Um die Inversion der ersten Verstärkerstufen besser auszunützen, wurde ein Aufbau gewählt, bei dem die ersten Verstärkerstufen zweimal durchlaufen werden<sup>3)</sup>. Als letzte Verstärkerstufen werden die Verstärker des RiesenimpulsLasers im Nanosekundenbereich (siehe vorstehender Bericht) benützt.

1) A. Caruso, R. Gratton, Plasma Physics 11, 839 (1969)

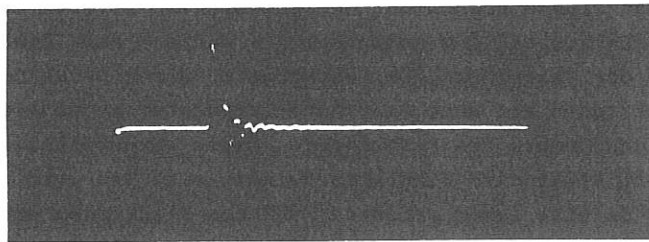
2) S.D. Zakharov et al., JETP Lett. 12, 36 (1970)

3) M. Michon et al., J. Appl. Phys. 41, 2739 (1970)



100 ns

Abb. 15  
Impulszug



50 ns

Abb. 16  
Einzelimpuls

Mit dem abgebildeten Aufbau wurden Einzelimpulse von 1 - 3 psec Dauer (gemessen mit Hilfe der 2-Photonen-Fluoreszenz) bei einer Energie von ungefähr 1 Joule erzeugt. Diese Strahlung wurde in die in Abb. 12 dargestellte Messkammer auf festen Wasserstoff fokussiert. Bei diesen Experimenten wurde derselbe Satz von Diagnostikmethoden wie bei den Experimenten mit Nanosekunden-Impulsen angewendet.

Die ersten Messungen mit der Röntgenstrahlungsdiagnostik sprechen für eine Maxwellverteilung der Elektronen. Die zugehörige Elektronentemperatur liegt bei 2 keV. Dieser Wert ergibt sich aus einer zwangsläufig zeitlich aufintegrierten Messung. Er dürfte im wesentlichen der Maximaltemperatur entsprechen. Die Sondennmessungen zeigten, dass ca.  $10^{17}$  Ionen erzeugt werden. Die schnellsten Ionen haben Energien im keV-Bereich, die mittlere Expansionsenergie des Plasmas beträgt 100 - 200 eV. Stellt man eine Energiebilanz auf, so findet man praktisch die gesamte eingestrahlte Laserenergie als Expansionsenergie des Plasmas wieder. Dies stimmt mit Messungen des am Target reflektierten Lichts überein, aus denen hervorgeht, dass bei den erwähnten Laserenergien und Leistungen weniger als 10 % der Laserenergie am Target reflektiert wird.

#### 4.3. Spektroskopische Untersuchungen an lasererzeugten Wasserstoff- und Deuteriumplasmen

(H. Mennicke)

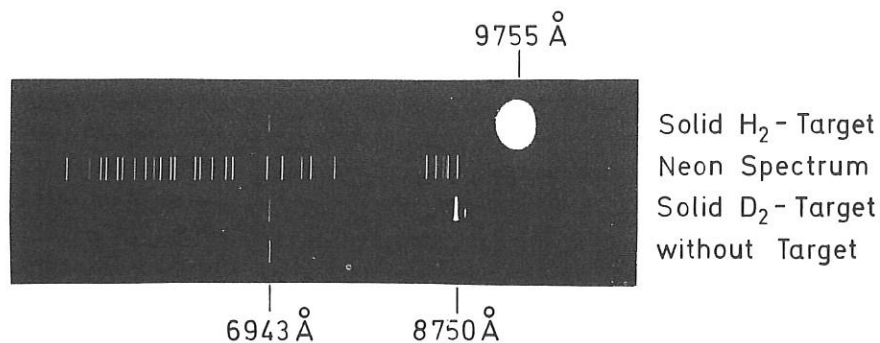


Abb. 17

Spektren des reflektierten Lichts für Wasserstoff und Deuterium

An der mit dem Korad K-1500 Rubinlaser ausgerüsteten Apparatur wurde zu Beginn des Jahres eine spektroskopische Untersuchung des am Target reflektierten Laserlichts begonnen mit dem Ziel, aus der Dopplerverschiebung des reflektierten Lichts die Geschwindigkeit der reflektierenden Schicht zu messen. Zu unserer Überraschung ergab sich, dass vom festen Wasserstofftarget eine intensive Strahlung mit der Wellenlänge  $9750 \text{ \AA}$  reflektiert wird. Entsprechende Versuche mit Deuterium ergaben eine Wellenlänge dieser Strahlung

von  $8750 \text{ \AA}$ . Die Natur dieses Effektes konnte dahingehend aufgeklärt werden, dass es sich dabei um den 1962 an Nitrobenzol zum erstenmal beobachteten stimulierten Ramaneffekt handelt. Die beobachtete Wellenlängenverschiebung stimmt sowohl für Wasserstoff als auch für Deuterium mit der zu erwartenden überein.

Zeitaufgelöste Messungen, die es ermöglichen, eine zeitliche Beziehung zwischen dem eingestrahnten Laserlicht, der Plasmaerzeugung sowie dem Ramanlicht herzustellen, werden derzeit sowohl im reflektierten als auch im transmittierten Licht gleichzeitig durchgeführt.

#### 4.4. Plasmaerzeugung mit einem $\text{CO}_2$ -Hochleistungslaser

(K. Büchl)

Die Entwicklung von  $\text{CO}_2$ -Hochleistungslasern hat die Möglichkeit eröffnet, mit Strahlung von  $10,6 \mu$  Wellenlänge Plasmen zu erzeugen und aufzuheizen.

Erste Experimente, bei denen Gasdurchbrüche mit 1 MW Laserleistung in verschiedenen Gasen bei verschiedenen Drücken untersucht wurden, wurden gemeinsam mit A.J. Alcock und M.C. Richardson im National Research Council of Canada in Ottawa durchgeführt<sup>1) 2)</sup>.

Ein weiterer interessanter Problemkreis ist die Plasmaerzeugung an festen Oberflächen, insbesondere an festem Wasserstoff und Deuterium. Hier könnte der  $\text{CO}_2$ -Laser wachsende Bedeutung erlangen, da er hinsichtlich seines Wirkungsgrades dem Neodymgaslaser weit überlegen ist. Anhand der in Kanada gewonnenen Erfahrungen wurde ein helischer TEA-Laser aufgebaut. Er besteht aus einem Rohr von 5 cm Durchmesser und 4 m Länge. Die Elektroden der Querentladungen sind helisch längs des Laserrohres angeordnet. Als Lasergas wird ein  $\text{He-CO}_2\text{-N}_2$ -Gemisch benutzt, das unter Atmosphärendruck das Rohr langsam durchfließt. Der Resonator besteht aus einem 100 % Goldspiegel mit 11 m Radius und einem ebenen Germaniumspiegel von 65 % Reflexion. Bei einer Eingangsenergie von 10 Joule emittiert der Laser einen 200 nsec langen Hauptimpuls und einen mehrere Mikrosekunden dauernden wesentlich weniger intensiven Nachimpuls. Die gesamte Pulsenergie beträgt ca. 0,5 Joule.

Erste Testversuche wurden an Kohlenstofftargets durchgeführt und ergaben kinetische Energien der Ionen von ca. 500 eV.

#### 4.5. Untersuchungen zur Dynamik lasererzeugter Plasmen

(P. Mulser)

Durch Beschuss von Festkörperoberflächen mit Riesenimpulslasern können Plasmen erzeugt werden, die Ionen aller Ladungsstufen enthalten. Experimentell wurde festgestellt, dass die verschieden geladenen Ionen während der Expansion des Plasmas umso grössere Geschwindigkeit erlangen, je höher

---

1) A.J. Alcock, K. Büchl, N.R. Isenor and M.C. Richardson, Investigation of Forward Going Filament in Sparks Induced by  $10.6 \mu$  Laser Radiation. Int. Conf. Quant. Electr. Kyoto (Japan) 1970

2) Appl. Phys. Lett. 18, 75 (1971)

geladen sie sind. Diese Energieunterschiede wurden von verschiedenen Autoren durch das Vorhandensein eines makroskopischen elektrischen Potentials von der Grössenordnung von  $kT_e$  in der Plasmawolke erklärt, das die höher geladenen Ionen eben mehr beschleunigt als die mit niedriger Ladungszahl. Wie bereits Abschätzungen zeigen, kann eine solche Trennung durch die Reibung zwischen den einzelnen Ionensorten zunichtegemacht werden. Das Problem wurde durch eine numerische Modellrechnung genauer untersucht. Die entsprechenden Erhaltungssätze für Teilchenzahl, Impuls und Energie wurden in eindimensionaler ebener und sphärischer Geometrie für eine zeitlich konstante Laserintensität  $\phi_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$  gelöst. Abbildung 18 gibt die Verhältnisse für den sphärischen Fall nach 8 nsec wieder.

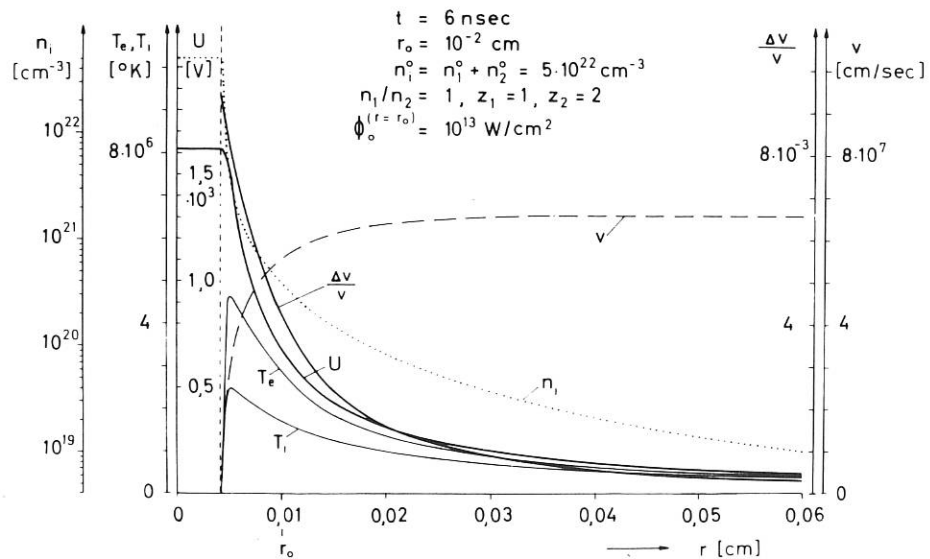


Abb. 18

Teilchenzahl, Geschwindigkeit, Elektronen-, Ionentemperatur, elektrostatisches Potential  $U$  und relative Geschwindigkeitsdifferenz für  $\phi_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$  nach 8 nsec.

Aus den Sätzen für Impulserhaltung leitet man für zwei Ionensorten der Ladungszahl  $Z_1$  und  $Z_2$  mit  $Z_2 > Z_1$  folgende Beziehung ab:

$$m_i (dv_2/dt - dv_1/dt) + n_i R_{12} (v_2 - v_1) = (Z_2 - Z_1) eE ,$$

aus der bei bekanntem elektrischem Feld  $E$  sich die maximal zulässige Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v = v_2 - v_1$  ergibt:

$$\Delta v/v \leq (Z_2 - Z_1) eE / (n_i R_{12} v)$$

$\Delta v/v$  ist ebenfalls in Abb. 18 eingezeichnet. Da diese relative Geschwindigkeitsdifferenz kleiner als  $8 \cdot 10^{-3}$  ist, kann die experimentell beobachtete Ionentrennung nicht durch elektrostatische Beschleunigung erklärt werden. Vielmehr müssen andere Effekte dafür verantwortlich sein, wie räumliche und zeitliche Änderung der Laserintensität, Ionisations-, Rekombinations- und Umladungseffekte.

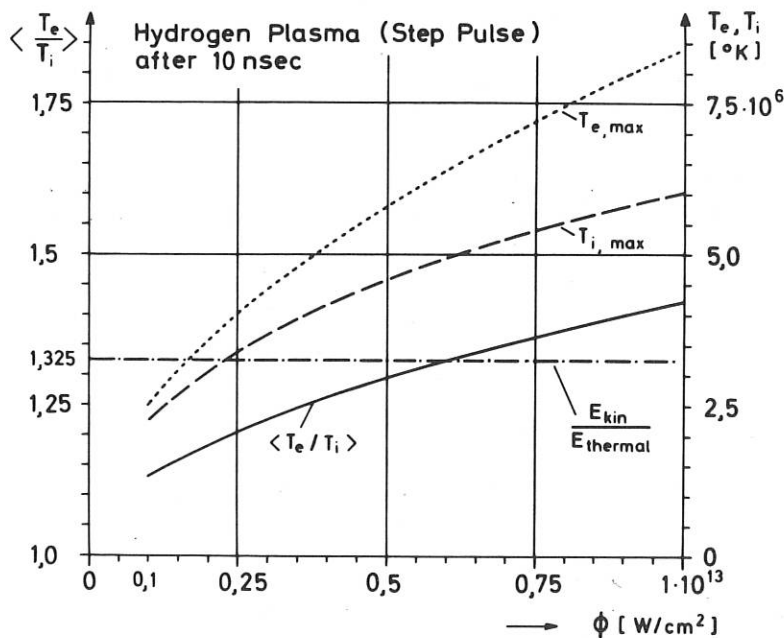


Abb. 19

Maximale Elektronen- und Ionentemperatur in Abhängigkeit von der Laserleistung nach 10 nsec. Verhältnis der gesamten kinetischen zur gesamten thermischen Energie strichpunktiert. Ebener Fall für Wasserstoffplasma.

Bei hohen Laserintensitäten weichen Elektronen- und Ionentemperaturen  $T_e$ ,  $T_i$  voneinander ab. In Abb. 19 sind die Temperaturmaxima für Wasserstoff in Abhängigkeit von der Laserintensität wiedergegeben. In all diesen Rechnungen wurde für die Lichtabsorption ein Exponentialgesetz zugrunde gelegt (WKB-Näherung). Untersuchungen über die Gültigkeitsgrenzen einer solchen Beziehung, über Reflexion des Laserlichts in überdichten Bereichen ( $\omega_{pe} > \omega_{Laser}$ ) und über den Einfluss des Lichtdrucks sind im Gange.

#### 4.6. Nichtlineare Kräfte bei Laser-Plasma-Wechselwirkung

(H. Hora)

Bei den gasdynamischen Vorgängen in einem von intensiver Laserstrahlung erzeugten Plasma ist zu unterscheiden zwischen den thermokinetischen Kräften  $f_{th}$ , die sich aus Druckgradienten nach Absorption und Thermalisierung der Strahlung ergeben, und zwischen einer stossfreien, nichtlinearen direkten Wechselwirkung  $f_{NL}$ , bei der ein durch Kollektiveffekte überhöhter Strahlungsdruck Plasma nach kleiner Dichte beschleunigt (siehe Jahresbericht 1969). Aufgrund eines Vergleiches des Dichtegradienten und des Gradienten des Impulsstromdichtetensors ergab sich, dass die nichtlineare Kraft dominiert, wenn für Neodymglaslaser die Intensität  $I$

$$I \geq I^* = 7,5 \times 10^{13} T_{th}^{1/4} \text{ W/cm}^2 \quad (1)$$

ist. Dabei ist die durch ungeordnete Bewegung bestimmte Elektronentemperatur  $T_{th}$  in eV gegeben.



Es wurde dabei impliziert, dass die für die Stossfrequenz massgebliche Elektronentemperatur  $T$  durch die kohärente Elektronenbewegung modifiziert ist. Es gilt:

$$T = T_{th} + \epsilon_e^{osc}/k ; \quad \epsilon_e^{osc} = E_v^8 / (16\pi \cdot \alpha \cdot n_{eco} k^{3/4})^4 \quad (2)$$

mit der Boltzmannkonstanten  $k$  in eV/grad, der in cgs gegebenen Amplitude der elektrischen Feldstärke des Laserlichts im Vakuum und einer Konstanten  $\alpha = 3,25$  (eV)<sup>3/4</sup> für Neodymglaslaser. Ferner ist  $\epsilon_e^{osc}$  die durch Kollektiveffekte an der cut-off-Dichte  $n_{eco}$  vergrösserte Oszillationsenergie der Elektronen /12/. Der resonanzartige Anstieg von  $\epsilon_e^{osc}$  mit der vierten Potenz von  $I$  bei  $I^*$  gilt selbstverständlich nur bis zu solchen Intensitäten  $I$ , bei denen der nichtlineare Beschleunigungsprozess sämtliche absorbierte Strahlung verzehrt.

In einer Veröffentlichung<sup>1)</sup> untersuchten Steinhauer und Ahlstrom den Unterschied von  $f_{th}$  und  $f_{NL}$  anhand der zeitlichen Änderung des thermokinetischen und nichtlinear überhöhten Strahlungsdruckes. Ein Maximalwert des Verhältnisses

$$S = \frac{f_{th}}{f_{NL}} = \frac{1,1 \times 10^5}{T^{5/4}} \quad [T \text{ in eV}] \quad (3)$$

erhält man für Neodymglaslaser dadurch, dass für  $f_{th}$  der Höchstwert ohne Zulassung von Wärmeableitung verwendet wird. Für Lichtintensitäten unterhalb  $I^*$ , d.h. unterhalb der Schwelle für die nichtlineare Änderung der Stossfrequenz, können die Autoren auch dann ein Überwiegen der nichtlinearen Kraft folgern, wenn  $T \geq 10^4$  eV ist.

Wir finden den Anschluss an unser früheres Ergebnis (Gl. 1) einfach dadurch, dass in Gl. (3) für die Temperatur  $T$  der Wert verwendet wird, wie er sich unter nichtlinearen Bedingungen (Gl. 2) ergibt. Unter der dann möglichen Vernachlässigung von  $T_{th}$  erhält man für  $S$

$$S = \left( \frac{2,4 \times 10^6}{E_v} \right)^8 \quad [E_v] = \text{cgs} \quad (4)$$

In diesem Fall wird für ein Dominieren der nichtlinearen Kraft  $f_{NL}$  eine Intensität von mehr als  $7 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> verlangt. Der Unterschied dieser Grenze zu  $I^*$  von Gl. (1) mit seiner schwachen Temperaturabhängigkeit ist geringfügig und ist durch die Vernachlässigung der Temperatur  $T_{th}$  in Gl. (2) beim Einsetzen in Gl. (3) bedingt, welche streng genommen durch ein Iterationsverfahren bestimmt ist (siehe Jahresbericht 1969).

Man sieht also, dass die aus der Gleichgewichtsbetrachtung für die ponderomotorische Kraft, Gl. (1), gewonnene Schwell-Intensität  $I^*$  für das Überwiegen der nichtlinearen Beschleunigung auch durch die auf den Absorptionsprozess aufbauende Herleitung nach Gl. (4) erhalten wird.

---

1) L.C. Steinhauer und H.G. Ahlstrom, Phys. Fluids 13, 1103 (1970)

#### 4.7. Mindestenergie für Fusion bei inertial eingeschlossenen Plasmen

(H. Hora in Zusammenarbeit mit D. Pfirsch)

Es ist prinzipiell denkbar, dass man in einem nur durch Trägheitskräfte eingeschlossenen, d.h. frei expandierenden Plasma mehr Fusionsenergie gewinnen kann als man vorher an Heizenergie in sehr kurzer Zeit hineinstecken musste. Die grundlegende Frage betrifft dabei die Bedingungen, unter denen eine Ausbeute  $G = \text{Fusionsenergie}/\text{Heizenergie} = 1$  erreichbar ist. Die Antwort darauf gibt insbesondere Aufschluss über die Mindestenergie, die einer bestimmten Menge eines kondensierten D-T-Gemisches zugeführt werden muss.

Die Mindestenergie  $E_0$  haben wir im Rahmen zweier Modelle abgeschätzt. Im ersten wird die Dynamik mit der hydrodynamischen Theorie beschrieben, wobei die Fusionsreaktionen in einer modifizierten Weise unter Berücksichtigung der endlichen Geometrie des Plasmas und der mittleren Weglängen für Fusionsreaktionen berechnet werden. Unter diesen Annahmen kann eine untere Grenze für die Heizenergie  $E_0$  von  $3,5 \times 10^7$  Joule für D-T von einer Anfangsdichte des Festkörpers berechnet werden.

Realistischere Aussagen erhält man nach dem zweiten Modell, in dem die Dynamik durch eine kinetische Gleichung für die Ionen beschrieben wird, wobei elektrostatische Effekte und Elektron-Ionen-Stöße vernachlässigt werden. Für den Fall eines anfänglichen Gauss-artigen Dichte- und Geschwindigkeitsprofils kann diese kinetische Gleichung exakt gelöst werden. Die adiabatische Abkühlung und die von der hydrodynamischen Theorie bekannte "self-similarity"-Expansion folgt dann automatisch aus der Lösung. Der für die Fusion massgebliche Ausdruck  $n^2 \langle \sigma v \rangle$  ( $n$  = Iondichte,  $\sigma$  = Fusionswirkungsquerschnitt,  $v$  = Relativgeschwindigkeit der Ionen) kann aus den Verteilungsfunktionen für zwei stossende Ionen bestimmt werden. Dabei ergibt sich der Ausdruck für  $\langle \sigma v \rangle$ , der mit dem für ein unendlich ausgedehntes Plasma übereinstimmt. Die Endlichkeit des Plasmas kommt nur durch die Zeitabhängigkeit von Dichte, Temperatur und Ausdehnung zum Ausdruck. Damit lassen sich die Fusionsausbeuten im wesentlichen auf frühere Rechnungen zurückführen (IPP 6/23). Es besteht lediglich ein Unterschied im Dichteprofil, das bei den neuen Rechnungen Gauss-artig ist, während bei den alten Rechnungen ein kastenförmiges Dichteprofil verwendet wurde. Die Ausbeute  $G$  ist nach der neuen Formel um den Faktor  $2^{3/2}$  kleiner als nach der alten. Im neuen Programm wurden ferner die Fusionswirkungsquerschnitte aus der Literatur direkt verwendet, während früher mit Integralwerten aus der Literatur gearbeitet wurde. Für den Gaussfall wird  $G = 1$  für D-T und  $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  Anfangsdichte bei  $E_0 = 4,6 \text{ MJ}$  erreicht, für reines Deuterium bei  $E_0 = 4,2 \times 10^4 \text{ MJ}$ . Im Fall des Kastenprofils wurde für ein D-T-Gemisch früher der Wert  $E_0 = 1,7 \text{ MJ}$  erhalten. Das liegt im Fehlerbereich der neuen Rechnung, wenn man den Fehler berücksichtigt, der den zugrundegelegten Fusionsquerschnitten anhaftet.

## 5. Chemische Laser

(B. Ahlborn, P. Gensel, K. Hohla, K. L. Kompa)

Die Arbeitsgruppe besteht seit dem Sommer 1970 und untersucht die Möglichkeiten der Entwicklung von Hochleistungslasern, bei denen die Inversion durch chemische Reaktionen hergestellt wird. Dazu wurden bisher Grundlagenuntersuchungen im Hinblick auf den Pulsbetrieb sowie in geringem Masse auch auf den Dauerbetrieb chemischer und chemisch-gasdynamischer Laser durchgeführt. Ziel dieser Arbeiten ist es, die Leistungsfähigkeit von Lasern für die Zwecke der Plasmaerzeugung und Diagnostik über die heute gegebenen Grenzen hinaus zu steigern. Die prinzipiellen Vorteile von Gaslasern, insbesondere chemisch gepulsten Gaslasern, gegenüber anderen Lasertypen liegen in der Verbindung von günstiger Bereitstellung der Energie und damit einem grossen nützlichen Energieumsatz, einem potentiell hohen Wirkungsgrad, grosser Materialbelastbarkeit und guten optischen Eigenschaften. Das Arbeitsprogramm der Gruppe Chemische Laser ergibt sich aus der folgenden Problemgliederung.

- a) Die erste Stufe im Betrieb eines chemischen Lasers ist die Vorbereitung der Reagentien durch die von aussen zugeführte Pump- oder Zündenergie (z.B. Photolyse-Lichtblitz, elektrische Entladung, Schockwelle). Dadurch wird die Aktivierung einer chemischen Verbindung und/oder die Initiierung eines Reaktionsprozesses erreicht.
- b) Auf diesen Startpuls folgen reaktive Stossprozesse zwischen den Atomen oder Molekülen im Reaktionsgemisch, die zur Bildung von Reaktionsprodukten mit einer Besetzungsinversion zwischen den molekularen (atomaren) Energiezuständen führen. Diese Störung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung besteht bei den bisher bekannten Lasern insbesondere in den Schwingungs-Rotationszuständen. Einen ähnlichen Pumpeffekt erzielt man durch schnelle Kompression oder Expansion eines molekularen Gases (gasdynamisches Pumpen).
- c) In der nächsten Phase stellt sich das Problem der Extraktion von Strahlungsleistung aus dem angeregten Gasgemisch. Dabei tritt immer eine Konkurrenz auf zwischen strahlungslosen Desaktivierungsprozessen, wie etwa chemischen Sekundärreaktionen oder unterschiedlichen Schwingungsrelaxationsvorgängen und den erwünschten stimulierten Schwingungs-Rotationsübergängen. Die strahlungslose Desaktivierung begrenzt dabei weit mehr als die natürliche Lebensdauer der angeregten Zustände die Energie-Speicherfähigkeit.
- d) Im Zusammenhang mit der Anwendung von Hochleistungslasern im Bereich der Plasmaphysik nehmen Arbeiten zur Pulskontrolle (Q-switching), der Bau von Laserverstärkern und die Erzielung einer möglichst geringen Strahldivergenz sowie schliesslich die Aufgabe, Laser verschiedener, auch grösserer Wellenlängen zu untersuchen, einen eigenen Raum ein.

### 5.1. Reaktionseinleitung

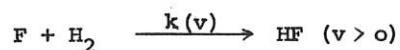
Die verschiedenen bearbeiteten Methoden zur Reaktionseinleitung gibt Tab. 1 wieder.

Tab. 1: Einleitung von Laserpumpreaktionen

Energiezufuhr	Experiment	Zuführung des Reaktionsmaterials
Elektronenstoss	Kohlenmonoxid-Laser	Unterschall-Strömung intermittierender Betrieb
Thermisch	Fluorwasserstoff-Laser (Aufbau nahezu beendet)	Überschall-Strömung Dauerbetrieb
Optisch a) Photodissoziation als wichtigster Pumpschritt b) Photodissoziation mit Pumpen durch nach- folgende chem. Reaktion oder Reaktionssequenz	Jod-Laser  Volumen-Explosions-Laser (in Vorbereitung)	keine Strömung Pulsbetrieb

Der Kohlenmonoxid-Laser geht von einer Reaktionsmischung aus Schwefelkohlenstoff (CS<sub>2</sub>) und Sauerstoff (O<sub>2</sub>) aus. Die Reaktion wird durch die Dissoziation der Sauerstoffmoleküle in der Entladung eingeleitet. In diesem Experiment wurde erstmalig für den Betrieb eines chemischen Lasers eine Querströmungs-Querentladungs-Konfiguration benutzt, wie sie für TEA CO<sub>2</sub>-Laser entwickelt wurde. Die Untersuchungen ergaben, dass der geringe Wirkungsquerschnitt der Sauerstoffdissoziation für Elektronen der hier vorliegenden Temperatur diese Art der Reaktionseinleitung prinzipiell benachteiligt gegenüber der gleichfalls möglichen Reaktionseinleitung durch Photodissoziation von O<sub>2</sub>.

Thermische Aktivierung einer Reaktionskomponente, die eine effiziente Energieeinkopplung erlaubt, kann sinnvoll nur für den Dauerbetrieb chemischer Laser angewandt werden. Dazu wurde ein Experiment aufgebaut, das eine chemische Pumpreaktion in einer Überschallströmung benutzt. Zunächst soll als Pumpprozess die Umsetzung eines Fluoratoms mit einem Wasserstoffmolekül unter Bildung schwingungsangeregten Fluorwasserstoffs ( $v > 0$ ) eingesetzt werden.



Die experimentelle Anordnung erlaubt jedoch auch das Studium anderer chemischer Lasersysteme. Es ist bekannt, dass sich mit Laseranordnungen dieses Typs Leistungen im kW-Bereich erzielen lassen bei Ausbeuten von  $\approx 10\%$  bezogen auf die chemische Energie der Umsetzung.

Für den Pulsbetrieb chemischer Laser wird zur Zeit der Blitzlicht-Anregung der Vorzug gegeben. Für die chemischen Puls laser, über die nachfolgend noch genauer berichtet wird, wur-

den deshalb in Zusammenarbeit mit der Gruppe Hochspannungstechnik der Abteilung Technik (R. C. Kunze, E. van Mark) Xenon-Blitzlampen entwickelt und in einem grösseren Messprogramm für den gewünschten Pumpzweck optimiert. Dabei wurden Daten über Lichtausbeute und spektrale Energieverteilung von Xenonentladungen in Abhängigkeit von den elektrischen Entladungsparametern gewonnen. Das Ergebnis der Untersuchungen waren drei verschiedene Lampentypen. Als Beispiel ist in Abb. 20 die spektrale Energieausbeute einer 5.6 kWsec-Xenon-Entladungsröhre wiedergegeben.

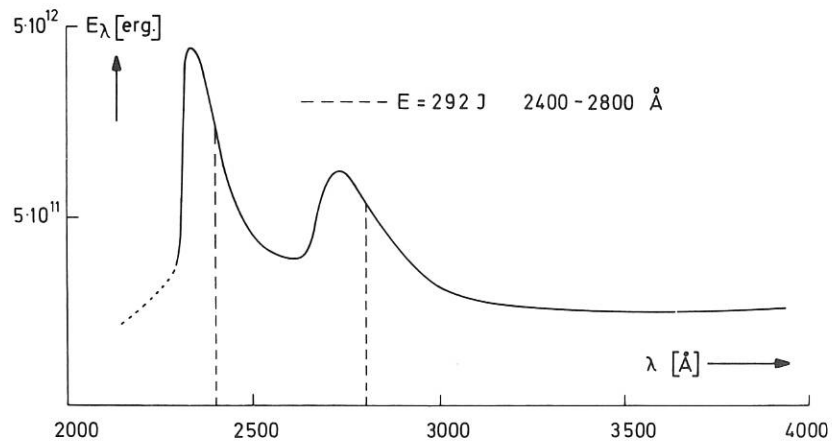


Abb. 20

Spektrale Energieverteilung einer Xenonblitzlampe für die Untersuchung chemischer Laser (Ladeenergie 5.6 kJ), Blitzdauer  $t_{1/2} \approx 150 \mu\text{sec}$

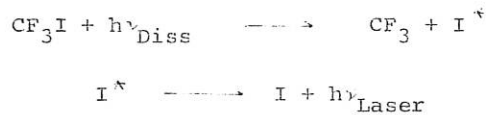
## 5.2 Anregungsmechanismen

Zur Bearbeitung der Pumpmechanismen molekularer Laser wurden im Jahr 1970 vor allem Untersuchungen über die Beiträge gasdynamischen Pumpens zu chemischen CW-Lasern durchgeführt. Es ist bekannt, dass Partialinversion innerhalb eines molekularen Schwingungsübergangs auftreten kann, wenn die Schwingungstemperatur die kinetische Gastemperatur hinreichend übersteigt. Ein solches Temperaturungleichgewicht tritt bei der Ausströmung aus Überschalldüsen auf. Laser, die wesentlich auf diesem Energieprinzip beruhen, haben die höchsten bisher erzielbaren Dauerstrichleistungen erreicht (60 kW für einen CO<sub>2</sub>-Laser im Multimodenbetrieb). Eigene Untersuchungen galten der Möglichkeit der Verbindung von gasdynamischem und chemischem Pumpen in Lasern mit zweiatomigen Molekülen. Es wurden dazu Besetzungsumkehrwerte für P-Zweig-Übergänge in allen interessierenden zweiatomigen Molekülen für die Expansion in einer Modelldüse von 15° Öffnungswinkel berechnet. Zur Erzeugung einer Besetzungsumkehr  $\Delta N_{vJ} > 0$  ist es erforderlich, das Verhältnis  $T_{\text{kin}}/T_{\text{vib}}$  unter einen bestimmten von dem betreffenden Übergang abhängenden Zahlenwert zu senken. Da die Temperaturabnahme in der Düse eindeutig mit der Machzahl ver-

knüpft ist, ist damit das Auftreten einer Emissionslinie einer bestimmten Machzahl zugeordnet: P (10) von HF ( $v = u \rightarrow v = u-1$ ,  $J = 11 \rightarrow J = 10$ ) kann z.B. nur bei  $M > 5.3$  erwartet werden. Unter günstigsten Voraussetzungen kann in zweiatomigen Molekülen eine Auskopplung von  $\sim 1\%$  der zum Aufheizen verwendeten Energie erreicht werden.

### 5.3. Photochemischer Jodlaser

Die Arbeiten zum Pulsbetrieb chemischer Laser wurden mit dem Aufbau eines photochemischen Jodlasers begonnen. Dieser Laser benutzt als niedrigsten Pumpschritt die Photodissoziation von Alkyljodiden, vorzugsweise Trifluormethyljodid (nach Bestrahlung in einer Absorptionsbande um  $2700 \text{ \AA}$ ) unter Bildung angeregter Jodatome ( $5^2P_{1/2}$ ). Der Laser beruht auf dem magnetischen Dipolübergang  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{5/2}$  bei  $1.315 \text{ \mu}$ . Vereinfachend lässt sich das System durch die folgenden zwei Teilschritte beschreiben.



Neben diesen beiden Vorgängen läuft jedoch eine grössere Zahl chemischer Prozesse ab, die insbesondere die Ausbeute und Energiespeicherfähigkeit stark mitbestimmen. Die wichtigsten Teilprozesse sind aus dem Niveauschema von Abb. 21 ersichtlich.

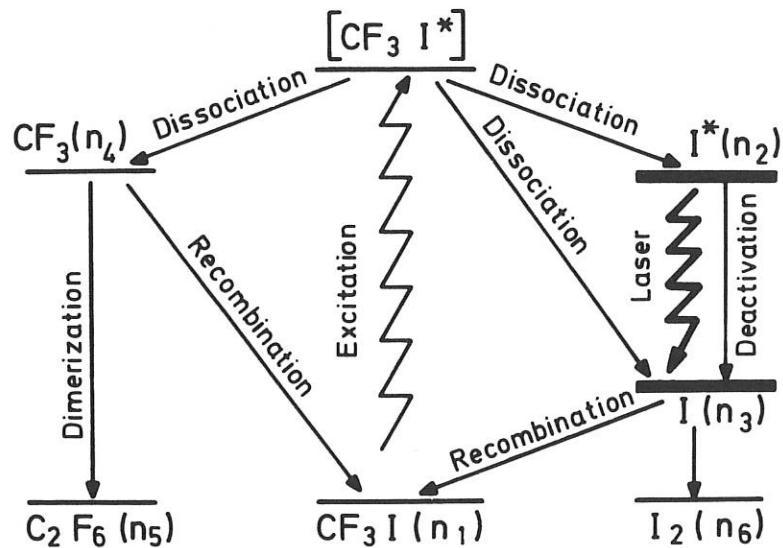


Abb. 21

Reaktionsschema des Jodlasers aus der Photodissoziation von Trifluormethyljodid



Einzelheiten des experimentellen Aufbaus gibt Abb. 22 wieder. Es wurden drei Teileinheiten unterschiedlicher Pumpenergie und Dimensionierung erstellt - Experimentnamen: Idefix, Asterix, Obelix - die jeweils als Laser-Oszillatoren betrieben oder zu Oszillator-Verstärkeranordnungen zusammengesetzt werden können. Die Auslegungskriterien waren bislang so, dass nicht die Erzielung hoher Leistungen sondern das Studium der Elementarprozesse im Vordergrund stand. Für diesen Zweck erschienen 5 Wsec (frei oszillierend) mit der Pumplichtquelle von Abb. 20 als ausreichende Pulsenergie.

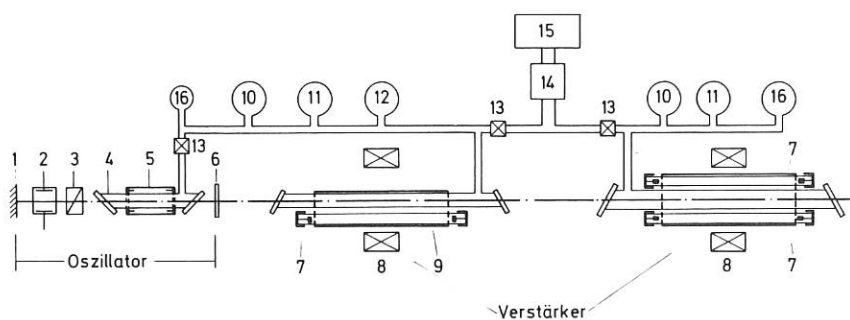


Abb. 22

Experimentelle Anordnung zur Untersuchung des Jodlasers mit Oszillator und zwei Verstärkerstufen. (1) 100 % Spiegel, (2) Pockels-Zelle, (3) Polarisatoren, (4) Laserrohr des Oszillators, (5) koaxiale Blitzlampe, (6) teildurchlässiger Spiegel, (7) Blitzlampen der Verstärker, (8) Magnetfeldspulen, (9) Aluminium-Reflektor, (10) Vorratskolben für  $CF_3I$ , (11) Reinigungskolben, (12) Kolben für verbrauchtes Laser-material, (13) Hochvakuumventile, (14) Öldiffusionspumpe, (15) Vorpumpe, (16) Manometer

Eine Analyse der kinetischen Prozesse wurde durchgeführt unter Einschluss der chemischen ebenso wie der stimulierten Vorgänge. Kinetische Modelle dieses Lasers sind schon mehrfach publiziert worden, die gründlichste Analyse ist bisher von Zalesskii und Venediktov durchgeführt worden. Das hier entwickelte Modell geht in seiner Aussagekraft über diese Ergebnisse hinaus. Es erlaubt für die benutzten experimentellen Bedingungen korrekte Voraussagen über Energieabgabe und Energiespeicherung. Als Beispiel ist in Abb. 23 der gemessene und berechnete Verlauf der Verstärkerenergie als Funktion der Zeit wiedergegeben.

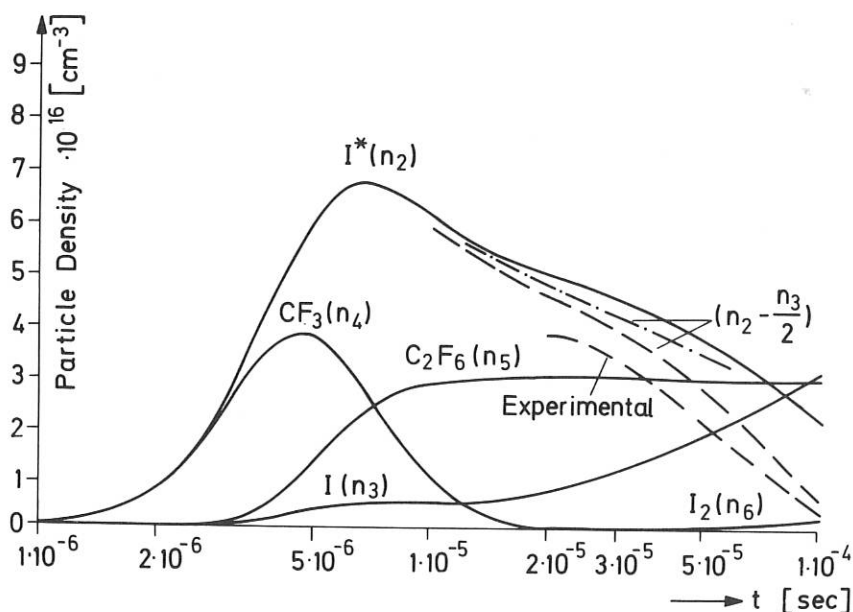


Abb. 23  
 Untersuchung der Energiespeicherfähigkeit im Jodlaser,  
 Vergleich berechneter und gemessener Abklingkurven der  
 Inversion.

Zur Untersuchung des Q-switch-Verhaltens sowie der speicherbaren und abrufbaren Energie wurden verschiedene Typen von Güteschaltern verwendet. Bei kleinen Pulsenergien erreicht das Verhältnis der geschalteten und ungeschalteten Energie Werte bis zu 2 : 3 in Übereinstimmung mit der Erwartung aufgrund des benutzten Modells. In Vorversuchen wurden Pulsleistungen von  $\sim 10$  MW bei Pulsbreiten von 15 nsec gemessen.

Für den Hochleistungsbetrieb eines Gaslasers sind Fragen der Linienbreite von grosser Bedeutung. Die Linienbreite, die nach verschiedenen Methoden abgeschätzt wurde, liegt (bei 100 Torr  $\text{CF}_3\text{I}$ ) bei 3 GHz.<sup>\*)</sup> Versuche zur Linienverbreiterung durch inhomogene Magnetfelder und zur Druckverbreiterung durch Fremdgaszusatz wurden gleichfalls vorgenommen. Es scheint nicht ausgeschlossen, dass Laser dieser Art im Bereich hoher Leistungen mit Festkörperlaser konkurrieren können.

#### 5.4. Gepulster Laser mit Anregung durch chemische Kettenreaktionen

Unter den möglichen bimolekularen Laserpumpreaktionen lassen sich einfache (einstufige) Reaktionen sowie lineare und verzweigte Kettenreaktionen unterscheiden. Nur in Kettenprozessen ist es möglich, die Energieausbeute (bezogen auf die von aussen zugeführte Startenergie)

\*) Mit diesem Wert und der Lebensdauer der angeregten Jodatome von 130 msec ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission  $\sigma = 1.8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ .

über den Wert 1 zu steigern. Hinzu kommt, dass die Bildungsrate der Lasermoleküle bei Kettenverzweigung exponentiell anwächst, was zu einem besonders schnellen Inversionsaufbau führen kann. Der Fluorwasserstofflaser bietet sich dabei als reaktionskinetisch bestuntersuchtes Modellsystem an. Ein entsprechendes Experiment für einen homogen (mit Blitzlicht 1.3 kJ Input, Lichtanstieg 10 - 90 %  $5 \cdot 10^{-7}$  sec Lichtenergie 2300 - 2700 Å ~ 27 J) gezündeten Volumenexplosions-Laser ist im Aufbau. Darüberhinaus werden Vorarbeiten für einen anderen Laser dieses Typs, der mit Kohlenmonoxid arbeitet, durchgeführt. Es laufen ausserdem Arbeiten, um die gesamten kinetischen Prozesse in einem Fluorwasserstofflaser - dabei müssen mehrere hundert molekulare Zustände berücksichtigt werden - mit einem vollständigen Rechenprogramm zu erfassen.

## 6. Wellen im Plasma

(H. Derfler, M. Tutter)

In den vergangenen Jahren hat sich die Wellengruppe vorwiegend mit der Ausbreitung elektromagnetischer und elektrostatischer Wellen im Plasma zu diagnostischen Zwecken beschäftigt. Inzwischen hat die Erfahrung gezeigt, dass die Plasmawellen auch aktiv an dem Ablauf der Vorgänge in den Fusionsmaschinen beteiligt sind. Daher wurde im Laufe dieses Jahres beschlossen, das Studium dieser Vorgänge in den Vordergrund zu stellen. Dabei handelt es sich in erster Linie um die stossfreie Heizung durch Landaudämpfung, denn die Spitzerleitfähigkeit versagt bei hohen Temperaturen diesen Dienst. Im Zusammenhang damit steht der Transport von Ladungsträgern durch Wellen (trapped particles) quer zum Magnetfeld und, bei Maschinen mit Zylindergeometrie, auch längs des Magnetfeldes. Die dadurch bedingten Plasmaverluste können überhandnehmen, wenn die Wellen durch Drifterscheinungen ( $E \times B$ ,  $v \times B$ , Zweistrahl  $\parallel B$  etc.) von selbst erregt werden. Daher ist im Studium vorgesehen, instabile Plasmawellen durch Gegenkopplung zu unterdrücken (feedback control), oder deren Energie durch Modulation in eine Landau-gedämpfte Welle zu pumpen (nichtlineare Wellentransformation). Gleichzeitig soll der nichtlineare Zerfall instabiler Plasmawellen, d.h. die stossfreie Turbulenz des Plasmas, als Quelle der anomalen Leitfähigkeit und Diffusion untersucht werden. Zur Diagnostik dieser Vorgänge ist die Streuung von Millimeter- und Submillimeterstrahlung an Dichteschwankungen vorgesehen. Schliesslich sollen Mittel und Wege gefunden werden, den fatalen Zusammenhang zwischen Plasmaheizung und Diffusionsverlusten zu lösen.

Folgende Beiträge sind das Resultat einer Übergangsphase, in der versucht wurde, bereits den laufenden Arbeiten die Aspekte des neuen Programmes abzugewinnen. Zunächst wurde das Studium der Elektronen- und Ionen-Bernsteinwellen erweitert, um den diamagnetischen Drift- und Temperaturanisotropien Rechnung zu tragen. Dabei wurden Bedingungen für das Auftreten von Elektronen-Drift-Instabilitäten gefunden. Theoretische Arbeiten über stochastische Heizung haben die bemerkenswerte Möglichkeit der Diffusion längs ambipolarer Schwankungsfelder senkrecht zum Magnetfeld aufgezeigt. Von dem zugehörigen Experiment erwartet man sich wertvolle Aufschlüsse über den Zusammenhang zwischen turbulenter Heizung und anomaler Diffusion. Die diagnostischen Arbeiten wurden auf die Messung von Dichteprofilen und Driftgeschwindigkeiten reduziert. Diese werden im Zusammenhang mit Drift- und Zweistrahlinstabilität auch künftig von Bedeutung sein. Als neuer Beitrag wurde die Streuung von Millimeter- und Submillimeterstrahlung an Dichteschwankungen aufgenommen. Ein Vorversuch der Streuung von 3 cm-Mikrowellen an laufenden Schichten (striations) liegt bereits vor.

6.1. Die Ausbreitung von Bernsteinwellen im inhomogenen Plasma

(H. Derfler, F. Leuterer)

6.1.1 Die Selbsterregung von Elektronen-Bernsteinwellen durch den diamagnetischen Drift

Wir betrachten hier die Ausbreitung einer periodischen Störung in einer Plasmaschicht senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld. Die Geometrie sei festgelegt durch das Dichteprofil  $n=n(x)$  und das angelegte Magnetfeld  $B=B_z$ . Ferner sei angenommen, dass im Grenzfall unendlicher Magnetfeldstärke die Ladungsträger nach Maxwell verteilt sind mit gleicher Temperatur  $T$ . Dann liefert die stationäre Boltzmann-Gleichung die Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger

$$f_\alpha = \left( \frac{m_\alpha}{2\pi kT} \right)^{3/2} g_\alpha \left( x - \frac{v_y}{\omega_\alpha} \right) e^{-m_\alpha (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / 2kT} \quad (1)$$

wobei  $\omega_\alpha = -e_\alpha B / m_\alpha$  die Gyrofrequenz der Elektronen ( $\alpha=e$ ) bzw. Ionen ( $\alpha=i$ ) bedeutet. Indem man die ersten drei Momente bildet ergibt sich, dass das Geschwindigkeitsprofil  $g_\alpha(x)$  durch das Dichteprofil festgelegt ist

$$n(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} R_\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} dx' g_\alpha(x') e^{-\frac{(x-x')^2}{2R_\alpha^2}} \quad (2)$$

und dass der diamagnetische Drift

$$\langle v_y \rangle_\alpha / v_\alpha = -R_\alpha \frac{d}{dx} \ln \omega_{p\alpha}^2 \quad (3)$$

auf Kosten der transversalen Temperatur entsteht:

$$\frac{T_{y\alpha} - T}{T} = R_\alpha^2 \frac{d^2}{dx^2} \ln \omega_{p\alpha}^2 \quad (4)$$

Dabei sind  $R_\alpha = \omega_\alpha (kT/m_\alpha)^{1/2}$  und  $\omega_{p\alpha} = e(n_\alpha/m_\alpha \epsilon_0)^{1/2}$  der Larmor-Radius und die Plasmafrequenz der Elektronen bzw. Ionen.

Für eine periodische Störung des elektrischen Feldes längs des Dichtegradienten,  $E = E(x) \exp(i\omega t)$ , liefert die gestörte Boltzmann-Gleichung eine Integralgleichung, die sich in folgende Differentialgleichung unendlicher Ordnung verwandeln lässt:

$$E(x) + \sum_{\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} D_{n,\alpha} \frac{d^n}{dx^n} (\omega_{p\alpha}^2 \frac{d^n}{dx^n}) E(x) = \tilde{I} / i\omega \epsilon_0 \quad (5)$$

Dabei sind die Koeffizienten gegeben durch

$$D_{n,\alpha} = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2n+1) (kT/m_\alpha)^n}{[\omega_\alpha^2 - \omega^2] [4\omega_\alpha^2 - \omega^2] \dots [(n+1)^2 \omega_\alpha^2 - \omega^2]} \quad (6)$$

und  $I = i\omega \epsilon_0 E(\infty)$ , die Summe von Leitungs- und Verschiebungsstrom, durch das von aussen angelegte Wechselfeld  $E(\infty)$ .

Für ein homogenes Plasma,  $\omega_{p\alpha}^2 = \text{const}$ , und ein Spektrum von Wellen  $E(x) = \int \tilde{E}(k) \exp(-ikx) dk$  reduziert sich Gl. (5) auf die Beziehung

$$i\omega \epsilon_0 \tilde{E} \left\{ 1 - \sum_{n,\alpha} D_{n\alpha} k^{2n} \omega_{p\alpha}^2 \right\} = \tilde{I}(k) \quad (7)$$

Wie zu erwarten lässt sich zeigen, dass der Klammerausdruck in dieser Gleichung mit der transversalen Dielektrizitätskonstanten von Bernstein<sup>1)</sup> identisch ist. Im allgemeinen Falle,  $\omega_{p\alpha}^2 \neq \text{const}$ , hätten wir das Resultat von Buchsbaum und Hasegawa<sup>2)3)</sup> erwartet. Dieses geht für  $n = 0, 1$ , aus unserer Gl. (5) hervor, wenn wir illegal den Operator  $d^n_{\omega_p^2} d^n E$  durch  $d^{2n}_{\omega_p^2} E$  ersetzen. Diese Diskrepanz rührt von der Annahme von Buchsbaum und Hasegawa her, dass das Geschwindigkeitsprofil mit dem Dichteprofil identisch ist,  $n(x) = g(x)$ , was mit der stationären Boltzmann-Gleichung nicht verträglich ist. Demnach vernachlässigt die Theorie von Buchsbaum und Hasegawa die Effekte von Drift, Gl. (3), und Temperaturanisotropie, Gl. (4), auf die Ausbreitung der Bernsteinwellen.

Um einen Einblick in die Wirkung von Drift und Temperaturanisotropie auf die Elektronenwelle zu gewinnen, führen wir in Gl. (5) die neue Variable  $F(x) = \tilde{E}(x) \omega_p^2(x)$  ein und erhalten die Differentialgleichung

$$\tilde{I}/i\omega \epsilon_0 = \left[ D_0 + \frac{1}{\omega_{pe}^2} + D_1 \omega_e^2 \frac{T_y - T}{T} \right] F - D_1 \omega_e \langle v_y \rangle \frac{dF}{dx} - v_e^2 D_1 \frac{d^2 F}{dx^2} \quad (8)$$

Dieser Ausdruck beschreibt die endlichen Larmorradius-Effekte korrekt bis einschliesslich zweiter Ordnung. Eine Behandlung der homogenen Differentialgleichung nach der W.K.B.-Methode  $F(x) \propto \exp(-i \int k(\xi) d\xi)$  liefert als Lösung der charakteristischen Gleichung die beiden Wellen

$$kR_e = -i \frac{\langle v_y \rangle}{2v_e} \pm \sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - 4\omega_e^2)}{3\omega_{pe}^2 \omega_e^2} - \frac{T_y - T}{T} - \frac{\langle v_y \rangle^2}{4v_e^2}} \quad (9)$$

wobei die obere Hybridenfrequenz  $\omega_H^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_e^2$  eingeführt wurde. Die Gruppengeschwindigkeit  $d\omega/dk$  dieser Wellen verschwindet bei  $kR_e = -i \langle v_y \rangle / 2v_e$  und die zugehörigen Frequenzen sind reell solange die Ungleichung

$$\frac{1}{4} \frac{\langle v_y \rangle^2}{v_e^2} + \frac{T_y - T}{T} > \frac{(\omega_H^2 - 4\omega_e^2)^2}{12\omega_{pe}^2 \omega_e^2} \quad (10)$$

erfüllt ist. Dann folgt aus einem Kriterium von Derfler<sup>/32/</sup>, dass stets eine Instabilität vorliegt, und zwar ist diese konvektiv, wenn die Ungleichung (10) erfüllt ist, andernfalls ist sie nichtkonvektiv. Um der Beobachtung stabiler Bernsteinwellen im inhomogenen Plasma Rechnung zu tragen, müssen wir daher Stösse einführen. Dies gelingt näherungsweise dadurch, dass wir die Frequenz  $\omega$  ersetzen durch  $\omega - i\nu$  und  $\omega_p^2$  durch  $\omega_p^2(1 - i\nu/\omega)$ , wobei  $\nu$  die Stossfrequenz der Elektronen ist.

- 
- 1) J.B. Bernstein, Phys. Rev. 109, 10 (1958)
  - 2) A. Hasegawa, Phys. Fluids 9, 761 (1965)
  - 3) S.J. Buchsbaum und A. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. 12, 685 (1964) und Phys. Rev. 143, 303 (1966)



Ferner wollen wir jetzt die Wellen (Gl. (9)) an Hand des Geschwindigkeitsprofils

$$g(x) = g(0)/(1 + x^2/L^2) \quad (11)$$

diskutieren. Für  $L/R \gg 1$  weicht dieses nur wenig von dem Dichteprofil  $n(x)$  ab und die Effekte von Drift und Temperaturanisotropie sind klein, so dass wir diese unter der Wurzel von Gl. (9) vernachlässigen können. Wenn wir also die Werte der Wurzel in die komplexe  $k$ -Ebene (Abb. 24) ein-

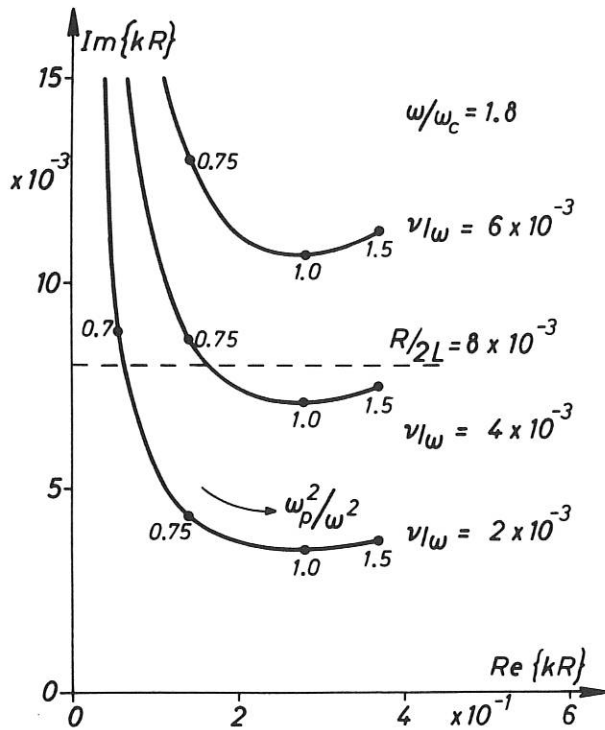


Abb. 24

Ortskurve der Bernstein'schen Rückwärtswelle in der komplexen  $k$ -Ebene für 3 Werte des Stossparameters  $\nu/\omega$ . Der Effekt des diamagnetischen Drifts wird näherungsweise durch eine Parallelverschiebung der reellen Achse beschrieben.

### 6.1.2 Ausbreitung stabiler Elektronen-Bernsteinwellen

Im vergangenen Jahr wurden theoretische Untersuchungen für den Frequenzbereich  $\omega \approx 2\omega_c$  durchgeführt mit dem Ziel, die im Laborbericht IPP 3/102 beschriebenen Experimente zu erklären. Diese haben gezeigt, dass für Frequenzen gerade unterhalb der Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz,  $\omega \lesssim n\omega_c$ , Rückwärtswellenresonanzen (Buchbaum-Hasegawa-Resonanzen) im dichten Kern des Plasmas auftreten, wo  $\omega_p^2(x) > \omega_{pH}^2 = \omega^2 - \omega_c^2$ . Dies ist in Abb. 25 skizziert. Gerade oberhalb der Harmonischen,  $\omega \gtrsim n\omega_c$ , dagegen ergab das Experiment fortschreitende Vorwärtswellen am Plasmarand, wo  $\omega_p^2(x) < \omega_{pH}^2$  ist.

tragen, bewirkt der kleine Drift nur noch eine Parallelverschiebung der reellen Achse um die durch Gl. (3) gegebenen Beträge. Die drei in Abb. 24 dargestellten Ortskurven zeigen den Effekt der Stossfrequenz auf die Bernstein'sche Rückwärtswelle, wobei der gewählte Driftparameter  $R/2L = 8 \times 10^{-3}$  für die im folgenden Abschnitt benutzten experimentellen Werte typisch ist. Daraus ergibt sich, dass eine Stossfrequenz von  $\nu/\omega = 5 \times 10^{-3}$  ausreicht, um die diamagnetische Driftinstabilität der Elektronen zu unterdrücken.

Eine numerische Stabilitätsanalyse der Elektronen- und Ionen-Bernsteinwellen auf der Basis der vollen Gl. (5) bzw. der zugehörigen Integralgleichung, ist in Bearbeitung.

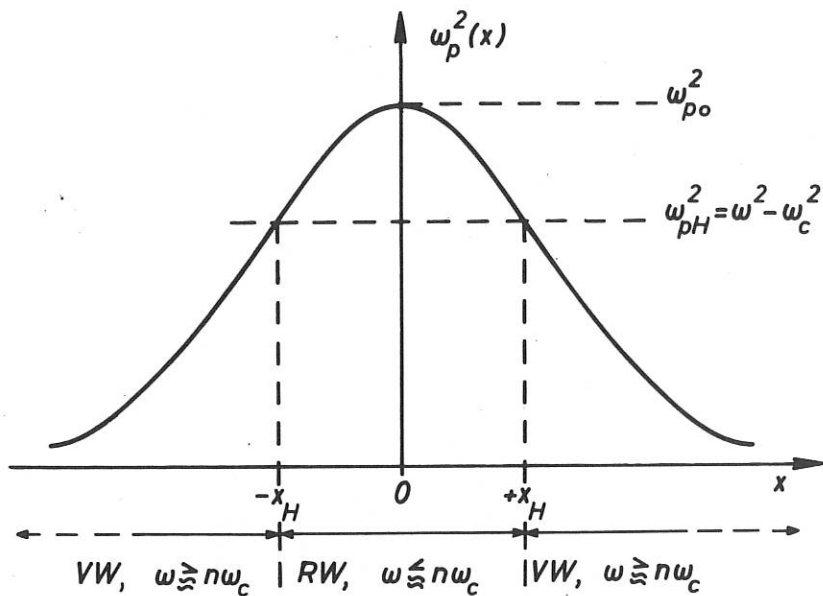


Abb. 25

Ausbreitungsbereich der Vorwärts- und Rückwärts-Bernstein-Wellen im inhomogenen Plasma. RW = Rückwärtswellen, VW = Vorwärtswellen

Das Verhältnis von Gyroradius zur charakteristischen Länge der hybriden Schicht war im Experiment  $\frac{R}{L} \approx 8 \times 10^{-3}$ . Das Verhältnis von Stossfrequenz  $\nu$  zur Messfrequenz  $\omega$  wurde abgeschätzt zu  $\nu/\omega \approx 5 \times 10^{-3}$ . Unter diesen Verhältnissen erscheint es gerechtfertigt, die Drift und die Temperaturanisotropie in der stosskorrigierten Gleichung (8) zu vernachlässigen. Das heisst, man kann die Gleichung von Buchsbaum und Hasegawa in ihrer ursprünglichen Form verwenden:

$$\frac{d^2}{dx^2} F(x) + k^2(x, \omega) F(x) = \frac{-J(x, \omega)}{i\omega \epsilon_0 \nu_e^2 D_1} \quad (12)$$

Darin sind

$$F(x) = \omega_p^2(x) \cdot E(x) \text{ und}$$

$$k(x, \omega) = \left( - \frac{D_0 + \frac{1}{\omega_p^2(x)}}{D_1 \nu_e^2} \right)^{1/2}$$

die lokale Wellenzahl im Plasma.

Aus dieser Differentialgleichung erhielten wir folgende WKB-Lösung für das elektrische Feld:

$$E(x, \omega) = \frac{1}{2} \cdot \frac{J(\omega)}{\omega \epsilon_0 \nu_e^2 \omega_p^2(x) D_1 \sqrt{k(x, \omega)}} \left\{ \int_{-\infty}^x \frac{d\xi}{\sqrt{k(\xi, \omega)}} e^{+i \int_{\xi}^x k(x', \omega) dx'} + \int_x^{+\infty} \frac{d\xi}{\sqrt{k(\xi, \omega)}} e^{-i \int_{\xi}^x k(x', \omega) dx'} \right\} \quad (13)$$

Diese Lösung befriedigt die Randbedingungen  $E(x) = E(-x)$  und  $E(x \rightarrow \pm \infty) = \frac{-J}{i\omega \epsilon_0} =$  Vakuumfeld. Ausserdem erhält man daraus im Grenzfall verschwindender Temperatur  $T_e \rightarrow 0$  das elektrische Feld im kalten Plasma

$$E_{T=0}(x) = \frac{-J}{i\omega\epsilon_0 \epsilon_{T=0}(x)} \quad (14)$$

Das HF-Potential im Plasmakondensator, welches im Experiment mit einer Sonde aufgezeichnet wurde, kann durch Integration von Gleichung (13) erhalten werden. In Abb. 26 ist ein gerech-

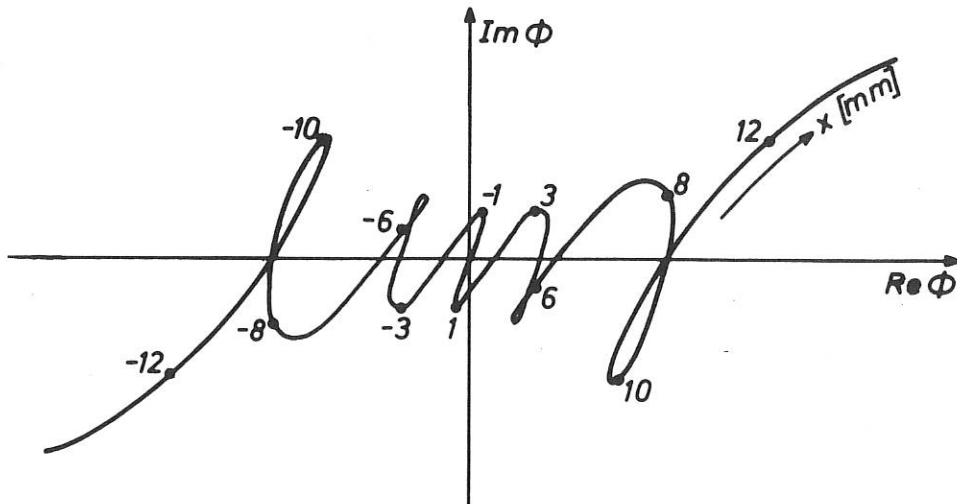


Abb. 26

gerechneter Potentialverlauf in einem inhomogenen Plasmakondensator. Dichteprofil nach Gl. (11) mit  $L = 12,5 \text{ mm}$ ,  $T_e = 60000 \text{ K}$ ,  $f = 1 \text{ GHz}$ ,  $\omega_{p0}^2/\omega^2 = 2,0$ ,  $\omega/\omega_e = 1,8$  und  $\nu/\omega = 5 \times 10^{-3}$

netes Potential ( $\omega_p^2/\omega^2 = 2,0$ ,  $\omega/\omega_e = 1,8$ ,  $\nu/\omega = 5 \times 10^{-3}$ ) in der komplexen Ebene dargestellt als Funktion des Ortes  $x$  im Kondensator. Aus dem Drehsinn mit dem die Schleifen beschrieben werden erkennt man, dass sich das Feld aus zwei entgegengesetzt laufenden Wellen zusammensetzt, deren Phasengeschwindigkeiten radial nach aussen gerichtet sind. Da es sich bei diesen Parametern um Rückwärtswellen handelt, sind ihre Gruppengeschwindigkeiten radial nach innen gerichtet. In der Umgebung von  $x = 0$  entsteht durch Interferenz eine stehende Welle, welche zu den von Buchsbaum und Hasegawa beobachteten Resonanzen führt. Die Phase des elektrischen Feldes bei  $x = 0$  ist, in Übereinstimmung mit dem Experiment

$$\varphi(x=0) \approx \int_{x_H}^{x=0} k(x') dx' + \frac{\pi}{4} \quad (15)$$

Abbildung 27 zeigt zum Vergleich einen experimentell aufgezeichneten Potentialverlauf. Für Frequenzen  $\omega \gtrsim 2 \omega_c$  ergeben sich aus Gleichung (13) fortschreitende Vorwärtswellen im Bereich  $|x| > x_H$ , ebenfalls Übereinstimmend mit dem Experiment.

Auch die Anregung von Bernsteinwellenimpulsen wie sie experimentell im Laborbericht IPP 3/102 beschrieben ist, kann mit Gleichung (13) untersucht werden. Dazu ist das Frequenzspektrum des anregenden Stromimpulses  $J(\omega)$  einzusetzen. Aus dem so erhaltenen Frequenzspektrum  $E(x, \omega)$

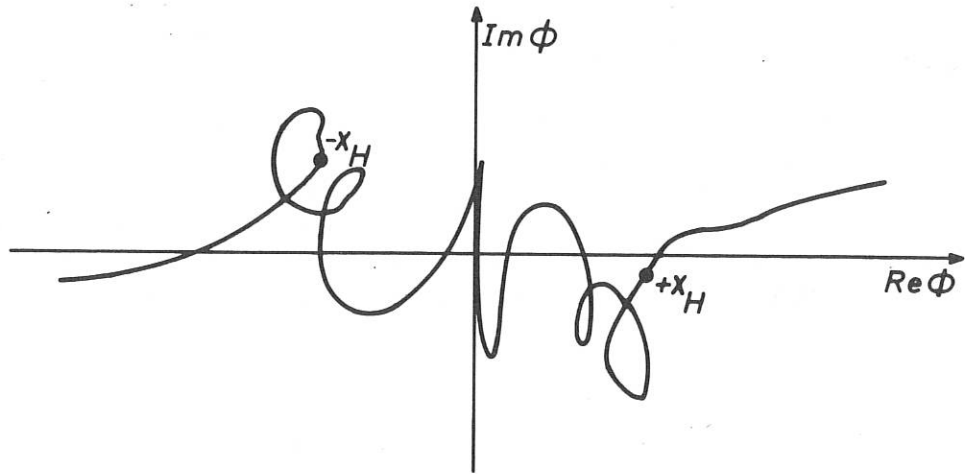


Abb. 27

Experimentelle Potentialkurve aus IPP 3/102, Abb. 5.11  
 $\omega_{po}^2/\omega^2 \approx 1,8$ ; (320 mA)  $\omega/\omega_c = 2,905$ . Der Punkt gibt  
 die Lage der hybriden Schicht an.

erhält man dann durch eine inverse Laplace Transformation die Zeitfunktion  $E(x, t)$ . Hierbei zeigte sich, dass die Bernsteinwellen im Bereich der hybriden Schicht angeregt werden und von hier aus im Fall  $\omega \lesssim 2\omega_c$  als Rückwärtswellen radial nach innen laufen (Richtung von  $v_g$ ), während sie im Fall  $\omega \gtrsim 2\omega_c$  als Vorwärtswellen radial nach aussen laufen. Die Impulslaufzeit ergab sich, ebenfalls in Übereinstimmung mit dem Experiment, zu

$$t(x) = \int_{x_H}^x \frac{1}{v_g(x')} dx' \quad (16)$$

Ein ausführlicher Bericht über diese theoretischen Untersuchungen ist gegenwärtig in Vorbereitung.

6.2. Die Beschleunigung, Heizung und Diffusion von Teilchen in stochastischen Hochfrequenzfeldern.

(S. Puri)

6.2.1. Ein stochastischer Teilchenbeschleuniger

Die stochastische Teilchenbeschleunigung in zyklischen Beschleunigern kann als Diffusionsprozess oder als statistische Bewegung im Energie-Raum beschrieben werden. In einer theoretischen Arbeit /163/ werden die bisher bekannten Ergebnisse mittels Differenzgleichungen und statistischer Bewegungstheorie erweitert. Es wird gezeigt, dass die mittlere Zeit zur Beschleunigung eines Teilchens auf seine Endenergie nur etwa ein Drittel so gross ist wie bei der herkömmlichen Beschleunigung. Die Diffusionskonstante im Energieraum lässt sich schreiben als

$$\frac{d \langle E^2 \rangle}{dt} = q^2 \langle V^2 \rangle \frac{\omega_{g0}^2}{\pi^2 \Delta \omega_g} \quad (1)$$

(E = Teilchenenergie, V = Spannung am Spalt,  $\omega_{g0}$  = mittlere Gyrationfrequenz,  $\Delta \omega_g$  = Bandbreite des Rauschspektrums). Es wird angenommen, dass das Frequenzspektrum der Rauschquelle das Spektrum der Gyrationfrequenzen in der Maschine ganz überdeckt. Die pro Teilchen nötige Eingangsleistung ist

$$P = |qV| \cdot \left[ \frac{2 \sinh a\theta}{a \sinh 2\theta} + \alpha a \right] \quad (2)$$

( $aV$  = Differenz zwischen End- und Anfangsenergie des Teilchens,  $\alpha$  = Bruchteil der Teilchen, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spaltdurchgängen an die Wand gehen oder vom Neutralgas aufgefangen werden.)

Die prinzipiellen Vorteile eines stochastischen Teilchenbeschleunigers sind: stationärer Betrieb, unkritisches Magnetfeld und daher billigerer Magnet, einfachere Hochfrequenzquelle ohne genau programmierte Frequenzvariation. Die Methode könnte in einem kleinen ( $\leq 200$  MW) Festfrequenz-Beschleuniger mit alternierenden Gradienten angewendet werden.

6.2.2. Drift und Diffusion von Ladungsträgern senkrecht zu einem inhomogenen Magnetfeld

Die Berechnung der Teilchenbewegung in räumlich homogenen, transversalen elektrischen und magnetischen Feldern liefert als Ergebnis die E x B-Drift. In der Gleichung, welche den Ort des Teilchens längs der E x B-Achse als Funktion des elektrischen Feldes (der Frequenz  $\omega$ ) beschreibt, wird diese Drift durch einen Pol bei  $\omega = 0$  wiedergegeben. Wenn das elektrische Feld dagegen zeitlich fluktuiert, tritt nach Spitzer <sup>2)</sup> an die Stelle der konstanten Drift eine Diffusion des Teilchens. Die Diffusionsrate ist proportional dem Wert der Gleichspannungskomponente im Spektrum des elektrischen Feldes.

<sup>2)</sup> L. Spitzer, Phys. Fluids, 3, 659 (1960)

Wir konnten zeigen, dass parametrische Resonanzen bei der Längsbewegung eines Teilchens in einem inhomogenen Magnetfeld zusätzliche Pole in der Gleichung verursachen, welche den Teilchenort und das elektrische Feld verknüpft. Die dann auftretende Drift und Diffusion geht nicht nur in  $E \times B$ -Richtung, sondern auch in  $E$ -Richtung. Diese letztere Diffusion ist, wie wir glauben, ein bisher unvermuteter Effekt und erweitert unser Wissen von Teilchenbewegung in elektrischen und magnetischen Feldern. Die Diffusionsraten in  $E$ -Richtung und in  $E \times B$ -Richtung sind:

$$\frac{dx_g^2}{dt} = \pi \eta^2 \sum_{s=1}^{\infty} \left[ \sum_m \frac{J_m(\beta) J_{m-s}(\beta) - J_m(\beta) J_{m+s}(\beta)}{\omega_c + m\rho} \right]^2 \Phi(s\rho) \quad (3)$$

$$\frac{dy_g^2}{dt} = 2\pi \eta^2 \left[ \sum_m \frac{J_m(\beta)}{\omega_c + m\rho} \right]^2 \Phi(0) + \pi \eta^2 \sum_{s=1}^{\infty} \left[ \sum_m \frac{J_m(\beta) J_{m-s}(\beta) + J_m(\beta) J_{m+s}(\beta)}{\omega_c + m\rho} \right]^2 \Phi(s\rho) \quad (4)$$

( $\eta = q/m$ ,  $\beta = (R-1)/R+1$ ),  $R =$  Spiegelverhältnis,  $J_m =$  Besselfunktion erster Art und  $m$ -ter Ordnung,  $\omega_c =$  mittlere Gyrationfrequenz in einem ideal parabolischen magnetischen Spiegel,  $p/2 =$  Frequenz der Bewegung des Teilchens längs der Spiegelachse). Die numerische Berechnung dieser Raten ist im Gange.

### 6.2.3. Experiment zur stochastischen Heizung von Elektronen und Ionen

Von diesem Experiment, welches schon im letzten Jahresbericht beschrieben wurde, liegen nunmehr erste Messergebnisse vor. Wir konnten ein nahezu voll ionisiertes Plasma einer Teilchendichte von  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  mit einer Temperatur von etwa 50 eV mittels einer 100 Watt-Mikrowellenrauschquelle (8 - 12 GHz) erzeugen. Ionenheizungsversuche und diagnostische Versuche sind in Vorbereitung. - Dieses Experiment ist auch geeignet, die Plasmadiffusion in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern zu messen (siehe Abschnitt 6.2.2.).



6.3. Nichtreziproke Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma

(O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter)

Unterscheiden sich die antiparallelen Wellenvektoren  $k_+$  u  $k_-$  für den Hin- bzw. Rücklauf einer Welle durch ein Medium voneinander nicht nur durch ihr Vorzeichen, so spricht man von nicht-reziproker Ausbreitung. Da  $k$  komplex sein kann, gibt es Nichtreziprozität in Phase und Amplitude. Ein Medium, das diese Eigenschaft besitzen soll, muss eine Richtung (genauer: einen Richtungssinn) auszeichnen. Letzteres kann entweder durch eine fortschreitende Bewegung (polarer Vektor) oder eine Gyration (achsialer Vektor) der Teilchen (bzw. eine Orientierung der magnetischen Momente) geschehen, wobei der zweite Fall immer mit einem magnetischen Gleichfeld verbunden ist. Hieraus ergibt sich, dass die nichtreziproke Ausbreitung von Wellen prinzipiell die Möglichkeit liefert, einerseits Teilchendriften und damit zusammenhängende Effekte wie die Zweistrominstabilität, andererseits aber auch das Magnetfeld selbst zu untersuchen, das im Plasmainneren herrscht.

6.3.1. Mikrowellenbrückenmethode zur Messung kleiner Phasenunterschiede ( $k_+ - k_-$ )L (L = Mess-Strecke im Medium)

Im letzten Jahresbericht wurde bereits ein Experiment beschrieben, welches den Drifteffekt mit Hilfe der Brückenmethode an einem unmagnetisierten Plasma misst (Fresnel'sche Mitführung). Dort wurde auch auf die fundamentale Bedeutung der Fresnel-Lorentz'schen Beziehung hingewiesen. Neben einer Weiterführung des Experiments in Richtung auf magnetisierte Plasmen schien uns daher auch eine Erweiterung der Rechnungen zur Dispersion der elektromagnetischen Moden in Hohlleitern mit Plasmafüllung angezeigt.

Experiment: Der Übergang von einer U-förmigen auf eine gerade Entladungsstrecke (wie sie auch für Versuche mit Magnetfeld nötig ist) brachte neben einer erwünschten Reduktion der Dichtefluktuationen auch Komplikationen für die Einkopplung der Mikrowellen. Anfängliche Versuche mit knieförmig abgewinkelten Hohlleiterstücken führten zu unübersichtlichen Anregungs- und Ausbreitungsformen. Daher wurde schliesslich eine symmetrische Form der Einkopplung gewählt (Abb. 28). Die Messungen mit dieser Anordnung erbrachten im Gegensatz zu früheren Resultaten (vergl. Jahresbericht 1969) einen ziemlich glatten Kurvenverlauf.

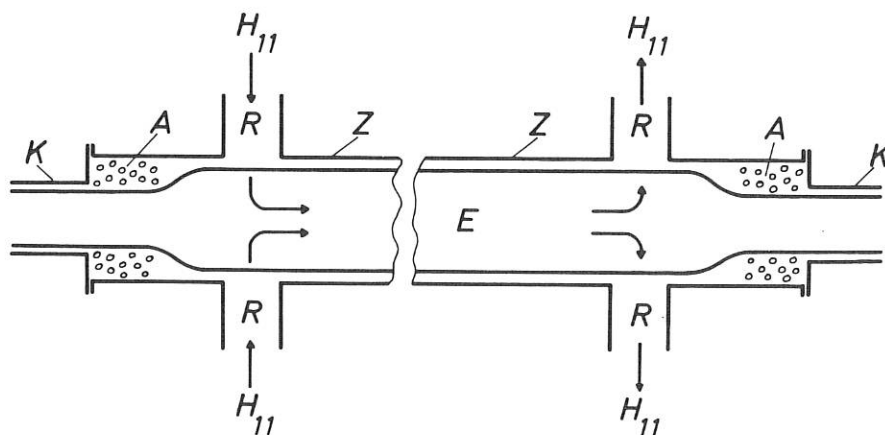
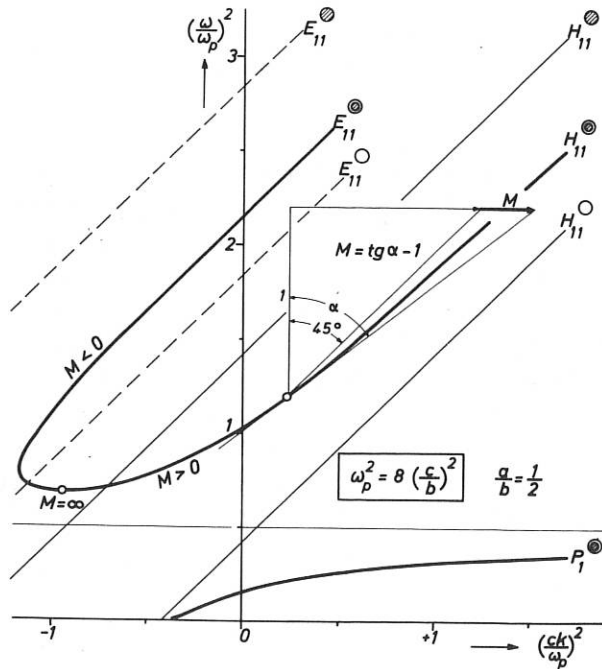


Abb. 28

Einkopplung der Mikrowellen bei geradliniger Entladung. E = Entladungsgefäß, Z = Kreis-zylindrischer Hohlleiter, K = Kamme unterhalb cut-off, R = Rechteckhohlleiter, welche über T-Verzweigungen symmetrisch gespeist werden, A = Absorber.

6.3.2. Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in plasmagefüllten Hohlleitern



Die Dispersion eines teilweise von homogenem, stossfreiem und kaltem Elektronenplasma erfüllten zylindrischen Hohlleiters wurde ohne weitere Näherungen (wie z.B.  $\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$ , oder quasistatische Näherung) berechnet. Die erhaltene Beziehung enthält die beiden Fälle  $\omega_p \gtrless \omega$ . Im  $\omega^2 - k^2$ -Diagramm (Abb. 29) entstehen zweierlei Arten von Moden: 1. "Hohlleitermoden", welche vom Plasma für  $\omega > \omega_p$  nur wenig beeinflusst werden und im Diagramm (Abb. 29) Asymptoten besitzen, welche zur Lichtgeraden  $\omega = ck$  parallel verlaufen. 2. "Plasmakabelmoden", welche nur unterhalb ihrer Resonanzstelle bei  $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$  existieren.

Abb. 29  
Dispersion der untersten Moden mit Dipolsymmetrie.  $E_{11}^{\odot}, H_{11}^{\odot} = E_{11}$  bzw.  $H_{11}$ -artiger Ast der durch den Plasmakern beeinflussten Hohlleitermode.  $E_{11}^{\circ}, E_{11}^{\bullet} =$  Gerade, welche die entsprechenden Moden im leeren bzw. vollständig mit Plasma erfüllten Hohlleiter beschreiben.  $P_1 =$  "Plasmakabelmode".  $M = c^2 / (v_{gruppe} \cdot v_{phase}) - 1$  ist eine Grösse, welche proportional zur Mitführung im Punkt Q des Diagramms ist.  $b =$  Hohlleiterradius,  $a =$  Radius des Plasmakerns.

6.3.3. Laser-Ringoszillatormethode zur Transformation kleiner Phasenunterschiede in Frequenzunterschiede.

Neben den beschriebenen Brückenmessungen wurde die Verwendung von Ringoszillatoren zur Messung untersucht, wozu bereits aus früheren Arbeiten <sup>1) 2)</sup> wesentliche Erfahrungen vorlagen. Das Messobjekt liegt dabei im gemeinsamen Strahlengang der beiden einen Ringresonator gegensinnig durchlaufenden Wellen. Die Durchstrahlung mit linear polarisierten Wellen erlaubt die Bestimmung von Teilchendriften, während sich mit zirkularpolarisierten Wellen entgegengesetzten Drehsinns aus der Frequenzdifferenz über die Dispersionsbeziehung das innere Magnetfeld ermitteln lässt. Versuche nach dieser Methode wurden mit einem He-Ne-Ringlaser erfolgreich durchgeführt <sup>3)</sup>.

1) Untersuchungen an Ringhohlräumen, O. Gehre, M. Tutter IPP 3/72  
 2) Plasma electron density measurement with a feedback oscillator, T.C. Simonen and M. Tutter Rev. of Scient. Instr. Vol. 39, No. 11, pp. 1645 - 1646, (1968)  
 3) Properties of He-Ne-Ringlasers at 3,39 microns, A. Hetherington, G.J. Burrell and T.S. Moss Infrared Physics Vol. 9, pp. 109 - 124 (1969)

Nach der Entwicklung eines CO<sub>2</sub>-Lasers (Jahresbericht 1969) wurde die Verwendbarkeit dieses Lasertyps als Ringlaser untersucht. Allgemein sind beim Ringlaser zwei unabhängige gegenläufige Wellen im Resonator nur möglich, wenn erstens die Wechselwirkungen durch Stösse innerhalb des Verstärkungsprofils des Lasermediums vernachlässigbar sind (inhomogene Linienverbreiterung) und zweitens die Frequenzdifferenz beider Moden einen bestimmten minimalen Betrag überschreitet (Phase-locking-Bereich). Bei CO<sub>2</sub>-Lasern bedeutet dies Betrieb im Gebiet stark verminderten Drucks, in dem die Verstärkung des Mediums sehr viel kleiner als im normalen Druckbereich ist. Dem gegenüber steht die Forderung nach einer minimalen Frequenzdifferenz, die durch Verwendung eines nichtreziproken Phasenschiebers im Ring (Faraday-Rotator zwischen Zirkularpolarisatoren) erfüllbar ist, was jedoch die Resonatorverluste vergrössert.

Es wurde daher nach Materialien mit ausreichender Faradaydrehung und kleinen Absorptionsverlusten bei 10,6  $\mu$  gesucht. Die Halogenide NaCl, KCl, welche die geringsten Verluste haben, zeigten bei 10,6  $\mu$  keine Drehung mehr. Ihr Brechungsindex wird im Gegensatz zum Sichtbaren dort bereits überwiegend durch Ionen bestimmt. Infrarotdurchlässige Halbleiter mit hoher Elektronenbeweglichkeit zeigen verhältnismässig starke Drehung, haben jedoch wesentlich höhere Absorptionsverluste. Die grossen möglichen Drehwinkel (z.B. InSb 45 ° bei 0,5 mm Schichtdicke und B = 5 kGs) erlauben jedoch eine Abwandlung des Ringlaserprinzips, bei der Resonatorverluste eine untergeordnete Rolle spielen. Dabei wird ein Laserring mit 2 gegensinnig umlaufenden Wellen durch 2 Ringe mit jeweils einer der beiden Wellen ersetzt, wobei das Messobjekt in einem gemeinsamen Teil beider Ringe sitzt. Dabei können beide Laser im Gebiet hoher Verstärkung betrieben werden, die Entkopplung und Festlegung der Umlaufrichtung der Welle im Resonator erfolgt durch optische "Einwegleitungen" mittels Faradaydrehung in InSb. Gemessen wird nunmehr die Frequenzdifferenz zwischen beiden Ringen, welche durch das Messobjekt verändert wird. Die Untersuchung beider beschriebenen Möglichkeiten für Messungen nach dem Ringoszillatorprinzip wird fortgesetzt.

#### 6.4. Die interferometrische Messung von Elektronendichteprofilen

(F. Keilmann)

Die Elektronendichte in Plasmen kann man dadurch selektiv und einfach bestimmen, dass man Interferometer nicht mit sichtbarem Licht, sondern mit Strahlung längerer Wellenlänge aus dem Infrarot- und Submillimetergebiet betreibt.

##### 6.4.1. Grundlegende Betrachtungen

Im sichtbaren Gebiet weisen die neutralen und teilweise ionisierten Atome Resonanzen auf und tragen daher erheblich zum Brechungsindex des Plasmas bei. Da der Dispersionsverlauf für jede Teilchensorte bekannt ist, hat man sich zur Konzentrationsmessung damit geholfen, dass man den Brechungsindex bei mehreren verschiedenen sichtbaren Frequenzen bestimmte. Dieses Vorgehen ist aufwendig und ungenau. Für den Brechungsindex bei Infrarot- und Submillimeterfrequenzen sind aber die Beiträge der Atome und Ionen stets unter  $3 \times 10^{-4}$  (bei Atmosphärendruck) abgeklungen. Der Beitrag freier Elektronen zum Brechungsindex ist der Elektronendichte  $n_e$  und dem Quadrat der Lichtwellenlänge  $\lambda$  proportional, solange  $n_e \cdot \lambda^2$  klein gegen den kritischen Wert  $10^{13} \text{ cm}^{-1}$  bleibt (cut-off-Gebiet). Insgesamt gesehen ist also bei gegebener Wellenlänge der brauchbare Messbereich für die Elektronendichte nach oben durch die Annäherung an die Plasmaresonanz, nach unten durch den Einfluss der Atome und Ionen abgegrenzt: Für HCN-Laserstrahlung (Wellenlänge 0,34 mm) ist im Bereich  $10^{12} \lesssim n_e \lesssim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , für  $\text{CO}_2$ -Laserstrahlung (Wellenlänge 10,6  $\mu$ ) im Bereich  $10^{15} \lesssim n_e \lesssim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  die Erhöhung der Phasengeschwindigkeit ausschliesslich von der Elektronendichte abhängig und dieser direkt proportional.

Experimentell sind Elektronendichtemessungen mit Infrarot- und Submillimeterstrahlung seit der Entdeckung der beiden genannten Laser (1964) möglich, jedoch mit der Einschränkung, dass nur punktförmige Detektoren verfügbar waren und eine zweidimensionale Aufzeichnung bei kurzen Messzeiten nicht gestattet. Diese Lücke konnte durch den thermischen Flüssigkristallbildwandler geschlossen werden /105/. Daneben gibt es einen zweiten experimentellen Aspekt, in dem sich die von uns untersuchten Messverfahren gegenüber Standardmethoden mit sichtbarem Licht unterscheiden: Schliereffekte wachsen mit steigender Wellenlänge gegenüber den interferometrisch messbaren Phaseneffekten an Bedeutung. Zur Veranschaulichung betrachte man eine frequenzunabhängige Brechungsindexverteilung. Dann kongruieren die Strahlbahnen für Licht verschiedener Frequenzen (also gleiche Schlierenwinkel), während sich die Phasenverschiebungen umgekehrt proportional wie die Wellenlängen verhalten. In Elektronengasen steigen demnach die Phasenänderungen linear, die Ablenkungswinkel aber quadratisch mit der Wellenlänge an.

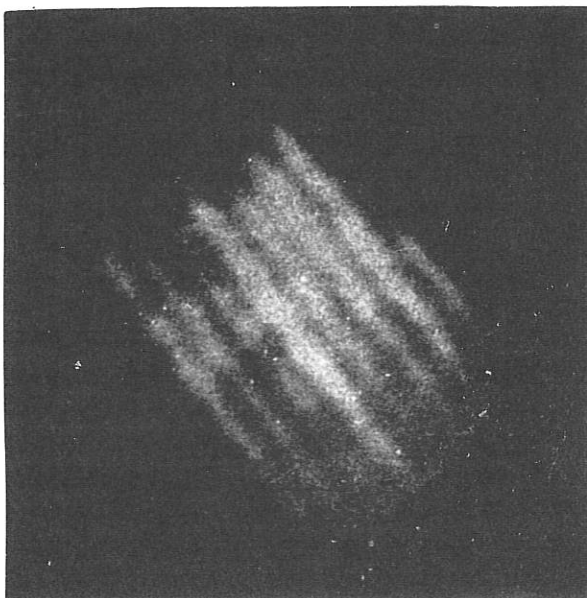
##### 6.4.2. Experimente

Die Realisierbarkeit der Messung von Elektronendichteprofilen mit der Infrarotstrahlung des  $\text{CO}_2$ -Lasers wurde experimentell demonstriert und in einem zusammenfassenden Bericht diskutiert /103/. Besonders nützlich erscheint das unten näher beschriebene Schlieren-Interferometer. Die untersuchten Objekte waren stationäre, zylindersymmetrische Bogenplasmen bei Atmosphärendruck. Ihre Durchmesser betragen einige Millimeter, die maximalen Elektronendichten etwa  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Bei diesen Verhältnissen übertraf die Genauigkeit der Interferenzmessungen die der Schlierenverfahren um das dreifache; sie betrug  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  in der Elektronendichte

und  $100 \mu$  in der Ortsbestimmung. Zur Diagnostik für den Elektronendichtebereich zwischen  $10^{12}$  und  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  wurden ein bei  $0,34 \text{ nm}$  emittierender HCN-Laser und ein Flüssigkristallbildwandler gebaut, der nur  $4 \text{ mJ/cm}^2$  Strahlungsenergie für ein Einzelbild benötigt. Damit sind die sehr kurzen Belichtungszeiten  $10^{-9} \text{ sec}$  ( $\text{CO}_2$ -Laser) bzw.  $10^{-5} \text{ sec}$  (HCN-Laser) ausreichend. Der HCN-Laser wurde zur Elektronendichtemessung an das MHD-Projekt IPP-M.A.N. abgegeben.

Abb. 30

Das erste mit der Strahlung des HCN-Lasers (Wellenlänge  $0,34 \text{ nm}$ ) aufgenommene Interferogramm



#### 6.4.3. Ein Schlieren-Interferometer

Das Schlieren-Interferometer ermöglicht mit einem Minimum an experimentellem Aufwand die Messung des Elektronendichteprofiles. Voraussetzung ist dabei Rotationssymmetrie des Objekts um wenigstens eine Achse senkrecht zum Laserstrahl.

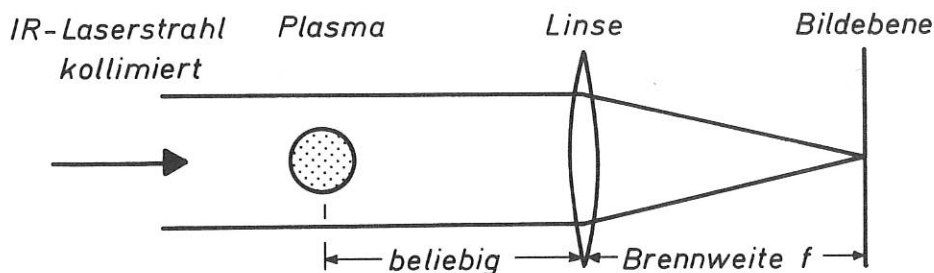


Abb. 31

Schlieren-Interferometer

Durch die Anwesenheit des Plasmas wird das zuerst kollimierte Strahlbündel in seiner Phasen- und Richtungsverteilung geändert; statt eines Brennpunkts wird in der Fokalebene der Linse eine für das Plasma charakteristische Intensitätsverteilung entworfen. Alle im Plasma um den gleichen Winkel abgelenkten Strahlen treffen sich in einem Bildpunkt, wo sie interferieren. Die Analyse erfolgt in zwei unterschiedlich aufwendigen Schritten:

1. Aus dem Gesamtdurchmesser des Brennflecks  $2r$  entnimmt man ohne grossen Fehler die maximale im Plasma vorkommende Elektronendichte nach der simplen Beziehung  $n_{e \text{ max}} =$

$$10^{13} \cdot \frac{r}{f} \cdot \frac{1}{\lambda^2} \text{ (cgs/Einheiten).}$$

2. Durch Auswertung des Interferenzbildes und Abel-Transformation erhält man das exakte Elektronendichteprofil.

6.5. Die Streuung von Millimeter- und Submillimeterstrahlung an Plasmawellen und Turbulenzen

(O. Gehre, F. Keilmann, H.M. Mayer, M. Tutter, A. Bardocz)

6.5.1. Streuung an einem dünnen Plasma

Wir verfolgen hier das Ziel, Aufklärung über instabile Wellen in dünnen Plasmen zu erhalten. Prinzipiell sind dazu die Schwankungen in der Elektronendichte zu messen. Als störungsfreie Sonde bietet sich nur die Streuung elektromagnetischer Wellen an Elektronen an. Nach der Theorie wird bei der einfallenden Lichtintensität  $I_0$  (Frequenz  $\omega_0$ , Wellenvektor  $\vec{k}_0$ ) das Streulicht mit dem Intensitätsspektrum  $I(\vec{k}_s, \omega_s)$  beobachtet.

$$I(\vec{k}_s, \omega_s) = \gamma \cdot N \cdot I_0 \cdot \left(\frac{e^2}{m_e \cdot c^2}\right)^2 \cdot S(\vec{k}_s - \vec{k}_0, \omega_s - \omega_0)$$

Dabei ist  $\gamma$  ein Geometriefaktor,  $N$  die Zahl der streuenden Elektronen. Mit  $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_0$  und  $\omega = \omega_s - \omega_0$  ergibt sich der dynamische Formfaktor  $S(\vec{k}, \omega)$  als fouriertransformierte Autokorrelationsfunktion der normierten Elektronendichte.

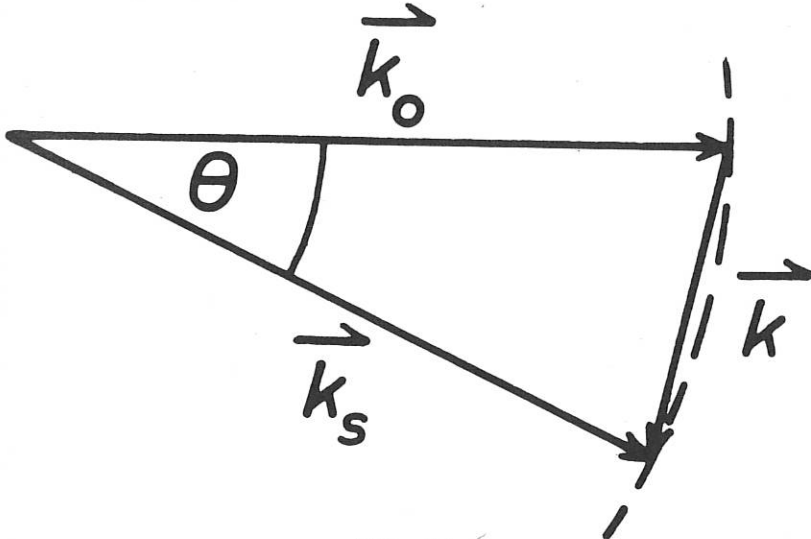


Abb. 32  
Streugeometrie

Fragt man nun, wann  $S(\vec{k}, \omega)$  Information über Elektronendichteschwankungen enthält, so findet man als Bedingung

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{L_D \cdot 4\pi \sin \frac{\theta}{2}} \gtrsim 1$$

$\lambda_0$  ist die Wellenlänge des einfallenden Lichts,  $L_D$  ist die Debyelänge. Für ein Plasma der Elektronendichte  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und der Temperatur  $3 \times 10^5 \text{ °K}$  ist  $L_D = 0,1 \text{ mm}$ . Daraus geht hervor, dass zur Streuung an einem solchen Plasma Licht von relativ langer Wellenlänge verwendet werden muss. Es sind etwa die folgenden Kombinationen möglich:

	$\lambda_0$	$\theta$	$\alpha$	$\lambda_k$
CO <sub>2</sub> -Laser	0,01 mm	1 °	1	0,6 mm
HCN-Laser	0,34 mm	31 °	1	0,6 mm
		16 °	2	1,3 mm
Klystron	4 mm	180 °	3,2	2 mm
		90 °	4,5	2,9 mm



In der letzten Spalte ist  $\lambda_k = 2\pi/|\vec{k}|$ , die zur gewählten Streuanordnung gehörende Plasmawellenlänge eingetragen (s. Abb. 32). Bei fest gewählten  $\lambda_0$  und  $\theta$  erfasst man mit dem Streuspektrum  $S(\vec{k}, \omega)$  genau den Teil des Spektrums der Plasmawellen, bei dem der Wellenvektor  $\vec{k}$  ist. Das Frequenzspektrum reicht bis zur Plasmafrequenz, die bei der angenommenen Elektronendichte 3 GHz beträgt.

Die Streuexperimente werden mit 4 mm-Wellen und HCN-Laserstrahlung ausgeführt. In einer ersten Serie von Experimenten werden Plasmawellen durch Antennen angeregt, damit die Streuleistung zur Erprobung verschiedener Möglichkeiten der Frequenzanalyse ausreichen. Eine quasi-optische Spektralanalyse mit dispergierenden Elementen ist aus Intensitäts- und Auflösungsgründen nicht anwendbar, vielmehr werden heterodyne Systeme benutzt, die eine Transformation der Streuspektren je nach erforderlicher Bandbreite in das Frequenzgebiet von etwa 1 GHz gestatten.

### 6.5.2. Die Vor- und Rückwärtsstreuung von 3 cm-Mikrowellen an laufenden Schichten

Als Vorversuch zur Streuung von 4 mm-Wellen wurde die Reflexion und Transmission von elektromagnetischen 3 cm-Wellen an bzw. durch laufende Schichten gemessen, das sind räumlich und zeitlich näherungsweise periodische Plasmadichteschwankungen. Diese traten in der positiven Säule einer Niederdruckglimmentladung bestimmter Bauart spontan auf, mit gleicher Laufrichtung wie die positiven Ionen. Ihre "Wellenlänge" mit Photomultiplier-Korrelationsmessungen bestimmt, lag bei einigen cm und war nicht klein verglichen mit der Gesamtlänge der Wellenzone. Der Vorgang der Beeinflussung der elektromagnetischen Welle durch die Plasmadichtewelle wurde rechnerisch mit einem vereinfachenden Modell untersucht (Abb. 33).

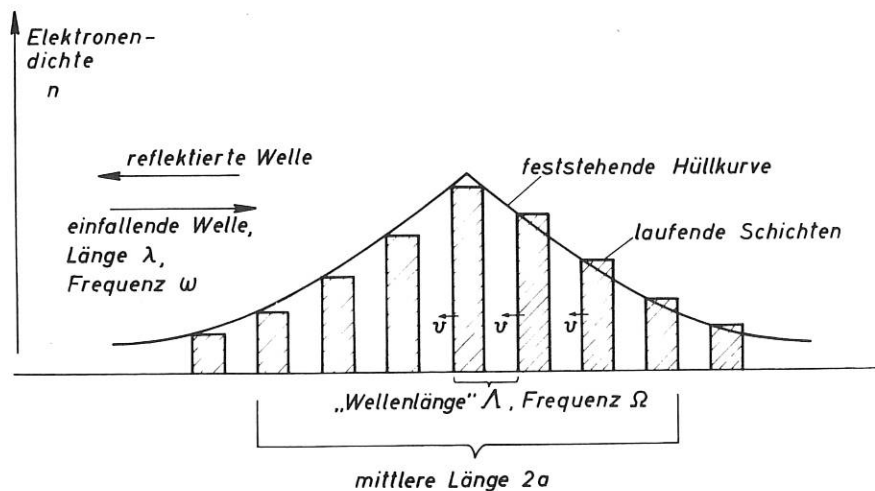


Abb. 33

Modell für in begrenztem Raum laufende Schichten

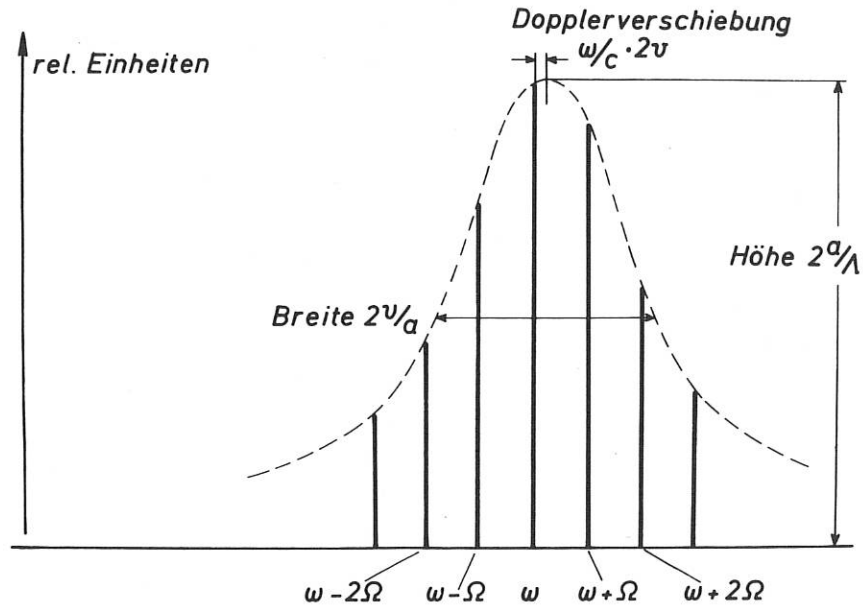


Abb. 34

Reflexionsspektrum, berechnet für das in Abb. 33 dargestellte Modell

Abb. 34 zeigt das berechnete Frequenzspektrum der reflektierten Welle. Beim Übergang zu dem in der Literatur häufiger betrachteten Fall  $a \gg \lambda$  engt sich die Hüllkurve des Spektrums immer mehr ein und es bleibt schliesslich nur dann eine Spektrallinie sichtbar, wenn die Dopplerverschiebung  $\frac{\omega}{c} \cdot 2v$  gleich einem ganzzahligen Vielfachen der Plasmawellenfrequenz  $\Omega$  ist, wenn also gilt:

$$\omega_R - \omega = m \cdot \Omega$$

oder

$$\vec{k}_R - \vec{k} = m \cdot \vec{K}$$

( $\omega_R, \vec{k}_R$  = Frequenz und Wellenvektor der reflektierten Welle,  $|\vec{K}| = \frac{\Omega}{v}$  ).

Das Transmissionsspektrum bleibt hingegen auf die Frequenz  $\omega$  zentriert.

Abb. 35 zeigt zum Vergleich ein gemessenes Spektrum der an der Anodenseite des Plasmas in axialer Richtung reflektierten Mikrowelle.

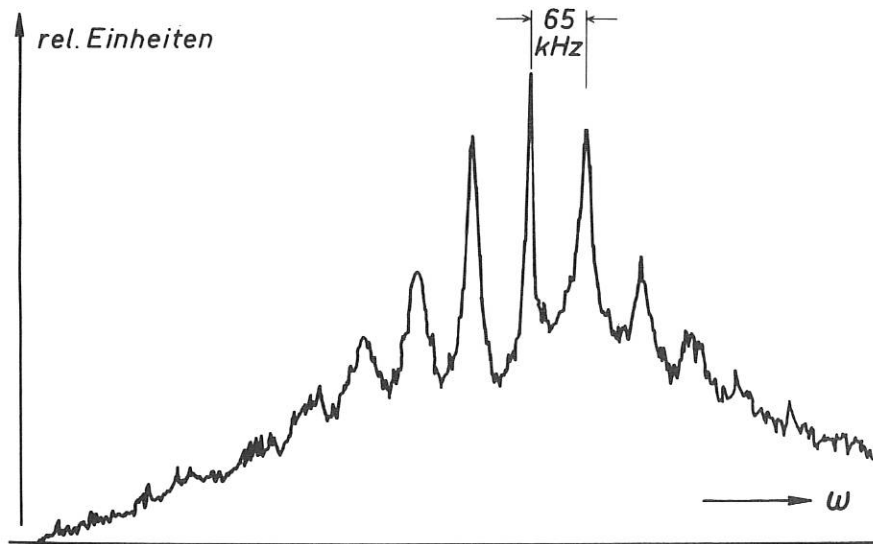


Abb. 35

Reflexionsspektrum, gemessen an den laufenden Schichten einer Glimmentladung (Mikrowellen, 9 GHz).

ABTEILUNG OBERFLÄCHENPHYSIK 9

(E.W. Blauth)

Die Aufgabe der Abteilung Oberflächenphysik besteht darin, die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der Wand des umgebenden Gefäßes zu untersuchen. Diese Wechselwirkung wird ausgelöst durch die vom Plasma emittierten Photonen, Ionen, Elektronen und schnellen Neutralteilchen sowie - im Falle des Fusionsplasmas - Neutronen.

Die Belastung mit den verschiedenen Strahlungen heizt die Wand auf, führt zur Desorption der an der Wand adsorbierten Gase und zur Zerstäubung. Dadurch dringen Verunreinigungen ins Plasma ein, die zu verstärkter Abstrahlung führen. Dem Plasma wird Energie entzogen und die Wandbelastung steigt.

Die auf die Wand einfallenden Plasmaionen können an der Wand zurückgestreut werden, verlieren dabei Energie und werden zum Teil neutralisiert. Ein anderer Teil wird völlig abgebremst und diffundiert u.U. als Neutralgas zum Plasma zurück. Die ins Plasma eindringenden Neutralteilchen bewirken Umladungsverluste. Auch die Wand wird geschädigt: Sie wird durch Zerstäubung abgetragen, die Eigenschaften des Wandmaterials werden durch Strahlenschäden verändert.

Abhängig von der Art des Plasmaexperimentes oder dem Typ eines gedachten Fusionsreaktors sind es jeweils andere der angedeuteten Prozesse, die die dominierende Rolle für die Plasma-Wand-Wechselwirkung spielen. Eine Untersuchung der Vorgänge auf breiter Basis und von den Grundlagen her ist daher nötig.

Die derzeitigen Aktivitäten der Abteilung lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen: Ionenbeschuss von Festkörpern, Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkung in einem Theta-Pinch und Entwicklung apparativer Methoden zur Untersuchung von Oberflächen.

1. Ionenbeschussexperimente

1.1. Wasserstoff- und Heliumionenbeschuss von 50-150 keV (PHARAO)

(Protonen- und Heliumionen-Accelerator für Rückstreuung an Oberflächen)

(R.Behrish, H.G.Schäffler, B.M.U.Scherzer, H.Schulze, R.Weißmann)

PHARAO ist ein Beschleuniger für leichte Ionen ( $H^+$ ,  $He^+$ ) im Energiebereich von 50-150 keV zur Untersuchung der Zerstäubung, Strahlenschäden und Blasenbildung durch diese Ionen in festen Targets. Als Untersuchungsmethode wird vorwiegend die Rückstreuung verwendet. Der Aufbau der Streukammer ist in Fig.1 schematisch dargestellt.

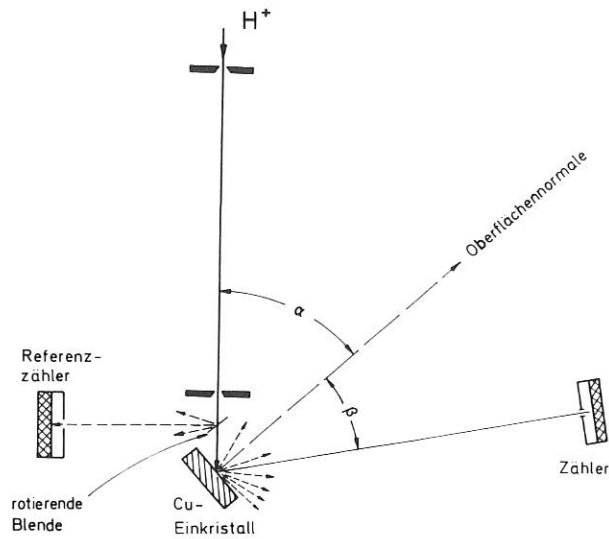


Fig. 1 Schematischer Aufbau der Streukammer in PHARAO. Rotierende Blende und Referenzzähler dienen zur Dosismessung.

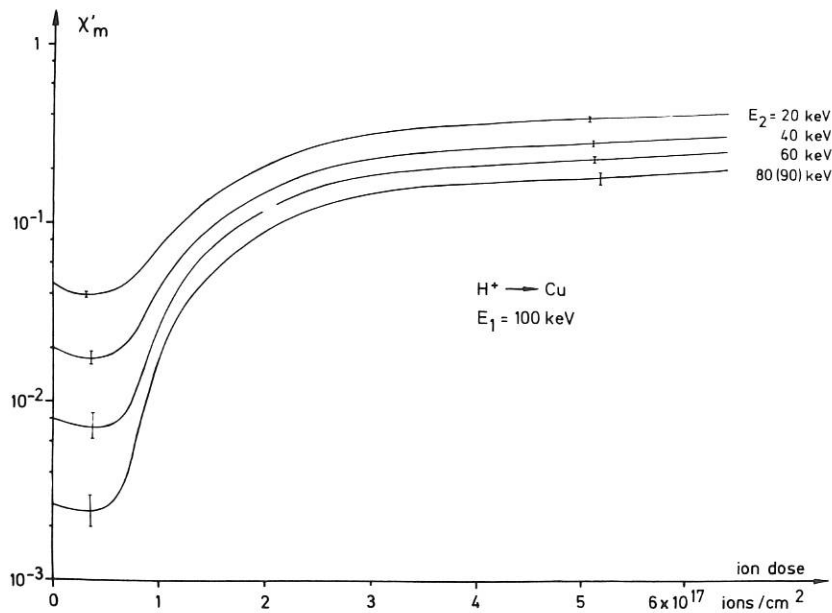


Fig. 2 Relative Rückstreuintensität  $\chi'_m$  als Funktion der Beschußdosis für verschiedene Austrittsenergien  $E_2$  beim Beschuß eines Cu-Einkristalls mit 100 keV Protonen. ( I : Meßfehler)

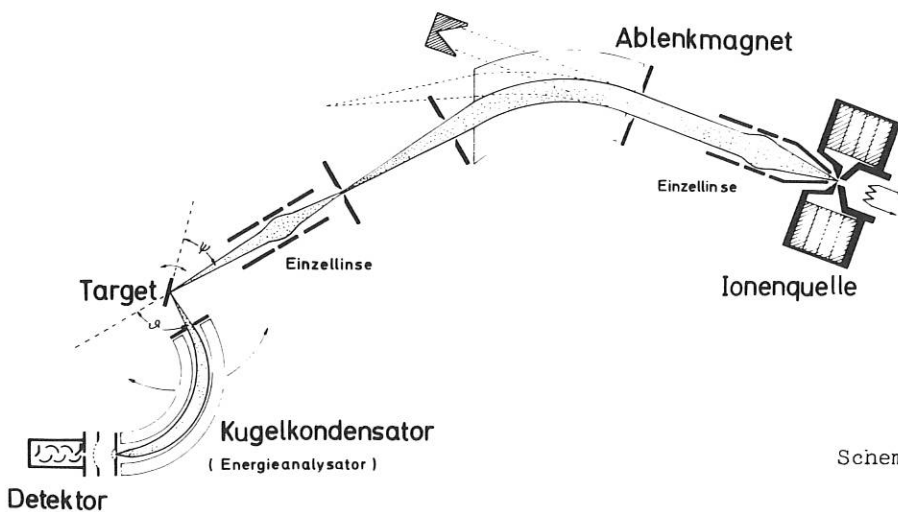


Fig. 3 Bombardon.

Schematische Darstellung der Apparatur

Im Berichtsjahr wurde ein neuer Targetdeckel fertiggestellt und ausprobiert, der u.a. eine genauere Winkeleinstellung von Target und Zähler erlaubt und einen Zähler mit besserer Energieauflösung ( $\sim 2$  keV) besitzt. Die Stabilität des Ionenstrahls wurde erhöht.

Die Strahlenschädenmessungen mittels Protonenrückstreuung an Niob (IPP 7/3) /9/ wurden an Kupfer-einkristallen fortgeführt. Bei Kupfer heilen die Strahlenschäden in Oberflächennähe bei Zimmertemperatur, im Gegensatz zu Nb, während des Beschusses aus. Außerdem werden in tieferen Schichten, in denen die Protonen zur Ruhe kommen, beim Überschreiten einer bestimmten Beschußdosis Gasblasen gebildet, die das Gitter verzerren und schließlich zur Oberfläche hin aufplatzen. Die Verzerrung des Gitters äußert sich in einem Anstieg der relativen Rückstreuintensität  $\chi'_{\min}$  (Fig.2). Die kritische Dosis liegt bei etwa  $6 \cdot 10^{16}$  Ionen/cm<sup>2</sup>.

Bei den Zerstäubungsmessungen /10/ an aufgedampften, dünnen Cu-Filmen wurde die Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Protonen untersucht. Man findet einen Anstieg mit abnehmender Energie in Übereinstimmung mit theoretischen Erwartungen.

Zur Interpretation der Protonenrückstreuung aus größeren Tiefen haben sich Untersuchungen der Kleinwinkelstreuung als notwendig erwiesen. Ein Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Energie- und Winkelverteilung vor- und rückwärts gestreuter leichter Ionen im Energiegebiet oberhalb einiger keV wurde entwickelt. Die Messungen der Kleinwinkelstreuung von 50-150 keV H<sup>+</sup> und He<sup>+</sup> an Cu- und Ni-Folien verschiedener Dicke, ergeben generell schmalere Winkelverteilungen als die Rechnungen. Die Ursache wird in den relativ großen Kristalliten ( $\approx 1000\text{\AA}$ ) und in Dickschwankungen der 300-3000 $\text{\AA}$  dicken Folien vermutet, die in Zusammenarbeit mit der Abt. Technik hergestellt wurden.

## 1.2. Protonenbeschuß bis 20 keV (BOMBARDON)

(W. Eckstein, H. Verbeek)

Die Apparatur wurde im Wesentlichen fertiggestellt.

Es wurden die optimalen Betriebsbedingungen für die Duoplasmatron-Ionenquelle bestimmt. Das Strahlprofil und die Strahlzusammensetzung (Ionenart) wurden in Abhängigkeit von den Ionenquellenparametern gemessen.

Das Target befindet sich drehbar in der Mitte der Streukammer von 60cm  $\varnothing$  (Fig.3). Zur Untersuchung von Einkristallen steht ein Goniometer bereit. Das Target kann durch Elektronenbeschuß bis 2000°C aufgeheizt werden.

Ein elektrostatisches Energiespektrometer (Kugelkondensator) mit einem offenen Multiplier als Teilchendetektor ist um das Target herum schwenkbar. Damit kann unter Streuwinkeln von 0-150° gemessen werden. Das Spektrometer wurde mit dem Primärstrahl geeicht. Das Auflösungsvermögen wurde zu  $\frac{E}{\Delta E} = 140$  bestimmt.

Zur Erhöhung der Nachweisempfindlichkeit können die aus der Austrittsblende des Spektrometers kommenden Ionen mit 15 kV nachbeschleunigt werden. Die Impulse aus dem Multiplier werden von dem auf Nachbeschleunigungspotential liegenden Vorverstärker über einen Isoliertransformator mit elektrostatischer Schirmung ausgekoppelt, damit die Nachweiselektronik auf Erdpotential liegen kann.



Die ganze Apparatur ist bis mindestens 250°C ausheizbar. Das Endvakuum in der Targetkammer beträgt einige  $10^{-11}$  Torr. Das Saugvermögen in der Targetkammer für  $H_2$  ist 20 000 l/s, so daß der Druck bei einem Strahlstrom von 100µA unter  $10^{-9}$  Torr bleibt. Für Edelgase beträgt das Saugvermögen ca. 400 l/s.

Der Beschuß kann mit allen Ionen mit  $M < 40$  (Ar) bis zu einer Energie von 20 keV, für Kr noch bis 10 keV erfolgen. (Begrenzte Feldstärke des Ablenkmagneten). Mit Helium läßt sich z.Zt. sehr schlecht arbeiten, weil es durch die Kryopumpe hinter der Ionenquelle nicht gepumpt wird.

Es wurde eine Reihe von Energiespektren der an Cu und Be unter einem Winkel von  $45^\circ$  rückgestreuten Wasserstoffionen ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ) gemessen. Da die Zählelektronik bisher nur bei Zählraten  $< 10^4/s$  einwandfrei arbeitete, mußte der Primärstrahl dazu auf  $\sim 1\mu A$  gedrosselt werden. Die Rückstreuintensität steigt mit zunehmender Energie bis zu einem breiten Maximum bei ca. 80% der Primärenergie an und fällt dann steil ab. Die Moleküllionen ( $H_2^+$  und  $H_3^+$ ) werden offenbar beim Stoß dissoziiert, so daß sich die Spektren zu  $1/2$  bzw.  $1/3$  der Primärenergie verschieben.

### 1.3. Ionenbeschuß bis 3000 eV (SORBAS)

(W. Heiland, E. Taglauer)

Zerstäubung und Rückstreuung beim Beschuß von Cu- und Ni-Targets mit Argon-Ionen von 50-150 eV Energie wurden weiterhin untersucht (Fig.4).

Solange die Targetoberfläche mit Fremdatomen bedeckt ist, erhält man in der Energieverteilung der vom Target kommenden geladenen Teilchen zwei charakteristische Maxima. Sie zeigen eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Primärenergie, Streu- und Targetwinkel und sind deshalb zwei verschiedenen Gruppen von zerstäubten, bzw. desorbierten Ionen zuzuschreiben /191/.

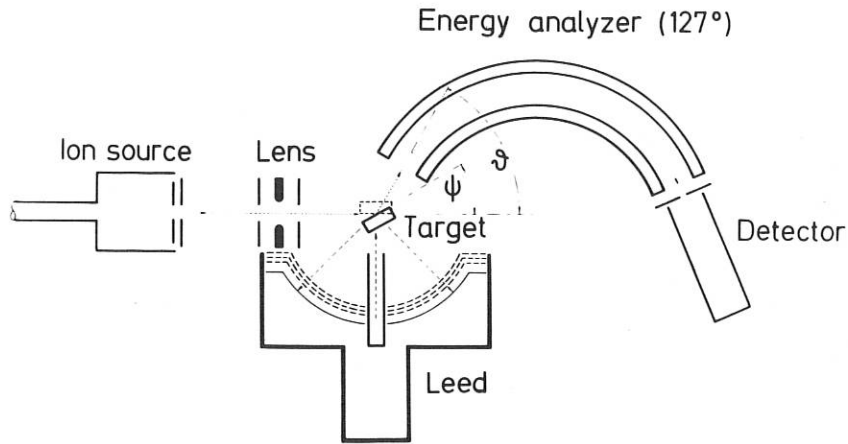
Mit einer Ionenquelle hoher Stromdichte kann der Reinigungsprozeß während des Beschusses gezeigt werden (Fig.5). Die Energiespektren der an einem Ni-Kristall rückgestreuten Ionen lassen erkennen, daß zunächst vor allem ein Maximum auftritt, das auf die Bedeckung der Oberfläche mit Sauerstoff zurückzuführen ist. Im Laufe des Beschusses verschwindet der Sauerstoffpeak und es werden nur noch  $Ar^+$ - Ionen nachgewiesen, die an Ni-Atomen gestreut worden sind. Die Energie dieser rückgestreuten Ionen hängt vom Streuwinkel und den Massen der stoßenden Atome ab (Zweierstoß). Die Abhängigkeit der Energie der rückgestreuten Teilchen entspricht dem theoretischen Verlauf (Fig.6). Diese Messungen wurden bis zu Primärenergien von 100 eV durchgeführt. Mit abnehmender Energie treten Abweichungen von den Aussagen des Zweierstoßmodells auf.

In die Apparatur wurde ein LEED-System eingebaut, so daß die gleiche Oberfläche durch Ionenbeschuß und durch Elektronenbeugung betrachtet werden kann. Damit erhält man zusätzliche Information über die Reinheit und die Struktur der Oberfläche im ausgeheilten oder beschossenen Zustand sowie bei Anwesenheit adsorbierter Schichten.

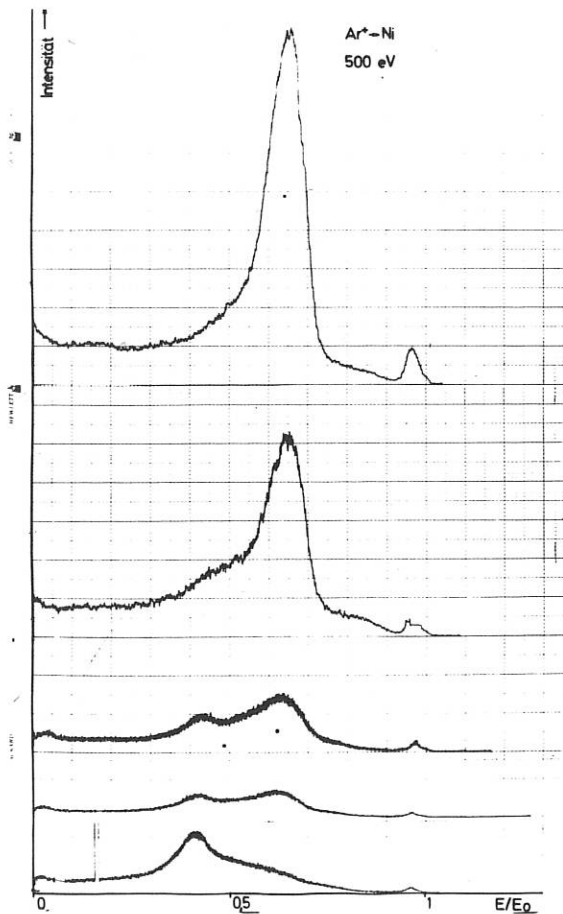
### 1.4. Feldemissionsuntersuchungen

(W. Poschenrieder, H. Vernickel)

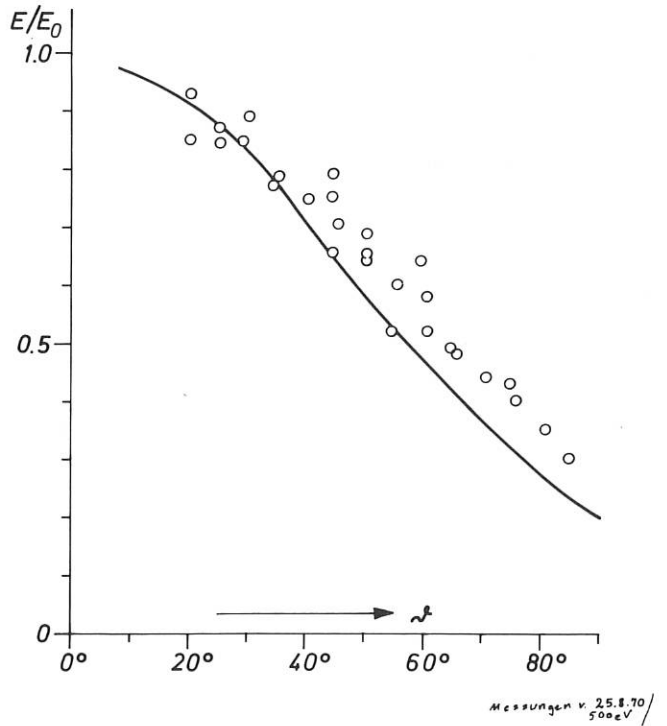
Die durch Ionenbeschuß erzeugten Strahlenschäden und die durch ihn bewirkten Veränderungen der Oberflächenstruktur werden mit dem Feldelektronen- und dem Feldionenmikroskop untersucht.



**Fig. 4** Schema des Experimentes SORBAS. Ionenquelle für 50-1000 eV Edelgas-Ionen. Analyse der gestreuten Ionen in Abhängigkeit vom Einschlußwinkel  $\psi$  und Streuwinkel  $\vartheta$ . Analyse der Oberflächenstruktur durch die Beugung langsamer Elektronen (LEED).



**Fig. 5** Beschuß von Ni mit  $\text{Ar}^+$ ;  $E_0 = 500 \text{ eV}$ ;  $\vartheta = 45^\circ$ . Energieverteilung der vom Target kommenden Ionen. Die Kurven entsprechen von unten nach oben einer zunehmend von Fremdatomen gereinigten Targetoberfläche bis schließlich die Rückstreuung an Ni klar hervortritt.



**Fig. 6** Energie der an Ni rückgestreuten  $\text{Ar}^+$  - Ionen als Funktion des Streuwinkels,  $E_0 = 500 \text{ eV}$ . Die ausgezogene Kurve gibt den theoretischen Verlauf für den Zweierstoß.

#### 1.4.1 Ausheilen der durch Ionenbeschuß in Metalloberflächen erzeugten Defekte

Die Messungen erfolgen in einer UHV-Apparatur, in der die Spitzenkathode eines Feldelektronenmikroskops mit einem Ionenstrahl beschossen werden kann (Fig.7). Da die Adsorption von nur 0,1 Monoschichten die Messung verfälscht, muß bei einer Meßzeit von ca. 30 min. der Partialdruck der adsorbierbaren Gase unter  $10^{-11}$  Torr liegen. Durch Einsatz von Titan-Verdampferpumpen an verschiedenen Stellen der Apparatur (zusätzlich zu Sorptions- und Ionenzerstäuberpumpen) wird ein Enddruck unter  $10^{-11}$  Torr erreicht. Bei Betrieb der Ionenquelle mit Argon steigt der Partialdruck der adsorbierbaren Gase nicht an. Die Analyse des Ionenstrahls ergab: Die Energiebreite ist etwa 20 eV, der Ionenstrahl besteht aus  $\text{Ar}^+$  mit einer Beimengung von 1<sup>0</sup>/oo  $\text{Ar}^{++}$  und weniger als 100 ppm Verunreinigungsionen, hauptsächlich  $\text{CO}_2^+$  und  $\text{CO}^+$  (alle anderen unter 10 ppm). Somit können die Messungen zum Ausheilen ionenbeschossener Feldemissionsspitzen ohne Störungen durch Gasadsorption durchgeführt werden. Sie wurden abgeschlossen für W-Spitzen und Ar-Beschuß. Ionenenergie (300 eV bis 5 keV), Beschußtemperatur (100 K bis 700 K) und Dosis ( $3 \cdot 10^{14}$  bis  $6 \cdot 10^{15}$  Ionen/cm<sup>2</sup>) waren die Parameter. Als Meßgröße diente der Feldemissionsstrom bei konstanter Spannung (IPP 2/72), gemessen wurden Ausheilkurven mit linearem Temperaturanstieg. Die Form der Ausheilkurve hängt nur geringfügig von Energie und Dosis ab, so daß die älteren Messungen, die mit breiter Energieverteilung der Ionen gewonnen wurden, gültig bleiben (vgl. IPP-Laborberichte 2/72 von 1968 und 7/2 von 1970). Ähnliche Messungen an Nb sind ange-  
laufen.

Ein Laborbericht über die Berechnung der Ionenbahnen vor Feldemissionsspitzen wurde abgeschlossen (IPP 7/2, 6/88) über die Beobachtungen zur Oberflächentopographie ionenbeschossener Feldemissionsspitzen wurde berichtet /82/.

#### 1.4.2 Arbeiten am FIM

Einige Funktionselemente des neuen Feld-Ionenmikroskops zur Untersuchung von Strahlungsschäden und Zerstäubungseffekten (Fig.8) wurden in einem Prototyp untersucht. Dabei wurden vor allem die für die Anwendung eines channel plate Bildverstärkers erforderliche Technologie erarbeitet. Bei der Herstellung eines geeigneten Leuchtschirmes waren zahlreiche Probleme zu lösen, doch wurden schließlich gute Ergebnisse erzielt. Das neue FIM soll mit einem mehrfach fokussierendem Laufzeitspektrometer (siehe 3.3.) und einer gepulsten Primärionenquelle zu einer "Sputtering Atom Probe" kombiniert werden. Mit diesem Gerät sollen Zerstäubungsprozesse im atomaren Maßstab untersucht werden.

Untersuchungen des Zielproblems in einer Atom Probe: In einer an der Rechenmaschine durchgeführten Berechnung der Ionenbahnen im gepulsten Feld einer Spitze wurde gezeigt, daß der Zielfehler vernachlässigbar gering ist. Die tatsächlich beobachteten größeren Abweichungen müssen andere Ursachen haben. Dagegen ist die Abweichung von einer quadratischen Massenskala nicht durchwegs zu vernachlässigen. Über diese Arbeit wurde anlässlich des 17th Field-Emission Symposium in New Haven, USA, vorgetragen /161/.

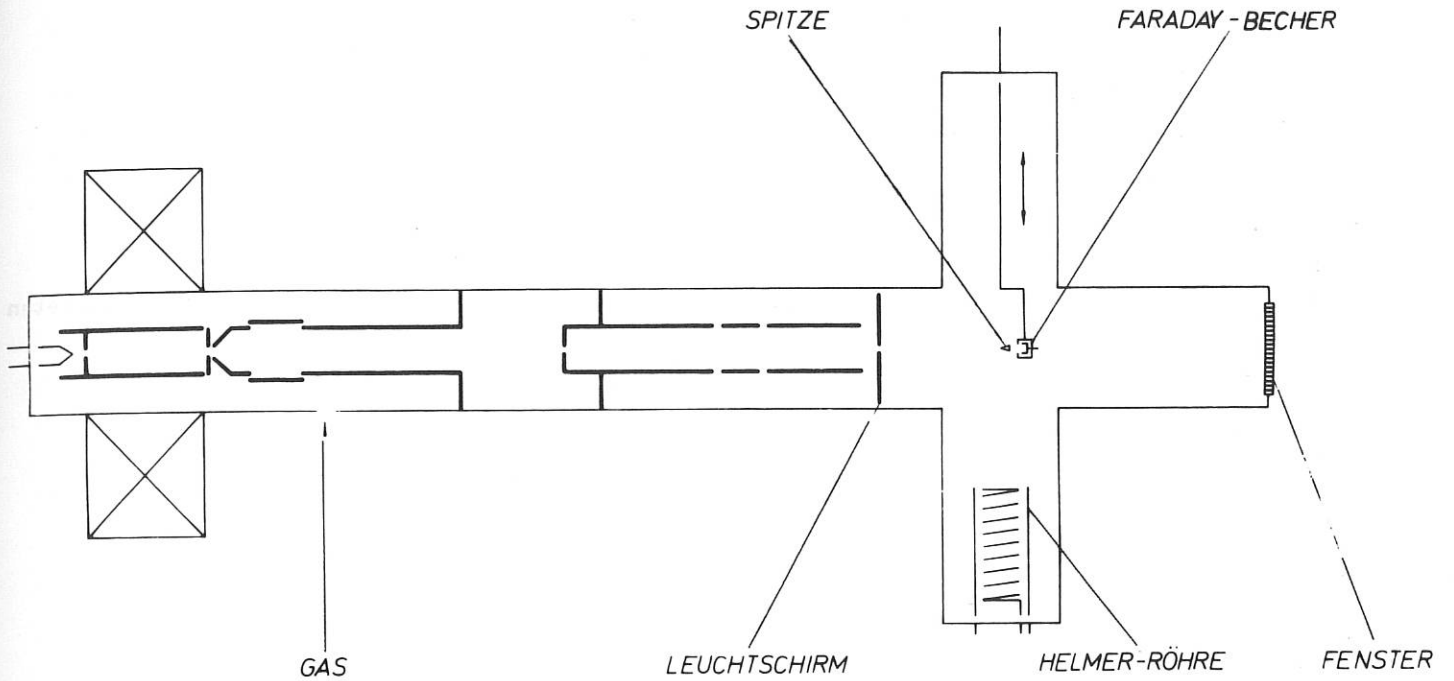


Fig. 7 Ionbeschuß der Spitzenkathode eines Feldelektronenmikroskops. Schema der Apparatur. (Zwischen der Absaugoptik der Ionenquelle und der zweiten Einzellinse befindet sich eine Druckstufe.)

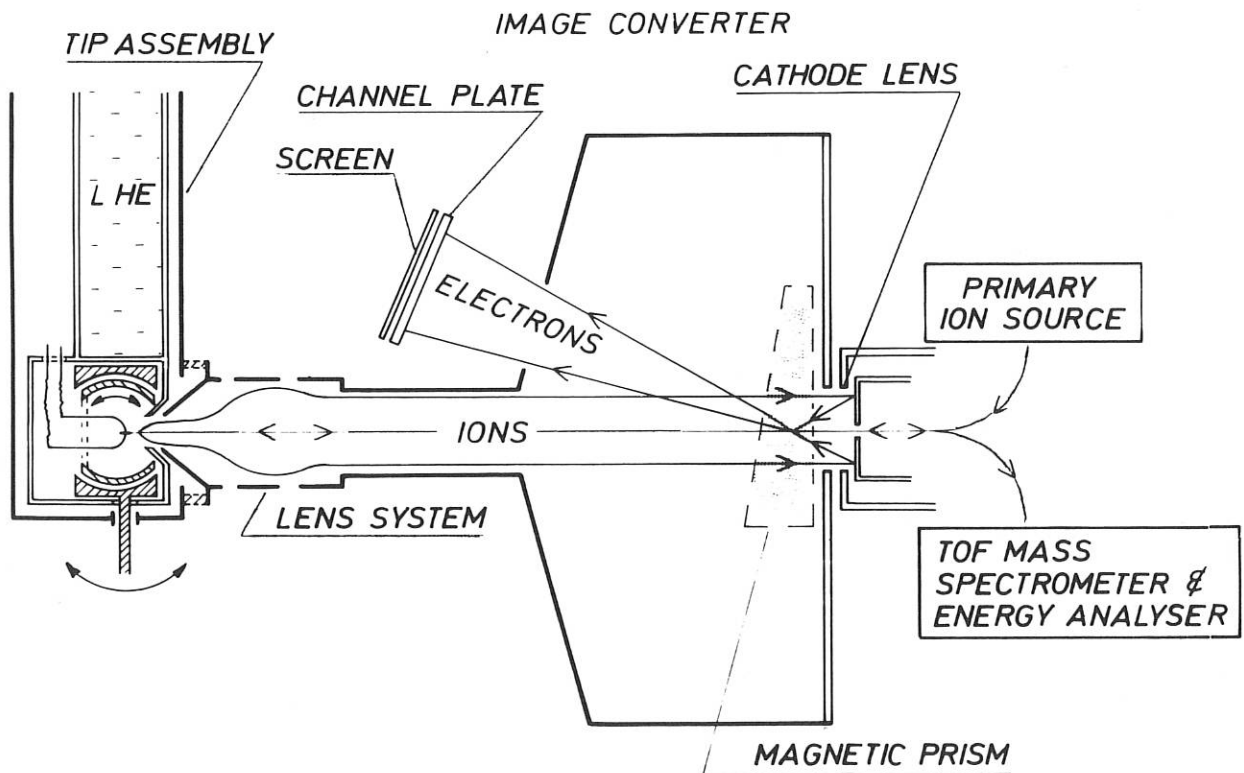


Fig. 8 Schema eines geplanten Feld-Ionenmikroskops mit Ionen-Elektronen-Bildwandler.

## 2. Untersuchungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung

### 2.1. Wandproblem beim Theta-Pinch

(R. Diermeier<sup>‡</sup>, G. Haas)

Ziel der derzeit laufenden Arbeiten ist es, festzustellen, woher die im Theta-Pinch beobachteten Verunreinigungen stammen und wie sie vermieden werden können.

Dazu wurde eine kleine Theta-Pinch-Apparatur aufgebaut (vgl. Jahresbericht 1969) und es werden Versuche zur Gasaufzehrung in Quarzgefäßen durchgeführt.

#### 2.1.1 Gasaufzehrung

Um die Aufzehrung von Wasserstoff auch bei thermischer Dissoziation untersuchen zu können, wurde in das Quarzentladungsrohr ein heizbares Wolframband eingebaut. Es kann auf 1100 bis 1400°C geheizt werden. Dabei findet man wiederum im Quarzgefäß etwa die selben Aufzehraten wie in Durangefäßen. Sie sind wesentlich geringer als bei der HF-Entladung und zeigen vor allem eine schnellere Ermüdung. Sie lassen sich durch Ausglimmen ohne Gasfüllung ( $p < 10^{-7}$  Torr), d.h. durch Elektronenbeschuß, regenerieren, aber nicht durch Heizen des Rohres auf Temperaturen bis 450°C. Dieses Verhalten läßt sich verstehen, wenn man annimmt, daß bei der Gasaufzehrung mit einer Entladung ständig neue Zentren zur Bindung von Wasserstoff, d.h. locker gebundener oder nur adsorbierter Sauerstoff, gebildet werden. Da das bei thermischer Dissoziation des Wasserstoffs entfällt, sollten aus der Aufzehrrate in Abhängigkeit von der bereits aufgezehrten Gasmenge die Reaktionsquerschnitte zwischen atomarem Wasserstoff und den beteiligten Zentren bestimmbar sein. Erste dahingehende Versuche führten zu keinem befriedigendem Ergebnis. Das kann daran liegen, daß das gebildete  $H_2O$  z.T. an der Wand des Quarzrohres adsorbiert wird und dadurch mehr Zentren verloren gehen als es der aufgezehrten Gasmenge entspricht. Deshalb wurde ein Ofen zur Heizung des Quarzrohres bis zu etwa 900°C gebaut. Damit kann nicht nur jede Adsorption von  $H_2O$  unterbunden werden, sondern es kann auch untersucht werden, ob es möglich ist durch Diffusion von Sauerstoff im Quarz in einer dickeren Schicht, und nicht nur in einer Monomolekularen, den Sauerstoffgehalt durch die Gasaufzehrung herabzusetzen. Gleichzeitig wurde eine Temperaturregelung für das W-Band eingebaut, die mit einem Quotienten-Pyrometer arbeitet.

#### 2.1.2 Theta-Pinch

Die Erprobung der 36 KJ-Stoßbatterie ergab etwa (bis auf Abweichungen von ca. 20%) die erwarteten Werte. Dabei wurden auch die günstigsten Bedingungen für die Vorionisation untersucht, für die nur eine Kabelentladung und ein kleiner schneller Theta-Pinch (0,5 KJ; 416 KHz) zur Verfügung steht. Auf eine z-Pinch-Vorionisation wurde verzichtet, weil sie die geplanten Experimente an dem Entladungsrohr zu sehr erschwert hätte. Nach der Erprobung wurden die Arbeiten an dem Theta-Pinch vorläufig eingestellt, bis aus den Versuchen zur Gasaufzehrung ein Rezept zur Vorbehandlung eines Theta-Pinch-Entladungsrohres entwickelt werden kann.

<sup>‡</sup> am 30.9.1970 ausgeschieden

## 2.2. Überlegungen zum Wandproblem im Fusionsreaktor

(R. Behrisch, E.W. Blauth, G. Haas, W. Heiland, H. Vernickel)

Die Probleme, die mit der Wechselwirkung zwischen Plasma und Wand in Plasmaexperimenten und unter den voraussichtlichen Bedingungen eines Fusionsreaktors verknüpft sind, wurden in einem Hauptvortrag auf der Jahrestagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft zusammenfassend dargestellt /197/. Außerdem wurde die zeitliche Entwicklung der Teilchendichte im Raum zwischen Plasma und erster Wand berechnet, um den Einfluß des zerstäubten Wandmaterials auf das Plasma, besonders im Hinblick auf die Funktion eines Divertors, zu untersuchen /15, 79/.

## 3. Entwicklung apparativer Methoden

Auf dem Gebiet der Oberflächenphysik ist die Entwicklung und Verbesserung geeigneter Untersuchungsmethoden besonders wichtig. Außer den Arbeiten, die unmittelbar an den oben geschilderten Experimenten durchgeführt werden und dort beschrieben sind, laufen einige separate Entwicklungen.

### 3.1. Mikrostrahlsonden

(H. Liebl, H. Heil)

Der Zusammenbau der kombinierten Ionen- und Elektronenmikrosonde (Fig.9) ist im Wesentlichen abgeschlossen.

In dieser Apparatur werden Oberflächen mit feinfokussierten Ionen- und Elektronenstrahlen bis 20 keV Energie beschossen und geladene Sekundärteilchen nach Energie und Masse analysiert. Nach Art der Rastermikroskopie können mit Hilfe der analysierten Sekundärionen oder -elektronen die Oberflächen mit einer Lateralauflösung von etwa 1 Mikron abgebildet werden. Erste Testmessungen sind angelaufen.

Eine Versuchsapparatur zur Erprobung von Feldionisationsquellen, die besonders hohe Richtstrahlwerte liefern sollen, wurde entworfen. Im Zusammenhang damit sollen auch verschiedene Fokussierungsoptiken erprobt werden.

Grundsätzlich sollte es möglich sein, mit einer solchen Quelle wesentlich kleinere Strahldurchmesser zu erzielen als mit anderen Quellen.

### 3.2. ESCA

(Ph. Staib)

Eine neue Methode zur Untersuchung der Zusammensetzung und Sorptionseigenschaften von Oberflächen besteht in ihrer Bestrahlung mit Röntgenstrahlen oder UV-Licht und der Analyse der erzeugten Photoelektronen. Dafür wird ein Energieanalysator mit hohem Auflösungsvermögen zusammen mit guter Lichtstärke benötigt. Als wesentlicher Bestandteil der im Aufbau befindlichen Apparatur wurde ein Energieanalysator entwickelt, der beide Forderungen erfüllt \*.

---

\* Deutsche Patentanmeldung P 2103306.7





Der Prototyp besteht aus zwei Paaren von konzentrischen kugelförmigen Gittern in der Anordnung von Fig.10. Elektronen aus der Quelle Q im Krümmungszentrum des ersten Paares werden im Gegenfeld 1 radial abgebremst, zum Teil bis zu Energien nahe Null. Sie erreichen das zweite Paar mit verschiedenen Energien und werden im Zugfeld 2 radial beschleunigt. Der niederenergetische Anteil wird im Krümmungszentrum auf die Eintrittsblende A eines Elektronenvervielfachers D fokussiert, wogegen der hochenergetische Anteil die Öffnung nicht trifft. Dadurch werden nur Elektronen innerhalb eines schmalen Energiebereiches nachgewiesen (vgl. Energielinie K). Das Auflösungsvermögen des Prototyps beträgt 0.8% ohne Abschirmung des Erdmagnetfeldes, die Quellenfläche bis zu  $3 \text{ mm}^2$ , der Admittanzraumwinkel  $3 \text{ sr}$ .

### 3.3. Mehrfachfokussierende Laufzeit-Massenspektrometer

(W. Poschenrieder, G. Oetjen)

Lineare Laufzeitmassenspektrometer erreichen die höchste absolute Nachweisempfindlichkeit, da sie ein vollständiges Massenspektrum aller bei einem Einzelprozess entstandener Ionen zu liefern vermögen. Da dabei die Massentrennung auf der Geschwindigkeitsdispersion beruht, hängt das Auflösungsvermögen empfindlich von der Streuung der Anfangsgeschwindigkeit der Ionen ab. Um diese Abhängigkeit zu beseitigen, wurden neuartige Laufzeit-Massenspektrometer entwickelt, bei denen die Laufzeit in erster Ordnung nur eine Funktion der Masse ist. Dazu wird ausgenutzt, daß der beim Durchlaufen eines magnetischen oder elektrostatischen Sektorfeldes zurückgelegte Weg eine Funktion der Energie ist. In Fig.11 wird das Prinzip für den einfachen Fall eines homogenen Magnetfeldes gezeigt. Durch geeignete Kombination von linearen Driftstrecken und Sektorfeldern kommt man schließlich zu Laufzeit-Massenspektrometern, die stigmatisch fokussieren und außer der erforderlichen massenabhängigen zeitlichen keine weitere zeitliche oder örtliche Geschwindigkeitsdispersion aufweisen.

Im Berichtsjahr wurde die Theorie dieser Massenspektrometer weiter ausgearbeitet. Die Ergebnisse zeigten, daß das Konzept auch praktisch realisierbar ist. Daraufhin wurde der Aufbau eines Laufzeitmassenspektrometers vom elektrostatischen Typ in Angriff genommen. Wegen der hohen absoluten Empfindlichkeit und der Unabhängigkeit von Anfangsgeschwindigkeiten sind diese Spektrometer besonders vielversprechend für Oberflächenuntersuchungen mittels Zerstäubung, etwa im Zusammenhang mit einer Ionenmikrostrahlsonde.

### 3.4. Stigmatisch fokussierendes Massenspektrometer mit Zweikammerionenquelle

(H. Liebl, K. Raßkopf)

Es wurde ein stigmatisch fokussierendes Massenspektrometer zur Restgasanalyse im UHV entwickelt (Fig.12), das gegenüber herkömmlichen Geräten folgende Neuerungen aufweist:

- (a) Die Ionenquelle arbeitet weitgehend wechselwirkungsfrei ("Zweikammertechnik"). Der Nachteil, der durch den Betrieb des Heizfadens entsteht (Änderung der Restgaszusammensetzung auf Grund thermischer und chemischer Reaktionen) wird durch dessen Entfernung aus dem Meßraum eliminiert. Meßvakuum und Hilfsvakuum sind durch eine enge Blende miteinander verbunden, so daß Reaktionsprodukte vom Heizfaden nur mit geringer Wahrscheinlichkeit in den Ionisationsraum gelangen können.

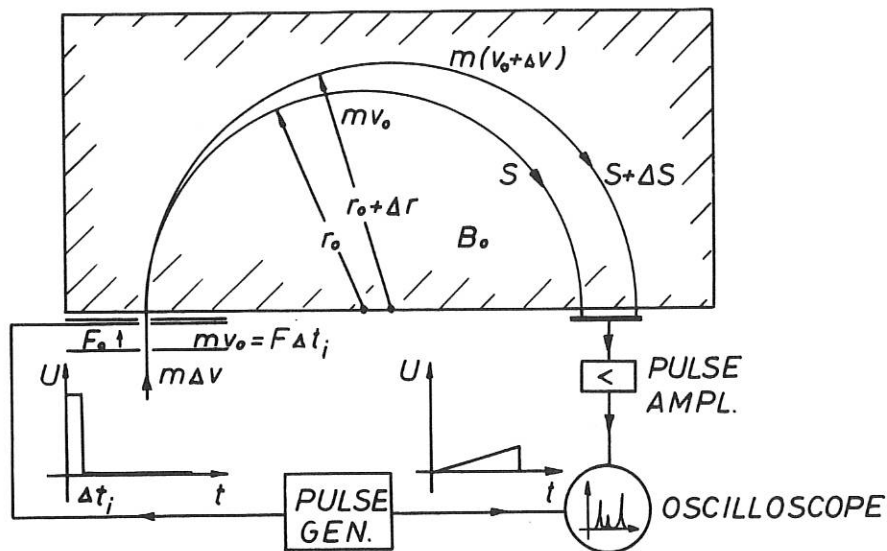


Fig. 11 Mehrfach fokussierendes Flugzeitspektrometer.

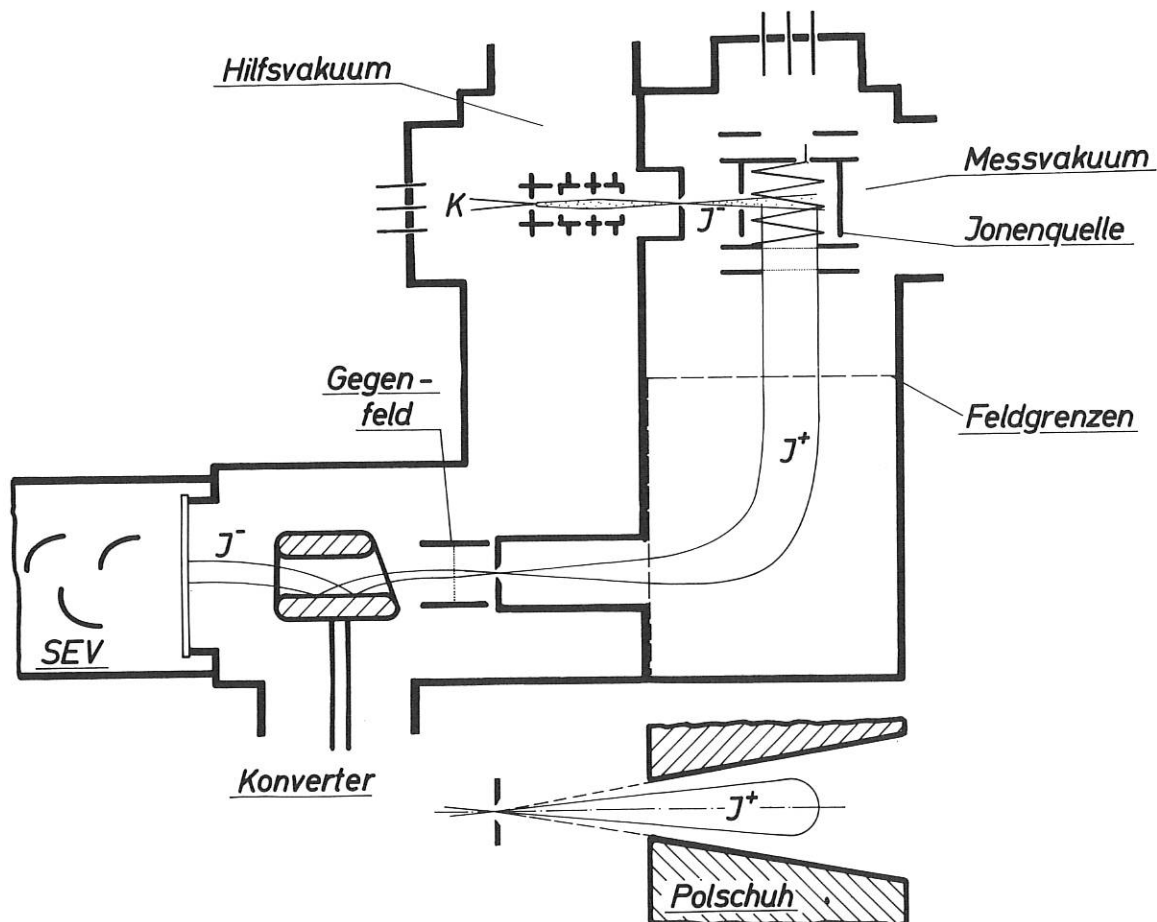


Fig. 12 Massenspektrometer zur Restgasanalyse.

- (b) Zur Massentrennung wird ein spezielles inhomogenes Magnetfeld benutzt, das stigmatisch abbildet und keinen Eintrittsspalt benötigt. Darauf ist die hohe Empfindlichkeit zurückzuführen ( $E = 1,3 \text{ Torr}^{-1}$  bei einer Auflösung von  $A_{0,5} = 60$ ).

Die Erprobung des Gerätes ist abgeschlossen.

### 3.5. Erzeugung spin-polarisierter Elektronenstrahlen durch Feldemission (POLARIS)

(W. Eckstein, W. Heiland, N. Müller)

Im Hinblick auf eine Quelle spin-polarisierter Elektronenstrahlen wird die Feldemission aus ferromagnetischen Materialien mit geeigneter Bandstruktur (z.B. aus Ni und EuS) untersucht.

Die Fig.13 zeigt vereinfacht den Aufbau des Experimentes. Die Magnetfeldspule (maximal 20 kG, gepulst) legt im Emitter die magnetische Vorzugsrichtung und damit die zu erwartende Polarisationsrichtung fest. Der Emitter kann in situ bedampft werden. Der Impulsdreher (ein Zylinderkondensator) stellt den Elektronenimpuls senkrecht zur erwarteten Polarisationsrichtung, denn bei der Mottstreuung, die zum Polarisationsnachweis verwendet wird, kann nur eine transversale Polarisation bestimmt werden.

Im Emissionsteil wird mit einer Orb-Ion-Pumpe ein Enddruck im  $10^{-10}$  Torr-Bereich erreicht. Der Polarisationsdetektor wird an einer Öldiffusionspumpe betrieben und ist über eine Druckstufe an den Emissionsteil angeschlossen. Er ist auf eine 4-Zähler-Anordnung erweitert; neben dem polarisationsempfindlichen Zählerpaar bei Streuwinkeln von  $120^\circ$  enthält er ein polarisationsunempfindliches Zählerpaar bei Streuwinkeln von  $45^\circ$ , das die Nulllage des Detektors kontrolliert.

Erste Messungen an mit Ni- bedampften W-Spitzen sind in der Apparatur durchgeführt. Ein He-Verdampfer-Kühlfinger für Tieftemperaturmessungen an mit EuS bedampften W-Spitzen ist an einem Testpumpstand erprobt.

An einem separaten Pumpstand sind Untersuchungen an mit Gd, EuS und Ni bedampften W-Spitzen abgeschlossen worden. Es haben sich für die Materialien typische Strukturen und Austrittsarbeiten ergeben /42/.

### 3.6. Aufnahme von Massenspektren mit dem Ionen-Elektronen-Wandler

(E.W. Blauth, J. Kirschner, E. Taglauer)

Die Verwendung von Oberflächensperrschichtzählern zum Nachweis der Sekundärelektronen vom Konverter ermöglicht es, die einzelnen Gruppen von gleichzeitig ausgelösten Elektronen nachzuweisen (Fig.14). Damit konnte die Statistik der Sekundärelektronenemission (Poisson-Verteilung) untersucht werden. Die auftretenden Zählverluste konnten aus der Verteilungsfunktion bestimmt werden. Eine statistische Analyse über die Irrtumswahrscheinlichkeit bei der Trennung einer Massenlinie vom Untergrund wurde durchgeführt. Die Ergebnisse konnten experimentell verifiziert werden /22/.

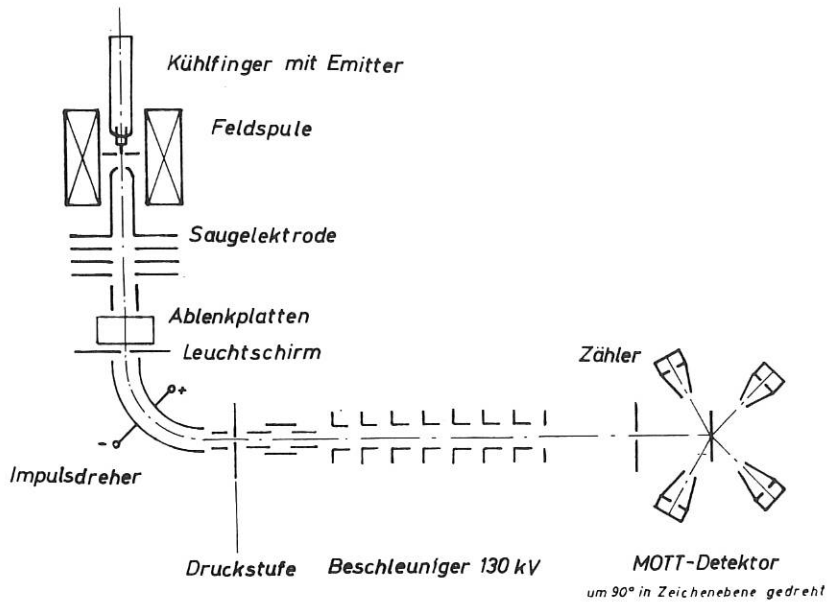


Fig.13 Aufbau des Experiments POLARIS.

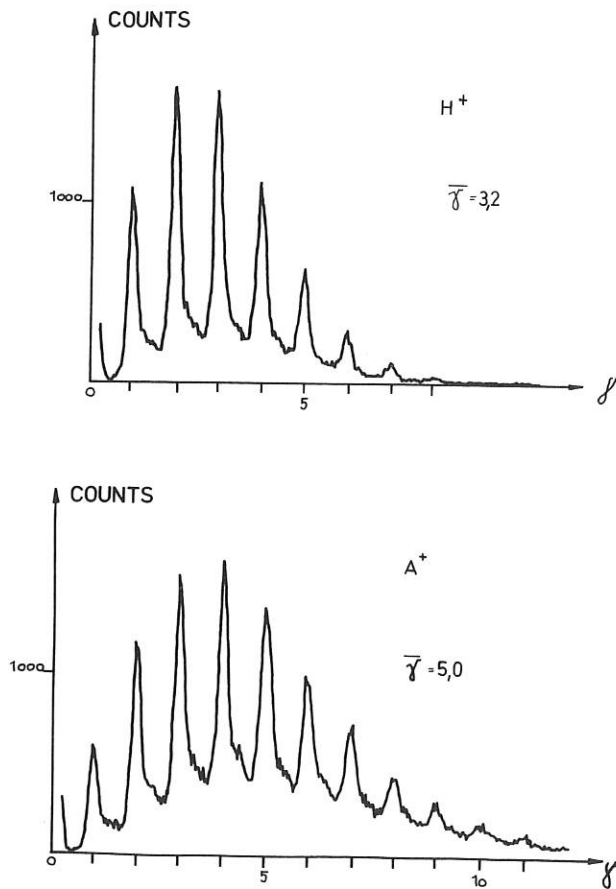


Fig.14 Mit einem Oberflächensperrschichtzähler aufgenommene Impulshöhenverteilungen von Sekundärelektronen, die von 26 keV  $H^+$  - und  $Ar^+$  - Ionen aus einem Edelstahl-Konverter ausgelöst wurden.  $\gamma$  ist der aus der Verteilung geronnene mittlere Sekundäremissionskoeffizient.

RELATIVISTISCHE PLASMEN (Prof. A. Schlüter)

Die Zielsetzung dieser Abteilung ist die Entwicklung eines Elektronenring-Beschleunigers. Hierfür wurde 1969 ein Experiment aufgebaut, mit dem Elektronenringe gebildet und komprimiert werden konnten. Daten und Anordnung dieses Experiments sind im Jahresbericht 1969 aufgeführt.

Das wichtigste Ergebnis des Vorjahres war, dass Ringe mit etwa den gewünschten geometrischen Abmessungen gebildet werden konnten, dass aber die Zahl der Elektronen im Ring noch um zwei Größenordnungen unter der für eine brauchbare "holding power" benötigten Zahl  $10^{13}$  liegt.

Die im Berichtsjahr durchgeführten bzw. angefangenen Arbeiten galten daher besonders der Erhöhung der Elektronenzahlen. Ferner wurden Diagnostikmethoden entwickelt, die den Ring nicht zerstören, z.B. Messung des magnetischen Eigenfelds des Ringes zur Bestimmung der Teilchenzahl und Messung des Ringquerschnitts im komprimierten Zustand über die von dem Ring abgestrahlte Synchrotronstrahlung. Für die Entwicklung von Feldemissionsröhren wurde eine zweite 2 MeV Elektronenkanone installiert. Daneben wurden die Experimente der mit Laserlicht gezündeten Elektronenröhre fortgesetzt.

Umfangreiche numerische Rechnungen erbrachten die Unterlagen für die Konstruktion eines neuen Kompressors mit einer Expansions-Beschleunigungsstrecke. Hierfür wurden Konstruktions- und Testarbeiten begonnen.

Die Möglichkeit der Verhinderung von  $Q = 1$  Resonanzen mittels zusätzlicher  $B_{\varphi}$ -Felder wurde theoretisch untersucht. Solche Felder wirken auch dann stabilisierend, wenn der Ring sich im Beschleunigungsfeld bewegt, das keine fokussierende Eigenschaften hat.

Das Experiment zur Bildung von Ionenringen, die gleichzeitig mit den Elektronenringen komprimiert werden können, wurde abgeschlossen. Es liess sich zeigen, dass ca.  $10^{10}$  leichte Ionen in einen Anfangsquerschnitt von 4 cm  $\varnothing$  eingefangen werden können. Bei schweren Ionen, die bei vorgegebenem Impuls eine kleinere Energie haben, wird die Ringaufweitung durch Raumladung zu gross.

1) Das Elektronenring-Experiment:

(C. Andelfinger, R. Griek, W. Herrmann, A. Luccio, U. Schumacher, M. Ulrich)

Im Jahresbericht 1969 konnten wir berichten, dass mit der dort beschriebenen Apparatur Elektronenringe komprimiert werden können. Durch Verbesserung der Symmetrie und Erhöhung von  $\dot{B}$  des Inflektionskreises konnte die eingefangene Teilchenzahl leicht erhöht werden. Sie beträgt  $1 - 2 \cdot 10^{11}$  im komprimierten Ring. Es ist nicht auszuschliessen, dass zu frühem Zeitpunkt der Kompression ein Teil der eingeschossenen Elektronen durch Instabilitäten verloren geht. Ursache dafür können z.B. Asymmetrien des Magnetfeldes in der Nähe der Einschussnauze sein. Mit der z.Zt. angewandten Diagnostik mit Faraday-Bechern konnte sichergestellt werden, dass zwischen den Radien 14 - 3 cm keine Teilchen mehr verloren gehen. Auf grösseren Radien ist der Nachweis durch Elektronen kleinerer



Energie gestört, die später in den Kompressor gelangen und direkt auf den Faraday-Becher auftreffen. In gleicher Weise sind Messungen der Röntgenstrahlen zu frühem Zeitpunkt verfälscht. Es ist aber sicher, dass die verwendete Feldemissions-Elektronenkanone (Febetron 705) zu wenig Elektronen in die gegebene Akzeptanz des Ringkompressors liefert. An anderer Stelle wird von unseren Bemühungen berichtet, die Elektronenquelle zu verbessern.

Die bislang angewandte Ringdiagnostik - Faraday-Becher und Röntgenstrahlung - führt zur Zerstörung der Ringe durch die Messung. Es wurden daher Möglichkeiten einer zerstörungsfreien Ringdiagnostik untersucht.

Eine unabhängige Messung der Teilchenzahl im Elektronenring ist die Bestimmung des magnetischen Eigenfeldes des Ringes mit einer in Bezug auf das Kompressorfeld kompensierten Magnetfeldsonde. Die in der Sonde induzierte Spannung ergibt sich für ein Kastenprofil zu

$$U_i = \frac{\mu_0 e c}{4 \pi^2} \cdot N \cdot A \frac{(R_s - 2R) N_e}{(R^2 - a^2) [(R - R_s)^2 - a^2]} \cdot \frac{dR}{dt}$$

Es bezeichnet R den grossen und a den kleinen Ringradius,  $R_s$  den Ort der Sonde, N bzw. A Windungszahl bzw. Fläche der Sonde und  $dR/dt$  die Kompressionsgeschwindigkeit. Letztere ist aus den Faraday-Becher- oder Röntgenstrahlungsmessungen bekannt. Für  $a^2 \ll R^2$  und  $a^2 \ll (R^2 - R_s^2)$  ist die gemessene Zahl der Elektronen  $N_e$  in guter Näherung unabhängig von ihrer radialen Verteilung. Abb. 1 zeigt die berechnete Sondenspannung für verschiedene  $R_s$ . In diesem Fall läuft der Ring 5 mm ausserhalb der Sonde auf ein Target und wird dort zerstört. Die damit verbundene Abnahme des Ringstromes macht die induzierte Spannung positiv. Zum Vergleich ist in Abb. 2 der experimentell gefundene Kurvenverlauf wiedergegeben. Der Beginn des Röntgenimpulses zeigt das Auflaufen auf das Target an.

Die so gemessene Teilchenzahl stimmte innerhalb eines Faktors 2 mit den Faradaymessungen überein. Die Genauigkeit sollte ausreichend sein, wenn  $10^{12}$  Elektronen im Ring erzielt werden.

Zur Untersuchung des Ringes im komprimierten Zustand bietet sich das vom Ring abgestrahlte Synchrotronlicht an. Bei Elektronenenergien von 12 - 13 MeV und Ringradien von 3 cm liegt das Maximum der Synchrotronstrahlung im Infraroten und ist dort nur schwach energieabhängig. Unter unseren Bedingungen liegen auch im sichtbaren Spektralbereich noch messbare Intensitäten. Hier sind die Intensitäten aber stark energieabhängig, so dass praktisch nur die Elektronen mit den höchsten auftretenden Energien erfasst werden. Abb. 3 zeigt die im Infraroten und im Sichtbaren gemessenen Ringprofile parallel zur Kompressorachse bei  $R = 3$  cm. Hierbei ergab sich im sichtbaren Gebiet für die energiereicheren Elektronen ein schmaleres Profil als im Infraroten für die Gesamtheit der Elektronen. Dieser Sachverhalt kann so gedeutet werden: In unserem System werden auch Elektronen mit geringeren Energien (um 5 - 10 %) eingefangen. Diese verursachen dann grosse radiale Betatronschwingungen, die über Nichtlinearitäten in z-Schwingungen umgesetzt werden können und damit das Profil verbreitern.

Z.Zt. sind Messungen des spektralen Verlaufs der Synchrotronstrahlung und der Absolutintensität im Infraroten im Gange, um Aussagen über die Elektronenenergie und Teilchenzahl zu gewinnen. Die oben genannte Eigenfeldmessung kann bei ausreichender Teilchenzahl die Absolutmessung des Synchrotronlichts ersetzen.

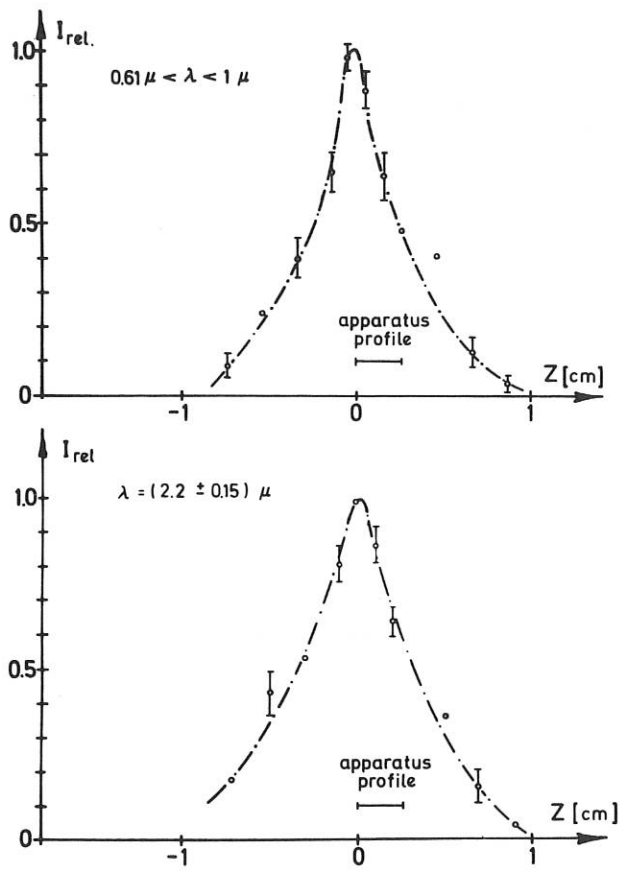


Abb. 3 Mittels Synchrotronstrahlung im infraroten und sichtbaren Bereich gemessenes Profil des komprimierten Ringes

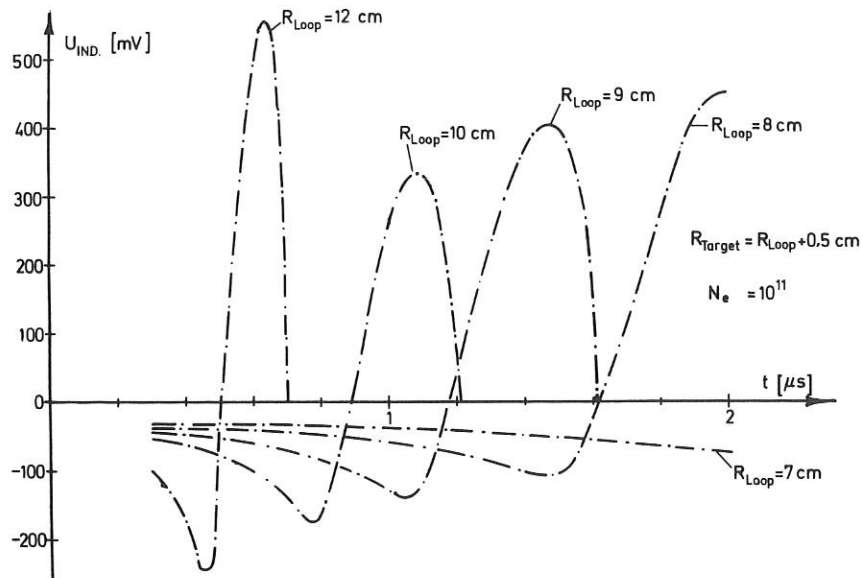


Abb. 1 Durch das Ring-Eigenfeld induzierte Sondenspannung (gerechnet)

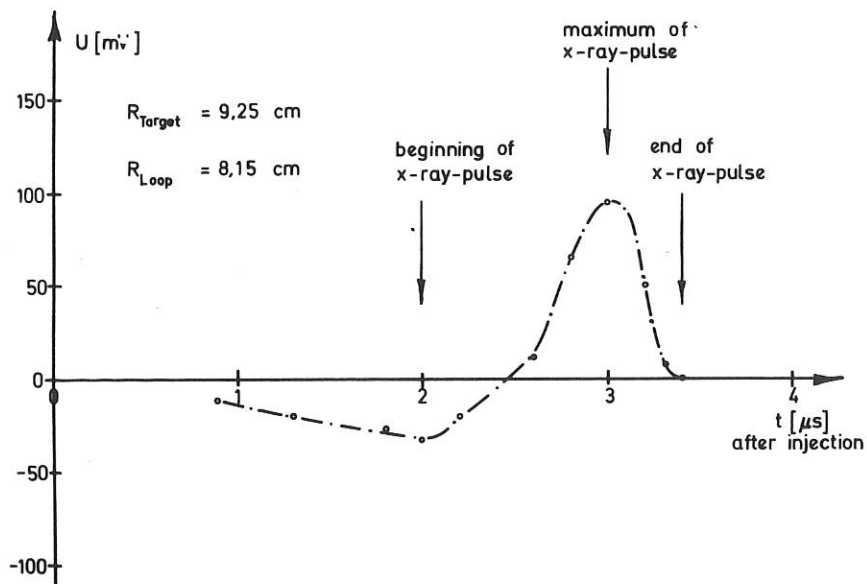


Abb. 2 Experimentell gefundene Sondenspannung

2) Vorbereitungen zur Beschleunigung von Elektronenringen

(C. Andelfinger, R. Griek, W. Herrmann, A. Luccio, D. Jacobi, U. Schumacher, M. Ulrich)

Gleichzeitig mit dem Umzug in die neue Laborhalle wird das Elektronenringexperiment neu aufgebaut, da der bisherige Aufbau an die Grenze seiner Lebensdauer kommt. Dabei werden gleichzeitig Einrichtungen geschaffen, die eine höhere Repetitionsrate der Versuche zulassen. Z.B. werden die Impulsintervalle des Ringkompressors von 2 min. auf ca. 3 sec reduziert. Hierfür wurden Untersuchungen mit vorhandenen Funkenstreckentypen (Isar II) angestellt. Diese sind negativ verlaufen. In der Abt. Technik wurde daher ein neuer Typ für 1 Hz-Betrieb entwickelt.

Dieser neue Ringkompressor wird um eine Expansions-Beschleunigerstrecke von ca. 60 cm Länge erweitert. Abb. 4 zeigt die schematische Spulenordnung. Umfangreiche numerische Rechnungen waren notwendig, um unter Mitnahme aller aktiven und passiven elektrischen Kreise und der Ringdynamik eine geeignete Spulenkonfiguration zu finden, die am Ort des Ringes immer einen positiven Feldindex  $n = -\frac{R}{B_z} \cdot \frac{dB_z}{dR}$  hat. Diese Rechnungen wurden am vorhandenen Ringkompressor durch den Einbau von passiven Expansionsspulen mittels Feldindexmessungen getestet und Übereinstimmung gefunden.

Als nächstes Problem wurde die Überführung des Elektronenringes aus dem Ringkompressor in den Beschleunigungsteil "Roll Out" und die Beschleunigung "Spill Out" numerisch behandelt. In Abb. 5 sind aufgezeichnet: R- und Z-Koordinate des Ringes, B und n am Ort des Ringes sowie die Elektronenenergie über der Zeit.

Die hierfür notwendigen Energiespeicher für die Spulenversorgung sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle:

Spule	C [ $\mu F$ ]	U [kV]	I <sub>max</sub> [KA]	W [k Ws]	T <sub>1/4</sub> [ $\mu s$ ]
I	8,9	30	57,5	4,0	6,95
II	53,4	30	209	24,0	11,5
III	26,7	50	387	31,25	5,02
IV	26,7	30	200	12,0	5,02
V	106,8	30	700	48,0	5,28
VI	0	0	0	0	-

Die Spule VI spielt nur eine passive Rolle, ist aber wegen ihrer Rückwirkung auf die Feldverteilung notwendig, um die Symmetrie während der Kompression mit den Spulenpaaren I und II aufrechtzuerhalten.

In Modellversuchen wurde ferner der Einfluss des Spulen- bzw. Kollektorschlitzes auf die Feldverteilung gemessen. Dabei ergaben sich am Ort des Ringes ( $r = 3$  cm) Abweichungen von der azimuthalen Symmetrie von ca. 3 % an den Spulenenenden.

Die oben erwähnte Erhöhung der Repetitionsrate erfordert auch eine Umstellung in der Messtechnik. Bisher wurden alle zeitabhängigen Größen mit Oszillographen gemessen. Bei Impulsfolgen von ca. 1 Hz kann so die Information nicht mehr ausgewertet werden und es ist vorgesehen, mit den meisten Messdaten auf eine digitale Erfassung mit Datenverarbeitung und Reduzierung in einem Prozessrechner überzugehen. Zu diesem Zweck wurden verschiedene käufliche Datenerfassungssysteme auf ihre Eignung hin untersucht.

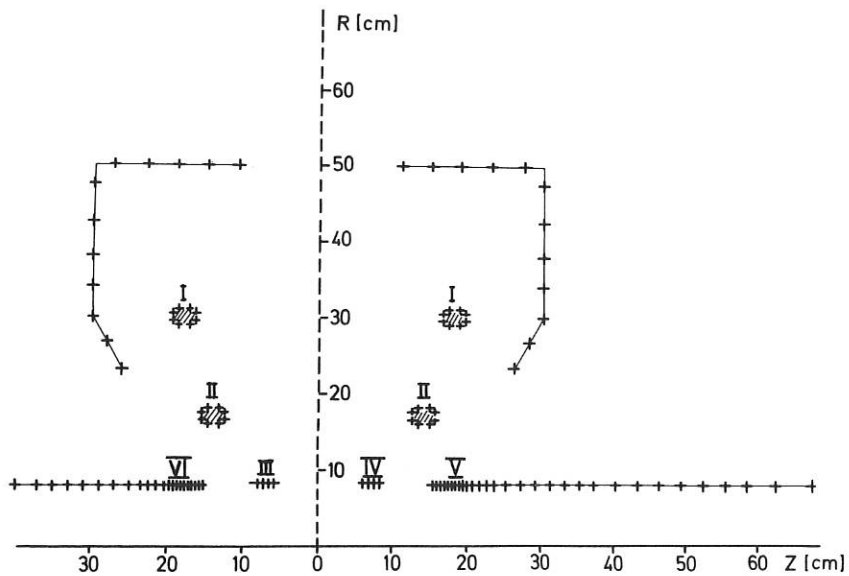


Abb. 4 Spulenkonfiguration des Kompressors und Beschleunigungsteiles

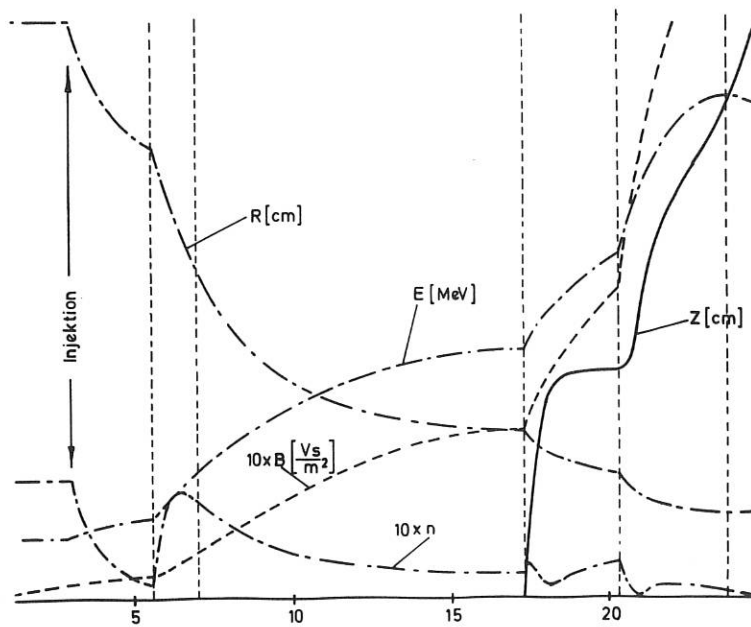


Abb. 5 Zeitliche Abhängigkeit von R und Z-Koordinaten des Ringes, Magnetfeld Feldindex und Energie der Elektronen

3) Elektronen-Injektor-Experimente:

- a) Feldemissionsquelle: (C. Andelfinger, W. Dommaschk, D. Jacobi, W. Herrmann, W. Ott, U. Schumacher, M. Ulrich)

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, entspricht die Febetron-Elektronenkanone (2 MeV) nicht unseren Anforderungen:

- a) der Strom in einer vorgegebenen Emittanz ist zu klein  
b) die momentane bzw. zeitabhängige Energieverbreiterung ist zu gross ( $\pm 3$  bzw.  $\pm 5$  %).

Zur Verringerung der Emittanz wurde zunächst versucht, die Emissionsfläche der Feldemissionskathode zu verkleinern und gleichzeitig mit einer fensterlosen Röhre zu arbeiten. Mit diesen Massnahmen konnte der Strom durch die Einschussöffnung des Elektronenring-Kompressors um einen Faktor 2 - 3 erhöht werden. Dieses positive Ergebnis war aber nutzlos, weil diese offenen Röhren unreproduzierbar bezüglich der Energie waren. In diesen offenen Röhren konnte in Verbindung mit dem Strahlführungssystem nur ein Vakuum von ca.  $10^{-7}$  torr aufrechterhalten werden. Dies führte zu Spannungszusammenbrüchen an den Oberflächen und damit zu unkontrollierbaren Änderungen der Beschleunigungsspannung. Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, werden an einem zweiten Febetron Untersuchungen mit Eigenbauröhren durchgeführt, bei denen mittels eines ohmschen Spannungsteilers die Potentiale längs der Röhre so gesteuert werden, dass man unterhalb der Überschlagsspannung bleibt und dass man ferner eine elektrisch fokussierende Konfiguration bekommt (Abb. 6). Gleichzeitig werden die Felder so ausgelegt, dass der Gesamtmissionsstrom von ca. 5000 auf ca. 500 A reduziert wird. Dies ist aus zwei Gründen erwünscht: Erstens verschlechtern die Raumladungsfelder des wegen seiner grossen Emittanz unbrauchbaren Stromanteils die Emittanz des Nutzstroms, zweitens verursacht der unbrauchbare Anteil eine unnötige Strahlungsbelastung.

Numerische Berechnungen der raumladungsbegrenzten Feldemission ergaben für das erforderliche Umgebungspotential am Spitzenort (einige Spitzenradien von der Spitze entfernt) etwa 500 KV und für die Umgebungsfeldstärke 25 - 100 KV/cm. Die Grössenordnung des optimalen Spitzenradius folgt aus Abb. 7. Hier wurde unter Annahme sphärischer Symmetrie die erforderliche Absaugspannung bei vorgegebenem Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Kathodenradius und dem Parameter F bestimmt, der ein Maß für feldemissionssteigernde Oberflächenunregelmässigkeiten der Kathode darstellt. Links der Kurvenminima begrenzen hauptsächlich Raumladungsfelder die Emission, rechts die Feldemissionseigenschaften der Kathodenoberfläche. Der optimale Wert des Kathodenradius liegt in unserem Fall bei etwa 0.01 bis 0.03 cm, ein Wert, bei dem gleichzeitig die Strombelastung der Spitze (Verdampfungsgefahr!) und die nichtreproduzierbare F-Abhängigkeit möglichst klein sind.

Bei zusätzlicher magnetischer Fokussierung zwischen Spitze und Anode wurden mit dieser Röhre 500 A an der Anodenöffnung erhalten. Die Qualität des Elektronenstrahls entsprach derjenigen handelsüblicher Röhren. Weitere Röhren, zum Teil mit Vielspitzenkathoden, sind in Vorbereitung. Damit erhoffen wir eine Verbesserung der Strahlqualität und der Lebensdauer.



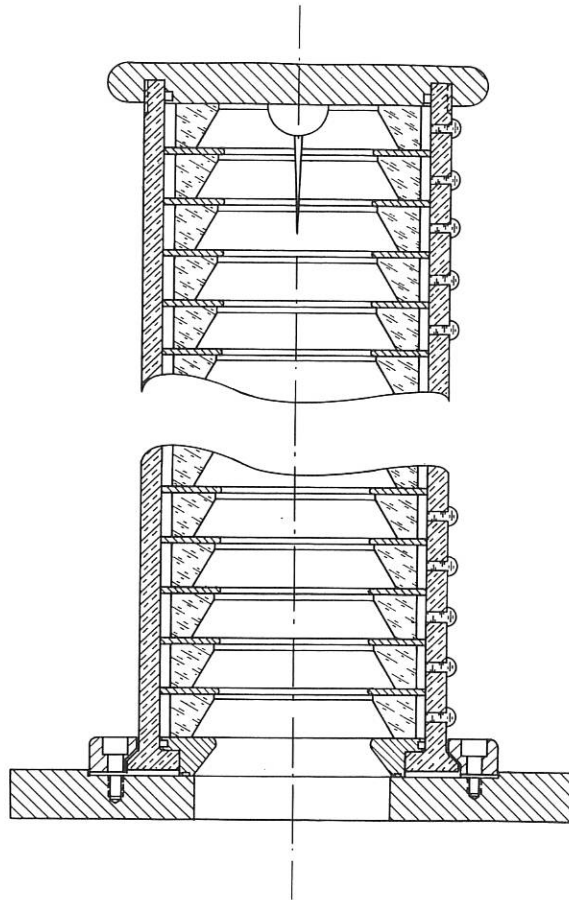


Abb. 6 Schematische Darstellung der neuen Feldemissionsröhre

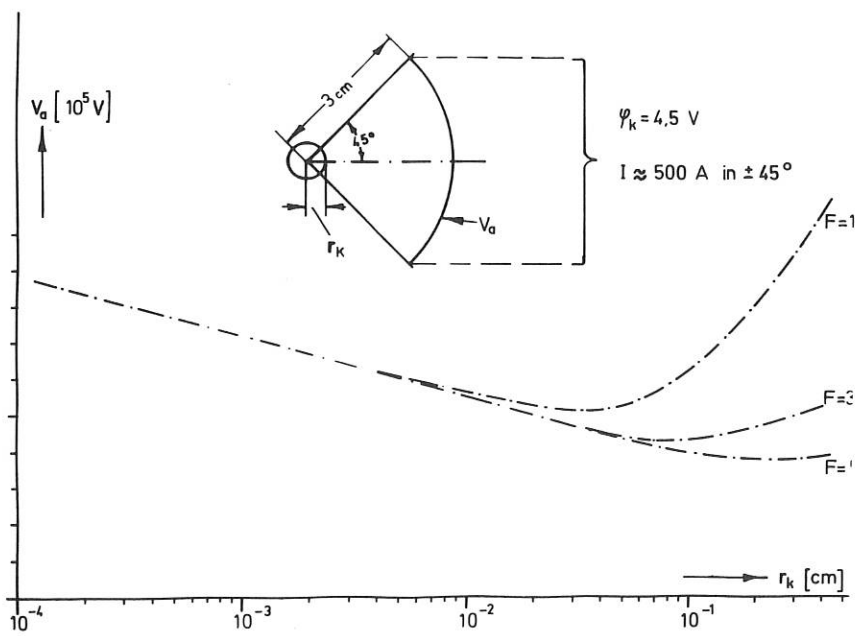


Abb. 7 Abhängigkeit der notwendigen Absaugspannung vom Spitzenradius und von  $F$ , einem Faktor, der die Grob-Fein-Struktur der Kathodenoberfläche berücksichtigt

b) Laser-gezündete Elektronenquelle (IPP 0/7)  
(C. Andelfinger, E. Buchelt, H.B. Schilling, G. Siller)

Die Grundidee dieser Elektronenquelle ist, die Emission von der Kathode durch einen eng fokussierten Laserstrahl (Brennfleckgrösse  $10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm}^2$ ) auszulösen und damit die Emittanz möglichst klein zu halten. Dabei ergab sich eine normalisierte Brightness  $B = I/\epsilon^2 eU(1 + eU/2 mc^2)$  ( $I$  = Strom,  $\epsilon$  = Emittanz,  $eU$  = Elektronenenergie), die etwa zwei Grössenordnungen grösser ist als bei der Feldemissionsröhre des Febetrans.

Die bisherigen Versuche wurden im Spannungsbereich 30 - 200 KV durchgeführt und Abb. 8 zeigt die Spannungsabhängigkeit des Emissionsstromes. Bei der oberen Kurve wurde die Kathode 20 ns vor dem Anlegen des Spannungsimpulses bestrahlt. In diesem Fall hat das durch Laserstrahlung erzeugte Plasma etwas Zeit zu expandieren, so dass mit der Vergrösserung der Emissionsfläche auch der Strom zunimmt. Abb. 9 zeigt Laser-, Spannungs- und Stromimpuls durch eine Anodenöffnung von 10 mm  $\emptyset$  bei Anwendung eines zusätzlichen magnetischen Fokussierungsfeldes. Die momentane Energieverbreiterung wurde mit einem magnetischen Spektrometer mit einer Energieauflösung von 1 % bei einer Saugspannung von 100 KV bestimmt. Sie ergab sich zu kleiner als 1 %. Die zeitliche Energieänderung war übereinstimmend mit der Spannungsänderung. Damit scheint diese Elektronenquelle auch in dieser Hinsicht der Feldemissionsröhre überlegen zu sein. Es werden daher Vorbereitungen getroffen, eine Laser bestrahlte Röhre in den 2 MV-Generator des Febetrans einzubauen.

Daneben laufen Modellversuche mit einem Blumleinkabel mit Transformationsleitung, um Dimensionierungsfragen für einen 2 - 3 MV-Impulsgenerator hoher Repetitionsrate (1 - 10 Hz) zu studieren. Durch passende Abstimmung zwischen Blumleinkabel und Transformationsleitung lassen sich die Dachneigungen der Hochspannungsimpulse beeinflussen.

Für eine spätere Anwendung in einem Elektronenring-Beschleuniger muss die Repetitionsrate des Hochleistungs-ImpulsLasers auf 1 - 10 Hz angehoben werden. Dies wird eventuell möglich mit Flüssigkeitslasern, wie sie in der Abt. Technik entwickelt werden.

4) Ionenring-Experiment:

(W. Dommaschk, H.B. Schilling, P. Ulbricht)

Das im vorhergehenden Jahresbericht beschriebene Ioneneinschussexperiment wurde vorläufig abgeschlossen (IPP 0/6). Es konnten  $10^{10}$  Protonen in einem Ring mit 19 cm grossem Radius und 2 cm kleinem Radius in einem statischen Magnetfeld von 480 Gauß bei einem Feldindex von 0.5 eingefangen werden. Die Energie der Protonen war 3.8 keV. Ihr Impuls bzw. Zyklotronradius entspricht Elektronen einer Energie von 2.2 MeV.

Die Überleitung der Protonen in den Ring erfolgte durch ein als Wien-Filter wirkendes Inflektorplattenpaar. Das Einfangen der Ionen geschieht durch plötzliches Abschalten der Inflektorspannungen während der Injektion. Die dabei momentan im Ring und ausserhalb des Inflektors befindlichen Ionen laufen dann ungestört auf der Kreisbahn weiter, d.h. es wird etwas weniger als ein voller Umlauf des eingeschossenen Strahls eingefangen. Die so verursachte azimutale Unsymmetrie des eingefangenen Ionenringes konnte mit einer nahe am Ringumfang angebrachten elektrischen Drahtsonde beobachtet werden (Abb. 10). Die obere Kurve gibt den Zeitpunkt der Inflektorabschaltung, die untere das Sondersignal. Die periodische Struktur auf der unteren Kurve stammt von der azimutalen Unsymmetrie des umlaufenden Ringes. Die Periodenlänge entspricht genau der Umlaufzeit von ca.  $1,4 \mu\text{sec}$ .

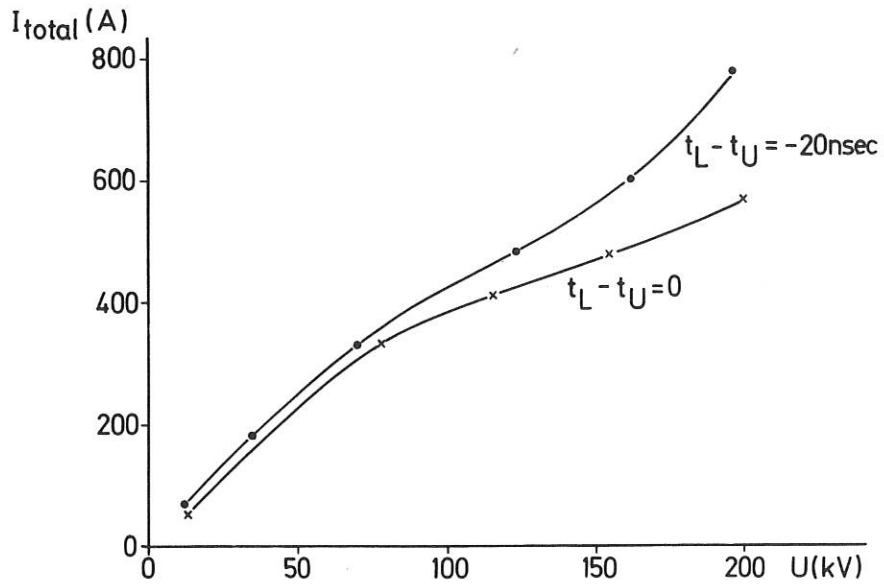


Abb. 8 Emissionsstrom der Laser bestrahlten Kathode in Abhängigkeit von der Absaugspannung

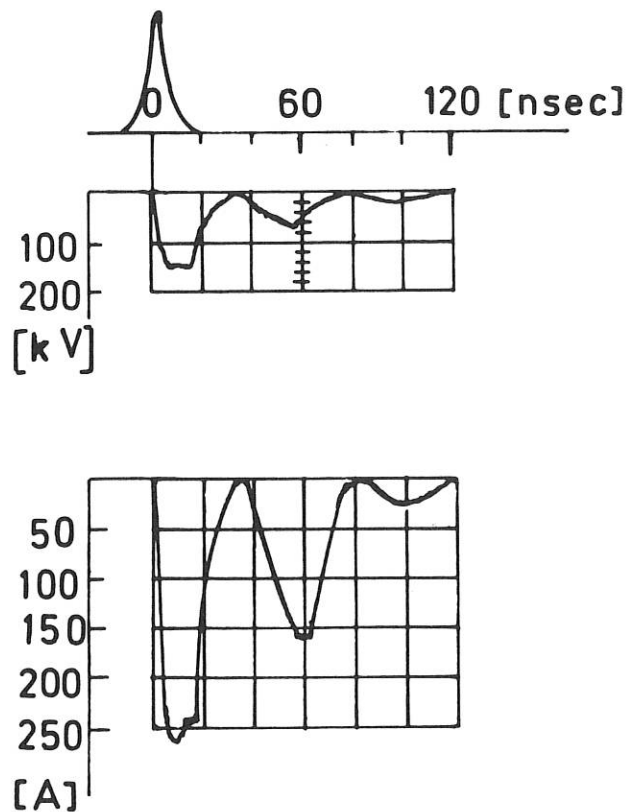


Abb. 9 Laser-, Spannungs- und Stromimpuls (Strom durch eine Anodenöffnung von 10 mm  $\emptyset$ )

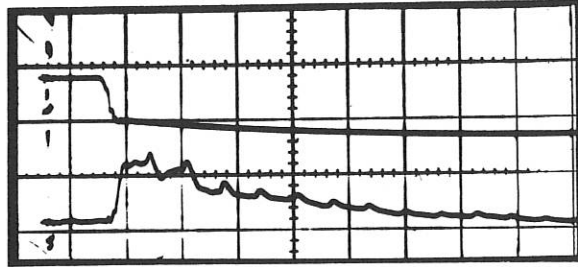


Abb. 10 Sondensignal vom eingefangenen Ionenring

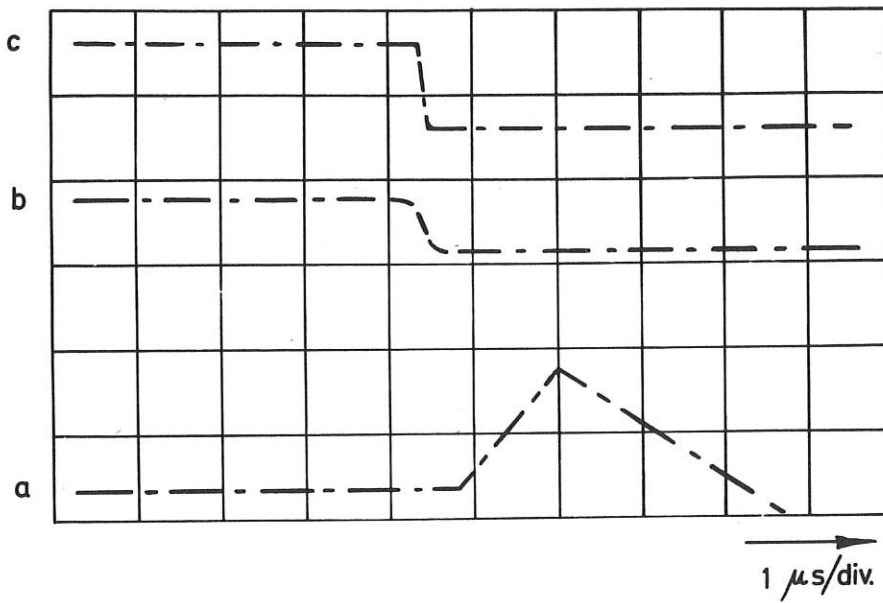


Abb. 11 Sondensignal zur Bestimmung der Protonenzahl.

Durch seitliche Ablenkung der eingefangenen Ionen auf einen Auffänger wurde die Ionenzahl als Funktion der Einfangzeit bestimmt. Abb. 11, Kurve a, zeigt das nach 1,5 Umläufen beobachtete Ladungsspannungssignal am Auffänger. Die Kurve b gibt den Zeitpunkt der Inflektorabschaltung, c den der Zuschaltung des Ablenkfeldes wieder. Der abfallende Teil der Kurve a entspricht der Ladeperiode, der ansteigende einem Kompensationsstrom, der notwendig ist, um eine Vorladung durch Streuströme zu verhindern. Messungen zu verschiedenen Zeiten ergaben annähernd konstante Ionenverluste von etwa 60 % pro Umlauf.

#### 5) Theoretische Arbeiten:

##### a) $B_y$ -Stabilisierung (P. Merkel, A. Schlüter)

Die Fokussierungs- und Stabilisierungseigenschaften eines zusätzlichen  $B_y$ -Feldes, erzeugt durch einen Strom  $I_z$  längs der Symmetrieachse, für einen relativistischen Elektronenring während der Kompression, dem Übergang in die Beschleunigungsphase und während der Beschleunigung in z-Richtung wurde untersucht. Es lässt sich zeigen, dass die Raumladungsbegrenzung des Ringes während der Kompression mit einem  $B_y$ -Feld erweitert werden kann. Da durch das  $B_y$ -Feld die Betatronschwingungsfrequenzen verschoben werden, lassen sich damit während der Kompression und dem Übergang zur Beschleunigung Betatronresonanzen, insbesondere die  $Q = 1$  Resonanz, vermeiden. Während der Beschleunigung wirkt das  $B_y$ -Feld axial fokussierend (IPP 0/4).

##### b) Elektroneninflektion (P. Merkel, U. Schumacher)

Die Inflektion eines relativistischen Elektronenstrahles in ein magnetisches Spiegelfeld, den Ringkompressor, wurde behandelt. Inflektion wird erreicht durch ein gepulstes Zusatzmagnetfeld über einen Sektor des Ringumfanges. Für vorgegebene Werte des Feldindex  $n$  und der Stärke des Inflektorfeldes ergeben sich Grösse und Lage des Inflektorfeldes für optimale Inflektion. Bei dieser Betrachtung wurden die Elektronenbahnen in linearer Betatron-Schwingungsnäherung berechnet (IPP 0/5). Da in der vorgesehenen Anordnung nicht für alle Teilchen die Voraussetzungen für die lineare Näherung gut erfüllt sind, wurden darüber hinaus die Bewegungsgleichungen der Elektronen nach dem Einschuss in den Ringkompressor numerisch integriert. Dabei wurden neben dem Inflektionsfeld auch die durch die Eintrittsschnauze hervorgerufenen Störungen der azimuthalen Symmetrie des Kompressorfeldes berücksichtigt. Es zeigte sich, dass nichtlineare Effekte eine Rolle spielen können. So führt zum Beispiel die Kopplung von radialen und axialen Betatronschwingungen dazu, dass grosse radiale Schwingungen, wie sie bei Elektronen mit kleinerer Energie als der Sollenergie auftreten, schon nach wenigen Umläufen in grosse axiale Amplituden übergehen.

##### c) Numerische Rechnungen zur Ringdynamik (W. Herrmann, A.U. Luccio, P. Merkel, H. Welter)

Ein Programm zur numerischen Berechnung der Dynamik der Elektronenringe bei der magnetischen Kompression und der Extraktion aus dem Ringkompressor wurde entwickelt. Es wird das System von Differentialgleichungen, bestehend aus den Gleichungen für die äusseren elektrischen Kreise und den Bewegungsgleichungen in adiabatischer Näherung, gelöst. (IPP 0/3).

THEORIE (Prof. D. Pfirsch)

1. Makroskopisches Gleichgewicht und Stabilität

1.1. Stabilität kraftfreier Magnetfelder (J.A. Tataronis)

Bei der Untersuchung der MHD-Stabilität des Plasmas ist es der Einfachheit halber üblich, ein von einem Vakuum umgebenes Plasmamodell mit scharfen Grenzflächen zu betrachten. Meßergebnisse deuten aber darauf hin, daß bei manchen Maschinen ein gut leitendes Medium sich außerhalb der Hauptplasmasäule befinden kann, in dem beträchtliche Längsströme fließen können. Daraus läßt sich schließen, daß die Umgebung einer Plasmasäule realistischer durch ein druckloses Plasma mit kraftfreien Magnetfeldern beschrieben werden kann. In dieser Arbeit betrachten wir also einige Plasmakonfigurationen mit scharfen Grenzen unter Berücksichtigung der Effekte eines äußeren leitenden Mittels, in dem das Gleichgewichtsmagnetfeld durch  $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$  bestimmt wird. Zunächst untersuchen wir insbesondere den zylindrischen Screw-Pinch, für den sich das Integral  $\int W$  explizit auswerten und als Funktion von  $\alpha$  untersuchen läßt; zweitens betrachten wir den  $\ell = 1$ , hoch- $\beta$ -Stellarator, der kürzlich von Weitzner <sup>1)</sup> unter der Annahme eines umgebenden Vakuums untersucht wurde. Die helische Wellenlänge der Plasmasäule wurde dabei groß gegenüber dem Großradius des Stellarators angenommen. Bei Anwesenheit eines leitenden Mediums in der Umgebung ist das von uns festgestellte Gleichgewicht erheblich anders als das von Weitzner berechnete, wenn  $\alpha \neq 0$  gilt. Unsere Stabilitätsrechnungen sind im Gange.

1.2. Stabilität axialsymmetrischer Multipole (E. Rebhan)

Für axialsymmetrische Konfigurationen mit geschlossenen meridionalen Feldlinien wurde schon früher ein notwendiges Stabilitätskriterium hergeleitet <sup>2)</sup>. In Fortführung der dortigen Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß Stabilität nur erreicht werden kann, falls sich im Inneren des Plasmas ein hardcore-Feld befindet. Weitere Stabilitätskriterien für solche Anordnungen wurden abgeleitet und es wurde gezeigt, daß sich durch geeignete Form der Feldlinien und bei geeignetem Druckprofil Stabilität erzielen läßt.

---

1 H. Weitzner, "Free Boundary Long Helical Wavelength Equilibria" wird veröffentlicht

2 Bernstein et al (1958) Proc. R. Soc. A 244, 17



1.3. Stabilität gegenüber lokalisierten Störungen bei einer Klasse axialsymmetrischer Gleichgewichte (G. Küppers, H. Tasso)

Die Integrale im Mercier-Kriterium lassen sich für die betrachtete Klasse axialsymmetrischer Gleichgewichte mit nahezu homogener Stromverteilung auf vollständige elliptische Integrale mit bestimmten Argumenten und Koeffizienten reduzieren. Für eine spezielle Wahl der Gleichgewichtsparameter können diese Koeffizienten und Argumente explizit angegeben werden. Dieser Fall entspricht vertikalen elliptischen magnetischen Flächen in der Nähe der magnetischen Achse. Die Rechnung enthält keine Entwicklung.

1.4. MHD Stabilität axialsymmetrischer Gleichgewichte gegenüber nicht lokalen Störungen (D. Pfirsch, H. Tasso)

Die Stabilitätsrechnung wurde mittels Testfunktionen durchgeführt, wobei das Energieprinzip für eine Klasse von Gleichgewichten und Testfunktionen exakt auswertbar ist. Allerdings ist eine beträchtliche Anzahl elementarer Quadraturen notwendig. Diese Aufgabe wird mittels der Rechenanlage und der Programmiersprache "REDUCE" gelöst, wobei diese Sprache sich als geeignet für die Programmierung formaler Rechnungen erweist. Das prinzipielle Funktionieren der Rechnung wurde erprobt, Ergebnisse sind im Jahre 1971 zu erwarten.

1.5. Stabile magnetohydrostatische Gleichgewichte ohne Rotationstransformation (D. Lortz)

Es wurde gezeigt, daß es stabile toroidale MHD Gleichgewichtskonfigurationen mit folgenden Eigenschaften gibt:

- 1) Das Vektorfeld der Stromdichte liegt spiegelsymmetrisch zu einer Meridionalebene. Daraus folgt, daß der azimuthale Gesamtstrom verschwindet.
- 2) Das Magnetfeld hat die entsprechende Antisymmetrie. Das hat zur Folge, daß alle Magnetfeldlinien geschlossen sind.
- 3) Die Druckflächen sind ineinander geschachtelte Toroide.

Für den Fall  $\beta \ll 1$  wurden Beispiele solcher Anordnungen numerisch berechnet.

1.6. Ein Satz über MHD Stabilität mit endlich leitenden Wänden (D. Pfirsch, H. Tasso)

Ein MHD instabiles Gleichgewicht, das von Vakuum und möglicherweise von einer perfekt leitenden Wand umgeben ist, wird nicht stabilisiert durch Einbringung endlich leitender Wände. Mit Hilfe des Energiesatzes und des Vivialsatzes kann man die Existenz exponentiell wachsender Instabilitäten nachweisen. Dieser Beweis gilt unabhängig von der Existenz von Eigenmoden. Wenn aber Eigenmoden existieren, können deren Anwachsraten aus einem Variationsprinzip bestimmt werden. Dieses Variationsprinzip erlaubt ähnlich wie das Energieprinzip die Abschätzung unterer Grenzen für die Anwachsraten.

1.7. Hinreichende Stabilitätskriterien, kritisches  $\beta$  (D. Lortz, E. Rebhan, G. Spies)

Eine Klasse von hinreichenden Kriterien für MHD Stabilität wurde für Gleichgewichts-konfigurationen hergeleitet, die längs der Magnetfeldlinien periodisch sind (z.B. Symmetrie oder geschlossene Feldlinien besitzen). Diese Kriterien sind entweder einfacher oder weniger einschränkend als die schon bekannten. Im Grenzfall  $\beta \ll 1$  reduzieren sie sich auf eine einfache Flächenbedingung (z.B. in Spezialfällen auf die bekannte  $\sqrt{\quad}$ -Bedingung) und sind deshalb geeignet für die Berechnung unterer Schranken des kritischen Wertes von  $\beta$ . Die Nützlichkeit dieser Kriterien wurde durch qualitative Diskussion in Axial-, ebener und helikaler Symmetrie demonstriert.

1.8. Zur Bedeutung des Energieprinzips für die Beurteilung der magnetohydrodynamischen Stabilität (D. Lortz, E. Rebhan)

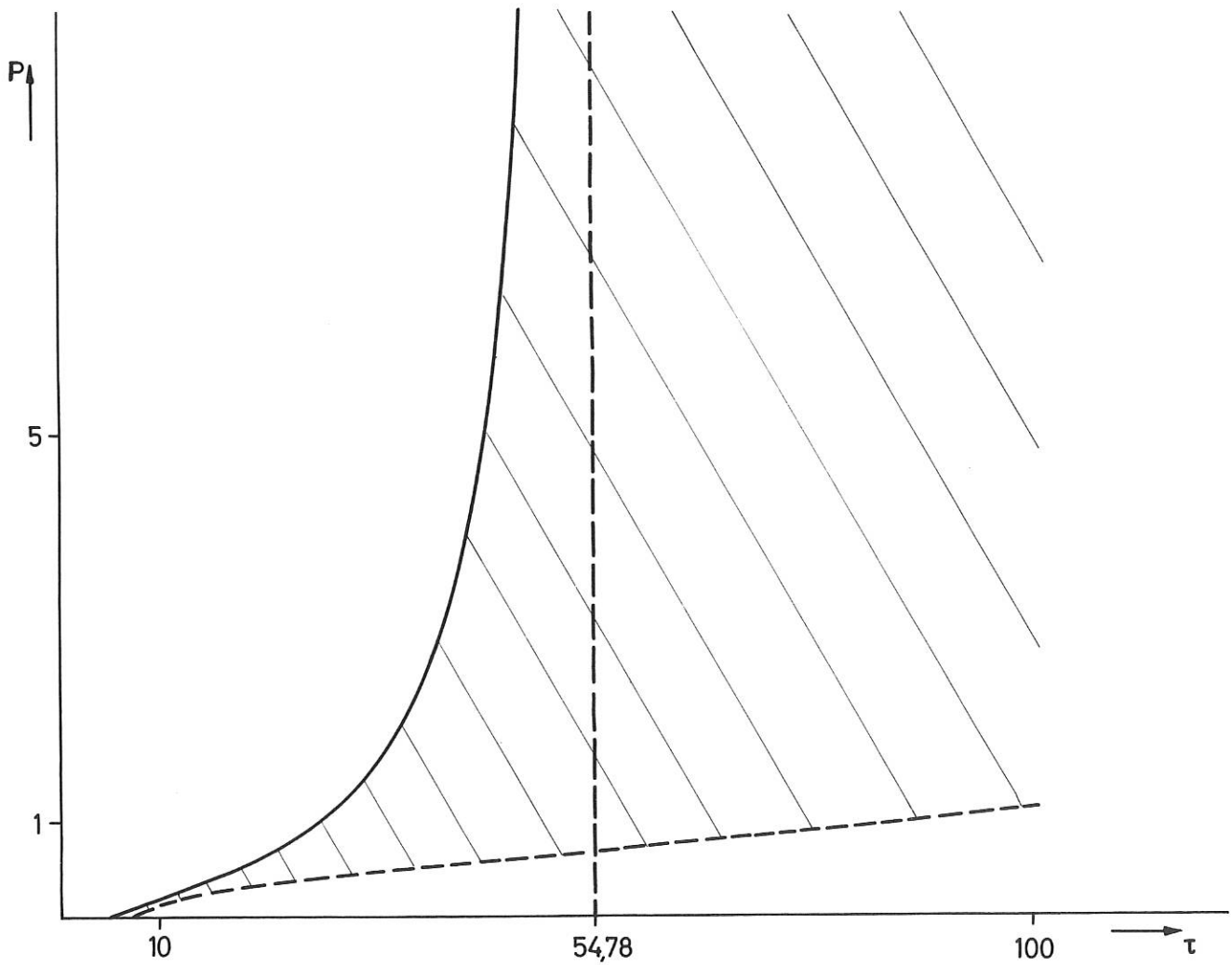
Üblicherweise wird angenommen, daß eine Anordnung magnetohydrodynamisch stabil ist, wenn für sie die zweite Variation der potentiellen Energie nicht negativ werden kann ( $\delta^2 W \geq 0$ ). Es wurden Beispiele gefunden ( $\odot$ -Pinch, axialsymmetrischer Multipol mit ebenen Feldlinien), bei denen trotz  $\delta^2 W \geq 0$  die Geschwindigkeit, der Druck und das Magnetfeld linear in der Zeit anwachsen können. Die Störungen, die dieses Anwachsen bewirken, sind bezüglich der Änderung der potentiellen Energie marginal und sind z.T. mit allgemeineren Anfangsbedingungen verknüpft als sie für die Ableitung des Energieprinzips benutzt werden. Im allgemeinen ist daher das Energieprinzip formal nicht hinreichend zur Beurteilung der Stabilität. Es ist jedoch zu vermuten, daß sich die gefundenen algebraischen Instabilitäten in einer nichtlinearen Theorie als ungefährlich im Vergleich zu exponentiellen Instabilitäten erweisen.

1.9. Stabilität der Atmosphäre (D. Lortz)

Für ein Gas in einem äußeren Schwerfeld wurde gezeigt, daß das Schwarzschild'sche Entropiekriterium  $dS/d\phi > 0$  sowohl notwendig als auch hinreichend dafür ist, daß das quadratische Mittel einer linearen Störung bei beliebigen Anfangsbedingungen in der Zeit beschränkt bleibt.

1.10. Die Stabilität der Konvektionsströmung in einer rotierenden Flüssigkeitsschicht  
(G. Küppers)

Die Stabilität der dreidimensionalen Konvektionsströmung und besonders die der zweidimensionalen Walzenströmung wurde numerisch untersucht. Das Ergebnis ist graphisch dargestellt. Hierbei bedeuten  $P$  Prandtlzahl und  $T$  Taylorzahl. Links von der ausgezogenen Kurve sind zweidimensionale Rollen stabil. Zum gestrichelten Bereich existiert keine stabile stationäre Konvektionsströmung. Unterhalb der gestrichelten Kurve ist Überstabilität möglich.



## 2. Mikroskopisches Gleichgewicht und Stabilität

### 2.1. Die Vlasov Gleichung in orthogonalen Koordinaten (F. Santini <sup>+</sup>), H. Tasso)

Die Vlasov-Gleichung wird zunächst auf allgemeinen orthogonalen Ortskoordinaten umgeschrieben. Der Geschwindigkeitsraum wird dann durch die Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf die Einheitsvektoren der Ortskoordinaten dargestellt. Aus dieser Form lassen sich die in der Literatur angegebenen Darstellungen als Spezialfälle wiedergewinnen.

---

<sup>+</sup>) FOM Institut voor Plasma-Fysica, EURATOM-FOM, Jutphaas/Niederlande

2.2. Selbstkonsistente Lösung der Vlasov Gleichung für den toroidalen Q-Pinch (J. Enoch)

Untersuchungen zur selbstkonsistenten Näherungslösung der Vlasov-Gleichung für den toroidalen Theta-Pinch sind im Gange. Sämtliche physikalische Größen werden nach Fourier-Reihen in  $\Theta$  und  $z/R$  entwickelt (R: großer Radius,  $\Theta$ : poloidaler Winkel,  $z$ : Torussele), und es werden nur Terme bis zur ersten Ordnung im Aspektverhältnis behalten. Der Rechnung liegt eine bereits durchgeführte störungs-theoretische Rechnung der Bewegungskonstanten für toroidale Theta-Pinch-Anlagen zugrunde. Es sind nur die  $\cos \Theta$  proportionalen Terme explizit toroidal. Dieser Beitrag zum Magnetfeld ist (jedoch ohne Berücksichtigung des durch den toroidalen Drift bedingten Verlustkegels) berechnet worden.

2.3. Instabilität von 2-dimensionalen stoßfreien Plasmakonfigurationen mit Neutralpunkten (D. Biskamp, K. Schindler<sup>+</sup>)

Die Stabilität von 2-dimensionalen Plasmen mit Neutralpunkten wurde untersucht. Für den Fall  $\rho_e \ll L$  ( $\rho_e$  = Elektron Larmor radius,  $L$  = Skalenlänge des Magnetfelds) kann man einige allgemeine Stabilitätskriterien herleiten. Als Beispiel wurde ein Schichtpinch mit einer periodischen tearing mode-ähnlichen Struktur diskutiert. Man findet, daß eine Störung mit der Topologie des Gleichgewichts im allgemeinen stabil ist, während das Zusammenfallen von benachbarten Pinchen instabil sein kann. Die Anwachsrate wurde abgeschätzt; sie ist - überraschenderweise - wesentlich größer als die Anwachsrate für tearing Moden in einem ebenen Schichtpinch. Dies ist konsistent mit dem (sowohl experimentell als auch numerisch) beobachteten Verhalten der nichtlinearen Entwicklung der tearing-Instabilität. Außerdem entstehen durch die relativ starke Instabilität starke elektrische Felder in den Neutralpunkten, durch die einzelne Teilchen stark beschleunigt werden. Dies könnte das Auftreten von hochenergetischen Teilchen im geomagnetischen Schweif erklären.

2.4. Lineare Stabilität von exponentiellen Dichteprofilen (R. Croci, R. Saison)

Die lineare Stabilität eines in x-Richtung inhomogenen Vlasov-Plasmas wird bekanntlich mit Hilfe einer Entwicklung ( $|k_x R| \ll 1$ ) des elektrischen Potentials und durch Anwendung der W.K.B. Methode untersucht. Es scheint daher sinnvoll zu sein, einfache Gleichgewichte zu untersuchen, die einem physikalischen gegebenen Gleichgewicht nur in bestimmten Bereichen entsprechen, für welche aber die Anfangsgleichung exakt lösbar ist. Ein solches Gleichgewicht ist:

$$(1) \quad f_v = g(v_{\perp}^2, v_{\parallel}^2) \exp\{-a(x + v_y/\Omega)\}, \quad \Omega = \frac{eB}{m}, \quad \vec{B} = \vec{e}_z B_0, \quad \beta \ll 1.$$

In diesem Fall erfüllt das gestörte elektrische Potential die Differenzgleichung:

$$(2) \quad \varphi(\omega, k_y, k_z; k_x) = \varphi^0(\omega, k_y, k_z; k_x) + c(\omega, k_y, k_z; k_x + i\alpha) \varphi(\omega, k_y, k_z; k_x + i\alpha)$$

wobei  $\varphi^0$  nur durch die Anfangswerte,  $c$  nur durch  $f_v$  und  $B_0$  bestimmt sind. Es wurde gezeigt, daß (1) einer physikalischen Situation entspricht, falls die "quasi-neutrale" Näherung

<sup>+</sup>) ESRIN Frascati

sinnvoll ist, oder falls (im Falle einer Instabilität) die Störung sich schnell genug entwickelt ( $|Im \omega| > |\frac{n'}{n} \partial Re \omega / \partial k_x|$ ). Die Dispersionsbeziehung, die (2) entspricht, ist:

$$(3) \quad \tilde{c} = \sigma.$$

Zu jeder Lösung  $k_x = k_x(\omega)$  von (3) gehören unendlich viele Pole von  $\varphi$  an den Punkten:  $k_x = k_0 + i n \alpha$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). Wie erwartet, und im Sinne der "quasi-neutralen" Näherung, kommt die absolute Dichte nicht vor <sup>1)</sup>. Als Beispiele wurden die Dispersionsbeziehungen der Bernstein-Wellen und der Drift-Instabilität numerisch gerechnet. Diese Arbeit, über die Herr Saison in Rom berichtet hat, wird in "Journal of Plasma Physics" veröffentlicht.

2.5. Vlasov-Plasma in einem linearen elektrischen Potential (R. Croci, R. Saison)

Dieses Problem wurde andernorts numerisch behandelt <sup>2)</sup>. Es stellt sich zum Beispiel in einer Spiegelmaschine, wo ein elektrisches Potential der tatsächliche Einschließungsmechanismus für die Elektronen sein kann, falls  $T_i \gg T_e$ . B liege in z-Richtung, die Dichte und das elektrische Potential hängen dann von z ab. Die Vlasov und Poisson Gleichungen führen zur folgenden Differenzgleichung:

$$(1) \quad \varphi(k_x) = \varphi^c(k_x) + c(k_x + i/L) \varphi(k_x + i/L),$$

wobei  $\varphi^c$  nur von den Anfangswerten,  $c$  nur vom Gleichgewicht abhängt. Aus (1) folgt die Dispersionsbeziehung:

$$(2) \quad \tilde{c} = \sigma,$$

die dieselbe Bedeutung hat wie in 2.4.

2.6. Nicht-lokale Behandlung eines inhomogenen eingeschlossenen Plasmas (R. Croci, R. Saison)

Es wurde eine neue Methode entwickelt, um die Stabilität eines eingeschlossenen Vlasov-Plasmas zu untersuchen. Dabei wird verlangt, daß  $\lambda/L \ll 1$  ( $L$  ist die charakteristische Inhomogenitätslänge) im Gegensatz zu den üblichen Bedingungen  $Ri_e \ll \lambda \ll L$ . Aus der Integrierbarkeit von  $\varphi$  folgt, daß  $\varphi(k, \omega)$  sich folgenderweise darstellen läßt:

$$(1) \quad \varphi(k_x) = L \int_{-\infty}^{+\infty} H((k_x - k'_x), L) \psi(k'_x) dk'_x$$

wobei  $H(k_x)$  und  $\psi(k'_x)$  quadratisch integrierbar sind. Die Funktionen  $H$  und  $\psi$  sind nicht eindeutig definiert; man kann also verlangen, daß für  $L \rightarrow \infty$  (homogenes Plasma)  $\varphi$  identisch wird mit der bekannten Lösung für ein homogenes Plasma, und daß folglich  $L H((k_x - k'_x), L)$  identisch mit  $\delta(k_x - k'_x)$  wird. Man kann dann zeigen, daß für  $1/L \neq 0$  die Funktion  $\psi$  an den Punkten Pole hat, wo

$$(2) \quad \Delta = 1 - G(k_x, k'_x) \Big|_{k_x = k'_x} + \frac{1}{\alpha' L} \left( \frac{\partial G(k_x, k'_x)}{\partial k_x} - \beta' \frac{\partial G(k_x, k'_x)}{\partial k'_x} \right) \Big|_{k_x = k'_x} = 0$$

1 Zum Vergleich siehe: R. Croci & R. Saison "Dispersion Relation of an Inhomogeneous Vlasov Plasma", IPP 6/82

2 C.W. Horton, Phys. Fluids 11, 1154 (1968), dort auch zahlreiche Literatur

wobei  $G(k_x, k_x')$  eine bekannte Funktion ist, die vom Gleichgewicht abhängt. Die Faktoren  $\alpha'$  und  $\beta'$  sind reine Zahlen (unabhängig von  $k, \omega$  und Plasmamparametern), die das Dichteprofil charakterisieren und die zu bestimmen bleiben.

### 3. Turbulenz

#### 3.1. Über das Spektrum von turbulenten Ionenschallwellen (D. Biskamp)

Die Gleichung für die spektrale Intensität von Ionenschallwellen, die durch einen Strom im Plasma angeregt werden (siehe Kadomtsev's Buch) wurde genauer untersucht. Unter den üblichen vereinfachenden Annahmen wie der eines stationären Spektrums, jedoch unter genauerer Berücksichtigung von numerischen Faktoren, findet man, daß der Wert der turbulenten elektrischen Energie  $W = \frac{\langle E^2 \rangle}{8\pi n T_e}$  mit den Beobachtungen an stoßfreien Stoßwellen konsistent ist. Man kann jedoch in gewisser Näherung zeigen, daß das Kadomtsev Spektrum  $|\phi_k|^2 \sim \frac{1}{k^3} \log \frac{1}{k}$  instabil ist. Numerische Behandlung der zeitabhängigen Kadomtsev Gleichung weisen darauf hin, daß das Spektrum sich auf die Stromrichtung zusammenzieht.

Zusammen mit P. Gary <sup>+)</sup> wurde der Einfluß der Elektron Bernstein Moden auf das Spektrum der elektrostatischen Fluktuationen in senkrechten stoßfreien Stoßwellen untersucht. Während für  $T_e \lesssim T_i$  nur die Bernstein Moden angeregt werden können und das Spektrum im wesentlichen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld lokalisiert ist, sind für  $T_e \gg T_i$  auch Ionenschallwellen instabil, die zwar eine etwas kleinere Anwachsrate, aber einen viel größeren Winkelbereich im  $k$ -Raum haben als die Bernsteinwellen. Das Spektrum sollte daher wesentlich breiter bezüglich der Ebene senkrecht zu  $B_0$  sein.

#### 3.2. Einfluß von Dichteschwankungen auf die Laufzeit von Signalen (P. Graeff, K. Elsässer<sup>++)</sup>)

I. Lerche <sup>1)</sup> glaubt, folgendes gezeigt zu haben: Die Laufzeit eines Signals, das sich um eine gegebene Frequenz herumgruppiert, hängt beim Durchgang durch ein Plasma auch von dessen Dichteschwankungen ab. Das Resultat war hauptsächlich im Blick auf Pulsarsignale und interstellares Plasma gedacht.

L. Biermann hat dieses Ergebnis bezweifelt, ebenso neuerdings V.L. Ginzburg <sup>2)</sup>. Die Lerche'sche Überlegung verwendet Mittelwerte für die betrachteten elektromagnetischen Wellen. Das ist grundsätzlich fraglich, besonders aber in dem betrachteten konkreten Fall. Wenn die Korrelationslänge groß gegenüber der ersten Frenels'schen Zone ist, so darf man sicher nicht mit einer statistischen Betrachtung starten. Wir haben daher die Rechnung korrigiert für den eindimensionalen und den sphärisch-symmetrischen Fall. Verwendet wurde eine WKB-artige Näherung. Der Einfluß der Dichteschwankungen ist dann sehr klein, verglichen mit Lerche.

<sup>+)</sup>  College of William and Mary, Virginia, Department of Physics, Williamsburg/Virginia

<sup>++)</sup>  MPI für Physik und Astrophysik

1 K. Elsässer, P. Gräff: Comment on a paper of I. Lerche: Effect of interstellar density fluctuations on signal dispersion measure. Astrophysics and space science 8, 204 (1970)

2 V.L. Ginzburg, L.M. Eruhimov: On the influence of electronic concentration fluctuations on the dispersion measure and rotation measure.  
To appear in: Astrophysics and space science.



### 3.3. Wienerintegrale (P. Graeff)

Sehr viele stochastische Prozesse lassen sich als Bilder von Wienermaßen verstehen. Dies ist für die Beschreibung turbulenter Medien von Interesse, jedenfalls im Eindimensionalen. Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Näherungsmethoden: Man kann das Bildmaß approximieren oder die Abbildung selbst. Letzteres wurde von Wiener selbst betont.

In beiden Fällen ist man schließlich interessiert an Ausdrücken der Form: Erwartungswert einer Funktion  $f$ , deren Argument Zeitintegral eines Ausdrucks  $V(x'(t))$  ist, wo  $x(t)$  der Levy-Wiener-Prozess sein soll:

$$\in \left\{ f \left( \int_0^t V(x(t')) dt' \right) \right\}$$

Es läßt sich zeigen - für Spezialfälle haben das Kac und Frisch getan <sup>1)</sup> - daß der obige Ausdruck Lösung einer Diffusionsgleichung mit drei unabhängigen Variablen ist. Für numerische Zwecke ist es weiter wichtig, daß man zeigen kann: Es gibt einige weitere Spezialfälle für  $f$ , die auf einfachere Diffusionsgleichungen führen, bei denen die Dimensionszahl um 1 verringert ist. Und: Mit deren Hilfe ist eine systematische Approximation im Sinne z.B. einer  $L_2$ -Konvergenz für beliebige  $f$ 's möglich.

## 4. Kinetische Theorie und Wechselwirkungen im Plasma

### 4.1. Der Effekt von Elektron-Elektron Stößen auf die elektrische Leitfähigkeit von Plasmen mit gefangenen Teilchen (A. Salat)

Plasmen mit Elektronen, die in einem inhomogenen Magnetfeld gefangen sind, haben eine geringere elektrische Leitfähigkeit als Plasmen in homogenen Feldern. Es wurde gezeigt, daß Elektron-Elektron-Stöße diese Differenz um etwa 20 Prozent vermindern. Die e-e-Stöße wurden durch ein BGK-Stoßglied simuliert.

### 4.2. Elektronenstreuung an Laser-beleuchteten Kristallen (A. Salat)

Bei der Streuung von Elektronen an einem Kristall, der gleichzeitig von Laserlicht beleuchtet wird, tritt auf dem Beobachtungsschirm ein Beugungsbild auf, das mit der Frequenz des Lasers leuchtet ("Schwarz-Hora-Effekt" <sup>2)</sup>). Zur Deutung dieses Effektes wurde die quantenmechanische Streutheorie in Born'scher Näherung auf Streuung an zeitabhängigen Potentialen erweitert. Zwei Prozesse wurden theoretisch untersucht: Elektronenstreuung an einem Kristall, der im elektromagnetischen Feld schwingt, und Streuung am Kristall mit anschließender Streuung an der Lichtwelle. Beide Prozesse ergeben in gleicher Weise ein mit der Lichtfrequenz moduliertes Beugungsbild, wobei der zweite Effekt quantitativ überwiegt. Als rein quantenmechanischer Effekt wurde eine periodische Modulation der Intensität mit wachsendem Abstand Kristall - Schirm vorhergesagt, die inzwischen experimentell bestätigt wurde.

1 U. Frisch: Wave propagation in random media. in: Probabilistic methods in applied mathematics ed. A.T. Bharucha-Reich (Academic press 1968).

2 H. Schwarz, H. Hora, Appl. Phys. Lett. 15, 349 (1969)

4.3. Nichtlineare Wechselwirkung monochromatischer elektrostatischer Wellen im Magnetoplasma  
(J.A. Tataronis)

Diese Arbeit wurde in Zusammenarbeit mit Dr. J. Teichmann (C.E.A., Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Frankreich) durchgeführt. Die Rechnungen wurden in der Service d'Ionique Générale, Grenoble, angefangen und vom Autor im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik zu Ende geführt.

Zu den Vorgängen, die in der Plasmadiffusion evtl. eine wichtige Rolle spielen, gehört die nichtlineare Wellen-Wellen-Wechselwirkung. In dieser Arbeit wird die nichtlineare Resonanzwechselwirkung dreier monochromatischer elektrostatischer Wellen, die sich in einem homogenen heißen Plasma mit statischem Magnetfeld ausbreiten, betrachtet. Unter der Voraussetzung, daß die Ausbreitung die Form  $\phi_{\underline{k}}(t) \exp i[\underline{k} \cdot \underline{x} - \omega t]$  hat, wird das Verhalten der Wellenamplitude durch die folgenden Differentialgleichungen bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_{\underline{k}}}{dt} &= -i \sigma_{\underline{k}} \left| \frac{\partial \epsilon_p}{\partial \omega} \right|_{\omega}^{-1} M(\underline{k}, \underline{k}', \underline{k}'') \phi_{\underline{k}'} \phi_{\underline{k}''} \\ \frac{d\phi_{\underline{k}'}}{dt} &= -i \sigma_{\underline{k}'} \left| \frac{\partial \epsilon_p}{\partial \omega} \right|_{\omega'}^{-1} M(\underline{k}', \underline{k}, -\underline{k}'') \phi_{\underline{k}} \phi_{-\underline{k}''} \\ \frac{d\phi_{\underline{k}''}}{dt} &= -i \sigma_{\underline{k}''} \left| \frac{\partial \epsilon_p}{\partial \omega} \right|_{\omega''}^{-1} M(\underline{k}'', \underline{k}, -\underline{k}') \phi_{\underline{k}} \phi_{-\underline{k}'} \end{aligned} \quad (1)$$

wobei  $\epsilon_p(\omega, \underline{k})$  die effektive Dielektrizitätskonstante des Plasmas ist,  $\sigma_{\underline{k}} = \text{sign.} \partial \epsilon_p / \partial \omega$  und angenommen wurde, daß  $|(d\phi_{\underline{k}}/dt)/\omega \phi_{\underline{k}}| \ll 1$  gilt. Den Kopplungskoeffizienten  $M(\underline{k}, \underline{k}', \underline{k}'')$  erhält man aus der Vlasov-Gleichung für die gestörte Teilchengeschwindigkeitsverteilung zusammen mit der Poisson-Gleichung für das elektrische Potential der Wellen. Falls die Frequenzen und die Wellenvektoren die Resonanzbedingungen  $\omega = \omega' + \omega''$  sowie  $\underline{k} = \underline{k}' + \underline{k}''$  erfüllen, und falls  $|\text{Im}(\omega)| \ll |\text{Re}(\omega)|$  und  $|\text{Im}(\underline{k})| \ll |\text{Re}(\underline{k})|$  gelten, läßt sich folgende Symmetrie algebraisch ableiten:

$$k^2 M^*(\underline{k}, \underline{k}', \underline{k}'') = k'^2 M(\underline{k}', \underline{k}, -\underline{k}'') = k''^2 M(\underline{k}'', \underline{k}, -\underline{k}')$$

Diese Beziehung gilt für beliebige Ausbreitungsrichtungen in Bezug auf das angelegte Magnetfeld. Infolge dieser Symmetrie läßt sich beweisen, daß das Gleichungssystem (1) fünf zeitlich invariante Größen enthält, deren eine die Erhaltung der Gesamtwellenenergie impliziert und drei davon den bekannten Manley-Rowe-Beziehungen entsprechen.

5. Plasma Simulation

5.1. Test der quasilinearen Theorie. (D. Biskamp, H. Welter)

Um einen Berührungspunkt zwischen numerischer Simulation und schwacher Turbulenztheorie herzustellen und die Gültigkeitsgrenzen dieser Näherung quantitativ zu erfassen, wurden numerische Experimente an sehr schwach instabilen ein-dimensionalen Elektronenplasmen durchgeführt. Die bump-in-tail Instabilität wurde als Prototyp einer resonanten Instabilität für kleine Anwachsraten  $\gamma/\omega_p \sim 0.05 - 0.1$ , Sättigungsfluktuationsenergie  $\langle \epsilon_s^2 \rangle / 8\pi n T \sim 1.5 \times 10^{-3}$ , und breites linear instabiles Spektrum mit Korrelationszeit  $\gamma/k \Delta \frac{\omega}{k} \sim 0.2 - 0.5$  untersucht. Während

in allen Fällen die mittlere Verteilungsfunktion  $\langle f \rangle$  ein Plateau im Einklang mit der quasilinearen Theorie ausbildet, zeigt die Fluktuationsenergie  $\langle \tilde{E}^2 \rangle$  nur in den am schwächsten instabilen der betrachteten Fälle ein quasilineares Verhalten, während für die instabileren Systeme immer stärker das aus früheren Simulationsrechnungen bekannte Überschiessen auftritt, das als erste Halbperiode einer gefangenen Teilchenoszillation gedeutet werden kann. Ferner hing das Verhalten der Fluktuationsenergie stark von der Höhe der Anfangsstörung ab (hier immer das thermische Rauschen). Der Einfluß der gefangenen Teilchen wächst um so stärker, je niedriger das Rauschen gewählt wird, da während einer langen linearen Anwachszeit ein breites Anfangsspektrum praktisch auf die Mode mit der größten Anwachsrate zusammenschrumpft, die dann durch einen kohärenten "trapping"-Prozess stabilisiert wird.

Als Beispiel einer nichtresonanten Instabilität wurde die symmetrische 2-Strom Verteilung in der Nähe der marginalen Driftgeschwindigkeit untersucht. Hier ist eine quasilineare Beschreibung streng genommen nicht möglich, da alle Teilchen, die an der Diffusion im  $v$ -Raum teilnehmen sollten, in Wirklichkeit in einem Wellental gefangen werden. Trotzdem stimmen die numerischen Ergebnisse über die Höhe der Sättigungsamplitude mit der Voraussage der quasilinearen Theorie überein, da diese zufällig mit den Bedingungen der Stabilisierung einer Welle durch Teilcheneinfang  $\gamma \sim \omega_b$  ( $\omega_b$  = Pendelfrequenz von gefangenen Teilchen) identisch ist. Die eigentliche Abweichung vom Verhalten eines schwach turbulenten Systems entsteht durch den starken Kohärenten Mode-coupling Effekt, der relativ immer bedeutender wird, je schwächer instabil das System ist und der eine Trennung zwischen quasilinearer und Mode coupling Phase immer willkürlicher erscheinen läßt.

## 5.2. Instabilität von Bernstein-Green-Kruskal Wellen (D. Biskamp, H. Welter)

Das Stabilitätsverhalten von inhomogenen, periodischen elektrostatischen Gleichgewichten (BGK-Wellen) wurde für ein- und zwei-dimensionale Störungen in Simulationsrechnungen untersucht. Betrachtet wurden sowohl stehende (im Schwerpunktsystem des Plasmas) BGK-Wellen, die durch eine symmetrische Verteilungsfunktion erzeugt werden, als auch laufende Wellen mit einer unsymmetrischen Verteilung. Es zeigte sich, daß die instabilsten Störungen in Richtung der BGK-Welle  $k_{\parallel}$  liegen und die Anwachsrate für schräge Moden mit zunehmendem Winkel von  $k_{\parallel}$  schnell klein werden; im elektrostatischen Fall scheint es demnach keine stärker instabilen Moden senkrecht zur Richtung des Gleichgewichts zu geben, die den tearing Moden für magnetische Gleichgewichte entsprechen. Trotz des fast eindimensionalen Charakters des Störungsspektrums ist die nichtlineare Entwicklung der Instabilität einer BGK-Welle vom rein eindimensionalen Fall verschieden. Während im letzteren Fall die elektrische Energie um die ursprüngliche Gleichgewichtslage oszilliert, fällt sie im ersteren ziemlich schnell auf das thermische Niveau ab. - Die Zahl (und Verteilung) der gefangenen Teilchen im Gleichgewicht bestimmt die instabilste Mode. Während sie für kleine Dichte von gefangenen Teilchen die Struktur des Gleichgewichts hat, d.h. die BGK-Welle selbst anwächst, wird diese Mode durch hinreichend viele gefangene Teilchen stabil, und die Mode, die dem Zusammenfallen benachbarter Wellenberge entspricht, wird destabilisiert.

## 5.3. Anomaler Widerstand (D. Biskamp, R. Chodura)

Das Verhalten eines stoßfreien Plasmas unter dem Einfluß eines äußeren Gleichstromfeldes wurde in zahlreichen numerischen Experimenten untersucht. Das allgemeine Ergebnis ist, daß es keinen anomalen Widerstand  $\eta = U/I$  gibt, der nur von makroskopischen Größen wie  $v_{d,i}/v_{te}$  oder  $T_e/T_i$  abhängt. Bei konstantem angelegtem Feld wächst der Strom ständig an, bei konstant gehaltenem Strom fällt die mittlere Spannung allmählich ab. In eindimensionalen Systemen findet man

$v_{\text{drift}} \approx v_{\text{therm}}$ , da es hier keine wirksame Instabilität für  $v_{\text{drift}} < v_{\text{therm}}$  gibt; dies bedeutet, daß die dissipierte, d.h. in thermische Bewegung umgewandelte Energie bei gegebenem äußerem Feld  $E_e$  maximal ist. Für zwei-dimensionale Plasmen kann  $v_{\text{drift}}$  kleiner als  $v_{\text{therm}}$  werden. Jedoch richtet sich das Spektrum allmählich in Stromrichtung aus, und die Verteilungsfunktion  $f_e$  wird stark anisotrop, so daß sich der Charakter der Instabilität dem ein-dimensionalen Verhalten annähert. Wenn zu Beginn  $T_e/T_i \gg 1$  gilt, kann die Ionenschallinstabilität wirksam werden, die ein breites Spektrum ausbildet und die Mehrzahl der Teilchen festhält. Die Teilchen außerhalb des Resonanzkegels werden jedoch frei beschleunigt und bilden einen überthermischen Schwanz in der Verteilungsfunktion aus. Bei vorhandenem longitudinalen Magnetfeld ändert sich das Verhalten wenig, solange  $\omega_{pe}/\Omega_e > 1$ ; für  $\omega_{pe}/\Omega_e \ll 1$  verhält sich das Plasma im wesentlichen ein-dimensional. In allen numerischen Experimenten werden in erster Linie die Elektronen geheizt, während die Ionen kaum randomisiert werden.

#### 5.4. Simulation einer schrägen Stoßwelle (D. Biskamp, K. v. Finckenstein, H. Welter)

Das Verhalten einer ebenen Stoßwelle, die sich in einem stoßfreien magnetisierten Plasma schräg zur Magnetfeldrichtung ausbreitet, wird numerisch untersucht. Besonderes Interesse gilt dem Bereich hoher (überkritischer) Machzahlen und großem Plasmadruck ( $\beta \sim 1$ ), in dem die Ionenviskosität den wesentlichen Dissipationsmechanismus darstellt. Dem entspricht das numerische Modell, das die Ionen als Teilchen nach dem PIC-Verfahren und die Elektronen in einer Flüssigkeitsnäherung behandelt. Der anomale Widerstand, der in Bereichen großer Stromdichte auftreten kann, wird phänomenologisch beschrieben. Ein wesentliches Ergebnis der Rechnungen ist, daß für überkritische Machzahl die Stoßfront zwar nicht stationär ist, die zeitliche Änderung der Felder aber nicht turbulent, sondern ziemlich regelmäßig, laminar erscheint.

#### 5.5. Das gravitative N-Körperproblem (A. Schlüter, M. Troppmann)

Die derzeit zur Verfügung stehenden Rechenanlagen eröffnen die Möglichkeit, die Bewegung einer großen Zahl von Teilchen in drei Dimensionen unter dem Einfluß des Kraftfeldes, das die Teilchen aufgrund ihrer Masse oder ihrer elektrischen Ladung erzeugen, zu verfolgen und damit das Verhalten von gravitativen Systemen bzw. von Plasmen zu simulieren. Den Theoretiker interessiert dabei vor allem die Frage, unter welchen Bedingungen läßt sich eine große Zahl wechselwirkender Teilchen als "Flüssigkeit" beschreiben, da unter der Annahme der Flüssigkeitsapproximation viele Aspekte z.B. der Plasmaeinschließung mit "numerischen Experimenten" untersucht werden können.

Zunächst stand die Entwicklung effektiver numerischer Diskretisierungsverfahren im Vordergrund. Sie wurden getestet in dem einfacheren Fall der gravitativen Wechselwirkung von Massenpunkten, der Simulation des dynamischen Verhaltens von offenen Sternhaufen, die mit ihren Mitgliederzahlen von einigen hundert Einzelsternen einer Behandlung mit heutigen Rechenmaschinen zugänglich sind. Durch Ausnutzen der Superpositionseigenschaften der Kräfte (PESen-Verfahren) ließ sich die paarweise Wechselwirkung zwischen den Körpern einzeln behandeln und damit die Intergration der Trajektorien erheblich beschleunigen. Für die zeitliche Entwicklung eines Haufens mit hundert Teilchen gleicher Masse werden etwa 10 Stunden Rechenzeit auf einer IBM 360/91 benötigt. Das Schicksal der Sternhaufen - in allen Fällen wurde ein Aufblähen des Haufens bis zum Millionenfachen der ursprünglichen Lineardimension beobachtet - entscheidet sich an den engen Vorübergängen von Sternen. Daher wurde auf die gute Approximation der Bahnkurven dicht gepackter Sterne größter Wert gelegt, z.B. bei zwei Sternen durch analytische Integration der Keplerbahnen.

In einem nächsten Schritt wird das dynamische Verhalten von Haufen aus Teilchen verschiedener Masse untersucht, ehe die Erfahrungen aus den Sternhaufen-Rechnungen auf das Einschließungsproblem eines Plasmas übertragen werden.

## 6. Spezielle Probleme

### 6.1. Korteveg-de Vries Gleichung (D. Pfirsch, R.N. Sudan<sup>+</sup>)

Es wurde die Frage untersucht, wann eine Korteveg-de Vries-Gleichung stoßwellenartige Lösungen besitzen kann. Es konnten notwendige Bedingungen an den Dissipationsoperator hergeleitet werden, die eine Begrenzung der Dämpfung bei großen Wellenlängen bedeuten. Daraus folgt insbesondere, daß Elektronen Landaudämpfung nicht zu stationären Stoßwellen führen kann.

### 6.2. Tachyonenmechanik und Klassischer Tunneleffekt (H.K. Wimmel)

Es wurde eine Modellmechanik für klassische geladene Tachyonen (= hypothetische Teilchen mit  $v > c$ ) mit weggelassener Cerenkov-Strahlung aufgestellt. Zweck: a) Aufstellung einer Vlasov-Maxwell Theorie von Tachyonen-Plasmen, b) Interpretationshilfe für Tachyonen-Quanten(feld)theorien, c) Anwendung bei der Diskussion der Makrokausalität von Tachyonen.

#### Ergebnisse:

- a) Kovariante Größen sind nicht automatisch Meßgrößen, und umgekehrt. Das gilt z.B. für Impuls und Energie. Man benötigt also zwei Begriffssysteme ("Weltbild", "Laborbild").
- b) Die kovariante Energie eines freien Tachyons ist positiv oder negativ; die gemessene Energie eines geeignet definierten freien Tachyons ist immer positiv. Man benötigt keine ad-hoc-Uminterpretation wie bei Bilaniuk, Sudarshan und Feinberg.
- c) Bei Tachyonen gibt es "Pseudoprozesse" (Pseudoerzeugung, Pseudovernichtung). Diese unterscheiden sich von normalen Prozessen dadurch, daß der Weltpunkt, an dem sie stattfinden, vom Bezugssystem abhängt.
- d) Es kann geschlossene Tachyonen-Weltlinien geben (Pseudoerzeugung und anschließend Pseudovernichtung).
- e) Bei Pseudovernichtung und Pseudoerzeugung von Tachyonen haben die "entstehenden" bzw. "verschwindenden" Teilchen entgegengesetzt gleiche Ladung, wie es dem Satz von der Erhaltung der Ladung entspricht. Die gemessene Ladung eines Tachyons ist keine Lorentz-Invariante.
- f) Bei Tachyonen gibt es einen klassischen Tunneleffekt. Das Tachyon bewegt sich im Potentialberg in umgekehrter Richtung und mit umgekehrtem Vorzeichen seiner Ladung. Es erscheint also auf der Rückseite, bevor es auf der Vorderseite in den Potentialberg "eintritt".
- g) Abgesehen von kausalen Anomalien und vom Cerenkov-Effekt kann eine klassische Mechanik geladener Tachyonen in konsistenter Weise aufgestellt werden. Die Wechselwirkung zwischen geladenen klassischen Tachyonen kann allerdings nur in der Vlasovnäherung behandelt werden.

### 6.3. Cerenkov-Energieverlust geladener Tachyonen (H.K. Wimmel)

Von einer Formel von Alväger und Kreisler, die Cerenkov-Intensität eines geladenen Tachyons im Vakuum betreffend, wurde bewiesen, daß sie ungültig ist und keinerlei Hinweis auf die wirkliche Cerenkov-Verlustrate gibt. Hauptsächlich mit Hilfe des Relativitätsprinzips, des Kausalitätsprinzips, des Energiesatzes und der Lorentz-Transformation wurden für geladene Tachyonen mit endlicher Cerenkov-Verlustrate folgende Ergebnisse gefunden:

---

<sup>+</sup>) Cornell University, Ithaca / USA



- a) Die Bewegung eines im sonst feldfreien Raum Cerenkov-emittierenden Tachyons kann geradlinig oder krummlinig sein.
- b) Es gibt keine geladenen Tachyonen, die nicht Energieverlust durch Cerenkov-Strahlung erleiden.
- c) Es gibt keine eindeutige Cerenkov-Verlustformel der Form  $dW/ds = f(W)$ .
- d) Aus Tachyonen mit geradliniger Bahn und  $dW/ds = f(W)$  erhält man durch eine Schar geeigneter Lorentz-Transformationen Tachyonen mit krummlinigen Bahnen und mit beliebig großen Energieverlustraten  $dW/ds = Af(W)$ , mit  $1 \leq A < \infty$ .

Diese Ergebnisse gelten auch für magnetisch geladene Tachyonen ("Tachyonen-Monopole"). Nach der klassischen Maxwell-Theorie divergiert die Intensität der Cerenkov-Strahlung geladener Punkt-Tachyonen. Möglicherweise ist diese Divergenz auch quanten-theoretisch nicht zu beheben. In diesem Falle wären geladene Punkt-Tachyonen verboten, und analoge Schwierigkeiten wären für Tachyonen mit Gravitations-Wechselwirkung zu erwarten.

## 7. Programmentwicklung und spezielle numerische Berechnungen

### 7.1. Programmbibliothek (M.G. Croci, R. Meyer-Spasche)

Für die Programmiersprache Algol W wird eine Programmbibliothek aufgebaut. Dafür werden Unterprogramme entwickelt und ausgetestet, u.a. für verschiedene Matrixoperationen, numerische Integration, Auswertung von Funktionen, Lösung von Differentialgleichungssystemen, Erzeugung von Zufallszahlen usw.

### 7.2. Bewegung geladener Teilchen (J. Enoch)

Ein Programm zur Berechnung der Bewegung geladener Teilchen in beliebigen elektrischen und Magnetfeldern wurde geschrieben. Als Koordinatensystem wird das quasizylindrische toroidale System  $(r, \Theta, z)$  verwendet, wobei  $r$  den Abstand zur magnetischen Achse bezeichnet,  $\Theta$  der poloidale Winkel ist und  $z$  die Weglänge auf der magnetischen Achse darstellt. Ausgegeben wird die Projektion der Bahn auf eine Ebene  $z = \text{konst.}$ , außerdem werden  $z$  und  $\dot{z}$  in Abhängigkeit von der Zeit ausgedruckt.

### 7.3. Interpolation in den Plot-Routinen (O. Eder)

Bei der graphischen Darstellung von Rechenergebnissen traten nach der bisherigen Routine gelegentlich unerwünschte Schleifenbildungen zwischen vorgegebenen Rechenwerten auf. Unter gewissen Voraussetzungen wurden notwendige und hinreichende Bedingungen dafür aufgestellt, daß diese Schleifen nicht auftreten. Für die praktische Ausführung wurde ein einfaches Verfahren aufgestellt, das zwar nicht immer die Voraussetzungen erfüllt, in den praktisch auftretenden Fällen aber dennoch keine unerwünschten Schleifen mehr liefern dürfte.



#### 7.4. Zwei-dimensionale Interpolation (O. Eder)

Aus Anlaß einer für die Abteilung E2 erforderlichen Arbeit wurden zur Interpolation bzw. bei überschüssigen Bedingungen zur Approximation in Abhängigkeit von zwei willkürlichen Veränderlichen je nach der Anzahl vorgegebener Stützpunkte oder den dort erwünschten Ableitungen bereits früher hergeleitete Formeln erweitert oder neue aufgestellt und dafür Fehlerabschätzungen durchgeführt.

#### 7.5. Spezielle numerische Berechnungen

##### 7.5.1. (K. Graf Finckenstein)

Angeregt durch die Lasergruppe der Abt. Technik (Dr. E. Fill) wurde zum Studium der Fortpflanzung von Laser-Energie die nichtlineare gewöhnliche Differentialgleichung

$$E'(x) = N_0 \cdot h\nu [1 - \exp(-\sigma/h\nu \cdot \bar{E}(x))] - \alpha \cdot E(x) = f(E)$$

numerisch gelöst. Wegen  $E''(x) = f(E) \cdot f'(E)$  wurde die Approximation 2. Ordnung:

$$E_{i+1} = \bar{E}_i + \Delta x \cdot f(\bar{E}_i) [1 + \Delta x/2 \cdot f'(\bar{E}_i)]$$

verwendet. Eine Fehlerabschätzung zeigt, daß das Verfahren gut konvergiert.

##### 7.5.2. (K. Graf Finckenstein, H. Welter)

Für die numerische Simulation einer ebenen Stoßwelle schräg zum Magnetfeld wurde ein Verfahren erstellt, das die Ionen nach dem P.I.C.-Verfahren und die Elektronen durch ein Näherungsverfahren der Flüssigkeitgleichungen behandelt. Das gesamte Verfahren ist von 2. Ordnung. In diesem Zusammenhang wurde eine Methode ausgearbeitet, die ein gerändertes blocktridiagonales lineares Gleichungssystem durch direktes Verfahren auflöst. Die Methode beruht auf der Zerlegung der betreffenden Matrix in ein Produkt zweier Dreiecksmatrizen. Die Ränderung wurde mit berücksichtigt, um auch den Fall periodischer Randbedingungen behandeln zu können.

##### 7.5.3. (R. Chodura, K. Graf Finckenstein)

Das Verhalten einer Verdichtungswelle in einem Plasma, erzeugt durch einen "magnetischen Kolben" wurde numerisch untersucht. Dabei wurden die Ionen mit der Vlasov-Gleichung in der Form:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + w \cdot \frac{\partial f}{\partial x} - v \cdot B \cdot \frac{\partial f}{\partial w} = 0$$

und die Elektronen als Flüssigkeit behandelt. Das numerische Verfahren ist von erster Ordnung, liefert aber für kleine Schrittweiten eine den Erfordernissen gemäßige Genauigkeit

#### 7.6. Optimalisierung der Simulationsprogramme (K.U. v. Hagenow)

Zur Beschleunigung der Simulationsprogramme wurde zunächst die Teilchen-Bewegungsgleichung für die 1-dimensionalen als Subroutinen in Maschinencode unter Verwendung der Sprache PL 360 umgeschrieben. Damit konnte die Rechenzeit pro Teilchen und Zyklus auf  $\sim 10$   $\mu$ sec gedrückt werden.

#### 7.7. Numerische Lösung der Poissongleichung (K.U. v. Hagenow)

Für die 2-dimensionale Plasmasimulation wurde ein Programm zur Lösung der Poisson-Gleichung in Kartesischen Koordinaten mit periodischen Randbedingungen entwickelt. Das Verfahren beruht auf der sog. "Gerade-Ungerade Reduktion", die nach einem von O. Bunemann angegebenen Algorithmus numerisch stabil gemacht wurde und löst die Gleichung direkt ohne Iteration

#### 7.8. Stabilitätsproblem (R. Meyer-Spasche)

Für relativ große Matrizen (z.B.  $n = 50$ ) gibt es bisher kein befriedigendes numerisches Verfahren, mit dem man die Eigenwerte berechnen könnte. Es wird ein Programm entwickelt, das die Anzahl der Eigenwerte mit Realteil  $> 0$ ,  $= 0$  und  $< 0$  liefert. Zur Lösung des Stabilitätsproblems reicht diese Information aus.

### 8. Ausbildung von Programmierern

#### 8.1. Statistik (O. Eder)

Der 1969 begonnene Kurs über Statistik und Wahrscheinlichkeitsrechnung zur Ausbildung von mathematisch-technischen Assistenten wurde fortgesetzt. Die Vorlesungen wurden an der Technischen Universität in München abgehalten.

Die Prüfung zum MTA fand Mitte März statt. Beide Teilnehmerinnen unseres Institutes bestanden mit Erfolg.

#### 8.2. Analysis, lineare Algebra (R. Meyer-Spasche, K. Graf Finckenstein)

Von Mitte Januar bis Mitte Mai wurde ein Kurs in Analysis und von Ende Mai bis Anfang Oktober ein Kurs in linearer Algebra abgehalten, an denen Mitarbeiter aus den Instituten IPP, MPE, MPI teilnahmen. Die Kurse werden fortgesetzt. Für beide Kurse wurden Ausarbeitungen herausgegeben.

### 8.3. Fortran (M.G. Croci)

Von Oktober bis Dezember wurde ein Programmierkurs abgehalten. Im ersten Teil des Kurses wurde die FORTRAN-Sprache behandelt, im zweiten Teil wurden Eingabe/Ausgabe-Operationen und -verfahren sowie die Job Control Language besprochen. Am Kurs nehmen etwa 25 Mitarbeiter aus den Instituten IPP, MPE, MPA und der TH teil.

### 9. Dokumentation (K.U. v. Hagenow)

Im Berichtsjahr wurden klassifiziert:

Plasma Physics Index:	6.063 Titel
Vacuum and Surface Index:	2.951 Titel
Technology Index: (s.a. Bericht der Abteilung Technik)	2.556 Titel

Der Gesamtbestand an klassifizierten Veröffentlichungen und Reports betrug am 31.12.1970

Plasma Physics Index:	20.672 Titel
Vacuum and Surface Index:	8.689 Titel
Technology Index:	6.209 Titel

Die bisher erfaßten Titel sind auf Magnetband gespeichert. Zur besseren Ausnutzung der gespeicherten Information wurde ein Recherche-Programm entwickelt und im Berichtszeitraum anhand von ca. 80 Aufträgen getestet und verbessert. Ab Anfang 1971 wird damit eine Recherche über die bisher verarbeiteten Titel für alle Interessenten möglich sein.

Mit der Entwicklung eines Programmsystems zur effektiveren Verarbeitung der Daten wurde begonnen. Dabei wurde insbesondere die Möglichkeit eines direkten "On line" Zugriffs zu den Daten berücksichtigt.

### 10. Bibliothek (L. Johansen)

Vom 19. - 21. August fand der Umzug der Hauptbibliothek in das neue Gebäude statt, in welchem jetzt 370 qm Stellfläche für das Bücher- und Zeitschriftenmagazin, 120 qm Stellfläche für das Reportmagazin, 75 qm für die Zeitschriftenauslage und 110 qm für den Leseraum zur Verfügung stehen. Die Aufstellung der Bücher und ungebundenen Zeitschriften erfolgte nach dem bisherigen System; die gebundenen Zeitschriften sind jetzt in alphabetischer Reihenfolge eingestellt.

Vom 18. - 18.2.1970 wurde eine Inventur durchgeführt. Die Sachgebietseinteilung der Mathematikbücher wurde geändert und 67 entlehbare und 1630 unentlehbare Mathematikbücher neu eingestellt und umsigniert.

Im Anschluß eine Statistik für das Jahr 1970:

Bücher:	
Ansichtbestellungen im Berichtsjahr	804
Festbestellungen	927
Neuzugänge in der Hauptbibliothek	650
Neuzugänge in den 9 Handbibliotheken	875
Gesamtbestand am 31.12.1970	13.260

An die Wissenschaftler des IPP wurden 6 Listen über die Neuerwerbungen in der Hauptbibliothek verschickt.

Zeitschriften:

Neuabonnements im Berichtsjahr	30
zum 31.12.1970 gekündigte Abonnements	2
Gesamtabonnements in der Hauptbibliothek	343
Gesamtabonnements in den 9 Handbibliotheken	112
Zugang an gebundenen Zeitschriften (Buchbinder):	847 Bände
Gesamtbestand am 31.12.1970	6.014 Bände

527 Suchanzeigen nach antiquarischen Bänden oder Einzelheften wurden verschickt, 509 Bände und 14 Einzelhefte nachgekauft.

Reports:

Neuzugänge an relevanten Reports	2.020
Neuzugänge an Dissertationen	73
Neuzugänge an Patenten	75
Neuzugänge an Microfiches	208
Gesamtbestand am 31.12.1970	16.985

An die Wissenschaftler des IPP wurden 43 Neueingangslisten verschickt.

Ausleihe: Im Berichtsjahr wurden 1087 Zeitschriften und Bücher aus anderen deutschen Bibliotheken ausgeliehen; etwa 6 % der eingegangenen Bestellungen konnten nicht erledigt werden.

Übersetzungen: Es wurden 28 Übersetzungen aus dem Russischen und 2 aus dem Japanischen in Auftrag gegeben.

Vorträge: Im Berichtsjahr wurden 295 Vortragsankündigungen an die Wissenschaftler des IPP verschickt.

Veröffentlichungen: Es wurden 59 zur Veröffentlichung bestimmte Manuskripte an die Verlage eingereicht und die sich daraus ergebende Korrespondenz bis zum Bestellen und Verschicken der Sonderdrucke geführt.

Versand: Die Sonderdrucke der 82 IPP-Veröffentlichungen des Jahres 1970 wurden aufgrund von Austauschvereinbarungen an 436 Adressen, die 61 IPP-Berichte an 374 Adressen in Deutschland und im Ausland verschickt. Die von der Bibliothek zusammengestellte "Quarterly Title List of Reports, Publications etc." wurde an 354 Adressen verschickt. Ferner wurde wie jedes Jahr eine alphabetisch geordnete Jahresliste aller IPP-Berichte und -Veröffentlichungen erstellt und vervielfältigt.

EURATOM: Im Zusammenhang mit der Assozierung EURATOM-IPP - Vertrag Nr. 010-65-1 Fuad - wurden 129 zur Veröffentlichung eingereichte Arbeiten und geplante Vorträge an EURATOM gemeldet und Belegexemplare der Laborberichte, Sonderdrucke und Vortragsmanuskripte verschickt.

Bibliotheksausschuß (BA)

Mitglieder: Chodura, Knobloch, Küppers, Meyer-Spasche, Mulser, Ott, Verbeek, Wegrowe, Zehrfeld.

Die Aufgaben des BA sind:

- Neuanschaffung von Büchern
- Signatur der neuen Bücher
- Zeitschriftenabonnements
- Bibliotheksetat
- Betreuung der Handbibliotheken der Abteilungen

Im Berichtsjahr wurden neue Handbibliotheken gegründet (Abteilung 3, Abteilung Rechenanlage) bzw. gemeinsame Handbibliotheken getrennt (Abteilung 2, Abteilung Oberflächenphysik).

RECHENANLAGE (Prof. A. Schlüter)

(U. Berkl, A. Döderlein, E. Fisser, H. Fisser, K.H. Gohl, F. Hertweck, I. Precht, J. Schneider, D. Seewald, W. Sandler)

I. Betrieb der IBM 360/91

Die Rechenanlage wurde im Jahre 1970 mit 3196 Stunden CPU-Zeit gut ausgelastet. Die Anzahl der verarbeiteten Programme stieg von etwa 15.000 im Monat auf über 20.000 gegen Ende des Jahres. Entsprechend stieg die Anzahl der im Monat verbrauchten CPU-Stunden von etwa 200 auf 350. Die Systemverfügbarkeit war normalerweise 90 - 95 %, ausgenommen April und August/September. In diesen beiden Zeiträumen betrug die Verfügbarkeit wegen Hardware-Schwierigkeiten nur etwa 85 %.

Während des ganzen Jahres wurde an der Weiterentwicklung des Betriebssystems OS/360 gearbeitet. Insbesondere wurden Verbesserungen bei der Handhabung von Programm- und Datenbibliotheken implementiert. Im Bereich des remote-job-entry wurden verschiedene Erweiterungen in das System eingebaut. Weiterhin wurde das job scheduling modifiziert, um den höheren Arbeitsanfall besser bewältigen zu können. Die Unterstützung durch Systemingenieure von IBM wurde im Berichtszeitraum auf etwa eine Person, die ständig anwesend war, reduziert. Das Abrechnungssystem für die Berechnung von Rechenzeiten wurde ausgebaut und weitgehend automatisiert. Die Beratung der Rechenanlagebenutzer wurde intensiviert.

Tabelle 1a : Rechenzeitverbrauch

Institut-Kostenstelle-Kostenträger	Rechenzeit			Anteil
	Std.	Min.	Sec.	%
IPP EA OMA Kleine MHD-Generatoren	0.	16.	28,86	0.0
IPP EB GEMA Geschl. MHD-Generatoren	1.	14.	04,21	0.0
IPP ED MHD Theorie	0.	54.	45,78	0.0
IPP EF Stoßwellen	59.	47.	11,48	1.9
IPP EG Laserplasma	8.	49.	32,43	0.3
IPP EH Plasmawellen	2.	31.	29,35	0.1
IPP EI Stochastische Heizung	0.	23.	54,44	0.0
IPP EM Chemische Laser	2.	20.	34,86	0.1
IPP EZ Chemische Laser (IPP-Programm)	0.	40.	33,73	0.0
IPP EO Experimentelle Plasmaphysik 4	0.	41.	01,33	0.0
IPP E1 IPP - M.A.N.	5.	08.	35,37	0.2
IPP RA Rechenanlage	59.	21.	31,91	1.9
IPP OA Smokatron	17.	30.	51,60	0.5
IPP 1A Isar I	0.	13.	09,33	0.0
IPP 1C 80 KJ-Pinch (ISAR III)	0.	06.	32,09	0.0
IPP 1D Schnelle Stoßbatterie ISAR IV	2.	07.	43,35	0.1
IPP 1E Turbulenzheizung	0.	03.	41,70	0.0
IPP 1F Spinne	18.	57.	31,33	0.6
IPP 1G Laser	0.	26.	12,61	0.0
IPP 1o Experimentelle Plasmaphysik 1	252.	23.	08,80	7.9
IPP 2A Wendelstein	3.	23.	11,42	0.1
IPP 2B Thermische Plasmen	0.	11.	49,58	0.0
IPP 2D Elektronen-Zyklotron-Heizung	0.	02.	47,30	0.0
IPP 2K Wendelstein VI Multipol	0.	03.	01,98	0.0
IPP 2L Thermische Plasmen	0.	00.	30,29	0.0
IPP 2T Optik	0.	22.	52,10	0.0
IPP 2Z Experimentelle Plasmaphysik 2	1.	43.	22,11	0.1
IPP 2o Experimentelle Plasmaphysik 2	16.	34.	35,68	0.5
IPP 3B Wasserstoffboegen	0.	09.	38,85	0.0
	456.	30.	23,87	14.3

Institut-Kostenstelle-Kostenträger	Rechenzeit			Anteil
	Std.	Min.	Sec.	%
Übertrag:	456.	30.	23,87	14.3
IPP 3C Eieruhr	9.	08.	45,31	0.3
IPP 3D Kleiner MHD-Generator	1.	19.	15,46	0.0
IPP 3E MHD-Generator IV(Salvator)	28.	03.	57,16	0.9
IPP 3F Stoßwellenrohr	2.	21.	28,84	0.1
IPP 3H Plasmawellen	0.	03.	44,84	0.0
IPP 3I Zyklotronenstrahlung	0.	00.	05,33	0.0
IPP 3K Medizin. Mikrowellenprobleme	0.	01.	14,96	0.0
IPP 3L Ultrarot- u. Submillimeter-Laser	0.	04.	25,38	0.0
IPP 3M Kurzzeit-MHD-Generator	0.	38.	47,21	0.0
IPP 3P Pulsator	13.	40.	34,96	0.4
IPP 4E Entwicklung von Seriengeräten	0.	08.	25,83	0.0
IPP 4F Projektierungsgrundlagen	0.	04.	01,40	0.0
IPP 40 Technik	17.	07.	39,83	0.5
IPP 41 Projektierung	0.	25.	15,52	0.0
IPP 42 Konstruktion	0.	00.	09,93	0.0
IPP 6A Entwicklung numer. Verfahren	34.	31.	44,56	1.1
IPP 6B Numerische Plasmadynamik	90.	24.	28,38	2.8
IPP 6C Reine Theorie	106.	23.	25,83	3.3
IPP 60 Theorie	0.	12.	04,88	0.0
IPP 64 Dokumentation	5.	38.	09,61	0.2
IPP 66 Programmierungsgruppe	9.	59.	13,65	0.3
IPP 7A Pharao	11.	42.	06,65	0.4
IPP 7C Sorbas	0.	28.	37,82	0.0
IPP 7D Mikrostrahlsonde	1.	57.	20,17	0.1
IPP 7F Feldemission	0.	21.	51,31	0.0
IPP 7G Plasmawand-W.	0.	07.	29,94	0.0
IPP 7H Polaris-Leed	1.	27.	13,81	0.0
IPP 7o Oberflächenphysik	1.	46.	23,54	0.1
IPP 8o Zentral f. mehrere Abteilungen	0.	01.	31,66	0.0
IPP 81 Gesch.Führung u. Verwaltung	20.	12.	38,57	0.6
Insgesamt im Jahre 1970	814.	52.	36,21	25.5

Tabelle 1b

AAM	Ausbild.-Forschung der Medizin	1.	35.	57,24	0.1
ACF	Inst. f. anorg. Chemie Frankfurt	0.	07.	03,23	0.0
DFV	Versuchsanst. f. Luft- u. Raumfahrt	5.	33.	36,02	0.2
GST	Gesellsch. f. Strahlenforschung	0.	00.	04,10	0.0
IFO	Institut f. Wirtschaftsforschung	7.	13.	22,26	0.2
IKF	Inst. f. Kernphysik Frankfurt	0.	00.	04,05	0.0
KFK	Kernforschung Karlsruhe	809.	18.	41,71	25.3
MAE	MPI f. Aeronomie (Lindau, Harz)	28.	41.	57,53	0.9
MEL	MPI f. Eiweiß- u. Lederforschung	158.	45.	51,12	5.0
MFH	Fritz Haber Inst. der MPG Berlin	9.	16.	40,61	0.3
MPA	MPI f. Astrophysik	771.	30.	16,31	24.1
MPE	MPI f. extraterrestrische Forschung	70.	03.	28,32	2.2
MPP	MPI f. Physik	381.	21.	59,19	11.9
MPS	MPI f. Psychiatrie (Dokument.)	2.	47.	00,96	0.1
MSF	MPI f. Strömungsforschung	10.	36.	58,61	0.3
THM	Technische Hochschule München	35.	18.	11,10	1.1
THP	Physik-Department TH München	29.	06.	21,32	0.9
UMU	Universität München	53.	46.	49,14	1.7
VLI	Max von Laue Institut	5.	36.	09,50	0.2
WIS	Bayer. Akademie der Wissenschaften	0.	41.	43,40	0.0
Insgesamt im Jahre 1970		3196.	14.	51,93	100.0



## II. Entwicklungsarbeiten an den Compilern für ALGOL W und PL 360

Der ALGOL W Compiler (Stanford) wurde durch die Einfügung von Eingabe-/Ausgabe-Routinen erweitert. Es wurde damit die Möglichkeit gegeben, beliebig formatisierte Ausgabelisten und Plotter-Outputs herzustellen. Um die Konversion von ALGOL 60 Programmen zu erleichtern, wurde ein Übersetzer ALGOL 60 → ALGOL W implementiert.

Der PL 360 Compiler wurde durch die Implementierung der "Standard Procedure" erweitert. Ebenfalls wurde der Anschluß von Dump-Routinen ermöglicht.

## III. Entwicklungsarbeiten am "Advanced Multiaccess Operating System (AMOS)".

Die schon 1969 begonnenen Vorstudien für ein Betriebssystem für Vielfachzugriff wurden im Berichtszeitraum fortgesetzt und intensiviert. In verschiedenen Teilbereichen wurde mit der Implementierung begonnen. Teile, die im Laufe des Jahres 1970 fertiggestellt wurden, umfassen:

Anschluß des FORTRAN G Compilers an das AMOS System. Schreib-/Lesesperre von Dateien (Lock/Unlock). Ein Universelles Data-Management System, Queue-Task-Management, Supervisor-Routinen für den Bildschirmanschluß (IBM 2260), ein File-Editor zur Erzeugung und Modifizierung von Dateien am Terminal (Versuchsversion), ein Linking Loader. Die erwähnten Module wurden für sich und zum Teil auch in Bezug auf ihre gegenseitige funktionelle Abhängigkeit ausgetestet.

ABTEILUNG TECHNIK

(Dipl.-Ing. K. H. Schmitter)

Einleitung

Das Arbeitsspektrum der Abteilung reichte von der Technologie gegenwärtiger Plasmaexperimente hinaus über die einer nächsten Generation von Plasmamaschinen bis zur Fusionsreaktortechnologie.

Im Bereich der Hoch- $\beta$ -Experimente konnten die Planung und Bauelementeentwicklung für den ISAR I Torus erfolgreich abgeschlossen und die Umbauarbeiten zum vorgesehenen Zeitpunkt aufgenommen werden. Auch die Vorarbeiten zur Änderung von ISAR II in einen Schnellen Stellarator wurden beendet, ohne jedoch den Umbau einzuleiten. Bei der Entwicklung des 500 kV-THETA-PINCH-EXPERIMENTES stellten sich neue technologische Probleme auf den Gebieten der Funkenstreckentechnik und der Hochspannungsisolation, deren erfolgreiche Lösung auch für die Zukunft von Bedeutung sein dürfte.

Mit der Planung und Ausführung des Magnetfeldsystems einschließlich Stromversorgung für den PULSATOR gelangte erstmalig ein größeres Projekt aus dem Bereich der Niedrig- $\beta$ -Experimente an die Abteilung. Entwicklung und Planung wurden im wesentlichen abgeschlossen und die Fertigungsarbeiten termingerecht eingeleitet.

Außerdem wurden viele Detailaufgaben für andere Großexperimente bearbeitet. Als Beispiele sind zu nennen die Ausschreibung und Vergabe des Auftrages zur Entwicklung einer supraleitenden Prototypspule für WENDELSTEIN VII, die Bearbeitung kryotechnischer Fragen für WENDELSTEIN VI und die Herstellung der supraleitenden Wicklung für die levitierten Ringe dieses Experimentes. In Zusammenhang mit der letztgenannten Aufgabe fanden umfangreiche Materialuntersuchungen an NbSn-Bändern statt. Die Entwicklung und Herstellung des Sattelmagnets und des Generatorkanals für den Impuls-MHD-Generator wurden bis auf den noch in der Fertigung befindlichen Kanal beendet. Für diese und andere Detailaufgaben wurden einige neue Programme zur Berechnung von Magnetfeldern und deren Kräfte geschrieben. Ihren vorläufigen Abschluß fand die Entwicklung eines vierstufigen Nd-Glaslasers mit einer maximalen Ausgangsleistung von etwa 5 GW, der Bestandteil eines Experiments zur Plasmaerzeugung durch fokussiertes Laserlicht ist.

Die vorsorgliche Entwicklung hochspannungstechnischer Bauelemente für zukünftige große Hoch- $\beta$ -Plasmamaschinen betraf im wesentlichen die Gebiete der elektrisch getriggerten und der optisch getriggerten Funkenstrecken. Bei den ersteren sollte das Schaltvermögen gesteigert und der Aufbau vereinfacht werden. Die Arbeiten an optisch getriggerten Funkenstrecken galten der Erweiterung ihres Anwendungsbereiches durch Verminderung des Triggerleistungsbedarfes. Die Arbeiten hatten zum Teil unerwartet günstige Ergebnisse. In diesem Zusammenhang sind auch die erfolgreichen Arbeiten auf dem Gebiet der anorganischen Flüssigkeitslaser zu erwähnen. Der erste 90 MW-Q switch- $\text{POCl}_3$ -Nd-Laser mit Rückkühlung steht nun bereit, um auf seine Eignung als optischer Triggergenerator bei Repetitionsfrequenzen bis 1 Hz untersucht zu werden.

Die Technologie des Fusionsreaktors setzt sich im wesentlichen aus den Teilgebieten Plasmatechnik und Manteltechnologie zusammen. Bei Annahme eines weiteren planmäßigen Verlaufs der plasmaphysikalischen Arbeiten war es an der Zeit die Behandlung reaktortypischer Fragen in das Arbeitsprogramm der Abteilung einzubeziehen. Ausgehend von ersten Systemuntersuchungen wurden Studien zu Detailproblemen der Manteltechnologie sowie des thermodynamischen Kreislaufs aufgenommen und Untersuchungen der Reaktoreignung plasmatechnischer Elemente eingeleitet.

1. Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut

1.1 Stoßstromanlagen für Hoch- $\beta$ -Experimente

1.1.1 1,5/2,7 MJ-Stoßstromanlage Isar I - Torus

(E. Breit, G. Klement, A. Knobloch, H. Preis, H. Wedler, F. Werner)

Von der bereits im Jahre 1969 entwickelten Funkenstrecke mit Ferritkopplung FEF ( $L = 70 \text{ nHy}$ ) wurde ein Prototyp in die Anlage eingesetzt<sup>/198/</sup>. An diesem Prototyp wurde eine Verzugszeit von  $\Delta\tau = 400 \text{ nsec}$  zwischen Triggerzeitpunkt (Spannungsnulldurchgang) und Stromübernahme ermittelt. (z.Vgl. die zur Zeit eingesetzte Funkenstrecke hat eine Verzugszeit von  $900 \text{ nsec}$ ). Setzt man die Werte für den Schaltzeitverzug, den Crowbarschalter ( $L3 = 70 \text{ bzw. } 330 \text{ nH}$ ,  $R3 = 10 \text{ m}\Omega$ ) und die Batterie (Startzweig:  $L1 = 0,79 \text{ nH}$ ,  $R1 = 73 \mu\Omega$ , Kabel, Kollektor und Torus:  $L2 = 7,34 \text{ nH}$ ,  $R2 = 45 \mu\Omega$ ) in ein Programm zur Berechnung von Netzwerken ein, so erhält man den in Abb. 1 geploteten Stromverlauf in der Torusspule. Folgende Werte wurden rechnerisch ermittelt:

		alt	neu
Grundwelligkeit ( $L3/L2$ )	$r_0$	17,9	3,8 %
Welligkeit mit Verzugszeit	$r_1$		4,2 %
Welligkeit mit Verzugszeit und Dämpfung	$r_2$	21,5	7,1 %
Einschlußzeit ( $\hat{I} - 0,8 \hat{I}$ )	$t_1$	4,9	$20 \mu \text{ sec}$
$1/e$ Abfall	$t_2$	85	$85 \mu \text{ sec}$

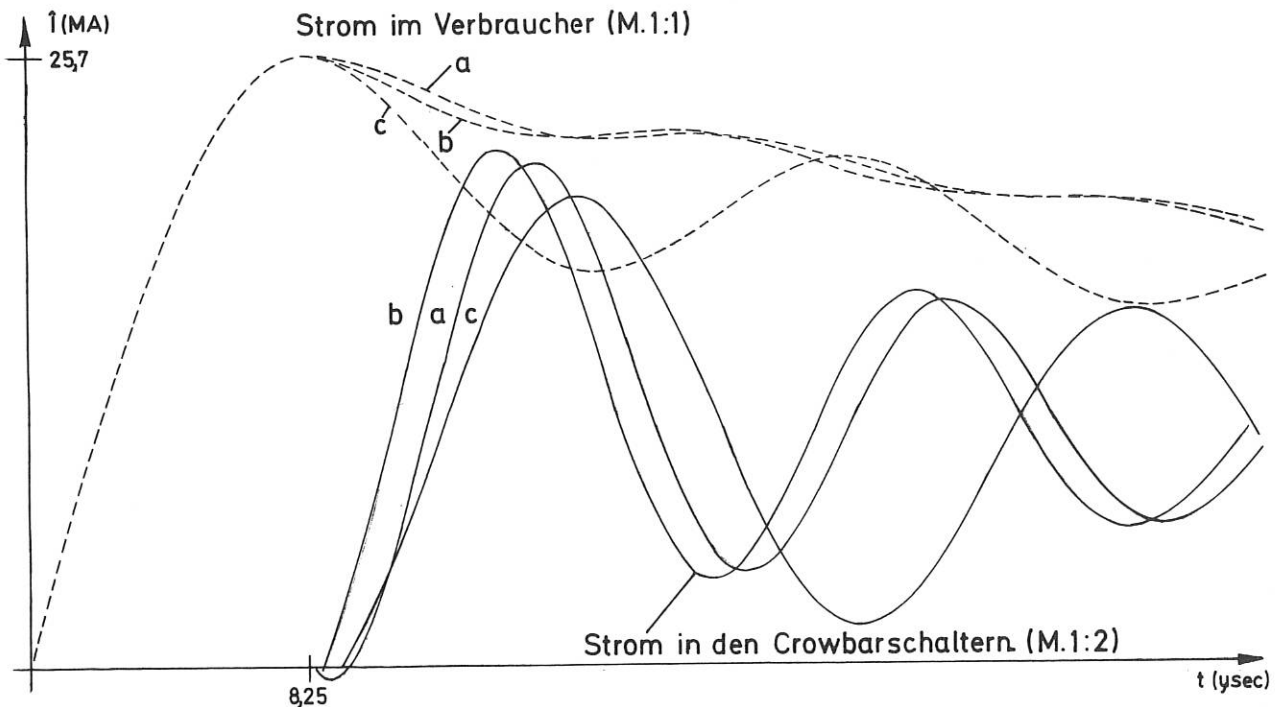


Abb. 1 Der Verlauf des Stromes in der Torusspule von ISAR T1

- a. neue Version, Induktivität des Schalters  $70 \text{ nH}$ ,  $\Delta\tau = 0$
- b. " " " " "  $\Delta\tau = 400 \text{ nsec}$
- c. alte " " " "  $330 \text{ nH}$   $\Delta\tau = 900 \text{ nsec}$

Nach Abschluß des experimentellen Programms am linearen Thetapinch wurde im September planmäßig mit der Demontage des linearen Kollektorsystems begonnen. Dabei wurden sämtliche wichtigen Teile konserviert und abgelagert, um eine eventuelle spätere Wiederverwendung zu ermöglichen. Gleichzeitig mit dem Abbau des Kollektorsystems wurde von der Firma Siemens die Kabeldemontage durchgeführt. Anhand eines zu diesem Zweck angefertigten Modells konnten 2/3 aller Kabel ohne batterie-seitige Loslösung auf einem Ablageboden im Raum über der Batterie untergebracht werden. Die Kabel der vorderen Gestelle mußten komplett ausgebaut und hinter der Batterie abgelagert werden. Mitte Oktober konnte termingemäß mit der Montage des toroidalen Systems begonnen werden, so daß zum Jahresende bereits wesentliche Teile der Stützkonstruktion für das neue Kollektorsystem aufgebaut waren. Die laut Zeitplanung kalkulierte einjährige Umbaudauer kann trotz Terminverschiebungen bei einigen Komponenten im wesentlichen eingehalten werden, so daß mit der Inbetriebnahme im September 1971 gerechnet werden kann<sup>/115/</sup>.

1.1.2 500 kJ-Stoßstromanlage Isar II - Toroidale Version  
(G. Herppich, G. Kaspar, G. Klement, A. Knobloch, H. Wedler)

Der geplante Umbau für ein Torusexperiment (schneller Stellarator) wurde technisch geklärt und vorbereitet. Die Daten für die Stellaratorbatterie wurden festgelegt. Es ist vorgesehen, die Batterie aus 50 Stück 40 kV-Kondensatoreinheiten vom Typ Isar II aufzubauen. Die Spule wird an 10 Stellen eingespeist. Es gelten folgende Daten:

Für jede Einspeisestelle:

Kapazität	C = 13 $\mu$ F
Energie	W = 10,25 kJ
Ladespannung	U <sub>L</sub> = 40 kV
Entladefrequenz	f = 67,9 kHz
maximaler Strom	I = 200 kA
Verbraucherinduktivität	L <sub>V</sub> = 360 nH
Anzahl der Kabel	n = 20 Stück
mittlere Kabellänge	l = ca. 6 m
Batterieinduktivität	L <sub>B</sub> = 49 nH

Für die Parallelschaltung aller 50 Einheiten:

Kapazität	C = 130 $\mu$ F
Energie	W = 102,5 kJ
Ladespannung	U <sub>L</sub> = 40 kV
Batterieinduktivität	L <sub>B</sub> = 4,9 nH

Um beim Umbau der Anlage auf ein Torusexperiment die Welligkeit zu verbessern, wurden die vorhandene Crowbarfunkenstrecke geändert und größere Ferritkerne verwendet. Die neue Version hat 110 nH. Ein Vergleich zwischen linearem und toroidalem Pinch zeigt, welche Welligkeiten zu erwarten sind:

Isar II als	f <sub>0</sub> (kHz)	L/Cr.F. (nH)	r <sub>0</sub> = L3/L2 (%)	r <sub>2</sub> (%)	
linearer Pinch	91	175	15	20	alte Version
toroidaler Pinch	68	175	8,5	12	alte Version
toroidaler Pinch	68	110	6	9	neue Version

1.1.3 500 kV-Theta-Pinch

(W.Ertl, J.Gruber, G.Herppich, G.Kaspar, G.Klement, A.Knobloch, R.C.Kunze, R.Süß, A.Wasner)

Nachdem schon Ende 1969 ein Vorprojekt[/90/u.IPP 4/68, November 1969] aufgestellt worden war, erteilte die Abteilung El den Auftrag auf eine vierfach aufgeteilte Stoßstromanlage (Blumleinleitung) für 4 x 125 kV mit insgesamt 54 kJ. Die technischen Daten entsprechen praktisch denen gemäß Jahresbericht 1968/69. Die Konstruktion und Fertigung des Projektes wurde in die Wege geleitet. Der Terminplan sieht die Fertigstellung der Hauptbatterie mit Vormagnetisierung für November 1971 vor.

Die Pulsladung der Blumleinleitung erfolgt durch einen dreistufigen Marx-Generator mit Druckfunkenstrecken verbesserter Konstruktion.

Daten des Marxgenerators:

Kapazität	3,3 x 1,1 $\mu$ F
Ladespannung	42 kV
Testspannung	48 kV
Entladefrequenz	150 kHz
Ausgangsspannung	125 kV

Die Entwicklung der bereits im Jahresbericht 1969 erwähnten Mehrkanal-Druckfunkenstrecken wurde abgeschlossen (Abb. 2).

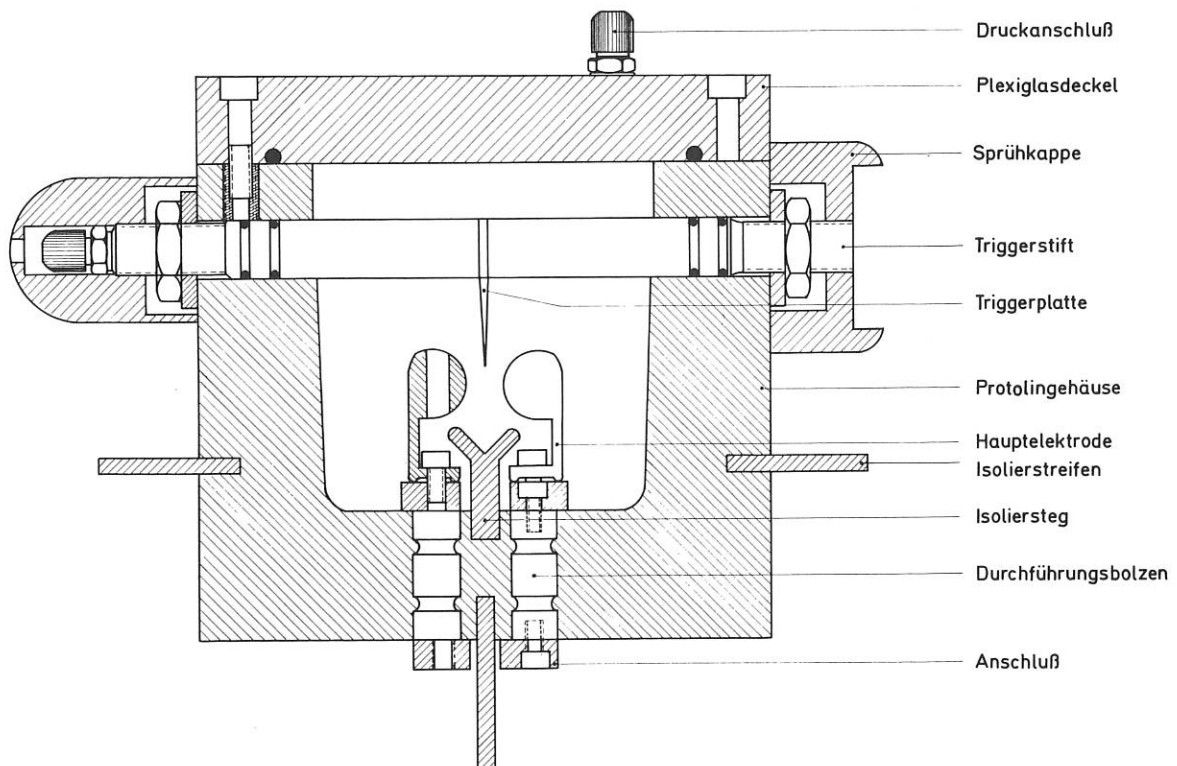


Abb. 2 Mehrkanal-Druckfunkenstrecke

Die Funkenstrecke wird mittels eines Steilwellengenerators (siehe Jahresbericht 1968, Impuls-generator großer Steilheit) gezündet. Die grundlegenden Vorgänge zum Zündmechanismus paralleler nichtentkoppelter Funkenkanäle wurden theoretisch untersucht. Der erhöhte Spannungsabfall an der Funkenstrecke im Frühstadium des Kanalaufbaus wirkt wie eine erhöhte Induktivität. Es wurde der Begriff der transienten Induktivität, die in der ersten Phase des Spannungszusammenbruchs wirksam ist, eingeführt. Im späteren Verlauf erniedrigt sich die Induktivität auf einen "stationären" Wert. Messungen an der Funkenstrecke zeigen eine gute Übereinstimmung zu den theoretisch abgeleiteten Werten. Aus dem mit einem ohmschen Teiler an den Hauptelektroden gemessenen Spannungszusammenbruch läßt sich unter Berücksichtigung des Wellenwiderstandes der Blumleinleitung ( $Z = 0,87 \Omega$ ) eine Funkenstreckeninduktivität von 15 nH im Frühstadium bestimmen.

Zur Bestimmung der stationären Induktivität wurde die Mehrkanalfunkenstrecke auf einen Hoch-Q-Kondensator 80 kV, 96 nF niederinduktiv aufgebaut. Im günstigsten Fall läßt sich eine Gesamtinduktivität des schwingenden Kreises von 34 nH aus der Periodendauer errechnen. Hiervon entfallen auf Anschluß und Kondensator 29 .. 30 nH, die Differenz von 4 .. 5 nH auf die Funkenstrecke. Ein Kriterium für die Funkenstreckeninduktivität ist unter anderem die Anzahl der parallel brennenden Kanäle. Diese werden aus Aufnahmen mit einer Polaroid-Kamera bzw. einer Video-Aufzeichnungsanlage bestimmt. Die Aufnahmen zeigen, daß es möglich ist, 2 Funkenkanäle pro Triggerplatte zu erhalten. Eine statistische Auswertung (Abb. 3) ergibt ferner, daß bei einer Arbeitsspannung von 125 kV mindestens 6 der 8 möglichen Kanäle brennen. Wichtig hierbei ist, daß sich die Kanalverteilung über alle 4 Triggerstifte erstreckt.

Die Verwendung der zeitintegrierten Aufnahmen zur Auswertung kann in diesem Fall vertreten werden, weil die Hauptentladung nicht durchschwingt und somit das Löschen eines Kanals und Wiederzünden an anderer Stelle vermieden ist.

Eine weitere Bestätigung ergab sich aus folgendem Versuch: Verzögert man einen der 4 Triggerpulse um 5 nsec, so kann an der betreffenden Triggerplatte kein Überschlag beobachtet werden. Bei einer Verzögerung des Triggerpulses um 1 - 2 nsec zündet die Funkenstrecke an dieser Triggerplatte nur gelegentlich. Das bedeutet, daß nach einer stromschwachen Vorentladung alle später brennenden parallelen Kanäle innerhalb von 1 - 2 nsec den Strom der Hauptentladung übernehmen haben müssen. Die Verzögerung des Triggerpulses kann durch Verlängern des entsprechenden Kabels erreicht werden. Abb. 4 zeigt die räumliche Anordnung der Hauptelektroden und der Triggerstifte mit den Triggerplatten.

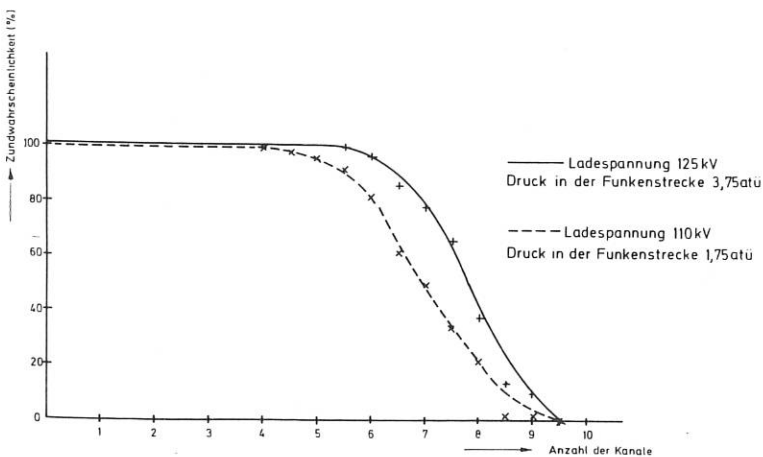


Abb. 3 Zündwahrscheinlichkeit

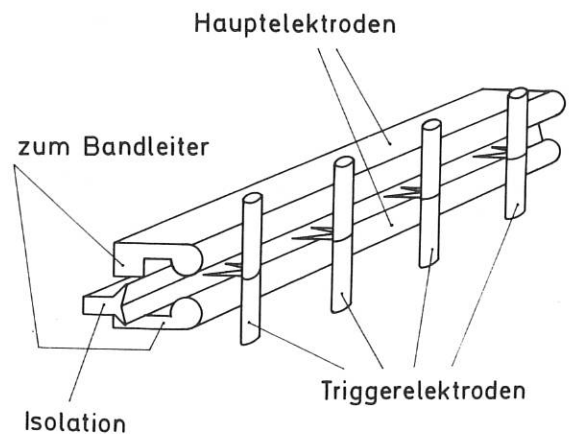


Abb. 4 Anordnung der Triggerelektroden



1.2 Magnetfelder

1.2.1 Stellarator W 6 - Levitierter Multipol

1.2.1.1 Supraleitende Ringe und Kühlsystem

(W. Amenda, A. Kellerbauer, H. Kotzlowski, P. Krüger, H. Lohnert, A.P. Martinelli, B. Oswald, H. Schickel, S. Wipf)

Die Vorarbeiten zur Konstruktion der beiden levitierten supraleitenden Ringe sind weitgehend abgeschlossen. Dazu gehörten folgende Tätigkeiten:

Das von GE gelieferte Nb<sub>3</sub>Sn-Band wurde einigen Prüfungen unterzogen. Die ersten Messungen betrafen den Einfluß des Krümmungsradius auf die supraleitenden Eigenschaften. Es wurde festgestellt, daß bei einem Krümmungsradius < 3 cm eine Schädigung der supraleitenden Eigenschaften entsteht. Ferner mußte das Verhalten des Bandes bei höheren Temperaturen untersucht werden, da sich die freischwebenden Ringe während des Betriebs langsam erwärmen. Dazu wurden kritische Ströme in Abhängigkeit von Temperatur und Feld gemessen und Magnetisierungsmessungen an aus Bandscheibchen aufgeschichteten Zylindern durchgeführt. Diese Messungen sind noch nicht abgeschlossen.

Die Entwicklung eines elektromechanischen Schalters für den Kurzschluß der Ringe nach deren Erregung wurde abgeschlossen. Der Schalter hat zwei stabile Positionen, eine geöffnete und eine geschlossene, wobei zwei supraleitende Kontakte mit einem Druck von 4 kp zusammengepreßt werden (Widerstand < 10<sup>-6</sup> Ω). Die Veränderung der Position erfolgt durch Stromimpuls von ca. 100 Wsec. Mit diesem Schalter beträgt die Abfallzeitkonstante ca. 10<sup>6</sup> sec.

Als Kältespeicher in den Ringen dienen mit Quecksilber gefüllte Edelstahlrohre. In einem Labor-experiment wurden die Wärmeübergangszahlen vom Heliumgas an diese Speicher studiert und festgestellt, daß diese Werte im Meßbereich zwischen 1 und 1600 Torr zwar von der Temperatur, aber wenig vom Druck abhängen (Abb. 5b). Das dynamische Meßverfahren ist anwendbar wenn der Temperaturunterschied mehr als 30°K beträgt.

Für die Herstellung der beiden supraleitenden Ringspulen wurde eine geeignete Wickelvorrichtung (Abb. 5a) gebaut.

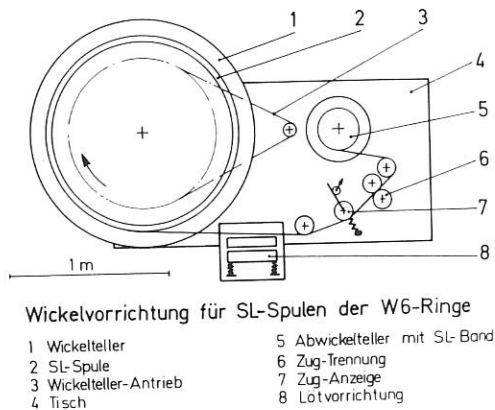


Abb. 5a Wickelvorrichtung für supraleitende Spulen der W6-Ringe

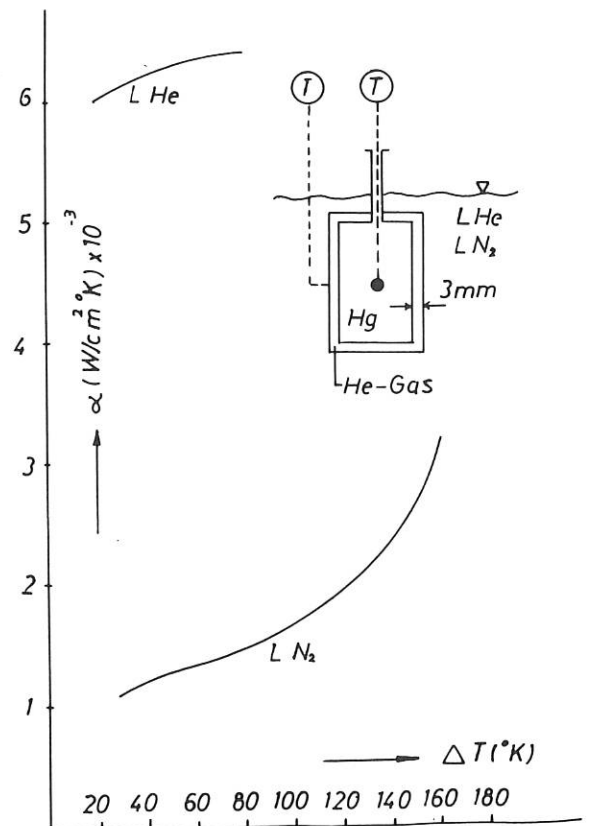
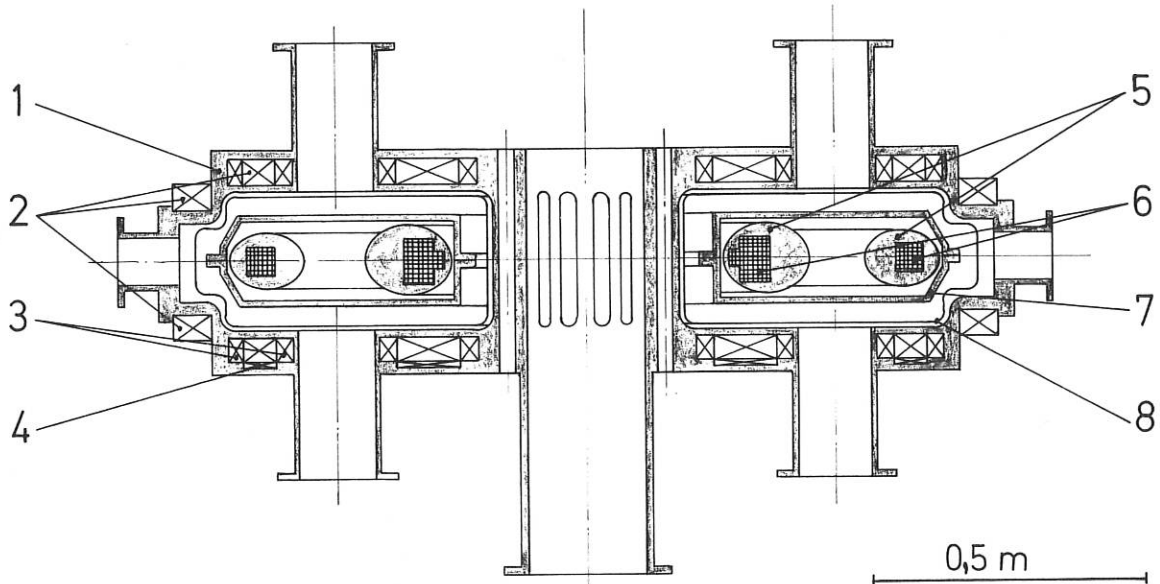


Abb. 5b Wärmeübergangszahl von Heliumgas

Damit die Ringspulen und später die fertigen Ringe bei Flüssig-Helium-Temperatur getestet werden können, wurde ein spezielles Dewargefäß konstruiert (Abb.6). Das Dewar ist im W6-Torus justierbar und wird von einem Flüssig-Stickstoff-gekühlten Strahlungsschirm allseits umgeben. Es besitzt mehrere Temperatur- und Gasdruckmeßstellen sowie die nötigen Stromzuführungen. Zwei Sicherungen dienen dem Schutz des Dewars vor mechanischer Überbeanspruchung bei einem eventuellen Quench. Das Dewar und der Strahlungsschirm können während des Testes mit flüssigem He bzw. N versorgt werden.



Dewar im Torus W6

- |                   |   |
|-------------------|---|
| 1 Torus W6        | 5 fertige Ringe                               |
| 2 Feldspulen      | 6 supraleitende Ringspulen                    |
| 3 Korrekturspulen | 7 Dewar mit LHe-Bad                           |
| 4 Tragespulen     | 8 LN <sub>2</sub> -gekühlter Strahlungsschirm |

Abb. 6 Dewar im Torus W 6

1.2.1.2 Berechnung der Feldstruktur, Kräfte und Induktivitäten im Spulensystem des W 6  
(R. Pöhlchen, C. Schmid)

Berechnet wurden Feldstärke und Feldlinien sowie die für Plasmagleichgewicht und Stabilität relevanten Linienintegrale längs eines Feldlinienumlaufs:

$$\oint ds/B, \quad \oint ds, \quad \oint R \cdot ds, \quad \oint R \frac{ds}{B}, \quad \oint R^2 ds, \quad \oint R^2 \frac{ds}{B}.$$

Das Programm "LINFOR" zur Berechnung und automatischen Zeichnung von Feldlinien mußte zwecks Bestimmung der genannten Linienintegrale erweitert werden.

Mit dem Programm "FORIND" sind die in Richtung der Rotationsachse wirkenden Kräfte sowie alle Wechsel- und Selbstinduktivitäten des Spulensystems ermittelt worden /160/.

### 1.2.2 Stellarator W 7

(W. Kafka\*, A.P. Martinelli, R. Pöhlchen, B. Oswald, H. Preis, H. Schickel, C. Schmid)

Um eine annähernd optimale Spulenordnung hinsichtlich der Welligkeit (ripple) des Magnetfeldes zu finden, ist die Feldstärke mehrmals für unterschiedliche Werte des großen Torusradius, der Spulenzahl und Spulenabmessungen berechnet worden. Angesichts der erwünschten Genauigkeit bei der Bestimmung der Welligkeit wurde bei der Feldberechnung der wirkliche Spulenquerschnitt berücksichtigt. (kein Ersatz der Wicklung durch linienförmige Leiter etc.) Berechnet wurde das Kraftdichtefeld  $\vec{g} \times \vec{B}$  im Wicklungsvolumen der Hauptfeldspulen und die daraus resultierenden Gesamtkräfte je Spule sowohl für die ungestörte Spulenordnung als auch bei Stromlosigkeit einer Spule oder mehrerer benachbarter Spulen sowie für unterschiedlich große Verschiebungen einer Spule aus ihrer Symmetrielage. Der Anschaulichkeit halber seien einige Ergebnisse angegeben: Bei 40 kG in den Spulenmittelpunkten erhält man als Gesamtkraft je Spule in radialer Richtung ca. 74 t für den Fall gleichmäßig verteilter und gleichmäßig erregter Spulen. Bei Stromlosigkeit einer Spule wirken rund 170 t in azimuthaler Richtung auf die der defekten Spule unmittelbar benachbarten Spulen.

Mit der Entwicklung des Prototyps der 40 supraleitenden Spulen, die das toroidale Hauptfeld für das W7-Experiment erzeugen sollen, wurde die Firma Siemens beauftragt. Die Abkühlzeit der Spulen wurde unter der Annahme, daß die Abkühlung mit Heliumgas bei Atmosphärendruck stattfindet, berechnet. Eine Untersuchung des Einflusses der gepulsten helischen Felder auf die Spulen führte zu dem Ergebnis, daß eine Abschirmung in Form einer 2 mm dicken Kupferhülle um die supraleitenden Spulen, und zwar bei Heliumtemperatur, nötig ist. Es wurde berechnet, daß pro helischem Feldpuls etwa 2000 J dissipiert werden, teils in der Abschirmung, teils in der supraleitenden Spule selbst und zwar für jede der 40 Spulen. Die Kühlung dieser zusätzlichen Verluste muß bei der Dimensionierung des Refrigerators berücksichtigt werden. Die bestätigenden Laborexperimente zu diesen Abschirmstudien werden von der Firma Siemens gemacht.

### 1.2.3 Sattelmagnet und Generatorkanal für einen MHD-Generator

(A. Kellerbauer, J. Leinthal, H. Lohnert, B. Oswald, R. Zickert)

Die im Jahre 1969 begonnenen Arbeiten am Magnet wurden fortgeführt. Ein Kessel von 2,5 m Länge und 1,6 m Durchmesser wurde mit Dichtflanschen, Fenstern und Durchführungen versehen, Heizstäbe im Inneren installiert und durch eine Pumpe mit einer Saugleistung von 180 m<sup>3</sup>/h zu einer Vakuumgießanlage für Epoxyharze ergänzt. Eine Gießform wurde konstruiert und gefertigt. Darin wurden nun je 10 gekröpfte Wicklungsteile zu einer Magnethälfte montiert und verschaltet. 70 kg Epoxyharz (Scotchcast 235) wurden für jede Spulenhälfte verbraucht. Der Verguß erfolgte in einem Stück bei ca. 40° C; die Aushärtebedingungen waren 80° C bei 24 h Dauer. Nach der Montage der Spulen im Verspannrahmen wurde der Magnet getestet. Zunächst wurde die Feldstärke im Zentrum bis 12 kOe gemessen. Der gerechnete Wert von  $H_x = 4,132$  kG/kA wurde durch die Messungen bestätigt. Anschließend wurde der Magnet mit dem Nennstrom (12 kA) gepulst (ca. 2 sec), wobei etwa 50 kG erreicht wurden. Es wurde die Feldverteilung in der Umgebung des MHD-Generators in zwei Ebenen (am Fußboden und in einer Arbeitshöhe von 1,35 m) gerechnet (Abb. 7). Da der Magnet keinen Eisenrückfluß hat, sind diese Angaben wichtig für die Aufstellung der feldempfindlichen Magnetventile und Steuerrelais.

Der zu diesem 50 kG-Sattelmagnet gehörende MHD-Kanal mit den Abmessungen 152 x 160 x 160 (Abb. 8) ist in zwei Hälften, die mittels Klammern zusammengehalten werden, geteilt. Die Hälften bestehen aus 106 je 8 mm dicken, miteinander verschraubten und elektrisch voneinander isolierten Kupferscheiben. Der Kanalinnendruck am Anfang wurde mit 5 kp/cm<sup>2</sup> und die Betriebstemperatur mit 500° C vom Auftraggeber angegeben. Zum Schutz des Sattelmagneten ist der Kanal außen allseitig mit einer Isolationsschicht umgeben. Der Kanal wird über ein Rollenbett in den Magnet eingefahren.

\* freier Mitarbeiter

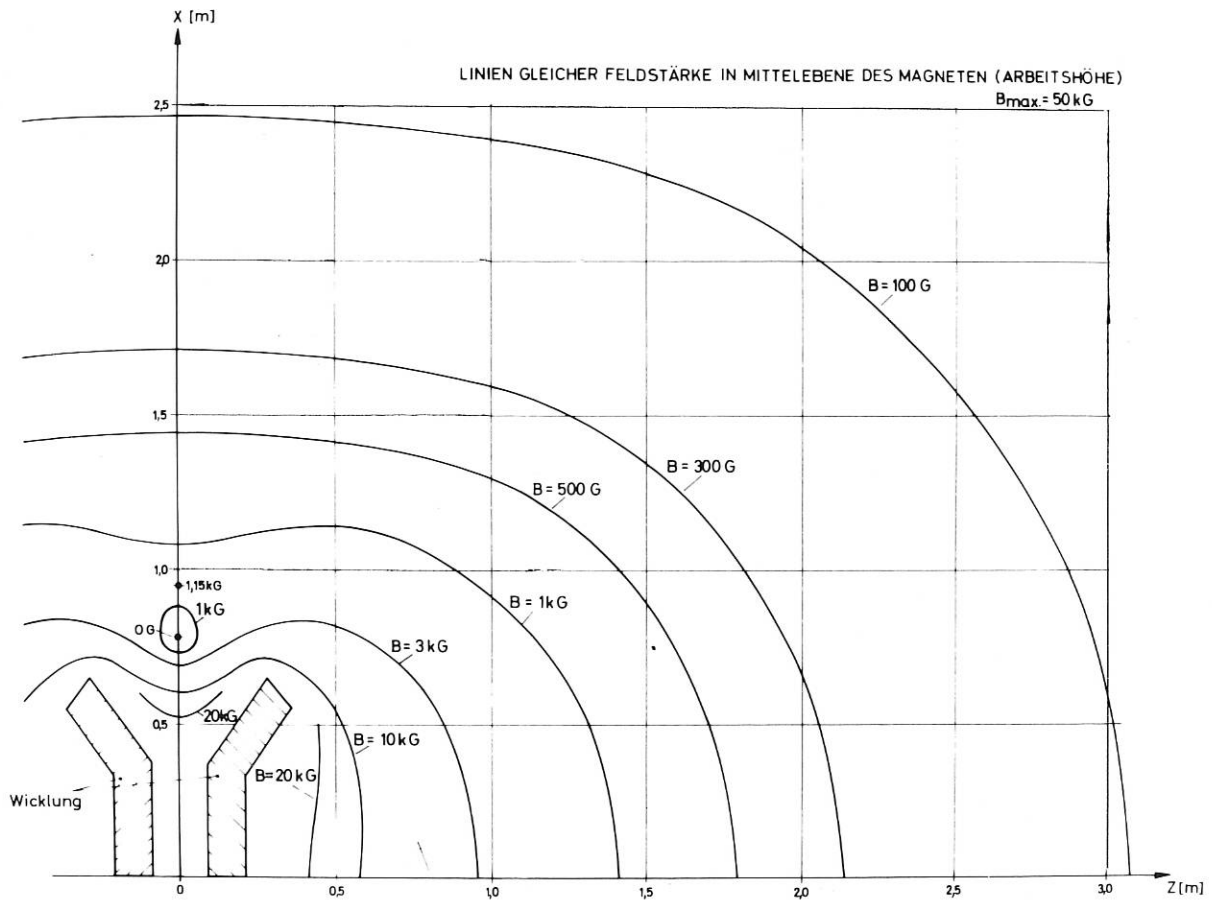
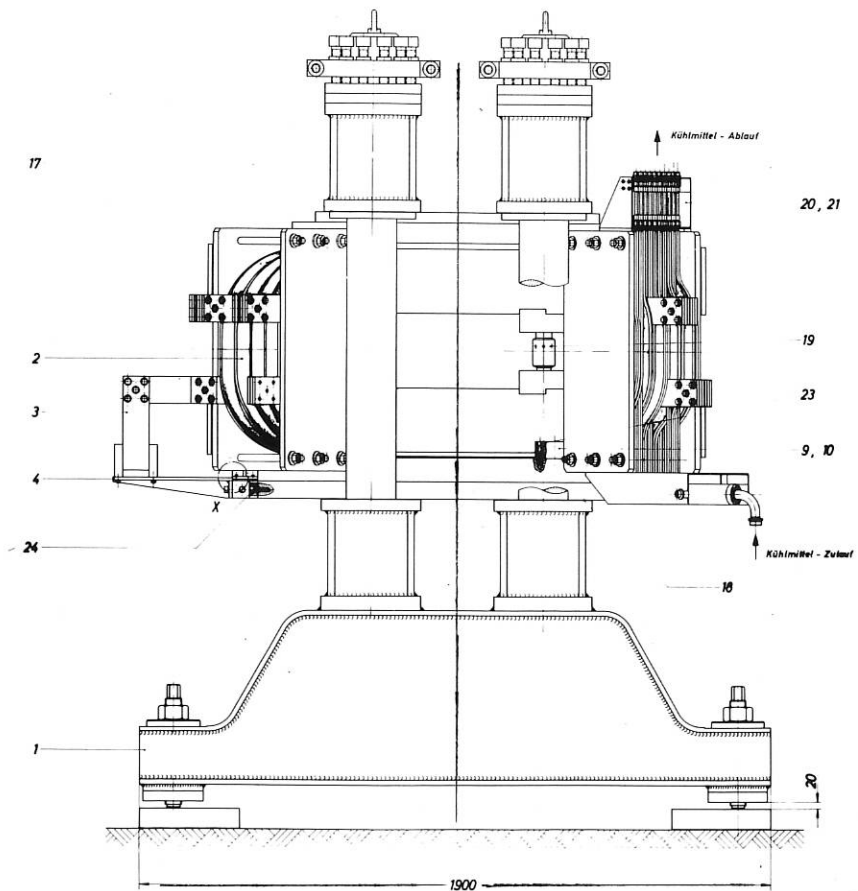


Abb. 7 Feldverteilung

Abb. 8  
MHD-Kanal



1.2.4 Magnetfeld für ein lasererzeugtes Wasserstoffplasma  
(H. Lohnert)

Die Spulenordnung (Abb. 9) soll ein Spiegelfeld mit dem Verhältnis von ca. 1 : 4 erzeugen und pulsweise in einem Vakuumgefäß betrieben werden (IPP 4/73). Deshalb wurden für den Aufbau der Spulen nur Materialien mit niedrigem Dampfdruck verwendet. Als Wicklungsmaterial dient eloxiertes Aluminiumband (30 x 0,35 mm), und der Spulenkörper aus V2A ist mit Teflonteilen ausgekleidet. Die Anordnung hat folgende Daten:

Außenradius	4,7 cm	Windungszahl	80
Innenradius	1,8 cm	Streudichte	50 kA/cm <sup>2</sup>
Spulenlänge	3 cm	Pulsdauer	1,5 msec
Spulenabstand	11,6 cm	Feldstärke	20 kOe

Mit einer vorhandenen Kondensatorbatterie wurde eine Feldstärke von 25 kOe bei Testversuchen erreicht.

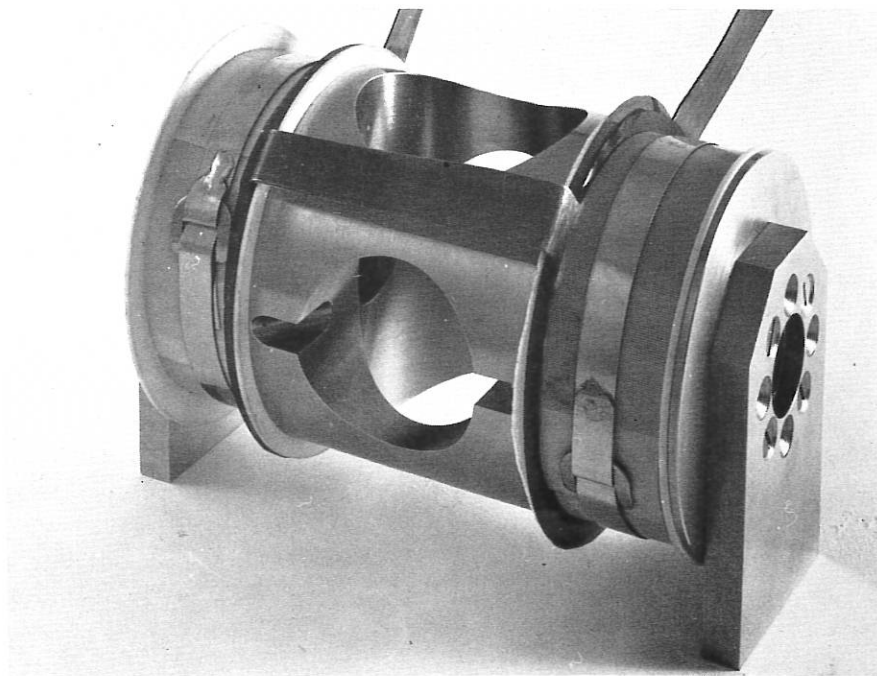


Abb. 9 Spulenordnung

1.2.5 Stellarator W II  
(R. Pöhlchen)

Lufttrafo für ohmsche Heizung. Ermittlung einer Spulenkonfiguration, die als Primärwicklung eines Lufttransformators bei voller Erregung einen magnetischen Fluß von 1 Vsec durch den Plasmaring schiebt - das bedeutet hier rund 70 kG auf der Rotationsachse! Es gelang, eine Spulenordnung zu finden, deren Störfeld im Plasmabereich bei Einhaltung der sonstigen Bedingungen weniger als 10 Gauss beträgt.

### 1.3 Tokamak-Experiment - Pulsator I

(J. Bäumler, H. Häglsperger, F. Kerl, A. Knobloch, M. Kottmair, H. Lohnert, G. Nützel, B. Oswald, G. Roos)

Pulsator I wurde gemeinsam mit der Abteilung E3 in Anpassung an den vorhandenen Stoßstrom-generator und die zugehörige Gleichrichteranlage dimensioniert /116/. Die gewählten Entwurfsprinzipien waren dabei:

- a) Einfachheit, wo immer möglich;
- b) Hoher Grad von Symmetrie, sowohl um die Hauptachse als auch um die Torusmittelebene;
- c) Zusammenbau und Justierung des Experimentes außerhalb des Eisenkerns wegen optimaler Zugänglichkeit;
- d) Ausrüstung für viele experimentelle Möglichkeiten (z. B. Hilfswindungen innerhalb der Kupferschale und flexible Stromzeitprogramme).

Der grundsätzliche Aufbau eines Tokamak-Experimentes wird als bekannt vorausgesetzt, so daß im folgenden nur die einzelnen Komponenten beschrieben werden (siehe Abb.10 und 11 sowie Bericht der Abteilung E3).

Als Hauptabmessungen sind festgelegt: Großer Torusradius 70 cm, maximaler Plasmaradius 12,5 cm.

Der Liner - als eigentliches Hochvakuumgefäß - wird auf etwa  $10^{-8}$  Torr evakuiert. Er besteht aus Bälgen aus rostfreiem Stahl (Wandstärke 0,3 mm, Wellentiefe 16 mm). Es sind zwei Ionengetterpumpen mit je 800 l/sec Pumpgeschwindigkeit und zwei Turbomolekularpumpen (260 l/sec) mit nachfolgenden mechanischen Pumpen vorgesehen. Die Pumpzeit bis zum Erreichen des Enddrucks beim gleichzeitigen induktiven Ausheizen des Liners ( $250^{\circ}$  C) wird etwa 30 Stunden betragen. Die Wasserstofffüllung geschieht über ein Palladium-Ventil (Fülldruck etwa  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  Torr). Der Limiter ist austauschbar.

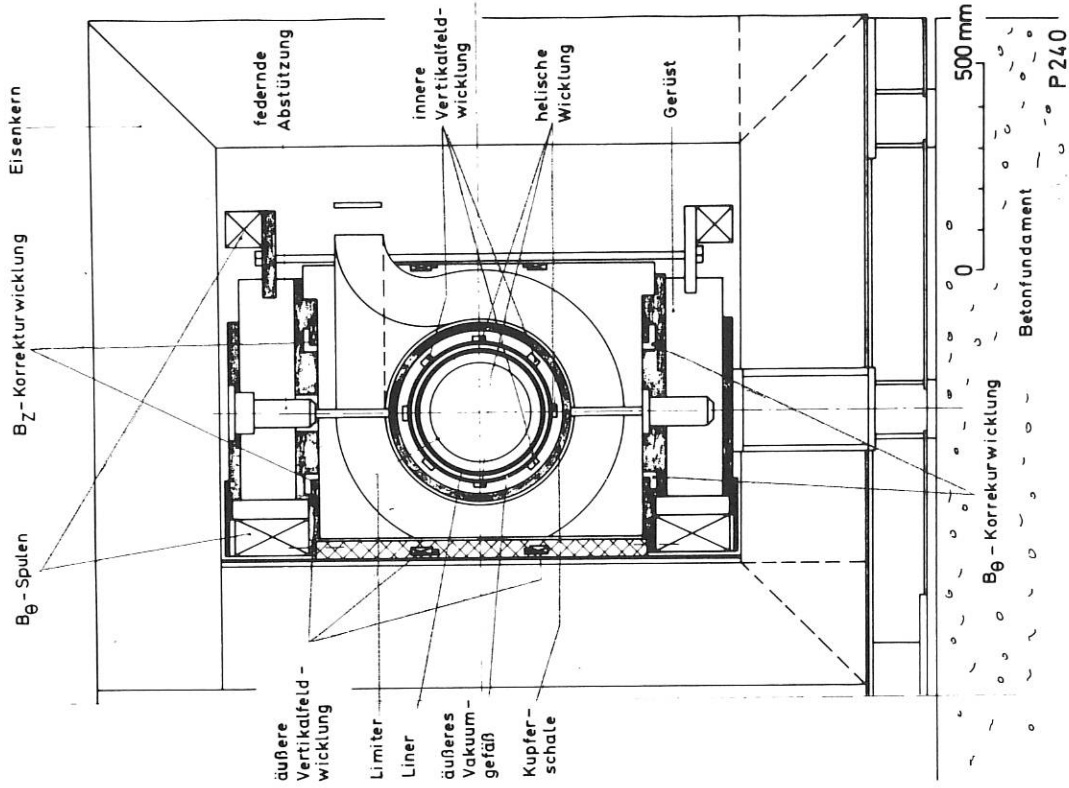
Ein toroidales Gefäß aus rostfreiem Stahl mit einer Wandstärke von 8 mm mit entsprechender elektrischer Isolation umschließt den Liner mit einem Zwischenvakuum von etwa  $10^{-6}$  Torr, welches von einer Turbomolekularpumpe mit 260 l/sec Pumpgeschwindigkeit erzeugt wird. Dieses äußere Wandgefäß ist wassergekühlt und trägt auf seiner Außenfläche eine helische Wicklung ( $l = 2, n = 1/2$ ) sowie eine Vertikalfeldwicklung und die Einzelteile der 2,5 cm dicken Kupferschale. Vier Hauptbeobachtungsöffnungen sind für optische und Mikrowellen-Diagnostik vorgesehen. Das dickwandige Edelstahlgefäß wird durch vorgespannte Federstützen in einem Aluminiumgerüst gehalten, das auch die mechanische Abstützung für die Hauptfeldspulen, die Induktions- und äußeren Vertikalfeldwicklungen sowie die Korrekturwicklungen bildet.

48  $B_z$ -Spulen am Umfang des Torus erzeugen auf der Torusachse ein maximales Feld von 28 kG für 0,1 sec (Anstiegszeit 0,3 sec) mit einer geometrischen Welligkeit am größten Plasmaumfang von 0,2 %. Die Spulen können im stationären Betrieb ein Magnetfeld von 11 kG erzeugen. Durch die vorhandene Gleichrichteranlage ist das maximale stationäre Feld jedoch auf 5,6 kG beschränkt. Dieser Wert ist für den sog. pulse-cleaning-Betrieb maßgebend. Die Spulen sind in Serie geschaltet mit einer Korrekturwicklung, deren Strom über einen Shunt justiert werden kann.



IPP - Tokamak Pulsator

Querschnitt: Gefäß und Spulen



IPP - Tokamak Pulsator

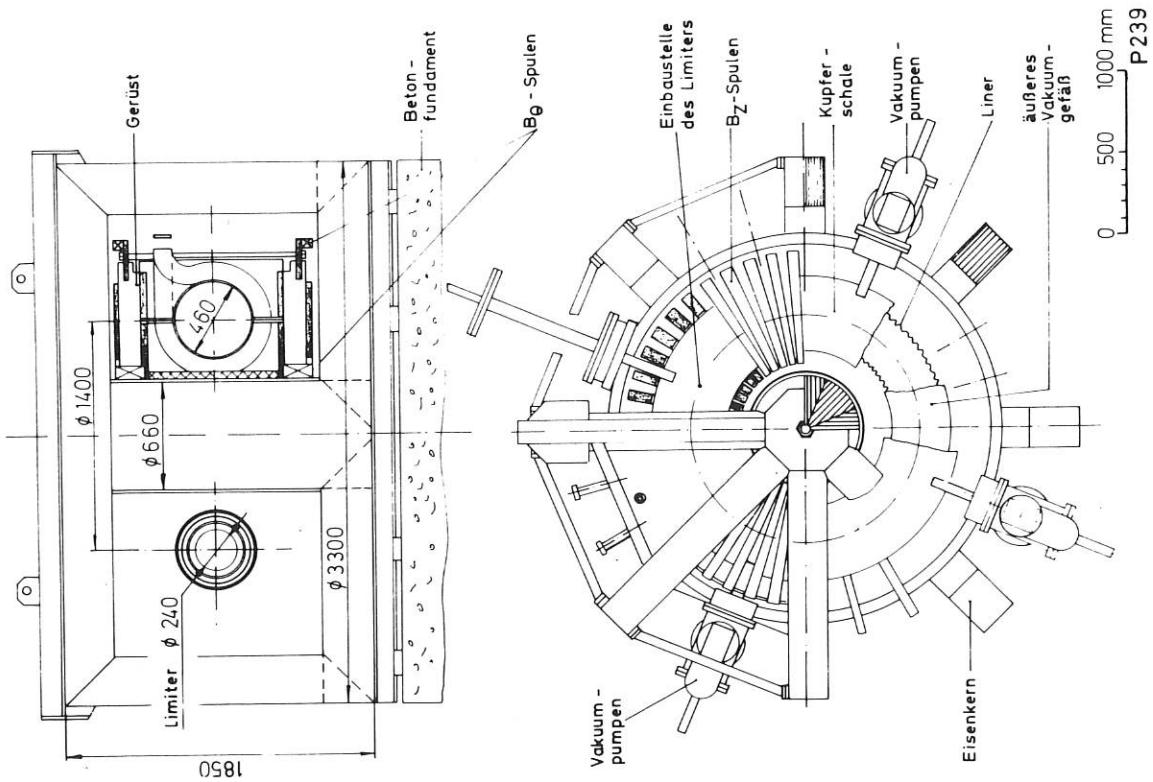


Abb. 11 Tokamak Pulsator I  
Querschnitt von Gefäß und Feldwicklung

Abb. 10 Tokamak Pulsator I  
Gesamtansicht

Die Induktionswicklung besteht aus 4 Spulengruppen mit Anzapfungen. Ihre Lage im Transformatorfenster ergibt sich aus den Forderungen minimalen primären Streuflusses und einer kompensierbaren Streufeldverteilung im Plasmabereich. Das restliche primäre Streufeld im Plasmabereich kann durch eine Korrekturwicklung (mit Hilfe eines Shunts justierbar), die in Serie mit der Induktionswicklung liegt, kompensiert werden. Entsprechend  $q = 1$  (Kruskal-Grenze) beim größten Torusfeld von 28 kG wird ein maximaler Plasmastrom von 300 kA während 100 msec induziert mit Anstiegszeiten zwischen 1 und 5 msec (maximale Umlaufspannung  $\sim 100$  V). Eine äußere Vertikalfeldwicklung erzeugt ein maximales Feld von 1,1 kG im Plasmabereich, welches ausreicht, um die auf die Plasmasäule wirkenden Radialkräfte (wegen der Inhomogenität des toroidalen Feldes) zu kompensieren. Alle erwähnten Wicklungen sind wassergekühlt zur Abfuhr der im Impulsbetrieb erzeugten Verlustwärme in den Betriebspausen.

Das erwähnte Gerüst mit den Vakuumgefäßen und allen oben erwähnten Wicklungen ist um einen zentralen Eisenkern mit 8 radialsymmetrischen Rückschlußjochen angeordnet. Der obere Jochstern des Eisenkerns kann abgehoben werden. Der Kernfluß bei 15 kG beträgt 0,42 Vsec, mit Vormagnetisierung auf -10 kG 0,7 Vsec, während in den Rückschlußjochen bei 15 kG ein Fluß von insgesamt 0,77 Vsec möglich ist. Diese Auslegung wurde gewählt, um örtliche Eisensättigung weitgehend zu vermeiden. Der Transformator Kern ist aus kaltgewalztem Transformatorblech (Einzelblechstärke 0,3 mm) aufgebaut. Auf den Rückschlußjochen werden Hilfswindungen für Vormagnetisierung, Entmagnetisierung und Induktionsheizung des Liners angeordnet. Der gesamte Aufbau hat ein Gewicht von etwa 40 t und wird auf ein ca. 4 m hohes Betonfundament (Gewicht ca. 70 t) in der neuen Laborhalle L 6 aufgebaut.

Die Energieversorgung des Experimentes geschieht wie folgt:

Für die  $B_z$ -Spulen wird die bereits erwähnte existierende Energieversorgung eingesetzt, die nach einer Erweiterung etwa 14 Mws bei maximal ca. 20 MW liefern kann. Die Induktionswicklung wird von einer Anstiegskondensatorbatterie (17 kV, 80 kJ) mit anschließendem power crowbar (310 V-Elektrolytkondensatoren, 230 kJ) versorgt, wobei die charakteristische Impedanz der Powercrowbar-Kette etwa dem gemäß Rechnung zu erwartenden transformierten Plasmawiderstand bei einer Temperatur von ca. 1 keV entspricht. Die äußere Vertikalfeldwicklung wird von einem kleinen rotierenden Impulsformer versorgt. Elektrolytkondensatorbatterien, deren Strom durch Transistoren geregelt wird, erzeugen flexible Stromprogramme für die helische und innere Vertikalfeldwicklung.

Im zeitlichen Ablauf werden die einzelnen Stromkreise wie folgt betrieben:

Die  $B_z$ -Spulen werden auf maximales Feld erregt. Zu diesem Zeitpunkt wird der Plasmastrom durch die Anstiegsbatterie gezündet und etwa 100 msec lang konstant gehalten. Vorionisation des Plasmas durch Mikrowellen ist vorgesehen. Für diesen Fall werden die helischen Wicklungen verwendet, um eine Rotationstransformation zu erzeugen zur Festlegung einer anfänglichen Gleichgewichtslage des Plasmas. Neben dieser Anwendung können die helischen Windungen auch eine definierbare Störung des Tokamak-Magnetfeldes erzeugen. Die äußere Vertikalfeldwicklung ist über die gesamte Experimentierzeit kontinuierlich in Betrieb, um die Gleichgewichtsposition der Plasmasäule einzustellen. Eine zusätzliche Komponente wird durch die inneren Vertikalfeldwindungen erzeugt. Der Einfluß der Kupferschale sowohl auf dieses zeitabhängige Vertikalfeld als auch auf das helische Magnetfeld muß berücksichtigt werden bei der zeitlichen Programmierung der genannten Wicklungen.

Es ist vorgesehen, den experimentellen Aufbau bis zum Frühjahr 1972 fertigzustellen.

Zur technischen Klärung wurden Vorversuche an einem Ausschnitt der Stromversorgung zum Plasmastrom durchgeführt. In einer Power-Crowbar-Schaltung (\*) wurde ein Fünfzigstel der Anlage aufgebaut:

---

(\*) J. Durand, O. Klüber, H. Wulff: Zeitschrift f. angew. Physik, Bd. 12, H.9, 1960, S. 393-395  
B. Oswald, Techn.Bericht No. 5, MPI für Physik und Astrophysik, 1961

Anstiegsbatterie	$U_A = 18,3 \text{ kV}$ $C_A = 10,3 \text{ } \mu\text{F}$	$f_A = 250 \text{ Hz}$ $J_A = 290 \text{ A}$
Verbraucher	$L = 37 \text{ mH}$	$R = 480 \text{ m}\Omega$
Laufzeitkette	20 Eisendrosseln $1,3 \text{ mH}$ bei $J = 300 \text{ A}$ ; $R = 6 \text{ m}\Omega$ (L stark von J abhängig) $C_k = 21 \times 4,75 \text{ mF}$ ; zusammengeschaltet aus impulsfesten Elektrolytkondensatoren von je $0,95 \text{ mF}$ , $360 \text{ V}$ $U_k = 310 \text{ V}$ $T = 100 \text{ ms}$ $Z = 500 \text{ m}\Omega$	

Als Schalter wurden Ignitrons verwendet. Am Experiment werden mehrere Laufzeitketten parallel in die Induktionswicklung speisen. Von den Kettenignitrons wird infolge Zeitstreuung immer eines zuerst zünden. An den übrigen, nicht gezündeten Ignitrons steht dann die Schaltspannung

$$U_S = U_K \left(1 - \frac{1}{n+1}\right),$$

wenn n die Zahl der parallelen Ketten ist und diese dem Verbraucher angepaßt sind. Der Parallelbetrieb wurde für den ungünstigsten Fall  $n = 2$  getestet, für  $U_K = 310 \text{ V}$  beträgt  $U_S = 200 \text{ V}$ . Diese Spannung reicht zur Zündung eines Ignitrons aus. Trotzdem war einwandfreier Parallelbetrieb nur zu erreichen, wenn vor jedes Kettenignitron eine Entkopplungsdrossel geschaltet war. Wenn am Ende des Entladevorgangs das Kettenignitron löscht, wird durch die noch vorhandene magnetische Energie die Kette in umgekehrter Polarität auf eine kleine Spannung aufgeladen. Diese Ladung wird durch eine Dioden-Widerstands-Kombination am Kondensator abgeführt.

#### 1.4 Start- und Crowbarfunkenstrecke mit 1 Hertz Schaltfolgefrequenz (R.C. Kunze, G. Müller, R. Süß)

Die Entwicklung einer Start- und Crowbarfunkenstrecke zur Entladung eines  $40 \text{ kHz}$ -Kreises ( $30 \text{ kV}$ ,  $5 \text{ kJ}$ ) mit Folgefrequenzen bis  $1 \text{ Hz}$  für ein Smokatron-Experiment wurde aufgenommen. Die Lebensdauer soll  $10^5$  Entladungen betragen.

Die Voruntersuchungen sind abgeschlossen und führen zur Konstruktion des Prototyps nach Abb. 12 Start- und Crowbarfunkenstrecken sind weitgehend identische offene Bandleiterkaskadenfunkenstrecken mit nicht entkoppelten, parallel und simultan zündenden Teilbögen. Die Anordnung der gemeinsamen Elektrode (Mittellektrode) als Platte auf dem Rückleiter bietet neben dem Schutz der Hauptisolation vor Erosionsprodukten erhebliche Vorteile für den Triggerkreis. Die induktivitätsarme Kapazität dieser Platte bildet einen schnellen Speicher für die Triggerenergie und damit eine Voraussetzung für nicht entkoppeltes, paralleles und simultanes Zünden bei bescheidenen Ansprüchen an den Triggergenerator. Pulsspannungen von  $40 - 60 \text{ kV}$  und Anstiegszeiten von  $60-80 \text{ ns}$  reichen aus, um die Startstrecke mit einem Jitter  $< 5 \text{ ns}$  bis  $\frac{U}{U_d} > 0,5$  zu zünden und um über einen Bereich von  $600 \text{ ns}$  einen sicheren Crowbar im Strommaximum zu erreichen. Das Verhalten bei verbesserten Triggerkreisen soll noch untersucht werden.

Die Versuchsausführung hat bisher mehr als  $10^4$  schwingende Entladungen bei  $30 \text{ kV}$ ,  $5 \text{ kJ}$ ,  $40 \text{ kHz}$ ,  $80 \text{ kA}$ ,  $4 \text{ Coulomb}$  Belastung erreicht. Die bei der Nulltype eingesetzten Kupferelektroden (nur  $12 \text{ mm } \varnothing$ ) zeigen wenig und sehr gleichmäßigen Abbrand, was auf eine günstige Bogenführung und parallele Bögen schließen läßt. Vorläufige Abschätzungen lassen auf einen Funkenwiderstand  $< 5 \text{ m}\Omega$  und eine Gesamtinduktivität  $< 18 \text{ nH}$  schließen. Die Crowbarwelligkeit in der vorliegenden Anordnung beträgt etwa  $5 \%$  bei  $70 \text{ nH}$  im Crowbarkreis. Diese Induktivität kann bis auf etwa  $25 \text{ nH}$  reduziert werden.

Für den  $1 \text{ Hz}$ -Schaltfolgebetrieb ergibt sich für die Elektroden eine Endtemperatur von  $140^\circ \text{ C}$  mit einer thermischen Zeitkonstante von ca.  $10 \text{ min.}$  bei natürlicher Kühlung. Durch veränderte mechanische Ausbildung könnte die thermische Zeitkonstante erhöht werden.

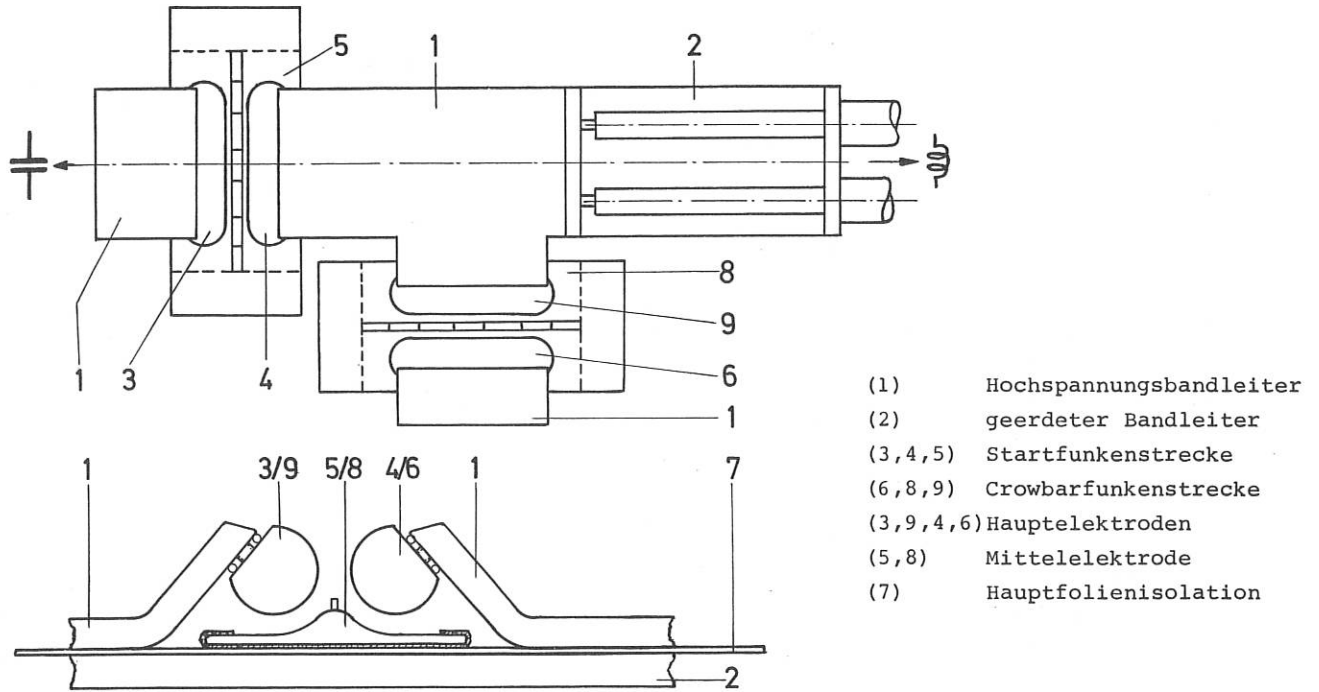


Abb. 12 Grundriß und Teilschnitt der Funkenstreckenordnung

1.5 Mehrstufiger Neodym-Glaslaser  
 (H. Baumhacker, A. Wasner)

Für Experimente zur Plasmaerzeugung durch fokussiertes Laserlicht werden Laser mit immer höheren Leistungen benötigt. Deshalb wurde der von uns entwickelte zweistufige Neodym-Glaslaser (mit einer Ausgangsleistung von 1 GW) um 2 folgende Verstärker erweitert (Abb.13 ) Mit einem Drehspiegel als Q-switch beträgt die im Oszillator erzielte Leistung 150 MW (bei einer Pulshalbwertsbreite von ca. 25 nsec), die in den 3 nachfolgenden Stufen auf - bisher - 1,5 GW verstärkt wird. Es ist zu erwarten, daß bei Ausnützung der gesamten installierten Pumpenergie die Ausgangsleistung des Systems 5 GW betragen wird.

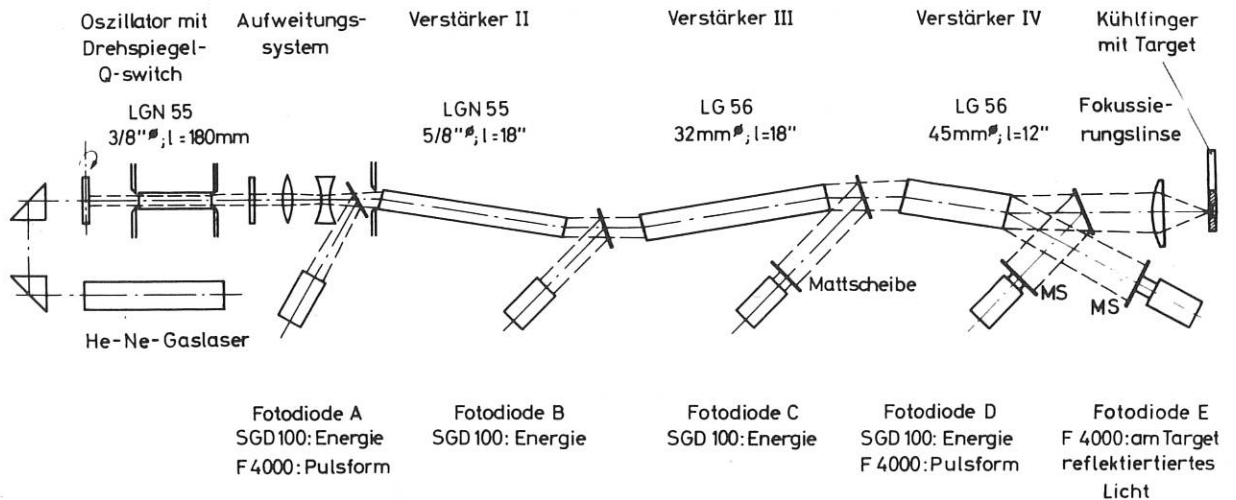


Abb. 13 Drehspiegeloszillator mit 3 Verstärkern

2. Forschungsarbeiten über Grundlagen der Plasmatechnik

2.1 Hochspannungstechnische Arbeiten

2.1.1 Impulsspannungsfestigkeit von Kunststoff-Folien in flüssigen Tränkmitteln

(R.-C. Kunze, E. v. Mark)

Die Messungen, die bereits im vorigen Jahresbericht beschrieben wurden, wurden auf einen größeren Bereich der Pulssteilheit ausgedehnt (Abb. 14). Außerdem wurde der Durchbruchmechanismus untersucht.<sup>122/</sup> Zur Deutung des Durchschlags muß man zwei Hauptgruppen unterscheiden:

1. Einbettmittel mit relativ niedriger DK und
2. Einbettmittel hoher DK.

Im ersten Fall liegt entsprechend dem DK-Verhältnis eine Feldstärke am Tränkmittelspalt, die zu dessen Durchschlag führt. Im Durchschlagkanal findet sodann eine Ladungstrennung durch das außen überlagerte elektrische Feld statt. Die Elektronen werden über die Anode abgeführt, die Ionen treffen jedoch auf die Folie und bilden hier eine Ladung aus, die das außen liegende Feld erhöht. Je nach den Halbleitereigenschaften der Folie (p oder n-Leiter) kann ein Teil der Ionen rekombinieren. Neben der Zusatzladung, die im ungünstigsten Fall eine Spannungsverdopplung bedeuten könnte (wenn die Kapazität der Folie unter dem Durchschlagkanal im Öl konstant ist), kann eine weitere Absenkung durch starke Inhomogenität eintreten, da der Durchschlagkanal im Öl durch die kapazitive Strombegrenzung sehr eng ist.

Im zweiten Fall erfolgt der Durchschlag zunächst durch die Folie, da am Tränkmittelspalt praktisch keine Spannung anliegt. Hier werden jedoch bei bestimmten Verhältnissen, die vom Pulsanstieg und von der Ionenkonzentration abhängen, während des Spannungsanstiegs bereits Ionen aus der Flüssigkeit auf die Folienoberfläche transportiert. Diese addieren sich dann als Ladung zu dem außen anliegenden Feld und führen zum Durchschlag unterhalb der Gleichspannungsfestigkeit. Lediglich in ganz wenigen Fällen - z.B. bei Hostaphan und Leitungswasser - können geringfügig höhere Durchschlagfeldstärken als bei Gleichspannung erreicht werden. Dann kann der Durchschlag auch im Rücken der Stoßwelle auftreten.

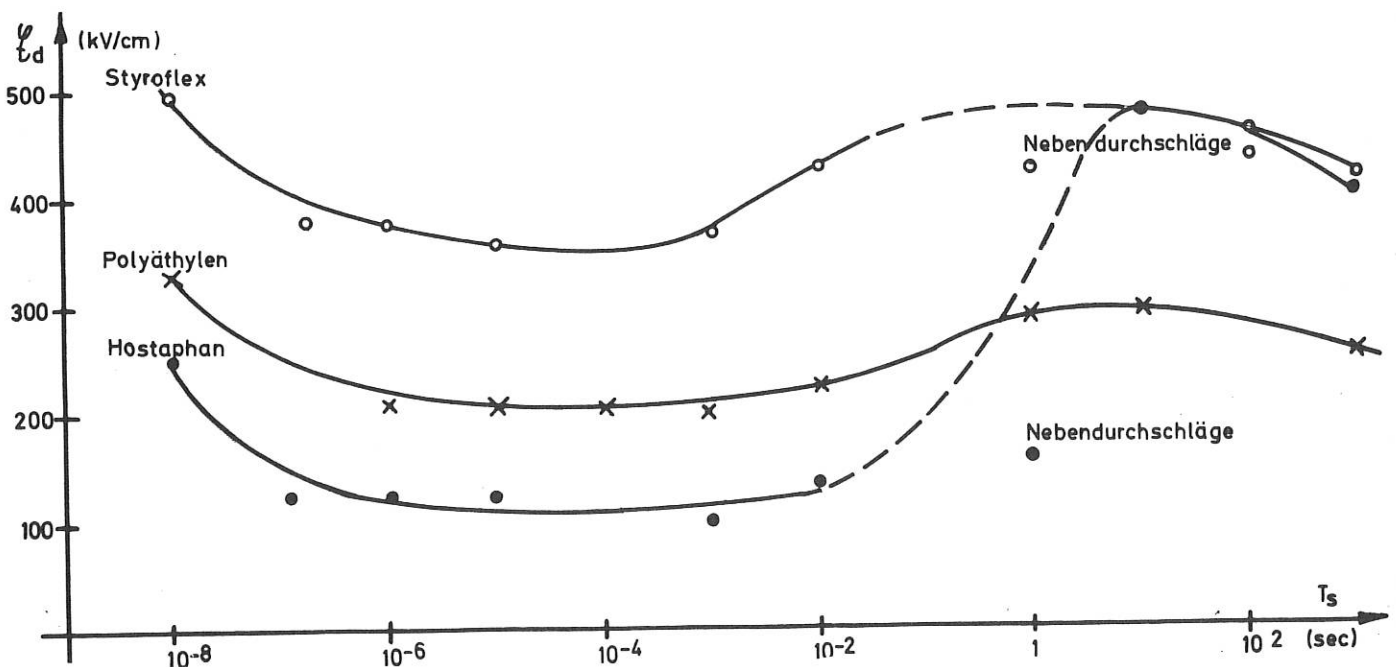


Abb. 14 Durchbruchfeldstärke  $E_d$  als Funktion der Anstiegszeit  $T_s$



2.1.2 Ferritentkoppelte Druckfunkenstrecke und Kaskadenfunkenstrecken  
(G. Klement, H. Wedler)

Ein Prototyp dessen Induktivität 40 nH beträgt und der einen Arbeitsbereich von 20 bis 60 kV hat, wurde im 40 kJ Baustein untersucht. Um die Dämpfung möglichst klein zu halten, wurden die Versuche bei Abständen von 3 und 5 mm durchgeführt. Es zeigte sich, daß bei diesen Abständen der Elektrodenabbrand groß ist, und daß die Wände der Funkenstrecke sehr stark bedampft wurden. Dies führte dazu, daß bereits nach wenigen Entladungen die stat. Durchbruchspannung stark streute (Abb. 15).

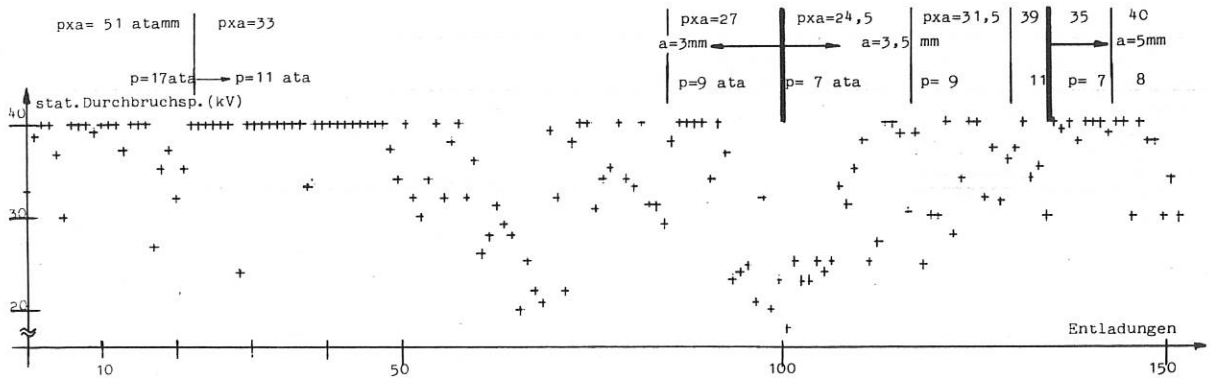


Abb. 15 Die Streuung der stat. Durchbruchspannung aufgenommen mit einer Zweielektroden-druckfunkenstrecke (FEF) bei verschiedenen Drücken und Elektrodenabständen  
 $(W_{el} = 40 \text{ kJ}, \hat{I} = 300 \text{ kA}, \int i \, dt = 40 \text{ Cb bei } U_s = 40 \text{ kV})$

Die mit der Ferritentkopplung verbundenen Nachteile, nämlich erhöhte Induktivität, höhere Triggerspannung und die durch die totale Magnetisierung bedingte verzögerte Stromübernahme waren der Anlaß die simultane Zündung einer Kaskadenfunkenstrecke (Fitch, McCormick) zu untersuchen. Um eine einwandfreie gleichzeitige Zündung zu erreichen, ist es notwendig, je nach erwünschter Sicherheit, folgende Maßnahmen zu treffen:

1. Feldverzerrung durch entsprechende Elektrodenkonfiguration
2. Steilwellentriggerung
3. Zusätzliche Beschaltungskapazitäten
4. Erhöhung der Elektrodenkapazität

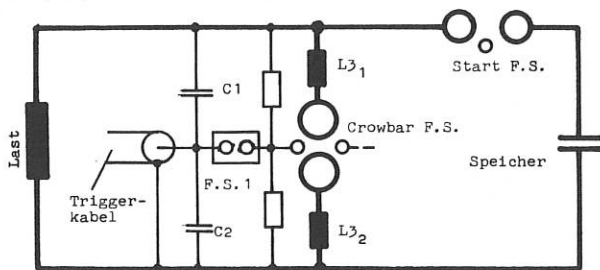


Abb.16 Simultan getriggerte Crowbarfunkenstrecke mit 2 parallelen Kanälen

$W_{el} = 40 \text{ kJ}/I_{cr} = 500 \text{ kA} / \int i \, dt = 40 \text{ Cb}$

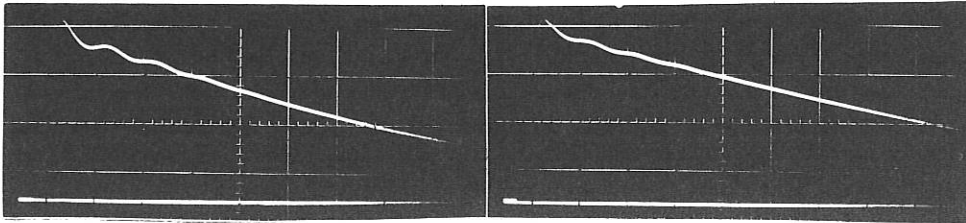
$L_{3_1} = L_{3_2} = 15 \text{ nH}/C_1 \quad C_1 = C_2 = 0,7 \text{ nF}$

zeitige Zündung erfolgt /113/. Symmetrische Beschaltungskondensatoren sorgen dafür, daß die Spannung nach der Zündung der beiden Kanäle relativ langsam zusammenbricht und daß die Kanäle gut aufgeheizt werden. Durch diese Maßnahmen war es möglich, mehrere parallele, nicht entkoppelte Kanäle im Spannungsulldurchgang zu zünden.

Eine Schaltung wurde untersucht (Abb. 16), die gekennzeichnet ist durch steile Triggerpulse. Durch eine zusätzliche Aufsteilfunkenstrecke werden Pulssteilheiten in der Größenordnung von 100 kV/nsec erzielt und hieraus resultierend Stoßfaktoren von 4 bis 5 mit maximalen Feldstärken bis zu 180 kV/cm erreicht. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß selbst bei einer Unsymmetrie von 0,25, das entspricht Teilabständen von 8 bzw. 13 mm, eine sichere gleich-



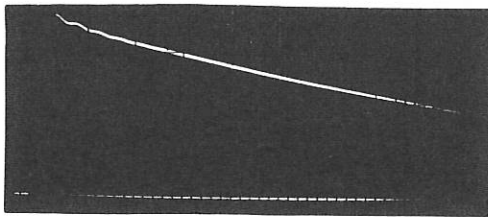
Zunächst wurde eine offene Version dieses Typs getestet. Trotz der hohen Belastung (Startschalter 300 kA) wurden bisher keine Vorzündungen beobachtet. In Abb. 17 sind die mit diesem offenen Typ erzielten Stromkurven wiedergegeben.



$$t = 20 \mu\text{sec}/E$$

a)

b)



c)

Bild	a	b	c
Einheit (kJ)	40	40	10
Strom $\hat{I}$ (kA)	300	300	80
$\int idt$ (Cb)	40	40	10
ripple (%)	8,5	6,5	3
$1/e$ Abfall ( $\mu\text{sec}$ )	140	180	230
Einschlußzeit ( $\mu\text{sec}$ ) ( $I=0,9 I$ )	6	9	18
$R_{\text{Kanal}}$ (mOhm)	6	2 x 4,5	15

Abb. 17 Crowbarbetrieb mit simultaner Zündung

Bei diesen Messungen wurde der mittlere Widerstand des Schalters für einen bzw. zwei parallele Kanäle ermittelt (Abb. 18). Mit zunehmendem Scheitelstrom fällt der Kanalwiderstand stark ab, bleibt aber ab etwa 125 kA konstant. Diese Untersuchungen deuten darauf hin, daß mit zunehmender Zahl der Crowbarkanäle der resultierende Bogenwiderstand kleiner wird.

Um den Einfluß verschiedener Gase, Elektrodenabstände und des Druckes zu untersuchen, wurde eine Druckfunkenstrecke (Abb. 19) konzipiert, die trotz geringer Wandstärke und damit verbunden kleiner Induktivität hohe Drücke zuläßt. Erste Messungen mit Argon, bzw. bei kleineren Abständen, zeigen, daß die Dämpfung zwar kleiner wird, daß der hierfür notwendige Aufwand aber keineswegs gerechtfertigt ist.

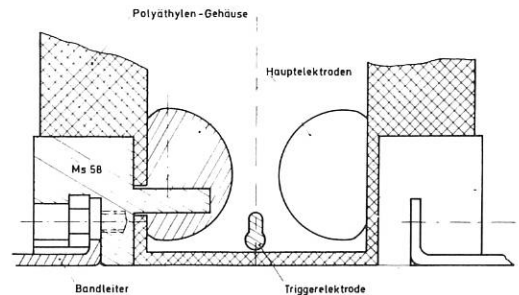
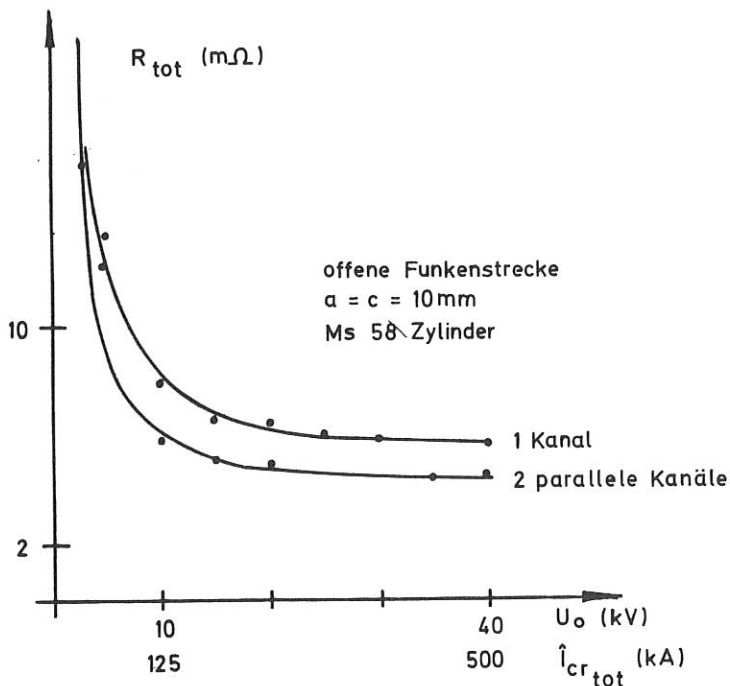


Abb.18 Widerstand des Crowbarzweiges für 1 bzw. 2 Kanäle abhängig vom Scheitelstrom  $I_{\text{cr}}$ .

Abb.19 Bandleiterdruckfunkenstrecke

### 2.1.3 Triggerung von Funkenstrecken mit Laserlicht

(M. Pillsticker, K.H. Schmitter, H. Wedler)

Die bisher übliche Methode des Zündens von Funkenstrecken durch elektrische Triggerung hat gewisse Nachteile. Es ist beispielsweise schwierig, bei hohen Spannungen die erforderliche Isolation zwischen Schalt- und Lastkreis ohne Einbuße wichtiger Funkenstreckeneigenschaften zu erreichen. Außerdem verursachen die elektrischen Triggerkreise oft unerwünschte Störungen der Diagnostik in experimentellen Anlagen. Die Funkenstreckentriegerung mit Laserlicht hat diese Nachteile nicht und ermöglicht darüber hinaus extrem zeitgenaues Schalten in außerordentlich weiten Spannungsbereichen. Es galt nun die Wirtschaftlichkeit des Verfahrens zu verbessern. Zu diesem Zweck wurden Parameter des Fokussierungssystems, die Fokuslage in Verbindung mit der Laserleistung und der Strahlqualität sowie der Einfluß der Gasart und des Gasdrucks auf das Zündverhalten einer Funkenstrecke untersucht. Zur Erzeugung der Lichtimpulse stand wieder ein Rubinlaser mit Q-switch-Anordnung zur Verfügung, der je nach Einstellung Impulse zwischen 12 und 24 nsec und Leistungen bis zu 600 MW abgab. Die Divergenz des Laserstrahls betrug etwa 10 mrad. Im vergangenen Jahr fanden im wesentlichen Argon-Stickstoffgemische als Funkenstreckenatmosphäre Verwendung. Es zeigte sich nun, daß mit reinem Argon bei höheren Drucken besonders niedrige Triggerschwellwerte erreicht werden können. (Abb. 20) Die dotierte Verunreinigung des Argons mit 1/10 Volumenteilen Stickstoff hat bereits eine merkliche Verkleinerung des Arbeitsbereiches zur Folge. Die bei den Messungen (Abb. 21) eingestellte Laserleistung führte nur bei reinem Argon zum Fokusburchbruch.

Abb. 22 demonstriert den Einfluß der Strahlqualität auf den Schwellwert der Fokusburchbruchleistung und damit auch auf den Triggervorgang. Die verschiedenen Strahldurchmesser wurden durch Blenden eingestellt. Der Leistungsschwellwert für den Fokusburchbruch nimmt mit dem Strahldurchmesser ab, weil die Divergenz- und die Abbildungsfehler durch die Ablendung vermindert werden. Die praktische Konsequenz dieser Erkenntnis wird in Abb. 22 deutlich. Der Vergleich der einzelnen Kurven zeigt, daß der Zündverzug kurz oberhalb des Schwellwertes der Laserleistung für den Fokusburchbruch nahezu unabhängig vom Strahldurchmesser ist. Weit oberhalb dieser Leistungsschwelle nimmt der Zündverzug mit wachsendem Strahldurchmesser ab. Es ist zu beachten, daß in diesem Fall der Strahl die Elektrodenbohrung streift und dadurch Metallplasma an dieser Elektrode erzeugt wird. Außerdem wird bei größerem Strahldurchmesser Plasma in einem größeren Gasvolumen erzeugt, so daß der Entladungskanal sich schneller aufbauen kann.

Bei Laserleistungen unterhalb der Schwelle für den Fokusburchbruch ist die Plasmaerzeugung an der nicht durchbohrten Elektrode Voraussetzung für die ordnungsgemäße Triggerung der Funkenstrecke. Die Zündverzugszeiten sind bei diesen Leistungen jedoch größer als die Halbwertszeit des Laserimpulses sowie auch dessen Anstiegszeit.

Die günstigste Fokuslage verändert sich mit der Laserleistung. Für die kleinsten Leistungen, die zur Zündung ausreichen, muß der Fokus auf der Metalloberfläche der nicht durchbohrten Elektrode liegen. Mit zunehmender Leistung wandert der günstigste Ort für die Fokuslage etwa zum Mittelpunkt der Durchschlagstrecke.

Versuche mit unterschiedlichen Linsen ergaben erwartungsgemäß die günstigsten Triggerbedingungen bei kurzen Brennweiten. Diese Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen. Bei technischen Anwendungen kann es notwendig werden, Linsen mit möglichst großen Brennweiten zu verwenden, um deren Bedampfung bei stromstarken Entladungen zu vermeiden.

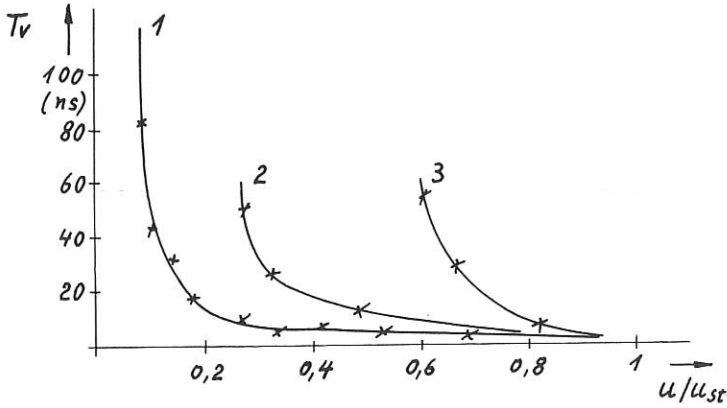


Abb. 20 Zündverzugszeit  $T_V$  als Funktion der normierten Arbeitsspannung  $U/U_{St}$   
 Laserleistung:  $P_L = 4,75 \text{ MW}$   
 Durchschlagsgleichspannung:  $U_{St} = 50 \text{ kV}$   
 (1) Argon ( $P_S = 20 \text{ atü}$ )  
 (2) 90 % Argon/10 % Stickstoff ( $P_S = 10,5 \text{ atü}$ )  
 (3) synth. Luft ( $P_S = 2,7 \text{ atü}$ )

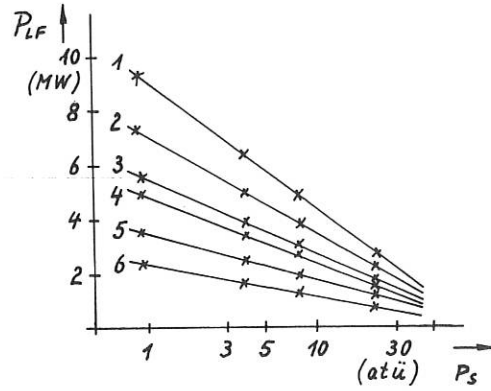


Abb. 21 Grenzwerte der Laserleistung für Fokusburchbruch  $P_{LF}$  in Abhängigkeit vom Druck  $P_S$   
 Gas in der Druckkammer: Argon  
 Länge der Brennweite:  $f = 33 \text{ mm}$  (9643 Å)  
 (1) 10 mm (4) 5 mm  
 (2) 8 mm (5) 3 mm  
 (3) 6 mm (6) 1 mm

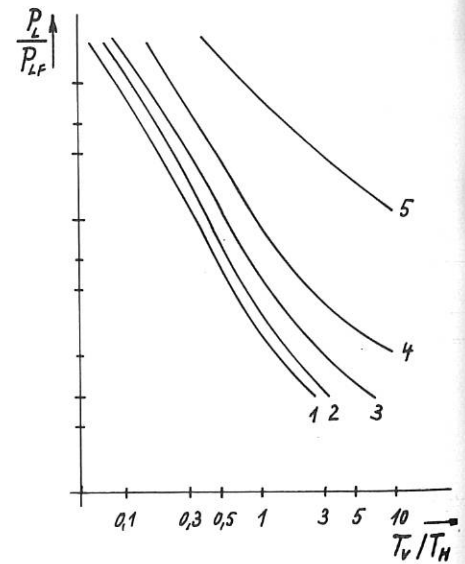
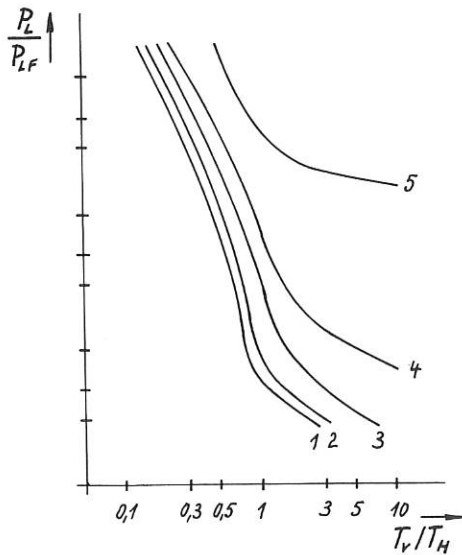
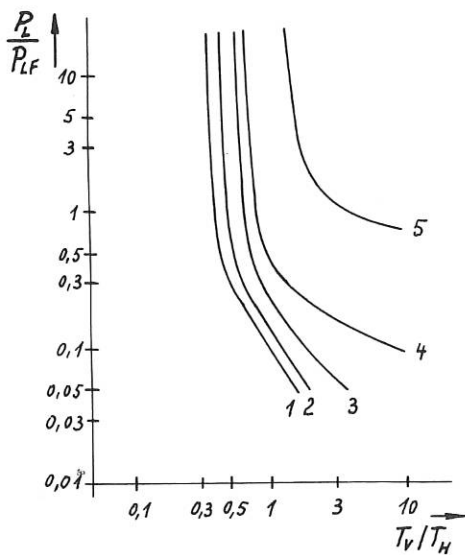


Abb. 22 Normierte Laserleistung  $P_L/P_{LF}$  als Funktion der normierten Zündverzugszeit  $T_V/T_H$

$P_{LF} = 7 \cdot 10^5 \text{ W}$   
 $D_L = 1 \text{ mm } \phi$   
 $f = 34 \text{ mm}$

$P_{LF} = 1,8 \cdot 10^6 \text{ W}$   
 $D_L = 5 \text{ mm } \phi$   
 $f = 32,7 \text{ mm}$

$P_{LF} = 3 \cdot 10^6 \text{ W}$   
 $D_L = 10 \text{ mm } \phi$   
 $f = 31,4 \text{ mm}$

Konstante Daten:  $T_H = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  (Halbwertszeit)  
 $P_S = 20 \text{ atü}$  (Druck des Argon)  
 $U_{St} = 50 \text{ kV}$  (Durchschlagsgleichspanng.)  
 $S = 6 \text{ mm}$  (Schlagweite)  
 $D_{EL} = 60 \text{ mm } \phi$  (Elektrorendurchmesser)  
 $B = 1 \text{ mm } \phi$  (Elektrodenbohrung)

(1)  $U/U_{St} = 0,9$   
 (2) " = 0,7  
 (3) " = 0,5  
 (4) " = 0,3  
 (5) " = 0,1

2.1.4 100 kV Metall-zu-Metall Folienschalter  
(G. Kaspar, A. Knobloch, F. Werner)

Auf der Basis von Arbeiten der Labors in Culham und Jülich wurde ein schneller Metall-zu-Metall Hochspannungsschalter gebaut. Aufgrund seines geringen Widerstands- und Induktivitätswertes ( $R = 25 \mu\Omega$ ,  $L = 4 \text{ nH}$ ) ist dieser mechanische Schalter besonders auch für Crowbaranwendung geeignet. Der maximal schaltbare Strom beträgt ca. 500 kA. Die Schaltstrecke kann für Spannungen bis über 100 kV isoliert werden. Das zeitliche Verhalten des Schalters ist durch einen Delay von ca.  $4 \mu\text{s}$  und einen Jitter im Bereich einiger 100 nsec gekennzeichnet. Da es sich hier um einen Foliexplosionsschalter handelt, muß der den Metall-zu-Metall-Kontakt herstellende Schalteinsatz nach jedem Schaltvorgang ausgewechselt werden. Zum Auslösen des Schalters wird bei einer Triggerladespannung von 16 kV eine Energie von 2 kJ benötigt. Der Schalter wurde in Zusammenhang mit der dynamischen Stabilisierung als Startschalter für eine Hoch-Q Kondensatorbatterie eingesetzt.

2.1.5 Hochstromtestbatterie  
(J. Gruber, A. Knobloch, G. Klement, F. Werner)

Die Hochstromversuche mit Kontaktstücken wurden weitergeführt. Zunehmende Ausfälle der 40 kV, 5 kJ Kondensatoren machten einen Umbau der Testbatterie notwendig. Durch Verwendung von Puls-kondensatoren eines neuen Typs (60 kV, 10 kJ) und dem Einsatz von Bandleitern und Hochstrom-funkenstrecken wird ein kompakter Aufbau der Testbatterie erreicht (Abb.23). Je drei Kondensatoren speisen über einen Hochstrommehrkanalschalter und den Vorkollektor auf die Testspule bzw. die Hochstromtestkontakte. Die Batterie wird für den Betrieb mit Crowbarschaltern eingerichtet. Das Triggersystem besteht aus je zwei 80 kV Marx- und Triggergeneratoren. Die Schalter sind eine Weiterentwicklung des unter 1.1.3 beschriebenen Typs.

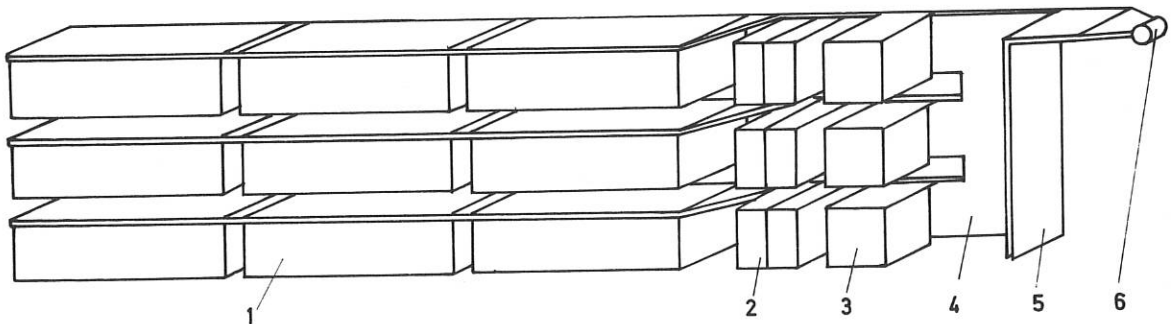


Abb. 23 90 kJ - 60 kV Hochstrom Modul

- |                                 |                                 |
|---------------------------------|---------------------------------|
| 1 - 10 kJ Kondensator           | 4 - Bandleiter zum Vorkollektor |
| 2 - Mehrkanalstartfunkenstrecke | 5 - Hauptkollektor              |
| 3 - Crowbarfunkenstrecke        | 6 - Lastspule bzw. Kontaktstück |

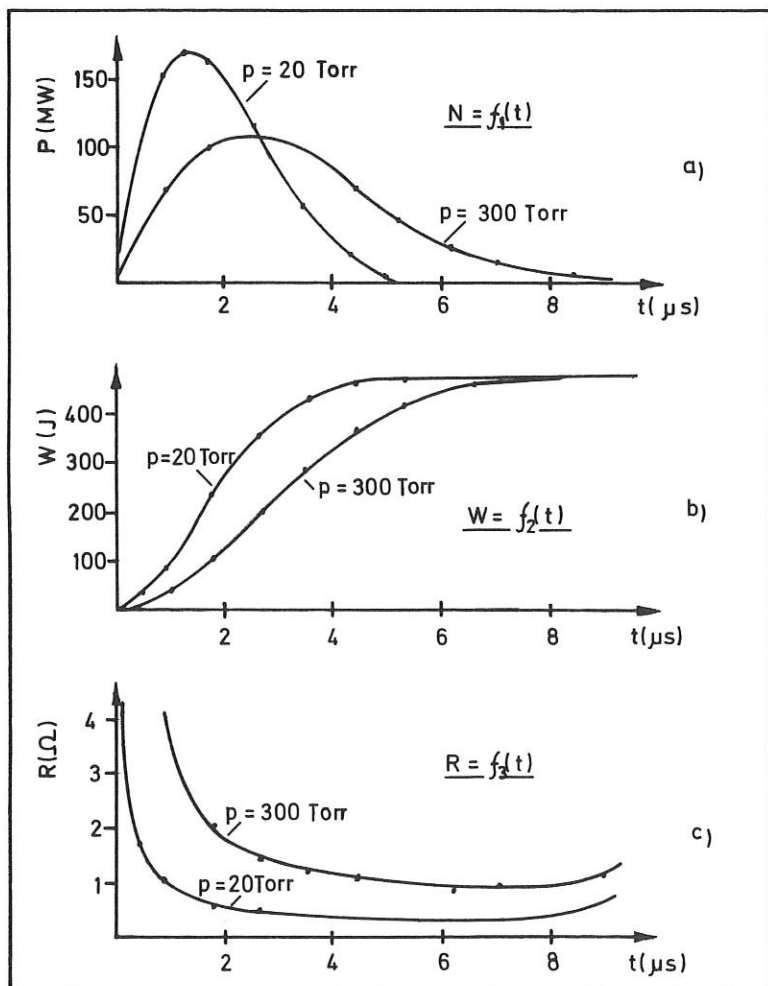
Daten der Testbatterie:

Batterieladespannung	60 kV	Lastspule	80 nH
Energie	90 kJ	Maximalstrom	ca. 1 MA
Kapazität	$50,1 \mu\text{F}$	Pulsfolge	max. 2 ppm
Kurzschlußinduktivität	50 nH	Entladefrequenz	62 kHz

2.1.6 Energiespeicher für Laser-Blitzlampen  
(E. v. Mark)

In Zusammenarbeit mit der Abt. 3 wurden Energiespeicher zur Versorgung von Laser-Blitzlampen entwickelt, die einzeln oder in einer bestimmten vorgegebenen Zeitfolge über eine Laser-Blitzlampe entladen werden. Die gespeicherte Energie  $W_e$  betrug:

- 1) 0,15 kJ (25 kV)
- 2) 1,2 kJ (18 kV) mit Crowbareinrichtung
- 3) 1,25 kJ (48 kV)
- 4) 18 kJ (18 kV) mit Crowbareinrichtung



An einer im IPP entwickelten Xenon-Blitzlampe wurden oszillographische Messungen des pulsformigen Strom- und Spannungsverlaufs durchgeführt. In Abb. 24 sind die daraus abgeleiteten Momentanwerte für die Lampenleistung  $N(t) = u(t) \cdot i(t)$ , die verbrauchte Energie  $W(t) = \int N dt$  und der Lampenwiderstand  $R(t) = \frac{u(t)}{i(t)}$  für einen Gasdruck von 20 und 300 Torr gezeigt. Diese Messungen wurden an einem 1,2 kJ-Baustein (18 kV, 7,26  $\mu F$ ) durchgeführt.

Abb. 24 Aufgenommene Leistung (a), Energie (b) und Widerstand (c) einer Xenon-Blitzlampe in Abhängigkeit von der Pulsdauer

2.2 Supraleitung

2.2.1 Supraleiter in schnellveränderlichen Magnetfeldern  
(A. P. Martinelli)

Das Verhalten von supraleitenden Spulen unter dem Einfluß von schnellen magnetischen Pulsen wurde weiter untersucht.

Experimentell wurden ein- und mehrlagige Spulen mit bzw. ohne Transportstrom  $I_s$  in einem koaxialen äußeren statischen Feld  $H$  untersucht. Sie wurden zusätzlich kurzzeitig gepulsten Magnetfeldern (sinusförmig, 30  $\mu$ sec Dauer) mit einer Amplitude bis 10 kOe ausgesetzt. In den normalerweise kurzgeschlossenen Spulen wird während des Pulses ein Strom (Amplitude  $I_p$ ) induziert.

Es zeigt sich, daß das Verhalten der Spule ganz von der Art des magnetischen Zustandes abhängt, in dem sie sich vor dem Puls befand. Der magnetische Zustand, d.h. die Magnetisierung, ist durch die pro Volumeneinheit gespeicherte magnetische Energie, die ihrerseits von der Verteilung der Stromdichte im Inneren des Supraleiters abhängt, gekennzeichnet. Im sogenannten kritischen Zustand ist die Stromdichte entweder kritisch, also  $\pm j_c$ , oder null; dabei schirmen die Regionen mit  $\pm j_c$  das äußere Feld von den Regionen mit  $j = 0$ .

Mit einem bestimmten äußeren Feld  $H$  und einem bestimmten Transportstrom  $I_s$  allein ist der kritische Zustand noch nicht eindeutig gekennzeichnet, weil auch die magnetische Vorgeschichte, d.h. die Art, wie der Punkt  $H, I_s$  erreicht wurde, wichtig ist.

Zunächst wurde festgestellt, daß Spulen in magnetischen Zuständen mit sehr geringer Magnetisierung (erreicht durch Abkühlen der Spule im statischen Feld  $H$  und nachheriges Erregen auf  $I_s$ ) erst quenchen, wenn  $I_s + I_p \approx I_c$  ist ( $I_c$  ist der kritische Strom der Kurzprobe (IPP 4/79)). In diesem Fall ist also die Spule, auch unter gepulsten Bedingungen, kaum degradiert.

Im allgemeinen Fall tritt jedoch Degradation in Erscheinung. Dies wurde vorerst untersucht für den statischen Fall ( $I_p = 0$ ). Wird zuerst  $H$  eingestellt, bei  $I_s = 0$ , und dann  $I_s$ , bei konstantem  $H$  (Fall H-I), so wird in der Regel  $I_c(H)$  erreicht, bevor die Spule quencht. Wird aber zuerst  $I_s$  eingestellt und danach bei  $I_s = \text{const.}$  das  $H$  erhöht (Fall I-H), so geht die Spule bei bedeutend niedrigeren Strömen  $I_t(H)$  in den Normalzustand über. Wird schließlich  $I_s$  und  $H$  gleichzeitig erhöht (Fall HI=), so findet man einen kritischen Strom  $I_t(H)$  und  $I_c(H)$  (IPP 4/76). Es wurde festgestellt, daß  $I_t(H)$  ein Minimum hat, und zwar dort, wo  $dI_c/dH$  null wird, also  $I_c(H)$  ein Plateau hat.

Die Vermutung liegt nahe, daß die degradierten kritischen Ströme durch Instabilität der entsprechenden kritischen Zustände verursacht werden. Dies wurde von Hancox bei theoretischen Untersuchungen der Spulendegradation angedeutet<sup>(\*)</sup>.

Der Effekt von Impulsen ( $H$ ) in den obengenannten Fällen (H-I, I-H, HI=) wurde auch an bifilaren Proben untersucht; oft reichen schon kleine Impulse (10 - 100 Oe) aus, um den Übergang auszulösen. Das ist wieder auf Grund der schwachen Stabilität des entsprechenden kritischen Zustandes verständlich /143/. Die Impulse dienen dazu, den latenten katastrophalen Flußsprung auszulösen. Wenn andererseits die Probe einer Reihe von zunehmend größer werdenden Impulsen unterworfen wird (ohne daß dazwischen der ursprüngliche kritische Zustand wiederhergestellt wird), wird die Probe erst bei etwa um eine Größenordnung stärkeren Feldern (0,1 - 10 kOe) normal. Man kann annehmen, daß die ursprüngliche Magnetisierung in der Probe durch partielle Flußsprünge praktisch ganz zum Verschwinden gebracht wird (Trainingseffekt).

Diese Untersuchungen wurden an Nb-Zr- und Nb-Ti-Drähten von 0,25 mm Durchmesser ohne Verkupferung, d.h. an nicht stabilisiertem Material, durchgeführt.

(\*)

Siehe "Experimental and Theoretical Studies on Filamentary Superconducting Composites", Rutherford Laboratory Report 1970, J. Physics, D, 3, p. 1517 (1970)



Seit einiger Zeit wird die Spulendegradation umgangen, indem die zum Spulenaufbau verwendeten Supraleiter mit einem genügend dicken Kupfermantel umgeben wird, so stabilisierte Drähte /144/ sind unabhängig von Flußsprüngen bis zu einem Strom  $I_{th}$ , der dem Strom im Kupfer, der durch siedendes Helium gekühlt werden kann, allein entspricht (kryostatische Stabilisierung). Unterhalb  $I_{th}$  zeigt sich die Probe unempfindlich gegen Impulsfelder (mehrere kOe). In der Regel ist die Gesamtstromdichte bei  $I_{zh}$  zu niedrig und die Spulen werden bei Strömen über  $I_{th}$  betrieben. Sie können trotzdem stabil sein, weil die magnetischen Störungen gedämpft werden (dynamische Stabilisierung) und/oder die bei einem Flußsprung freiwerdende Energie ohne unzulässige Temperaturerhöhung als Enthalpie vom Leiter aufgenommen wird (Enthalpie-Stabilisierung). In diesem Bereich ( $I_s > I_{th}$ ) haben die Impulse nun einen ähnlichen Effekt wie bei den unstabilisierten Spulen (der Puls  $H_p$  kann nun ungefähr ein Faktor 5 größer sein als im Fall der unstabilisierten Spulen, wegen der Kupferabschirmung), wie dies bei drei Spulen mit Kupfer zu Supraleiterverhältnissen 0,67; 1,5; 3; gemessen wurde /144/.

Schließlich wurde der Effekt von Impulsen bei kupferstabilisierten Leitern theoretisch untersucht /145/. Bei Kupferdicken vergleichbar mit der Eindringtiefe des Feldimpulses sieht der Supraleiter einen zwar abgeschwächten Impuls, der aber den gleichen Effekt hat wie beim un-stabilisierten Leiter. Beim dicken Mantel wird die Erwärmung des Kupfers durch die vom Impuls verursachten Wirbelströme so groß, daß der entstehende Wärmeimpuls zur Normalisierung führt. Es wird gezeigt, daß das Optimum bei mittleren Kupferdicken liegt. Für die hier verwendeten Impulse liegt das Optimum bei ungefähr 2  $\delta$ .

### 2.2.2 Verschiedene Studien über Supraleiter

(W. Amenda, W. Kafka\*, P. Krüger, A. P. Martinelli, B. Oswald)

Die Prüfung von kommerziellem supraleitendem Material (IPP 4/71), bevor es zum Bau von Spulen verwendet wird, bleibt weiterhin eine Aufgabe, die mit der Größe der Projekte an Wichtigkeit zunimmt. Die experimentellen Möglichkeiten sind in dieser Beziehung erweitert worden durch den Bau eines Einsatzkryostaten, der in die 5 cm-Bohrung der 52 kG-Spule paßt. Der Kryostat erlaubt kritische Strom- und Magnetisierungsmessungen bei Temperaturen bis zu 20° K.

Die Größe der zukünftigen Fusionsexperimente verlangt einen sorgfältigen Vergleich zwischen normal- und supraleitenden Magnetfeldern, wobei das wichtigste Kriterium natürlich die Wirtschaftlichkeit ist. Solche Studien wurden für die beiden bisher größten Experimente, Tokamak und Stellarator W 7, angestellt (IPP 4/70, /154, 155/). Daraus wird klar, daß der Baukostenunterschied gegenüber dem Betriebskostenunterschied in den Hintergrund tritt und daß bei Puls-längen über 10 sec die Betriebskosten für die supraleitende Ausführung niedriger werden. Solche Studien deuten auch an, in welcher Richtung die gegenwärtigen Supraleiter entwickelt und verbessert werden müssen. Im Vergleich zu den Anwendungen in der Hochenergiephysik, wie z.B. in Beschleunigern und Blasenkamern, sind im allgemeinen bei Fusionsexperimenten die Wechselfeldansprüche höher und der Größe wegen gleichzeitig auch die mechanischen Ansprüche.

### 2.3 Tieftemperaturtechnik

#### 2.3.1 Kühlung supraleitender Spulen mit überkritischem Helium

(W. Amenda, B. Oswald, H. Schickel)

Mit zunehmender Größe wird die bei kleinen Spulen übliche Heliumbadkühlung unpraktisch. Der Übergang zum hohlen, innengekühlten Supraleiter bei Anwendung von überkritischem Helium als

\* freier Mitarbeiter

Kühlmittel kann insbesondere bei plasmaphysikalischen Experimenten vorteilhaft sein. Zum Studium dieser Technologie wurde eine Anlage gebaut (Abb. 25), die es erlaubt, überkritisches Helium in einem Wärmeaustauscher mit flüssigem Helium bis auf  $4,2^{\circ}\text{K}$  abzukühlen und dann bei Drucken bis 25 atü (d.h. im ganzen überkritischen Druckbereich) durch eine supraleitende Hohlleiterspule zu zirkulieren. Zunächst soll die Kühlleistung in Abhängigkeit vom Druck und der Umwälzgeschwindigkeit festgestellt werden, um später eine Temperaturregelung zu entwickeln.

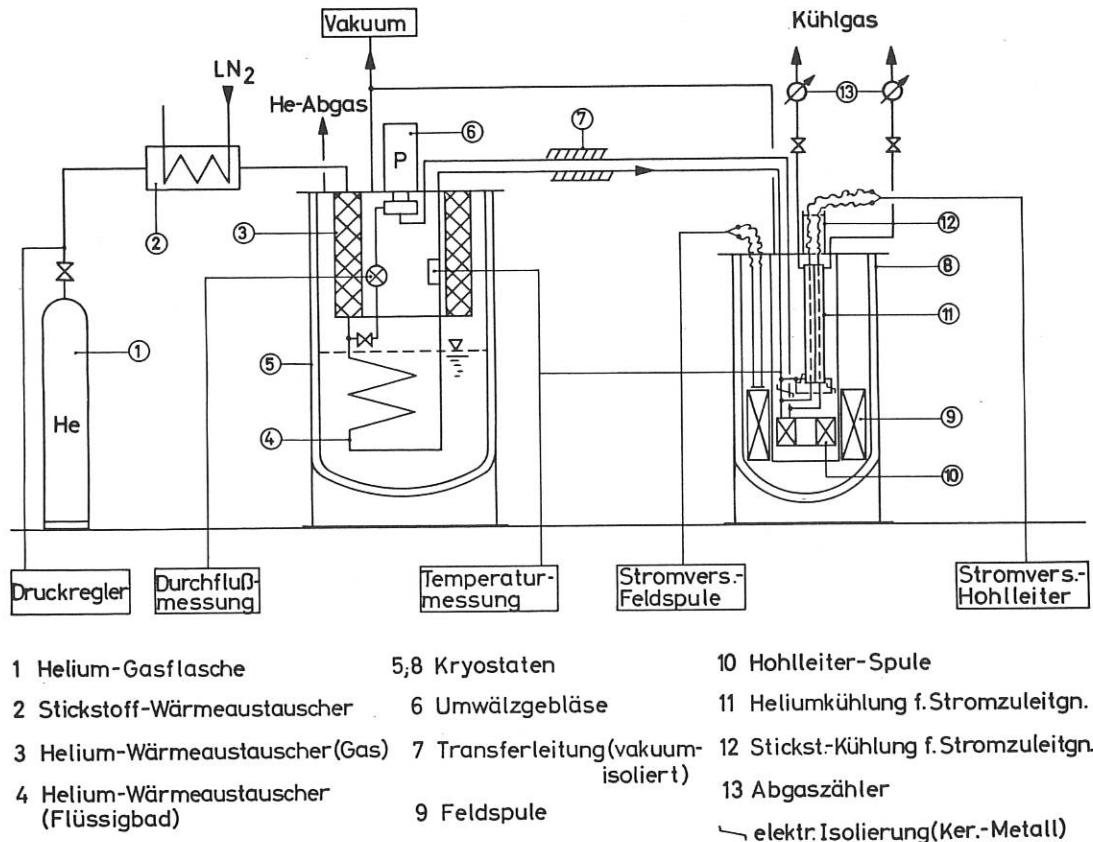


Abb. 25 Versuchsanlage zur Kühlung einer SL-Spule mit überkritischem Helium

#### 2.4 Dimensionierung schneller Energiespeicher

(J. Gruber, A. Knobloch, M. Pillsticker, K.H. Schmitter)

Die Vorstudien zu einem großen Hoch- $\beta$ -Torusexperiment Isar X wurden, ausgehend von früher erarbeiteten Unterlagen (siehe IPP-Berichte 4/57, Juni 1968, und 1, Juni 1969), gegen Ende des Jahres wieder aufgenommen. Ziel ist, einen optimalen Energiespeicher von ca. 30 MJ mit power-crowbar-Erweiterungsmöglichkeit für ein Torusexperiment mit ca. 5 m großem Radius und ca. 15 cm Spulendurchmesser zu definieren. Die Anlage soll in einem Teil der neuen Laborhalle L6 auf einer Grundfläche von ca.  $1000\text{ m}^2$  errichtet werden.

Es wurden verschiedene Vorschläge für den Aufbau einer 30-MJ-Batterie aus Kondensatorbausteinen bis etwa 30 kJ Energieinhalt unter Verwendung von erprobten 1 - 3-kJ-Kondensatoren oder der neuentwickelten 10-kJ-BICC-Kondensatoren ausgearbeitet. Allen Vorschlägen gemeinsam ist, daß anstelle von Impulskabeln zwischen dem Energiespeicher und dem Kollektorsystem niederinduk-

tive Bandleiter vorgesehen sind. Daraus ergibt sich eine kompakte Batterie, die auf einem Kreisring von ca. 5 m Breite mit einem Außendurchmesser von ca. 22 m aufgestellt werden kann. Die Bauhöhe wird ca. 9 m betragen.

Eine Studie zur Auswahl unter den existierenden Bauelementen (Kondensatoren, Hochstromschalter) wurde begonnen.

## 2.5 Reaktortechnologie

(W. Dänner, W. Kafka\*, A. Knobloch, K.H. Schmitter)

Die Fortschritte der Plasmaphysik hin zum Fusionsplasma rücken die bis zum Bau eines energieliefernden Fusionsreaktors (Schema eines Fusionskraftwerkes siehe Faltblatt 3. Umschlagseite) zu lösenden technischen Probleme näher. Es galt deshalb, einen Überblick über mögliche zeitliche Abläufe der Entwicklung zu gewinnen und die vorderhand einzuleitenden Entwicklungsarbeiten genauer zu definieren. Aus diesem Anlaß wurde die im Vorjahr begonnene Fusionsreaktor-Vortragsreihe fortgesetzt. Auf Grund der gewonnenen Information und nach weiteren Vorarbeiten /31, 88, 114, 117, 118, 154, 180, 181, 183/ entstand der erste Bericht eines Entwicklungs- und Forschungsprogramms "Fusionsreaktor" (IPP 4, November 1970) im Rahmen des IPP-Reaktorausschusses. Der Ablaufplan (Abb. 26), der diesem Bericht entnommen ist, gliedert die technischen Aufgaben in die beiden Problemkreise "Fusionstechnologie" und "Reaktormanteltechnologie". Die Mehrzahl der zur Fusionstechnologie zählenden Gebiete wird bereits im Zusammenhang mit plasmaphysikalischen Experimenten behandelt. Die hier gefundenen Lösungen müssen an den technisch-ökonomischen Forderungen eines energieliefernden Reaktors gemessen werden. Solche Betrachtungen wurden bereits auf einigen Gebieten, so der Supraleitungstechnik, der Hochspannungstechnik und der Hochstromtechnik eingeleitet (IPP 4/70). Außerdem sind erste Überlegungen zur Reaktormanteltechnologie, so z. B. vergleichende Betrachtungen der nuklearen Eigenschaften verschiedener Blanket-Konzepte, angestellt worden. Darüber hinaus wurde mit der Erarbeitung eines Bestrahlungsprogramms für Wand- und Strukturmaterialien und der Sammlung potentieller nuklearer Daten begonnen. Neben diesen Übersichtsarbeiten ist die Behandlung von Detailproblemen im Gange. Die Ableitung eines analytischen Zusammenhangs zwischen Tritium-Brutrate und Verdopplungszeit soll Grundlagen für eine ökonomische Beurteilung verschiedener Blanket-Konzepte schaffen. Die Berechnung der Neutronenflußverteilung auf der Vakuumwand in toroidaler Geometrie dient dazu, Anhalt über die Ungleichmäßigkeit der Wandbelastung und der Wärmeentwicklung im Blanket zu gewinnen. Die Lösung des ebenen Problems zeigt bereits eine erheblich höhere Belastung an der Torusinnenseite; diese Tendenz wird sich bei dreidimensionaler Betrachtung noch weiter verstärken.

Die eingeleiteten Systemuntersuchungen sollten auch technologische Kriterien zur Beurteilung der Reaktorrelevanz plasmaphysikalischer Einschluß- und Heizexperimente liefern. Diese Untersuchungen müssen in den kommenden Jahren erheblich ausgeweitet werden.

### 2.5.1 Analytische Behandlung von Schockwellenproblemen

(W. Danner)

Materialprobleme an Theta-Pinch-Spulen gaben den Anlaß zur analytischen Untersuchung der von Druckimpulsen ausgelösten Schockwellen in dicken Materialschichten. Impulse im Mikrosekundenbereich führen dabei aufgrund der enormen Spannungsgradienten zu erheblichen örtlichen Überbeanspruchungen des Spulenmaterials. Die Lösung des Problems mit Hilfe der Wellengleichung ermöglichte erste Teilergebnisse. Eine Überprüfung dieser Resultate erscheint notwendig, bevor die Rechnungen auf mehrschichtige Körper und unter Berücksichtigung der Eigendämpfung des Materials ausgedehnt werden.

---

\* freier Mitarbeiter

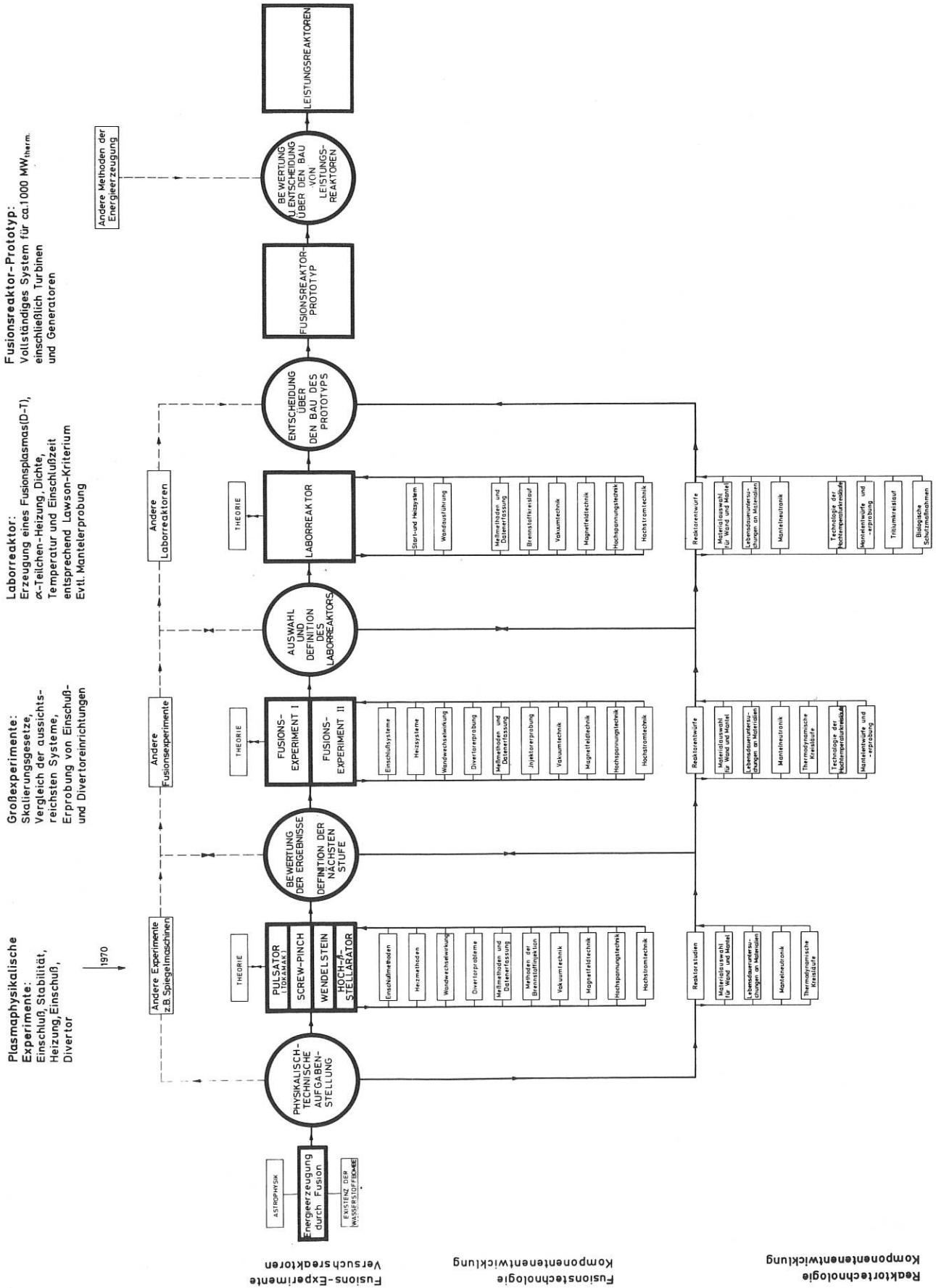


Abb. 26 Ablaufplan zur Fusionsreaktorentwicklung

## 2.6 Laser

### 2.6.1 Anorganische Flüssigkeitslaser

(H. Brinkschulte, E. Fill, R. Lang, J. Perchermeier, E. Schimitschek\*,  
H. Weichselgartner, F. Zitzmann)

Die im Hinblick auf die Entwicklung eines zuverlässig arbeitenden Neodym-Flüssigkeitslasers hoher Leistung und schneller Pulsfolge (verglichen zum Neodym-Glaslaser, dessen Schußfolge infolge der geringen Wärmeleitfähigkeit von Glas auf etwa 1 Schuß pro Minute begrenzt ist) begonnenen Arbeiten wurden fortgesetzt /47,49,50,125-127/. Die Schwerpunkte lagen bei den chemischen Untersuchungen zur Verbesserung der Laserflüssigkeiten und bei der Weiterentwicklung der Umlaufapparaturen für die relativ viskosen und sehr aggressiven Lösungen. Es wurde ein reproduzierbares und mit gutem Wirkungsgrad arbeitendes System für Untersuchungen an den mit Laserlicht getriggerten Funkenstrecken gebaut.

Chemische und technologische Untersuchungen:

Um den Wirkungsgrad des Flüssigkeitslasers zu erhöhen und die Divergenz des Laserstrahls möglichst gering zu halten, muß die Neodymkonzentration relativ hoch sein. Bei den früheren Flüssigkeiten mit  $\text{POCl}_3$  als Lösungsmittel war die maximale Neodymkonzentration ca. 0,15 mol. Bei höherer Dotierung trat Kristallisation auf. Inzwischen konnten Bedingungen und Verfahren gefunden werden, mit denen (reproduzierbar) stabile Laserlösungen mit ca. 0,3 mol. Neodym präpariert werden /199/.

Das Lösungsmittel,  $\text{POCl}_3$  (absolut wasserfrei) wurde in einer speziellen Laborkolonne destilliert. Die bislang ausschließlich verwendete Lewisäure  $\text{AlCl}_3$  wurde stets frisch wasser- und eisenfrei sublimiert. Als Neodymsalze fanden das Trifluoracetat  $\text{Nd}(\text{CF}_3\text{COO})_3$ , ein Antimonkomplex  $7\text{NdCl}_3 \cdot \text{Sb}$  und  $\text{Nd}(\text{PO}_2\text{Cl}_2)_3$  Verwendung. Weitere untersuchte Salze waren:  $\text{Nd}_2(\text{CO}_3)_3$ ,  $\text{NdCl}_3$ ,  $\text{Nd}(\text{C}_2\text{Cl}_3\text{COO})_3$ ,  $\text{NdOF}$  und  $\text{NdOCl}$ .

In den Geräten wurden Fluoreszenzlebensdauern von  $\tau_{\text{ZB}} = 300 - 350 \mu\text{sec}$  gemessen. Mit Wasser kontaminierte  $\text{POCl}_3$ -Lösungen können durch katalytische Dehydratisierung regeneriert werden ( $\tau_{\text{Anf}} = 225$ ,  $\tau_{\text{H}_2\text{O}} = 0$  und  $\tau_{\text{Reg}} = 200 \mu\text{sec}$ ).

Den steigenden Anforderungen an Betriebssicherheit durch größere Anzahl und Volumina der Laser wurde durch Einbau federnder Teflonbälge, reaktionsträgen Kühlmedien und dichter Schutzgehäuse Rechnung getragen.

Weiterhin wurden Meßanordnungen aufgebaut, mit denen die für Laserverhalten wichtigen Parameter der Lösungen schnell und vergleichbar gemessen werden können (Absorptionsspektren, Fluoreszenzspektren, Streuverluste). Ein kompakter Laserkopf mit leicht austauschbarer Küvette dient zur sofortigen Prüfung der Lösungen auf stimulierte Emission.

Experimentelle Ergebnisse:

Der für lasergetriggerte Funkenstrecken entwickelte Laser mit Flüssigkeitsumwälzung (18" langer Küvette in Pumplichtreflektor mit doppelelliptischem Querschnitt), liefert bei einer Pumpenergie von 1 kJ eine Laserleistung von 90 MW. Die Pulsbreite ist ca. 20 nsec, die Winkeldivergenz 5 - 7 mrad. Der Küvetteninhalt wird etwa zweimal pro Sekunde ausgetauscht und in einem Wärmeaustauscher gekühlt. Damit kann der Laser mit einer Pulsfolgefrequenz von ca. 1 Hz betrieben werden (ist im Augenblick jedoch noch infolge der langsamen elektrischen Versorgung der Blitzlampe auf 1/8 Hz beschränkt). Die Ausgangsleistung ließe sich bei Verwendung eines besseren optischen Schalters noch vergrößern. Zur Zeit ist ein Transversalmodulator mit zwei  $\text{KD}^*\text{P}$ -Kristallen und einem Glan-Luft-Prisma als Polarisator in Bau. Mit dieser Anordnung wird ein besserer Schließfaktor des Schalters und damit eine höhere Laserleistung erwartet.

\*

Gast vom Navy Electronics Laboratory, San Diego, California.

Es wurden erste Versuche zum Bau eines Flüssigkeitslaser-Verstärkers gemacht. Im Verstärker konnte ein Eingangspuls von 25 MW auf ca. 200 MW verstärkt werden (Pulshalbwertsbreite ca. 16 nsec). Die Divergenz des Laserstrahls stieg mit zunehmender Pumpenergie stark an.

Es konnte nachgewiesen werden, daß beim Neodymflüssigkeitslaser sowohl passives als auch aktives mode-locking erzielt werden kann (Mit Kodak-9740-Lösung bzw. mit akustooptischer Modulation der Oszillatorgüte). Außerdem wurde bei Leistungsdichten oberhalb von ca. 100 MW/cm<sup>2</sup> stimulierte Raman-Streuung in der Flüssigkeit beobachtet. Das Maximum der Laseremission wurde bei 10.521 Å gemessen; die Linienbreite beträgt im spikenden Betrieb etwa 3 Å, im Riesenimpulsbetrieb ca. 20 bis 50 Å / 50 /.

#### 2.6.2 Mehrstufiger Neodym-Glaslaser (H. Baumhacker, A. Wasner)

Für Experimente zur Plasmaerzeugung durch fokussiertes Laserlicht werden Laser mit immer höheren Leistungen benötigt. Deshalb wurde der von uns entwickelte zweistufige Neodym-Glaslaser (mit einer Ausgangsleistung von 1 GW) um 2 folgende Verstärker erweitert. Mit einem Drehspiegel als Q-switch beträgt die im Oszillator erzielte Leistung 150 MW (bei einer Pulshalbwertsbreite von ca. 25 nsec), die in den 3 nachfolgenden Stufen auf - bisher - 1,5 GW verstärkt wird. Es ist zu erwarten, daß bei Ausnützung der gesamten installierten Pumpenergie die Ausgangsleistung des Systems 5 GW betragen wird.

#### 2.6.3 Neodym - YAG-Laser (H. Brinkschulte)

Für statistische Untersuchungen über die Betriebssicherheit von Funkenstrecken, die mit Laserlicht getriggert werden, wurde ein Laser mit höherer Pulsfolge benötigt. Da bereits bekannt ist, daß die erforderliche Laserleistung relativ gering ist und mit der Wellenlänge der Laserstrahlung abnimmt (die bisherigen Untersuchungen wurden mit einem zweistufigen Rubinlaser durchgeführt), wurde ein Neodym-YAG-Laser mit folgenden Daten entwickelt:

Dimensionen des Kristalls	6 mm $\phi$ x 75 mm
Pumpenergie	130 J
Laserenergie:	
im spikenden Betrieb	500 mJ
im Q-switch-Betrieb	125 mJ
Pulshalbwertsbreite	8 nsec
Divergenz	2 mrad
Pulsfolge	10 Hz (ausbaufähig auf 50 Hz)

#### 2.6.3 Kristallziehanlagen für Laser-Rubine (C. P. Ernst)

Die kommerziell erhältlichen Rubine, die in unseren Rubin-Lasersystemen eingesetzt werden, sind relativ teuer und zudem von sehr unterschiedlicher Qualität. Da die Lieferanten keine Garantie für ihre Produkte übernehmen, und da die Kristalle manchmal schon nach wenigen Schüssen beschädigt oder zerstört werden, lag es nahe, die Rubine im IPP herzustellen. Zudem hatten wir die günstige Gelegenheit, 3 komplette Anlagen, die nach dem Verneuil-Verfahren arbeiten /47/, von der Universität München leihweise zu übernehmen.



Die 3 Verneuil-Anlagen (Abb. 27) wurden inzwischen installiert, wobei Verbesserungen, die aufgrund der Erfahrungen, welche beim Betrieb dieser Anlagen in der Universität München gesammelt werden konnten, berücksichtigt wurden. Es wurden Ziehversuche zur Ermittlung der günstigsten Arbeitsbedingungen der modifizierten Anlagen durchgeführt. Die ersten Kristalle von 12 bis 20 mm Durchmesser und ca. 25 cm Länge zersprangen beim Beenden des Ziehens, was nach den bisherigen Erfahrungen hauptsächlich an den zu starken Spannungen in den Kristallen liegt. Diese werden verursacht durch geringe Ungleichmäßigkeiten der Wachstumsgeschwindigkeit und die damit verbundene Wanderung der Schmelzfilmhöhe des Kristalls. Deshalb wurden automatische Regelungen der Schmelzfilmhöhe des Kristalls eingebaut, mit denen es nun auch möglich ist, den Ziehvorgang nahezu während der gesamten Dauer von etwa 30 bis 40 Stunden weitgehend ohne Aufsicht durchführen zu können. Mit den Verneuil-Anlagen können Rubine bis zu etwa 40 cm Länge und 25 mm Durchmesser gezogen werden.

Die Czochralski-Anlage (Abb. 28), welche im IPP aufgrund einer vorhandenen, geeigneten Energieversorgung (10-kHz-Umformer) und geeigneter Meßeinrichtungen (Quotientenpyrometer) ohne großen Aufwand aufgebaut werden konnte, wurde in Heizversuchen erprobt und entsprechend den Ergebnissen modifiziert. Durch den Einbau eines Servomotors kann nun die Temperatur des induktiv beheizten Tiegels mit einer dem jeweiligen Tiegel und dem Schmelzgut angepaßten Regelgeschwindigkeit kontinuierlich gesteuert werden. In den Heizversuchen wurden in einem Iridiumtiegel Temperaturen von  $2100^{\circ}\text{C}$  ( $2045^{\circ}\text{C}$  = Schmelztemperatur von Aluminiumoxid) erreicht. Mit dieser Ziehanlage können Kristalle bis ca. 20 cm Länge gezogen werden. Für die Rubinsynthese sollen als Ausgangsmaterial auch schadhafte Verneuil-Rubine verwendet werden, um kürzere Aufschmelzzeiten zu erreichen und um den Einbau von Iridiumpartikeln in den Kristall so klein wie möglich zu halten. Mit dieser Anlage können auch andere Kristalle nach dem Czochralski-Verfahren gezogen werden, da die Anlage den jeweiligen Ziehbedingungen, wie zum Beispiel dem Tiegel, der Temperatur und der Schutzgasatmosphäre in weiten Grenzen angepaßt werden kann.

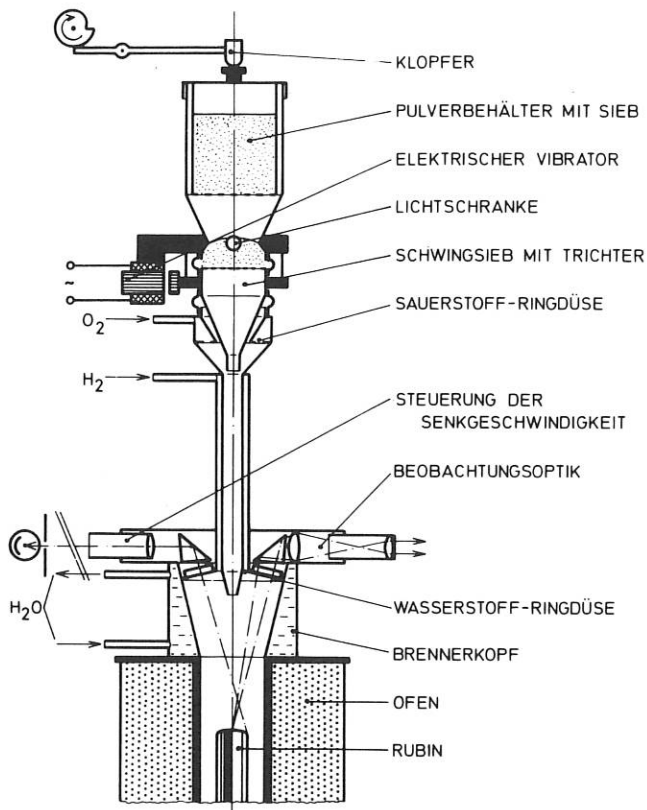


Abb. 27 Schematischer Aufbau - Verneuil-Kristallziehmaschine

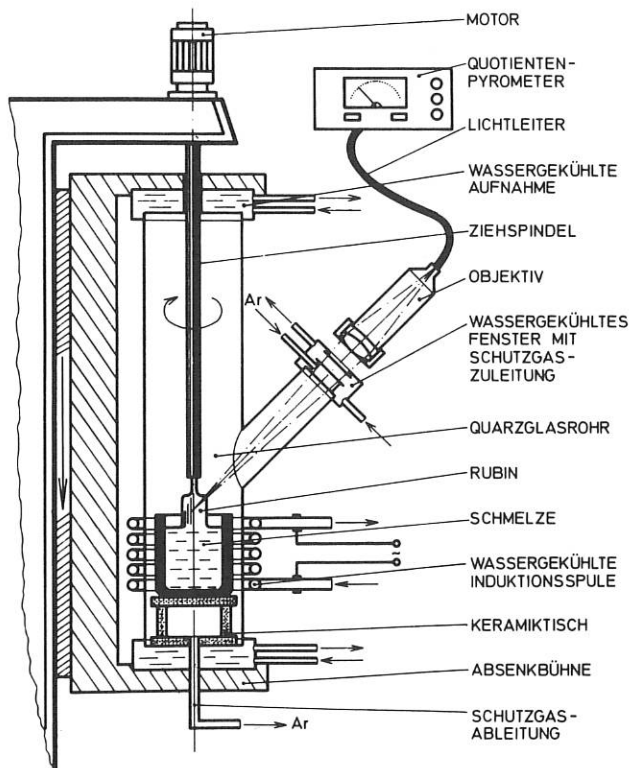


Abb. 28 Schematischer Aufbau - Czochralski-Kristallziehmaschine

### 3. Standardgeräte und Bauelemente

#### 3.1 Hoch-Q-Kondensatoren (J. Bäumlner, R.C. Kunze)

Die Entwicklung und Fertigung von Hoch-Q-Kondensatoren wurden abgeschlossen. Die Kondensatoren haben folgende Daten:

$$U_N = 80 \text{ kV}; \quad C_N = 100 \text{ nF}; \quad L = 30 \text{ nH}; \quad Q_{1\text{MHz}} = 238; \quad Q_{2\text{MHz}} = 100.$$

Es wurden insgesamt 60 Stück gefertigt.

#### 3.2.1 Impulsverzögerungsgerät (G. Roos)

Das Impulsverzögerungsgerät wurde weiterentwickelt. Es hat jetzt 2 Triggereingänge mit unterschiedlicher Auslöseschwelle und folgende Daten:

Eingangssignale:	E1:	Triggerschwelle nom.	$10 V_{\text{pos.}}$ ( 5 V bei steilen Impulsen) (auch mittels Schließkontakt fernbedienbar)
	E2:	Triggerschwelle nom.	$100 V_{\text{pos.}}$ ( 70 V bei steilen Impulsen)
Ausgangssignale:	A1:	Verzögerung:	ca. 50 nanosec bei steilen Eingangsimpulsen
		Anstiegszeit:	6 nanosec/ $100 V_{\text{pos.}}$ unbelastet 10 nanosec/ $100 V$ bei 50 Ohm Belastung
		Ausgangsspannung:	$100 V_{\text{pos.}}$
	A2:	Verzögerung einstellbar zwischen	100 nanosec und 110 millisec in 6 Grobstufen und Präzisionspot. für Feineinstellung. Spannungen und Anstiege wie A1.
Folgefrequenz:			100 Hz (bei Verzögerungszeiten 10 msec entsprechend langsamer).

Der Auslösevorgang wird mit einer Glühlampe angezeigt.  
Einbau in 1/8-Schrofneinschub.

#### 3.2.2 Impuls- und Triggergenerator (G. Roos)

Folgefrequenz: 0,1 - 100 Hz oder Handauslösung.  
An drei getrennten Ausgängen stehen zur Verfügung:

1. Eine Triggerausgangsspannung von ca. 100 V positiv, Anstiegszeit 300 nanosec,  $R_L = 50 \text{ Ohm}$ .
2. Eine Rechteckspannung von 1  $V_{\text{ss}}$  an  $R_i = 50 \text{ Ohm}$ .
3. Eine Dreieckspannung von 10  $V_{\text{ss}}$  an  $R_i = 500 \text{ Ohm}$ .

#### 3.2.3 Triggergerät und Speisegerät 3,2 kV/20 Hz (D. Zimmermann)

Auf der Grundlage des bestehenden Triggergerätes mit 3,2 kV Ausgangsimpuls wurde eine Weiterentwicklung für höhere Repetitionsfrequenzen durchgeführt. Das neue Triggergerät 3,2 kV liefert bis zu 20 Ausgangspulse pro Sekunde. Eine Erweiterung des Bereiches auf 50 Hz ist vorgesehen.

Die Versorgung geschieht durch ein neues Speisegerät mit größerer Leistung.

3.2.5 Analog-Digital-Converter (ADC)  
(D. Zimmermann)

Es wurde ein Analog-Digital-Converter zum Einsatz in Datenerfassungsanlagen entwickelt. Als Umwandlungsprinzip wird hier das Wägeverfahren benützt, das einen Kompromiß zwischen Aufwand und Umwandlungsgeschwindigkeit darstellt. Es stehen zwei Ausführungen mit verschiedener Auflösung zur Verfügung:

- 8 bit mit einer Auflösung von 1/256 des Vollausschlages. Die Konversionszeit beträgt hier 4  $\mu$ s
- 10 bit, Auflösung 1/1024 des Vollausschlages, Konversionszeit 6  $\mu$ s

Es können Analogsignale von 0 bis +10 V (oder -5 V bis +5 V) konvertiert werden. Das parallel anliegende Ausgangssignal (BCD) kann wahlweise in einen Speicher zwischengespeichert werden.

3.2.6 Digital-Analog-Converter (DAC)  
(D. Zimmermann)

Der Digital-Analog-Converter, der einen Teil des Analog-Digital-Converters bildet, steht auch gesondert zur Verfügung. Es sind auch hier die 2 Ausführungen (8 bit und 10 bit) lieferbar.

3.3 Lasertechnik

3.3.1 Rubinlaser  
(H. Baumhacker, A. Wasner)

Die Fertigungsunterlagen für das im IPP entwickelte zweistufige Rubinlasersystem wurden soweit ausgearbeitet, daß der Laser allein auf Grund dieser Unterlagen von den Werkstätten selbständig gefertigt werden kann. Das System kann nach dem Baukastenprinzip wahlweise mit unterschiedlichen O-Switch-Arten (Farbstoffzelle, Drehspiegel, Pockels- oder Kerrzelle) ausgerüstet werden. Für Streuexperimente und für holographische Messungen wurden 3 zweistufige und 1 einstufiger Rubinlaser gebaut.

3.3.2 Laserspiegel  
(H. Häglsperger)

Neben der laufenden Fertigung von absorptionsfreien Spiegeln für Rubin- und Neodymlaser wurde mit der Entwicklung und Erprobung von hochreflektierenden, breitbandigen Schichtsystemen für die Laserfrequenzen

2,5 $\mu$	-	3 $\mu$	(chem. gepumpte HF-Laser)
5 $\mu$	-	6 $\mu$	" " CO-Laser)
10,6 $\mu$			(CO <sub>2</sub> -Laser)

begonnen. Für diese Schichtsysteme wurde als hochbrechende Substanz Germanium, das im UR über weite Bereiche absorptionsfrei ist, verwendet. Da Ge mit  $n = 4$  einen sehr hohen Brechungsindex hat, wirken bereits Einzelschichten stark reflexionserhöhend. So konnte z. B. an einer polierten KCl-Scheibe nach Bedampfen mit einer einfachen  $\lambda/4$ -Schicht Ge eine Reflexionserhöhung von 65% gemessen werden.

In Wechselschichtanordnungen mit niedrigbrechenden Stoffen wie Kryolith ( $n = 1,33$ ) konnten mit wenigen Schichten sehr hohe Reflexionsgrade und damit breite Reflexionsbanden erzielt werden.

4. Sonstige Arbeiten

4.1 Konstruktion

4.1.1 Konstruktion I

(E. Breit, N. Debudey, W. Ertl, G. Kaspar, I. Kell, M. Kluger, A. Knallinger, J. Leinthal, A. Wasner, G. Wulff, R. Zickert)

Es wurden insgesamt 17.583,5 Stunden geleistet. Davon wurden von den einzelnen Abteilungen folgende Zeiten in Anspruch genommen:

Abteilung	Stunden	% der Gesamtzeit
Exp. Plasmaphysik 1	10.108,5	57,5
Exp. Plasmaphysik 3	2.123,5	12,2
Exp. Plasmaphysik 4	1.109,5	6,3
Relativistische Plasmen	344,5	1,9
Technik	3.741,0	21,2
Elektronische Datenverarbeitung	156,5	0,9

Besonders erwähnenswerte Arbeiten ergaben sich im Zusammenhang mit:

Toroidaler Aufbau Isar I;  
500 kV-Theta-Pinch-Anlage  
MHD-Sattelmagnet 50 kG und MHD-Kanal D 45-1;  
Normierung aller Nd-Laser in Bezug auf Einheitlichkeit der Bauteile und Angleichung der Verstellmechanismen.

4.1.2 Konstruktion II

(H. Gillhuber, R. Hadersbeck, A. Hasenmiller, S. Huber, F. Kerl, H. Kotzlowski, W. Melchior, P. Meyer, G. Mühlbauer)

Es wurden insgesamt 14.358 Stunden geleistet, die sich wie folgt auf die einzelnen Abteilungen verteilen:

Abteilung	Stunden	% der Gesamtzeit
Exp. Plasmaphysik 2	2.467	17,2
Exp. Plasmaphysik 3	5.223	36,4
Oberflächenphysik	3.255	22,7
Relativistische Plasmen	1.927	13,4
Technik	858	6,0
Extraterr. Physik	337	2,3
Lager	291	2,0

Das KB arbeitete mit am Pulsator I und an der Apparatur W 6 (Exp. Plasmaphysik 3 und 2). Konstruiert wurden eine Emittanzbox (Relativistische Plasmen), verschiedene Vakuumgefäße und Manipulatoren (Oberflächenphysik) und eine Reihe weitere Geräte und Hilfseinrichtungen. Einzelheiten enthalten die entsprechenden Gruppenberichte.

## 4.2 Elektronik

### 4.2.1 Emissionsstrom-Konstanthalter mit langsamer Stromreduzierung (G. Roos)

Mit einem adaptierten 20 V - 20 A-Netzgerät (erdfrei, bis 1 kV isoliert) wird ein Kristall aufgeheizt und die thermische Emission durch Regelung der Temperatur konstant gehalten.

Da die Abkühlung des Kristalls langsam erfolgen muß, wird der Heizstrom mittels stufenweiser Rückstellung eines Sollwertpotentiometers durch einen Servomotor reduziert. Dies erfolgt innerhalb 20 Minuten bis 2 Stunden und ist in weiten Grenzen einstellbar.

### 4.2.2 Meßstellen-Überwachungsgerät (G. Roos)

Bis zu 12 Meßstellen (für Temperaturen, Drucke, Brückenausschläge) können gleichzeitig auf Unterschreiten eines frei einstellbaren Minimalwertes und auf Überschreiten eines Maximalwertes geprüft werden. Tritt der Extremfall ein, dann betätigt ein Relais Anzeigelampen und externe Geräte. Eine Zweipunktregelung ist möglich. Ein Überwachungsinstrument kann an die Meßkanäle aufgeschaltet werden. Fernanzeige- oder Schreiber Ausgang stehen für jeden Kanal zur Verfügung.

Dieses Gerät könnte bei Bedarf in die Standardgerätereihe aufgenommen werden.

### 4.2.3 Leistungsverstärker (W. Melkus)

Ein kurzschlußfester Leistungsverstärker  $\pm 26$  V 1 A für Spannungen von DC bis 40 kHz wurde für allgemeine Anwendungen entwickelt. Der Eingang ist hochohmig (50 k $\Omega$ ) und die Verstärkung von 1 bis 20 in Stufen wählbar.

### 4.2.4 Elektronik-Service (F. v. Woyna)

Während des Jahres 1970 wurden insgesamt 656 elektronische Geräte gewartet und repariert. Weiter wurden 200 neu eingetroffene Geräte überprüft. Ersatzteilkosten und Arbeitszeit betragen DM 23.928,84 bzw. 4.740 Stunden.

Die Aufteilung der Kosten für die einzelnen Abteilungen ergibt sich aus folgender Übersicht:

Abt. 0	DM 2.284,63	354,50 Std.
Abt. 1	DM 6.316,75	831,25 Std.
Abt. 2	DM 3.921,20	559,75 Std.
Abt. 3	DM 945,58	350,00 Std.
Abt. E	DM 2.185,48	526,50 Std.
Abt. Technik	DM 5.067,96	824,00 Std.
Abt. 7	DM 1.389,49	801,50 Std.
Verwaltung	DM 626,24	44,25 Std.
Extraterr.Physik	DM 1.191,51	448,25 Std.

#### 4.3 Galvanik und Chemie

A. Dimmelmeier, P. Georgens, E. Hadyk\*, W. Hauptmann, J. Perchermeier, E. Prüfner, H. Spitzer, H. Weichselgartner)

##### 4.3.1 Anorganischer Flüssigkeitslaser

(J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

Insgesamt 8 Zirkulationslaser mit einem Gesamtvolumen von ca. 5 Liter aktiver Lösung wurden nach entsprechender Reinigung und Trocknung mit einem Liter Sylvania-Lösung und etwa vier Litern aus eigener Präparation befüllt. Für die Herstellung dieser relativ großen Flüssigkeitsmenge wurde eine druckfeste Filtrationseinheit mit auswechselbaren Fritten entwickelt.  $p \sim 3$  atü, Vol. 1 Liter.

##### 4.3.2 Gaschromatographie

(H. Weichselgartner)

Das für den Flüssigkeitslaser eingesetzte  $POCl_3$  wurde weiterhin gaschromatographisch auf Verunreinigungen kontrolliert.

Mit der Ausarbeitung einer Methode zur Metallbestimmung über volatile Acetonylacetate wurde begonnen. Untersuchungen von Glanzbildnern, Netzmitteln und anderen Zusätzen galvanischer Bäder wurden weitergeführt.

##### 4.3.3 Cu-Galvanoplastik

(H. Spitzer)

Neben zahlreichen Mikrowellenbauteilen, Bogenscheiben und Flanschen wurde eine MHD-Brennerdüse mit  $\phi$  92 mm, Länge 200 mm, Wandstärken bis zu 9 mm, galvanoplastisch hergestellt.

##### 4.3.4 Schwarze Schichten

(H. Spitzer)

Für das Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik wurden auf galvanischem Weg schwarze Niederschläge auf Cu- und Al-Substraten hergestellt. Von den schwarzen Cu-Ni-Zn-Cr.Pt- und Au-Schichten konnten besonders die Schwarz-Ni-Niederschläge hinsichtlich ihrer geringen Reflexion im Vakuum-UV befriedigen.

##### 4.3.5 Kunststoffgalvanisierung

(J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

Nach längerer Pause wurden die Arbeiten zur direkten Metallisierung von Polyesterfolien auf chemisch-galvanischem Weg wieder aufgenommen. Schichtstärken und Haftfestigkeit wurden genauer als bisher kontrolliert.

#### 4.4 Vakuumtechnik / Technologie

(H. Fendl, H. Häglsperger, R. Scherzer, A. Stimmelmayer, F. Zitzmann)

##### 4.4.1 Allgemeine Aufträge

Für 359 ausgeführte Aufträge wurden insgesamt 7756 Stunden aufgewendet, die sich auf die einzelnen Abteilungen wie folgt verteilten:

---

\* ausgeschieden am 1.3.1970



Abteilung	1	2	3	Tech- nik	7	5 + 8	9	OA	E	Extraterr. Physik
Stunden	145	1264	612	4479	456	194	205	107	322	72
= % der Gesamtzeit	1,8	16,1	7,7	57,4	5,8	2,4	2,5	1,3	4,1	0,9

Für die Bedienung und Wartung der Stickstoff-Verflüssigungsanlage waren 581 Stunden erforderlich.

#### 4.4.2 Vakuumtechnische Untersuchungen (A. Stimmelmayer)

Für die Untersuchung des Reibverhaltens von Werkstoffpaarungen ohne Schmiermittel im Vakuum wurde eine Einrichtung gebaut. Sie besteht aus einer stufenlos regelbaren Antriebswelle, die das Reibrad trägt, und einem von Eigenreibung weitgehend freien Supportsystem zur Aufnahme der Laufbüchse. Die beim Lauf durch Reibung zwischen den Werkstoffen auftretende Winkelauslenkung der Laufbüchse wird mit Hilfe eines induktiven Weggebers gemessen bzw. registriert.

Bisher wurden folgende Werkstoffe in Paarung mit rostfreiem Stahl untersucht:

AlCuMgPb unbehandelt	Kupfer E - Cu
AlCuMgPb eloxiert	CuBe 2 lösungsgeglüht
Messing Ms 58	CuBe 2 ausgehärtet
Rotguß Rg 7	

Konstante Versuchsgrößen:

Vakuum =  $10^{-5}$  Torr

Umfangsgeschwindigkeit an der Reibstelle  $v = 10$  cm/s

Belastung  $P = 0,5$  kp

Beim Werkstoff AlCuMgPb unbehandelt sowie bei allen ausgesprochenen Cu-Werkstoffen trat bereits nach wenigen Minuten eine Zerstörung der Laufflächen ein, die Reibpaarung blockierte. Bei den restlichen Paarungen konnten nach 20 Stunden Versuchsdauer lediglich Einlaufriefen und ein entsprechender Abrieb festgestellt werden. Die mittlere Reibkraft war bei den Paarungen V2A - Ms 58 und V2A - Rg 7 etwa gleich groß; bei der Paarung V2A - AlCuMgPb eloxiert lag sie ca. 40 % höher, blieb aber in allen Fällen über die Versuchsdauer konstant.

#### 4.4.3 Vakuumaufdampftechnik (H. Häglsperger)

Cu-Folien sehr geringer Dicke ( $300 \text{ \AA} - 1000 \text{ \AA}$ ), wie sie z. B. für die Messung der Kleinwinkelstreuung von Ionen benötigt werden, wurden durch Aufdampfen von Cu hergestellt. Als Substrat diente eine Glasplatte, auf die eine das Ablösen der fertigen Folie ermöglichende Zwischenschicht aufgebracht worden war. Diese wurde bei ersten Versuchen durch Aufdampfen von NaCl bzw. NaF hergestellt. Die darauf niedergeschlagenen Folien zeigten jedoch, ebenso wie die Schichten selbst, matte, d.h. diffus reflektierende Oberflächen und waren, wegen der beim Verdampfen dieser Substanzen leicht auftretenden Bildung von Spritzern, selten lochfrei.

Lochfreie, hochglänzende Folien konnten erst auf Zwischenschichten aus Fuchsin, einem im Vakuum bei niedrigen Temperaturen sublimierenden organischen Farbstoff, erhalten werden. Das Ablösen der Folien erfolgte durch kurzes Anlösen der Fuchsinsschicht und unmittelbares Einbringen in destilliertes Wasser. Die sofort frei auf der Wasseroberfläche schwimmenden Folien wurden mit Folienträgern aufgenommen, die - um ein Reißen der Folien während des Auftrocknens der ihnen noch anhaftenden Flüssigkeit zu verhindern - mit einem dünnen Film aus Silikonfett überzogen waren.

#### 4.4.4 Metallographische Arbeiten

Für die Ausarbeitung individueller Glühvorschriften für das Spannungsfreiglühen von Werkstücken aus rostfreiem Stahl wurden Glühversuche durchgeführt und metallographisch ausgewertet.

Ferner wurden zur Ermittlung der günstigsten Schweißbedingungen und Eignung von Schweißzusatzwerkstoffen für stickstofflegierte, rostfreie Stähle mit erhöhten Streckgrenzwerten Schweißproben angefertigt und untersucht.

#### 4.4.5 Tieftemperaturtechnik (R. Scherzer)

Als Ergänzung zum Kaltventil-Verteilerblock V 2 B 46 für flüssigen Stickstoff wurde ein elektrischer Schalter mit Dampfdruckfühler entwickelt. Zusammen mit einem Netzverteiler läßt sich damit ein Verbundsystem von Magnetventilen so steuern, daß bei Verwendung je eines Schalters für eine Versorgungsstelle die gleichzeitige Beschickung mehrerer Kühlfallen mit fl.  $N_2$  aus einer Vorratskanne sowie das Konstanthalten des Flüssigkeitsspiegels möglich ist. Die Kontaktbelastung des Schalters beträgt max.  $2 \times 7 \text{ A} / 250 \text{ V}$ .

Ferner wurde mit der Herstellung einer Kühlkammer für den Betrieb mit flüssigem Helium begonnen. Das Gerät ist zum Eichen von Thermometern im Temperaturbereich von  $4,2$  bis  $100^\circ \text{K}$  vorgesehen. Die Probengröße kann bis  $30 \text{ mm}$  betragen.

#### 4.5 Theoretische Elektrotechnik

##### 4.5.1 Berechnung des Magnetfeldes und der magnetischen Kräfte für ein System toroidal angeordneter Spulen

(R. Pöhlchen, Ch. Schmid)

Das Hauptfeld in toroidalen Maschinen (W VII, Tokamak) wird nicht durch eine gleichmäßig auf dem Torusumfang verteilte Wicklung erzeugt, sondern durch eine Anzahl kreiszylindrischer Spulen. Zwischen den Spulen ergeben sich zwangsläufig Lücken, insbesondere bei Verwendung supraleitender Spulen. Durch Erweiterung des Programms "TORUS" kann nun für eine solche Spulenkonfiguration das Magnetfeld nicht nur in der Ebene der Torusseele sondern auch im gesamten felderfüllten Raum berechnet werden. Hierauf fußend wurden speziell folgende Programme entwickelt:

1. Ein Programm zur Berechnung der Feldlinien und des Umlaufintegrals  $\oint \frac{ds}{B}$  längs der Feldlinien für toroidale Spulenkonfigurationen. Im Fall ebener Kurven können die Feldlinien automatisch gezeichnet werden; (siehe die beigegefügte Feldlinienbilder, Abb. 29)

Die Spulenmittelpunkte müssen auf dem Torusumfang gleichmäßig verteilt sein. Die Rotationsachsen der Spulen müssen in der Ebene der Torusseele liegen, dürfen aber alternierend um den  $\pm \beta$  gegen die Richtung der Tangente an die Torusseele gedreht sein.

2. Ein Programm der Berechnung

- a) der Feldstärke im Wicklungsvolumen einer Spule der toroidalen Spulenkonfiguration;
- b) der Gesamtkräfte je Spule und der Kräfte je Volumenelement im Wicklungsvolumen einer Spule des toroidalen Spulensystems.

Eine Spule des Systems darf auf der Torusseele aus der Mittellage zwischen den benachbarten Spulen verschoben sein oder als nicht erregt betrachtet werden, so daß die gleichmäßige Verteilung der Spulenmittelpunkte auf der Torusseele gestört ist.

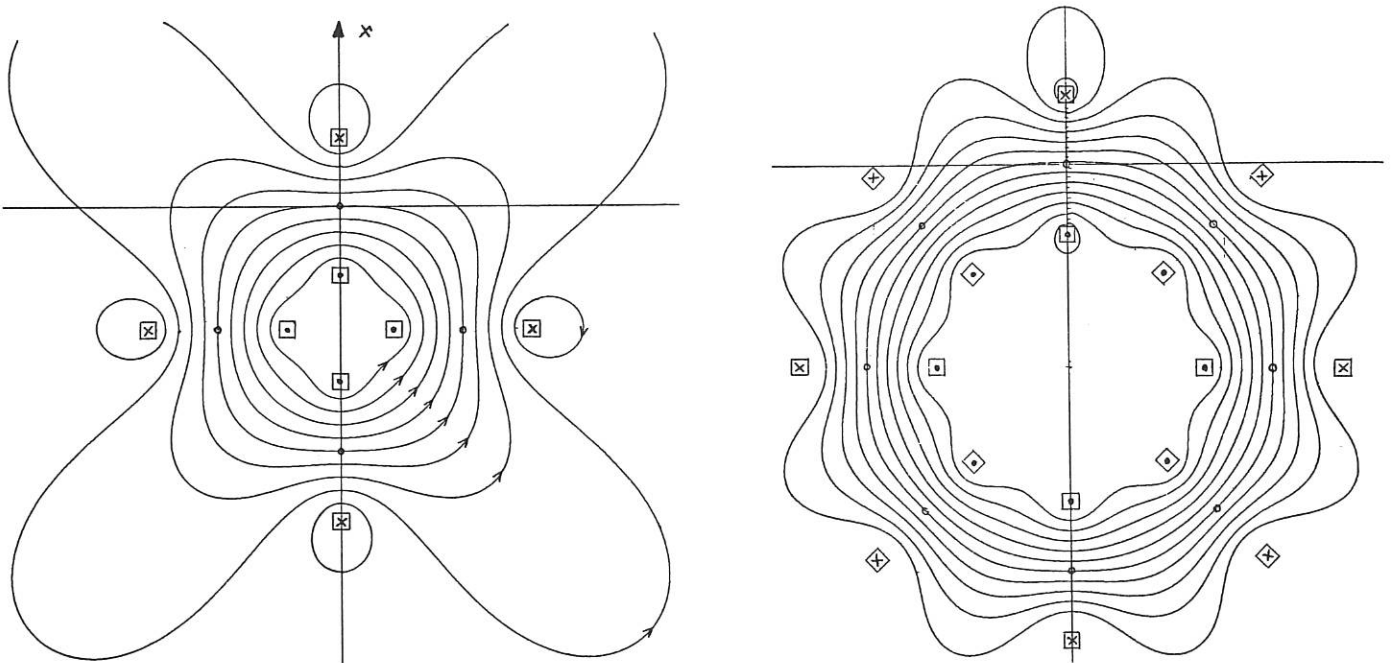


Abb. 29 Feldlinien toroidal angeordneter kreiszylindrischer Spulen

4.5.2 Berechnung stationärer Magnetfelder bei Anwesenheit von Ferromagnetika im Feld, demonstriert am Entwurf eines 50 kG-MHD-Magneten mit Eisenjochen (R. Pöhlchen, Ch. Schmid)

Bei 50 kG im MHD-Kanal werden größere Bereiche des Eisens bis zur Sättigung magnetisiert. Die Feldberechnung muß daher unter Berücksichtigung der Abhängigkeit  $\mu = f(H)$  erfolgen.

Aus der 1. Maxwell'schen Gleichung  $\text{rot } \vec{H} = \vec{g}$  für das stationäre Feld erhält man mit der Definition des Vektorpotentials

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad \text{rot} \left( \frac{1}{\mu} \text{rot } \vec{A} \right) = \vec{g} .$$

Der Magnet sei in z-Richtung unendlich lang. Dann liegt ein zweidimensionales Problem vor. Die zuletzt angeschriebene Vektorgleichung reduziert sich auf die folgende nichtlineare partielle Diff.-Gleichung 2. Ordnung: ( $A = A_z, g = g_z$ )

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial y} \right) = -g$$

Diese Diff.-Gleichung wird im hier benutzten Programm NUTCRACKER (Burfine, Anderson, Brechna) numerisch mit Hilfe der Methode der "sukzessiven Überrelaxation" gelöst. Randbedingungen siehe Skizze. (Abb. 30)

Die eingelesene Kurve  $\mu = f(H)$  entspricht der von gewöhnlichem weichmagnetischen Eisen. Die im folgenden an Hand von Diagrammen erläuterten Ergebnisse zeigen, daß auch bei für Eisenmagnete so ungewöhnlich hohen Feldstärken ein Eisenjoch von beträchtlichem Nutzen ist. Bei einer normalleitenden Wicklung reduziert das Eisen die Erregerleistung auf weniger als 20% derjenigen Leistung, welche dasselbe Spulensystem ohne Eisen zur Erzeugung des gleichen Feldes benötigt. Bei Verwendung einer supraleitenden Wicklung spart man eine entsprechende Menge an teurem supraleitenden Material.

Wie das Diagramm mit den Kurven konstanter Permeabilität zeigt, läßt sich die äußere Kontur des Eisenquerschnitts noch verbessern. (Abrundungen der Ecken im wesentlichen). Die Kennlinie des Magneten kann bis etwa 70 kG noch als richtig angesehen werden. Darüber hinaus müßte der Bereichsrand wesentlich weiter weg vom äußeren Eisenrand liegen.

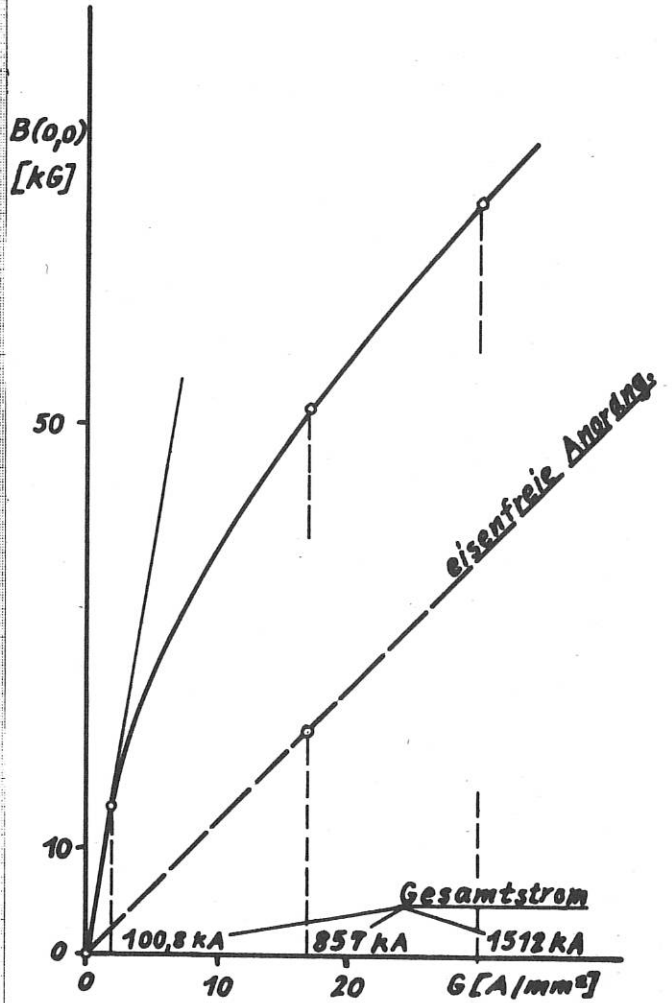
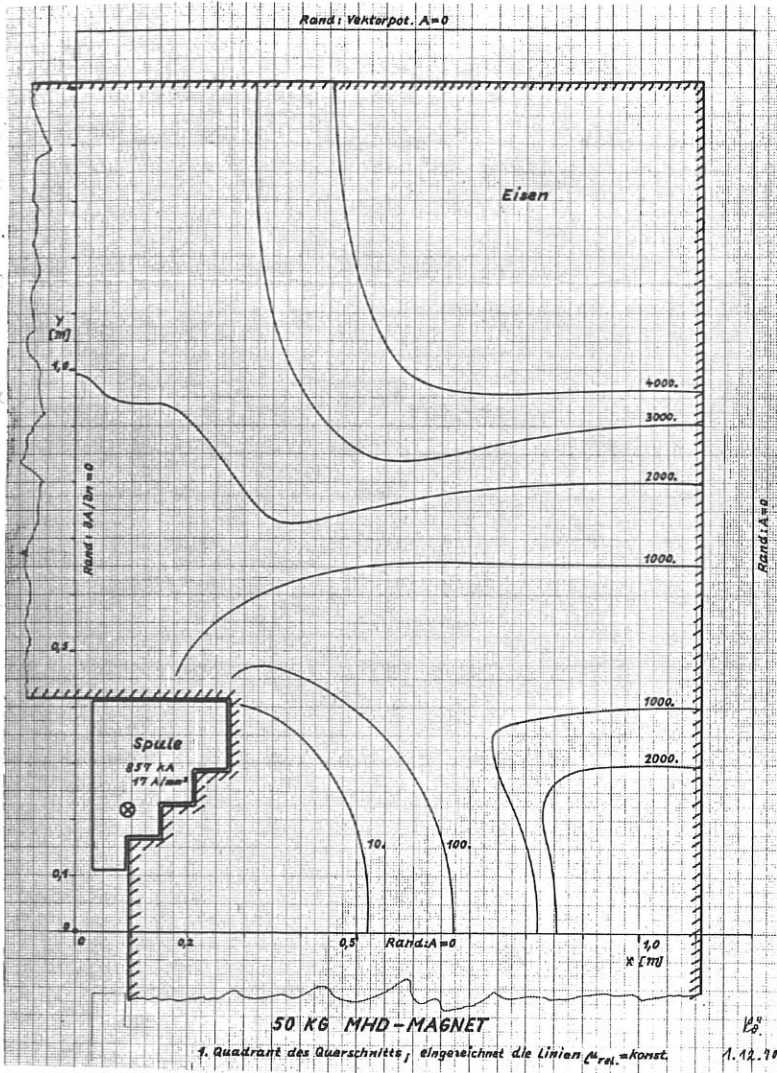


Abb. 30 50 kG-MHD-Magnet mit Eisenjoch

#### 4.5.3 Figure of eight

(R. Pöhlchen, Ch. Schmid)

Für ein System dickwandiger kreiszylindrischer Spulen, deren Mittelpunkte gleichmäßig verteilt auf einer räumlichen Acht liegen, ist ein Programm zur numerischen Berechnung der Feldlinien, des Linienintegrals  $\oint ds/B$  längs der Feldlinien und der magnetischen Flächen entwickelt worden. Die räumliche Acht (figure of eight) wird von vier aneinandergesetzten Halbkreisen gebildet, wobei durch Auseinanderziehen des Kreuzungspunktes der Kippwinkel der beiden geneigten Halbkreise zwischen null und neunzig Grad variiert werden kann. (null Grad: ebene Acht; neunzig Grad: Tennisballnaht). Die Rechnung kann für beliebig vorgegebenen Kippwinkel erfolgen. Speziell für null und für neunzig Grad müssen die Feldlinien geschlossene Kurven sein, was als einfache Genauigkeitskontrolle für die numerische Rechnung benutzt worden ist.

#### 4.5.4 Die Pulserregung von einem zylindrischen Cavity

(H. Preis)

An der schon früher gewonnenen elektromagnetischen Feldverteilung, in einem durch einen Linienstrom erregten, zylindrischen Hohlraumresonator, wurden weitere Untersuchungen durchgeführt. Insbesondere wurde eine Differentialgleichung zur Berechnung der Feldlinien abgeleitet und numerisch ausgewertet. Weiter sind Versuche ausgeführt worden, die für geschlossene Cavities erhaltene Theorie auf offene Strukturen (Beschleunigerröhren) zu übertragen und zu erweitern.

#### 4.5.5 Analytische Lösung einer partiellen Differentialgleichung

(H. Preis, Ch. Schmid)

Der Wärmeübergang zwischen angrenzenden Medien - beispielsweise der Abkühlprozeß eines Körpers durch eine umströmende Flüssigkeit, der Trockenprozeß in einem Luftstrom usw. - wird beschrieben durch nachstehende partielle, hyperbolische Differentialgleichung.

$$\frac{\partial T}{\partial x \partial \tau} + a \frac{\partial T}{\partial x} + b \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$$

Für die Nebenbedingungen

$$\begin{aligned} T(x, 0) &= T_0 && \text{(Anfangsbed.)} \\ T(0, \tau) &= T_0 e^{-A\tau} && \text{(Randbed.)} \end{aligned}$$

wurde diese Differentialgleichung (Cauchy-Problem) mit Hilfe der Riemannschen Integrationsmethode analytisch geschlossen gelöst. Die Lösung  $T(x, \tau)$  ist für den Abkühlprozeß der supraleitenden Spulen des Stellerators W VII numerisch ausgewertet worden.

#### 4.5.6 Analyse gepulster, elektrischer Netzwerke

(H. Preis, Ch. Schmid)

Für Ausgleichvorgänge in einem beliebigen, linearen Netzwerk mit  $n$  unabhängigen Maschen wurde ein Berechnungsverfahren entwickelt. Dabei handelt es sich beispielsweise um die Beschreibung der Zweigströme als Funktionen der Zeit nach dem Einschalten von Spannungsquellen. Dieser Darstellung liegen wie im stationären Fall die Kirchhoffschen Gleichungen zugrunde. Jedoch sind nun die Momentanwerte von Strom und Spannung durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beliebiger Ordnung - die immer auf ein System 1. Ordnung zu transformieren sind - miteinander verknüpft. Damit ist das Einschaltproblem auf die Lösung des nachstehenden Dgl.-Systems 1. Ordnung zurückgeführt

$$i'(t) = (a(t)) i(t) + (b(t)) U(t)$$

wobei  $i'$ ,  $i$ ,  $u$  Vektoren während  $(a)$ ,  $(b)$  quadratische Matrizen sind.

Obenstehende Vektorgleichung ist programmiert und an einigen Netzwerken (z.B. Crowbar-Schaltung, siehe Kurvendarstellung unter der Überschrift Isar I in diesem Jahresbericht) getestet worden.

#### 4.6 Energieversorgung für Experimente

##### 4.6.1 Erweiterung der bestehenden Stoßumformeranlage

(A. Knobloch, M. Kottmair)

Der Energiebedarf einiger Experimente erforderte die Vergrößerung der ausnutzbaren Energie der bestehenden 10 MJ-Umformeranlage. Maßnahmen, mit denen ein Mehrfaches der bislang ausnutzbaren Energie erzielt würde, hätten umfangreiche Umbauarbeiten und Ausfallzeiten von mindestens 1/2 Jahr zur Folge gehabt, so daß darauf auch im Hinblick auf die inzwischen bestellte 130 MJ-



Umformeranlage verzichtet wurde. Durch Änderung des Zubehörs der Hintermaschine des Antriebsmotors konnte mit geringem Aufwand und ohne Ausfallzeit die nutzbare Energie von 10 auf 14,5 MJ gesteigert werden.

#### 4.6.2 Beschaffung einer 130 MJ-Stoßumformeranlage (A. Knobloch, M. Kottmair)

Der stetig zunehmende Leistungs- und Energiebedarf großer gepulster Experimente erforderte die Beschaffung einer weiteren Umformeranlage. Der Festlegung von Leistung und nutzbarer Energie wurden Verbraucherdaten zugrundegelegt, wie sie bei dem Pulsatorexperiment zu erwarten sind.

Die maximale Generatorleistung beträgt 175 MVA, die ausnutzbare Energie 134 MJ. Zur Anpassung der Generatorspannung an die möglichen Verbraucherzeitkonstanten wird die Ankerwicklung des Generators 2-, 4- und 8-fach parallelschaltbar ausgeführt. Die Maximalspannungen des Generators betragen dementsprechend 5,9/2,95 und 1,9 kV.

Der Generator speist den Verbraucher über den zwischengeschalteten Drehstrom-Brückengleichrichter. Die Stromregelung mit  $\pm 0,5$  % Genauigkeit erfolgt über die Erregereinrichtung des Generators. Die Nenngleichströme betragen bei 2-fach Parallelschaltung 22,5 kA, bei 4- und 8-fach-Parallelschaltung jeweils 45 kA. Eine Leistungssteigerung des Generators auf 22 MVA, die Gleichströme von 28 bzw. 56 kA ergibt, ist durch Erhöhung der Leistung der Erregereinrichtung von 2,8 auf 6,2 MW möglich.

Der Nennbetrieb der Anlage ist durch folgende Verbraucherangaben festgelegt:

- a) bei 2- und 4-fach-Parallelschaltung, Verbraucherzeitkonstante = 0,85 s, etwa linearer Stromanstieg bis 45 kA, nachfolgend konstanter Strom für die Dauer von 1,25s bei 40 MW mittlerer Leistung;
- b) bei 8-fach-Parallelschaltung, Verbraucherzeitkonstante = 5 s, Stromanstieg linear bis 45 kA, anschließend konstanter Strom für die Dauer von 1,25 bei 40 MW mittlerer Leistung.  
Pulsfolge bei Nennbetrieb: alle 4 min 1 Puls.

Der Auftrag für die beschriebene Anlage wurde im November 1970 erteilt. Die Inbetriebnahme wird voraussichtlich Ende 1972 stattfinden können.

#### 4.7 Heliumverflüssiger (H. Schickel)

Wie bisher wurde das Helium für den Bedarf in der eigenen Gruppe sowie für den übrigen Bedarf im Institut nach Möglichkeit selbst verflüssigt. Im ganzen wurden 10.400 l unter einem Aufwand von 2125 Arbeitsstunden produziert. Gegen Ende des Jahres ist der Gesamtverbrauch auf über 300 l/Woche gestiegen, was bei täglich achtstündigem Betrieb des Verflüssigers dessen Kapazität überschreitet. Es wurde eine Erweiterung der Anlage geplant, um einen automatischen Dauerbetrieb zu ermöglichen.



5. Zentralwerkstätten

5.1 Mechanische Werkstätten

5.1.1 Maschinenpark

Die Ausstattung der mechanischen Zentralwerkstätte wurde im Laufe des Jahres 1970 durch folgende zusätzliche Einrichtungen und Werkzeugmaschinen in den einzelnen Bereichen erweitert:

- Mechanik: 1 "Sauter"-Hydro-Kopiereinrichtung, Type KM 141,  
für Heyligenstadet-Drehbank 900 Eav
- Feinmechanik: Naßschleifeinrichtung mit Papierfilterreinigung und Vacuumspannplatte  
für "Jung"-Flachschleifmaschine  
Bandschleifmaschine für Kunststoffwerkstätte
- Schreinerei: 1 Schwenkfräsmaschine "Kölle F 45"  
1 Verleimständer "Maweg HV II"  
1 Handoberfräse "Scheer HM 14"

5.1.2 Personal

Stand	31. 12. 1969	106
Zugänge		10
Abgänge		10
Versetzungen		5
Beschäftigte	31. 12. 1970	101

Belegschaftsstärke der einzelnen Werkstätten am 31. 12. 1970:

Mechanik	26	Schreinerei	8
Feinmechanik	13	Lehrwerkstatt	21
Schlosserei und Schweißerei	12	Werkstattbüro	1
Kunststoffwerkstatt	3	Arbeitsvorbereitung	9
Werkzeuglager und Helfer	6	Revision	<u>2</u>
			101

5.1.3 Geleistete Stunden (Mechanische Werkstätte und Schreinerei)

Gesamtstunden: 80.533

Abt.	0	1	2	3	E	7	Technik	Sonst.	Extra- terr. Phys.
Soll %	8	18	14	10	14	9	18	1	9
Soll Std.	5637	14496	11275	8053	11275	7248	14496	805	7248
Ist Std.	3330	23797	8862	9541	6434	6152	13564	5191	3662
%	4	30	11	12	8	8	17	6	4

5.1.4 Erwähnenswerte Arbeiten

Modell eines Elektronenringkompressors

Aufwand ca. 490 Stunden

Anfertigung einer Drehvorrichtung für  
5,4 m-Spule und Ausdrehen der Helix

Aufwand 1092 Stunden

Anfertigung einer Zählerführung

Aufwand ca. 590 Stunden

Metall-zu-Metall-Schalter

Aufwand 784 Stunden

Fertigung eines Vacuumgefäßes

Aufwand 428 Stunden

Demontage des linearen Kollektors

Aufwand 1400 Stunden

Montage des toroidalen Kollektors

Aufwand im Jahr 1970 ca. 1000 Stunden

5.2 Zentrale Elektrowerkstatt

Bei einer Belegschaft von durchschnittlich 12 Facharbeitern wurden im Jahre 1970 effektiv 16.497 Arbeitsstunden geleistet. Sie teilen sich wie folgt auf:

Abt.	0	1	2	3	E	7	Technik	Sonst.	Extraterr. Phys.
Stunden	121,5	4384,5	372,5	3678,0	1050,5	221,5	2370,0	2289,5	2009,0
entspricht	0,7 %	26,3 %	2,3 %	22,3 %	6,4 %	1,3 %	14,4 %	13,9 %	12,4 %

Im Jahr 1970 wurden 157 Aufträge bearbeitet bzw. abgeschlossen.

Folgende Geräte und Anlagen wurden erstellt:

Hochspannungs-Lade- und Netzgeräte bis 200 kV,  
Hochspannungsschalter und -kurzschließer,  
Magnetfeldbatterien, Laserbatterien, Funkenstrecken,  
diverse Steuer- und Regelgeräte,  
Seriengeräte für das Elektro-Lager,  
Niederspannungsnetzgeräte und Verteilungen für Experimente.

Sonstiges: Netz- und Hochspannungstransformatoren bis zu 30 kV, Batteriesteuerungen,  
elektrische Installationen für Experimente, diverse Meß-, Steuer- und Triggerkabel,  
Spulen, Impuls- und Triggergeräte, Zündgeräte für Lichtbogen, verschiedene Reparaturen sowie mechanische Arbeiten.

Mit Abschluß des Jahres 1970 wurden 27 Aufträge in Höhe von ca. 7360 Arbeitsstunden auf das Jahr 1971 übertragen.

5.3 Zentrale Elektronik-Werkstatt

Anzahl der beschäftigten Facharbeiter:	Januar	6
	Februar - März	7
	April - Mai - Juni	8
	Juli	9
	August - September	8
	Oktober	7
	November	8
	Dezember	7

Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden:

Einzelfertigung	6546,0 Stunden
Serienfertigung	2832,0 Stunden
Werkstattstunden	707,0 Stunden
Gesamtstunden	10.085,0 Stunden

Davon entfallen auf die einzelnen Abteilungen:

Abteilung	1	2	3	E	7	Technik	Extraterr. Physik	Sonstige
geleistete Stunden	369,0	612,0	475,0	355,0	946,5	2576,5	221,0	4530,0
Vorgegebener Kapazitätsanteil	18 %	14 %	10 %	14 %	9 %	18 %	9 %	1 %
Beanspruchter Kapazitätsanteil	3,5 %	6 %	4,5 %	3,5 %	9,5 %	25,5 %	2 %	45 %

1970 wurden insgesamt 202 Aufträge bearbeitet bzw. abgeschlossen. Die Fertigung von gedruckten Schaltungen (zeichnen, kleben, umkopieren, ätzen, versilbern, lötlacken und bohren) wurde weiter ausgebaut, so daß 687 Platinen gefertigt werden konnten. Außerdem wurden Bauvorschriften und Zeichnungen für verschiedene Seriengeräte erstellt.

In Einzelfertigung wurden hergestellt und geprüft:

Meß- und Prüfgeräte; Transformatoren bis Größe EJ 195 c mit Norm und PM-Kern; Spannungsüberwachungseinrichtung; Zusammenstellung und Überprüfung von Laserbatterien; Lite Mike; Laser-Energiemeßgerät, Quotienten-Photometer, Timer; Diverse Filter; Stabilisierung 150 kV; Gravier- und andere mechanische Arbeiten. Die von Abteilung Technik in Auftrag gegebenen 20 Bildwandler-Seriengeräte erforderten einen Aufwand von 807,5 Stunden.

ZF- und NF-Verstärker; HF-Breitbandverstärker; Emissionsstromkonstanter; Elektronik für Mikrostrahlsonde; Heizstromversorgung 60 A - 80 A; Neubau und Umrüstung von stabilisierten Netzgeräten aller Art bis 5000 W.

5.4 Galvanik-Werkstatt

Für 500 Laufkarten und Fertigungsaufträge wurden in der Galvanik 2300 Stunden verrechnet. 125 Entwicklungsaufträge gingen an die Chemie. Ohne die Arbeiten am Flüssigkeitslaser wurden rund 900 Stunden aufgewendet.

GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG

Das Geschäftsjahr umfaßt die Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1970.

Organisatorischer Aufbau der Institut für Plasmaphysik GmbH

Entsprechend seiner Aufgabenstellung, der dadurch bedingten Größe und auf Grund der engen Einbeziehung in die internationale Zusammenarbeit wurde das Institut für Plasmaphysik am 28. Juni 1960 als gemeinnützige Gesellschaft mit beschränkter Haftung gegründet und am 5. August 1960 in das Handelsregister des Amtsgerichtes München eingetragen.

1.) Gesellschafter

MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT zur Förderung der Wissenschaften e.V.,  
Göttingen/München;

Professor Dr. phil. Werner H E I S E N B E R G, München.

Die Gesellschafterversammlung hat in ihrer Sitzung am 16. 12. 1970 den Beschluß gefaßt, daß das gesamte Vermögen der Gesellschaft auf die Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e. V. übertragen wird. Ferner wurden die Geschäftsführer beauftragt, das im Eigentum der Gesellschaft befindliche bewegliche Vermögen zu übergeben sowie die zur Übertragung der Grundstücke und grundstücksgleichen Rechte erforderlichen beurkundungspflichtigen Erklärungen abzugeben. Die Gesellschaft wird seit dem 1. Januar 1971 als Max-Planck-Institut für Plasmaphysik fortgeführt. Die organisatorische Struktur des Instituts hat sich hierdurch nicht geändert.

2.) Verwaltungsrat

Professor Dr.-Ing. Siegfried B A L K E,  
Bundesminister a.D., München

- Vorsitzter -

Professor Dr. phil. Adolf B U T E N A N D T,  
Präsident der Max-Planck-Gesellschaft zur  
Förderung der Wissenschaften e. V., München;

- stellv. Vorsitzter -

Dr. Klaus D O H R N,  
Schatzmeister der Max-Planck-Gesellschaft,  
Geschäftsinhaber der Berliner Handelsgesellschaft, Frankfurt;

Dr. Johannes von E L M E N A U,  
Ministerialdirigent im Bayerischen Staatsministerium  
für Unterricht und Kultus, München;

Hans Adolf G I E S E N,  
Ministerialdirigent im Finanzministerium des Landes  
Nordrhein-Westfalen, Düsseldorf;

Professor Dr. Werner H E I S E N B E R G ,  
Geschäftsführender Direktor des Max-Planck-Instituts  
für Physik und Astrophysik, München;

Professor Dr. Joachim P R E T S C H, † 5. 8. 1970  
Ministerialdirektor im Bundesministerium für Bildung  
und Wissenschaft, Bonn;

Dr. Max S C H E I D W I M M E R,  
Ministerialdirigent im Bundesministerium für Bildung  
und Wissenschaft, Bonn;

Dr. Ernst T E L S C H O W,  
Ehrensator der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung  
der Wissenschaften e. V., Göttingen;

Professor Dr. Karl W I N N A C K E R,  
Vorsitzer des Aufsichtsrates der Farbwerke Hoechst AG,  
Frankfurt.

An die Stelle des Verwaltungsrates tritt künftig das Kuratorium, dessen Mitglieder  
im ersten Halbjahr 1971 benannt werden.

### 3.) Wissenschaftliche Leitung

Professor Dr. Arnulf S C H L Ü T E R ,  
Vorsitzer und Wissenschaftlicher Direktor;

Professor Dr. Ewald F Ü N F E R ,  
stellvertretender Vorsitzter;

Dr. Gerhard von G I E R K E;

Professor Dr. Dieter P F I R S C H ;

Dipl.-Ing. Karl-Heinz S C H M I T T E R ;

Dr. Siegbert W I T K O W S K I

und Dr. Marcel S A L V A T ,  
als ständiger Gast zum Tagesordnungspunkt "Wissenschaftliches Programm"

### 4.) Geschäftsführung

Professor Dr. rer. nat. Arnulf S C H L Ü T E R ,  
wissenschaftlicher und technischer Geschäftsführungsbereich;

Dr. jur. Ernst-Joachim M E U S E L ,  
kaufmännischer und administrativer Geschäftsführungsbereich.

### 5.) Organisatorische Entwicklung

Die organisatorische Struktur des Instituts (vgl. Abb. S.215,216,217 ) hat sich in diesem  
Berichtsjahr wie folgt verändert:

Mit Wirkung vom 1. 3. 1970 wurde die durch das Ausscheiden von Herrn Professor W i e n e c k e  
sowie durch die Fortentwicklung des wissenschaftlichen Programms bedingte Umorganisation des  
Instituts abgeschlossen. Auf Beschluß der Wissenschaftlichen Leitung übernahm Dr. G r i e g e r  
die Leitung der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 2" und Dr. von G i e r k e die  
Leitung der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 3", die vorwiegend über den Einschluß von  
Plasmen in rotationssymmetrischen, toroidalen Konfigurationen arbeitet.

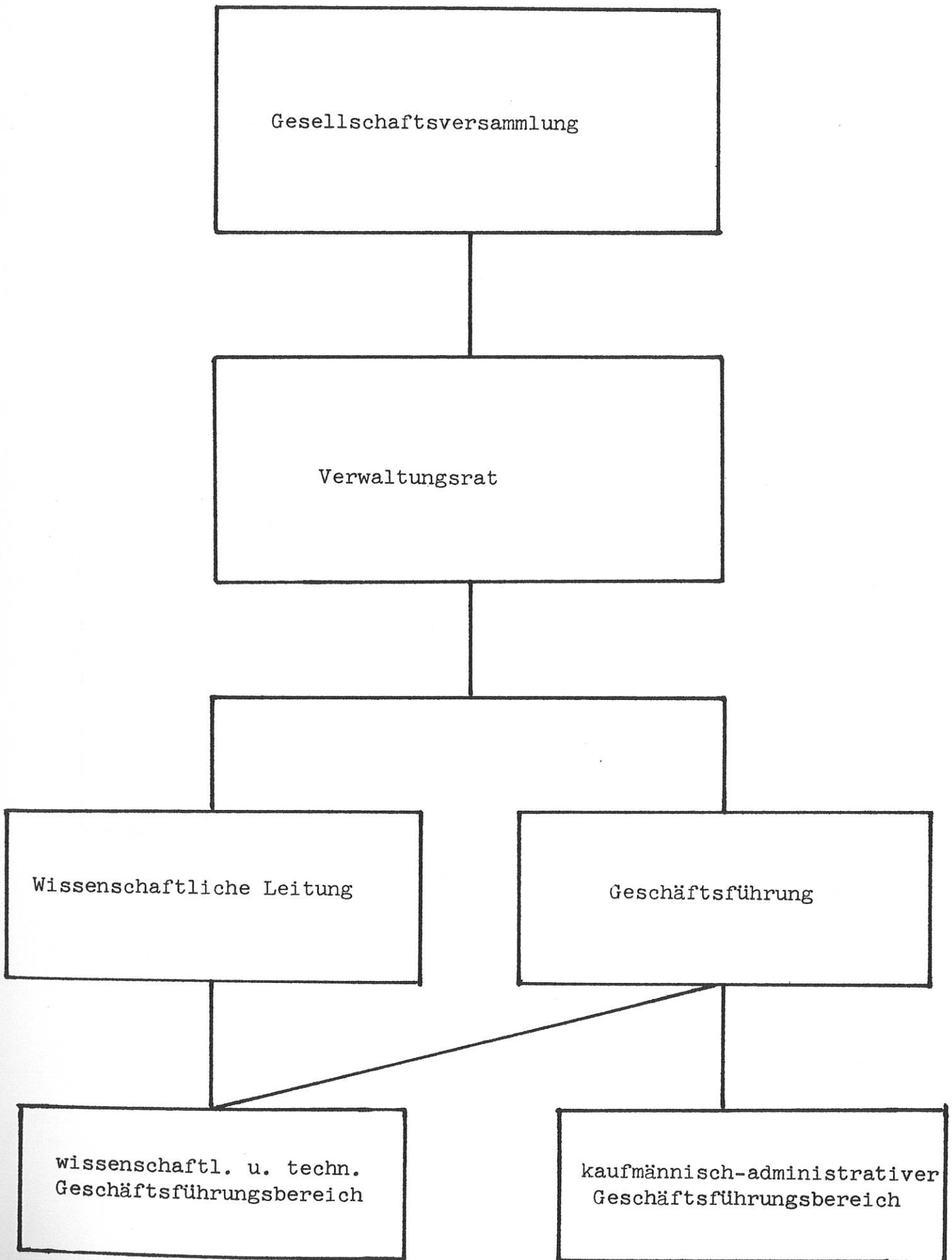


Abb. 1 ORGANISATORISCHER AUFBAU DES INSTITUTS



Wissenschaftlicher und technischer  
Geschäftsbereich

Sekretariat

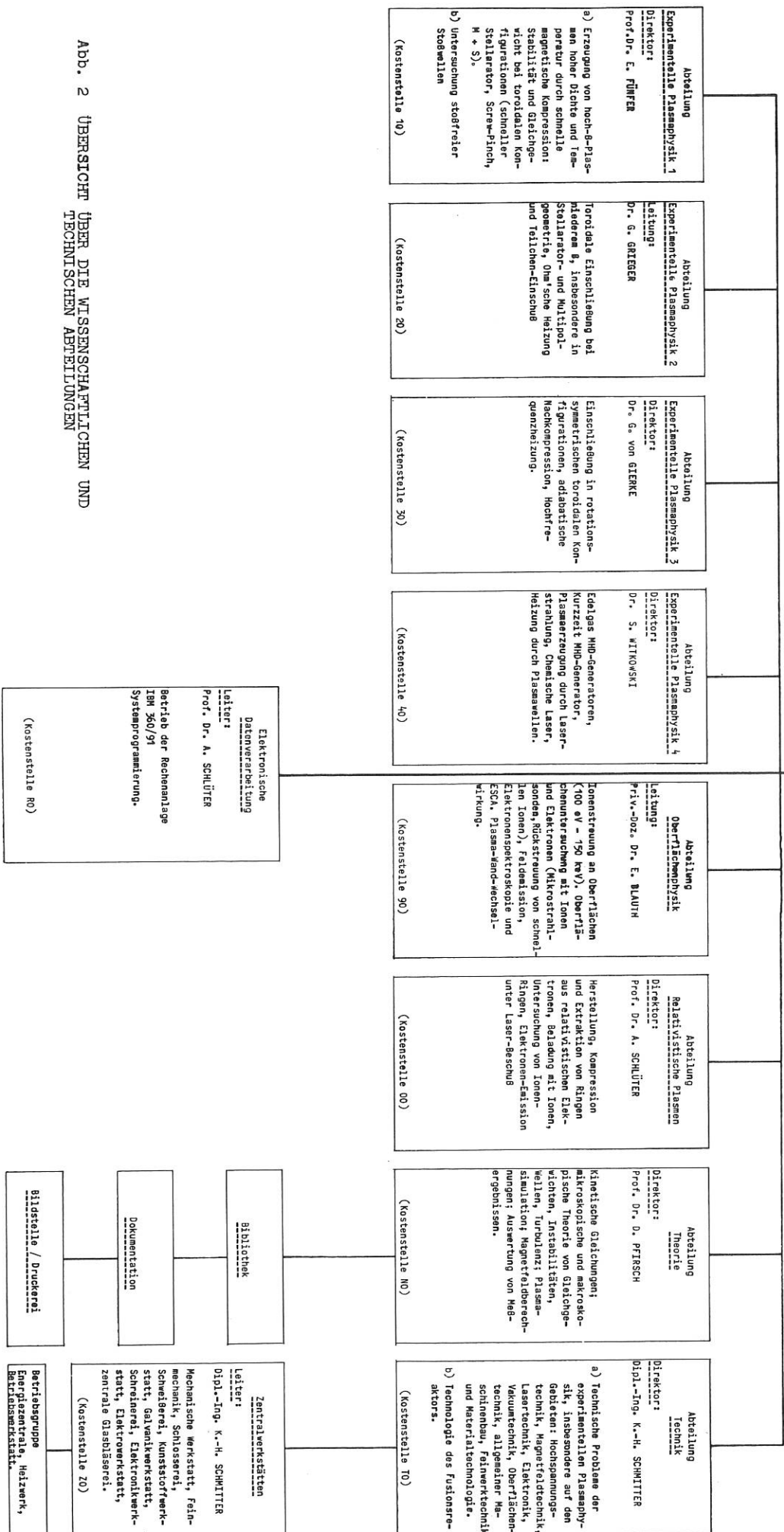


Abb. 2 ÜBERSICHT ÜBER DIE WISSENSCHAFTLICHEN UND TECHNISCHEN ABTEILUNGEN

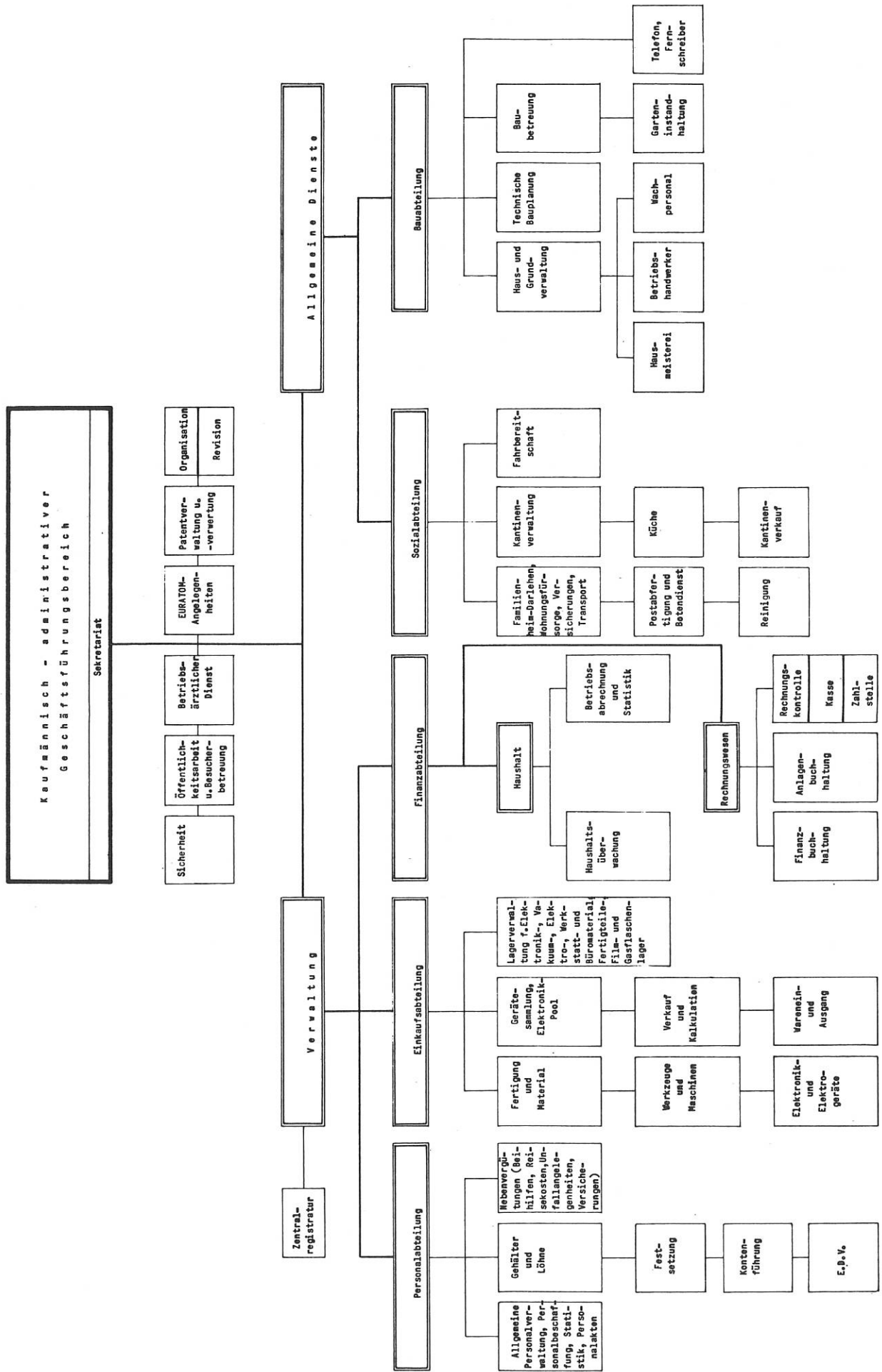


Abb. 3 ÜBERSICHT ÜBER DEN KAUFMÄNNISCH/ADMINISTRATIVEN GESCHÄFTSFÜHRUNGSBEREICH

6.) EURATOM

Auch im Berichtsjahr wurden die Arbeiten wiederum unter Beteiligung von Wissenschaftlern und Technikern der Europäischen Atomgemeinschaft durchgeführt. Am 6. 7. 1970 wurde in einem 2. Vertragsnachtrag die Verlängerung des seit neun Jahren bestehenden Assoziationsvertrages mit EURATOM für das Jahr 1970 vereinbart. Auf Grund dieses Vertrages beteiligte sich EURATOM mit 22,8 % am Haushalt des gemeinsamen Forschungsprogrammes des Instituts. Für 1971 und die folgenden Jahre wird der Abschluß eines längerfristigen Assoziationsvertrages mit dem Ziel einer Vertiefung der europäischen Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasma-physik angestrebt. Die Verbindung zu den übrigen Vertragspartnern von EURATOM wurde - insbesondere auf dem Wege über die Groupe de Liaison und das Comité des Directeurs - weitergeführt.

7.) Verwaltung und Allgemeine Dienste

(Leitung: Adolf ILSE)

Der Bereich "Verwaltung und Allgemeine Dienste" ist für die allgemeine Verwaltung, das Personal-, Einkaufs-, Finanz-, Sozial- und Bauwesen zuständig und hat koordinierende Funktion.

a) Personalabteilung und personelle Entwicklung

(Karl DOHMSTREICH)

In der Personalabteilung wurden im Kalenderjahr 1970 durch zahlreiche Tarif- und Gesetzänderungen umfangreiche Arbeiten notwendig. So wurden zum 1. Januar die Bezüge der Angestellten und Arbeiter um 8 % erhöht. Ferner erhielten vollbeschäftigte Angestellte und Arbeiter, deren monatliches Einkommen 1000,-- DM nicht überschritt, zusätzlich eine vermögenswirksame Leistung in Höhe von 13,-- DM.

Ab 1. 7. 1970 wurde entsprechend dem Tarifvertrag der Bayerischen Metallindustrie an alle nach dem M-Tarif bezahlten Arbeiter eine vermögenswirksame Leistung in Höhe von 26,-- DM gewährt. Ebenfalls ab 1. 7. 1970 wurde durch Tarifvertrag die Möglichkeit geschaffen, eine Zulage an technische Angestellte der Vergütungsgruppen V b - IV a (Techniker-Zulage) zu gewähren.

Durch Tarifvertrag vom 8. 7. 1970 wurden die Tätigkeitsmerkmale für Meister ab 1. 7. 1970 geändert. Hierdurch konnten die Meister, die im IPP nach den Vergütungsgruppen BAT VIII bis V c bezahlt wurden, jeweils in die nächsthöhere Vergütungsgruppe übernommen werden.

Ab 1. 8. 1970 wurde der Konjunktur-Zuschlag eingeführt. Diese Maßnahme führte zu einem 10 %-igen Zuschlag der einbehaltenen Lohnsteuer.

Am 1. Oktober 1970 wurde das bisherige Vergütungssystem durch Einführung einer nach Lebensaltersstufen geordneten Tabelle für Angestellte umgestellt. Diese Umstellung brachte erhebliche Mehrarbeit mit sich, da für jeden Angestellten die Lebensaltersstufe festgesetzt werden mußte.

Für Arbeiter wurde zum 1. 10. 1970 die Lohnstruktur durch Einführung eines neuen Monatslohnsystems geändert. Während bisher als Lohngrundlage der Stundenlohn galt, wurde ab 1. 10. 1970 der Monatstabellenlohn eingeführt. Ferner erhalten die Arbeiter ab 1. 1. 1970 bei Arbeitsunfähigkeit den Lohn für sechs Wochen fortgezahlt.

Zum 1. 11. 1970 wurden schließlich die Löhne der nach dem M-Tarif bezahlten Arbeiter durch Tarifvertrag erheblich erhöht.

Schließlich wurde die Zulagenregelung verbessert. Bisher konnten an das wissenschaftliche und technische Personal Zulagen gezahlt werden, jedoch höchstens an 65 % dieser Mitarbeiter. Dieser Prozentsatz wurde ab 1. 10. 1970 auf 80 % erhöht.

Da das Institut die Möglichkeit der Zulagenvergabe fast voll ausgeschöpft hat, war es in der Lage, dem wissenschaftlichen und technischen Personal leistungsgerechte Gehälter zu zahlen. Bei den Facharbeitern konnte eine Angleichung an die Industrielöhne erreicht werden. Bei den Verwaltungsangestellten sind Möglichkeiten dieser Art jedoch nicht gegeben, so daß es wegen des erheblich höheren Gehaltsniveaus der Industrie sehr schwer ist, hier qualifizierte Mitarbeiter zu gewinnen.

Abschließend sei noch erwähnt, daß durch das dritte Vermögensbildungsgesetz die Anhebung der steuer- und sozialversicherungsfreien Anlagen von vermögenswirksamen Leistungen auf jährlich 624,-- DM erfolgte.

Um diese Maßnahmen durchführen zu können, erhielten sämtliche Angestellte und Arbeiter des Instituts neue Anstellungs- bzw. Arbeitsverträge. Es wurden insgesamt im Kalenderjahr 1970 rund 1 000 neue Verträge ausgefertigt. Dadurch konnte erreicht werden, daß künftig bei Umstufungen keine neuen Nachträge zu den Anstellungsverträgen gefertigt werden müssen. Die gesamten Änderungen im Kalenderjahr 1970 brachten es mit sich, daß neben der normalen Arbeit monatlich rund 800 manuelle Eingaben für die EDV notwendig wurden. Die anfallenden Arbeiten konnten zum Teil nur durch die Anordnung von Überstunden termingerecht durchgeführt werden.

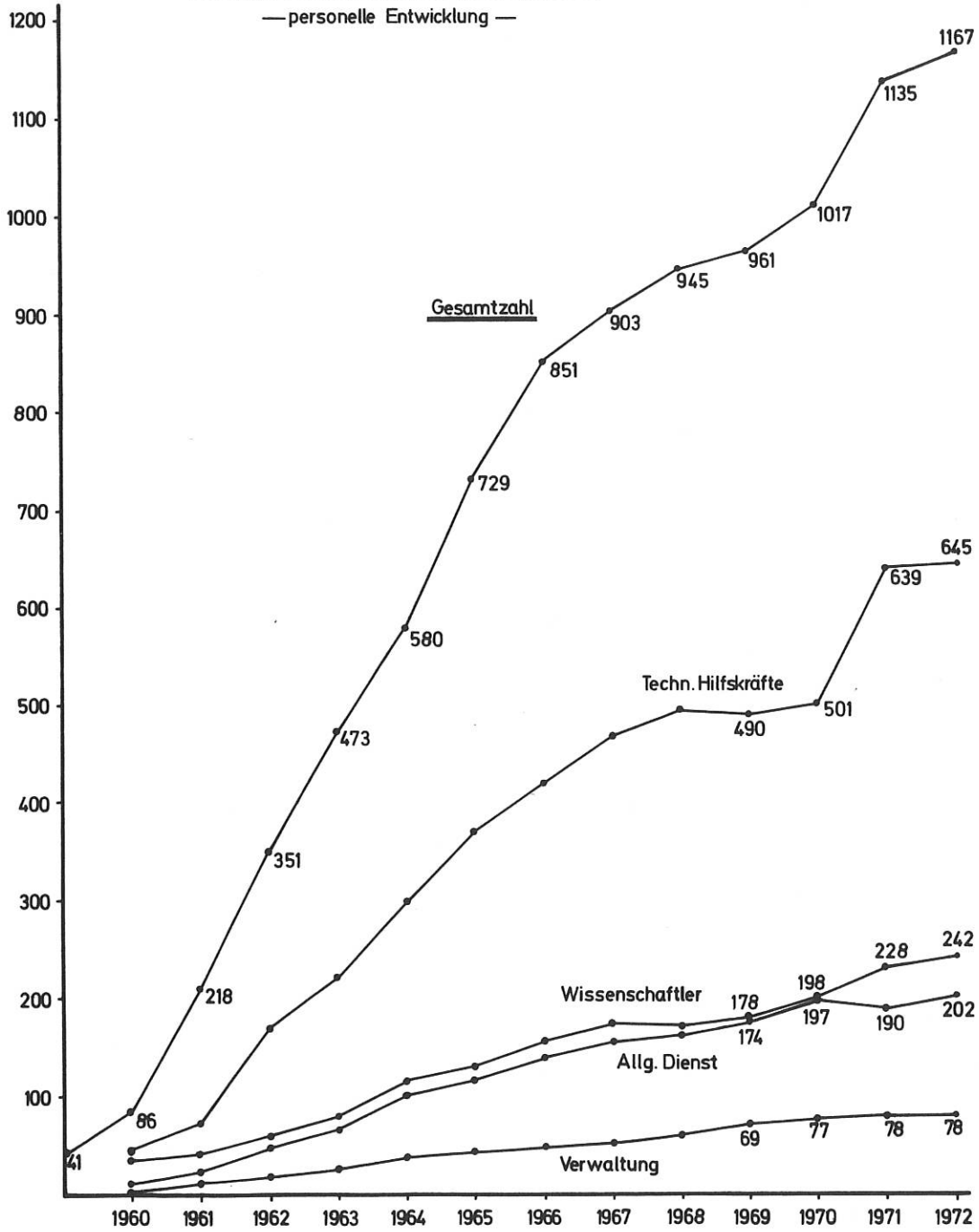
Die nachfolgenden Tabellen und Abbildungen geben einen Überblick über die personelle Entwicklung seit dem Jahre 1961 sowie über die Personalfluktuation (S. 220, 221).

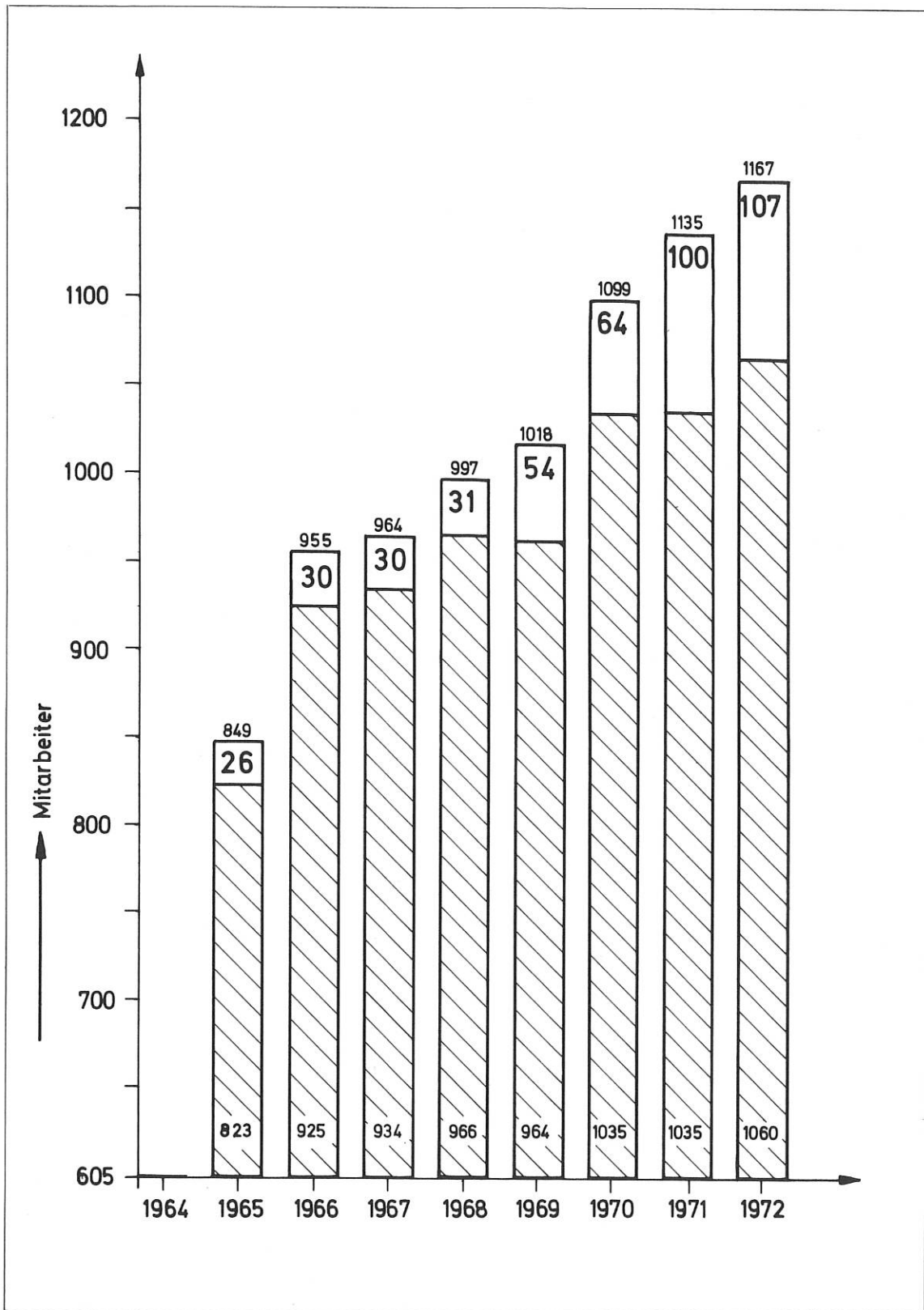
Mit dieser Graphik soll dargestellt werden, inwieweit sich in den vorgenannten Jahren tarifliche Arbeitszeitverkürzungen und Verlängerungen der Urlaubsdauer im Verhältnis zur Gesamtzahl der Beschäftigten ausgewirkt haben. Die oberhalb der Darstellung für die einzelnen Jahre angegebenen Zahlen entsprechen der mit den Wirtschaftsplänen jeweils genehmigten Anzahl der Beschäftigten. Die im weißen Feld angebrachten Zahlen stellen den Ausfall an Arbeitskräften durch Arbeitszeitverkürzung und Verlängerung der Urlaubsdauer dar, wobei diese Zahlen - bezogen auf 1964 - in den folgenden Jahren jeweils aufaddiert wurden.

Während bis zum Jahre 1964 die Auswirkungen daraus gering waren, ist ab 1965 ein wesentlicher Ausfall von effektiver Arbeitszeit zu verzeichnen. 1965 machte sich insbesondere bemerkbar die Verkürzung der wöchentlichen Arbeitszeit um eine Stunde sowie die tarifliche Erhöhung des Jahresurlaubs um durchschnittlich zwei Tage pro Mitarbeiter. Während in den Jahren 1966 - 1968 insoweit ein tariflicher Stillstand eintrat, verkürzte sich die effektive Arbeitszeit 1969 und 1971 um jeweils eine Stunde wöchentlich. 1970 - 1972 wurde zusätzlich der Durchschnittsurlaub je Mitarbeiter um einen Tag verlängert: Das bedeutet, daß sich aus diesen Gründen seit 1965 der Ausfall an Arbeitskräften bis 1972 auf 9 % der Gesamtzahl erhöht hat, wodurch der effektive personelle Anstieg nur 18 % betrug, obwohl der Anstieg nach den Wirtschaftsplänen auf 27 % hätte erfolgen müssen. Das heißt, daß von den ursprünglich bewilligten Mehrstellen der Jahre 1965 - 1972 bereits 1/3 durch diesen Arbeitszeitausfall aufgezehrt wurden. Ganz deutlich werden diese Auswirkungen in den Jahren 1968, 1969, 1970 und 1971, in denen der effektive Personalstand trotz Bewilligung einer erheblichen Zahl von Mehrstellen gesunken bzw. auf gleichem Stand geblieben ist. Das bedeutet, daß künftig bei der Genehmigung von Mehrstellen die sich auf die Arbeitszeit auswirkenden tariflichen Vereinbarungen mit einbezogen werden müssen.

# Zahl der Beschäftigten

— personelle Entwicklung —







b) Finanzabteilung und finanzielle Entwicklung

(Dipl.-Kfm. Karl SALOW)

In der Finanzabteilung werden im wesentlichen folgende Arbeiten bearbeitet:

- Erstellung der jährlichen Wirtschaftspläne
- Mittelanforderung und finanztechnische Abwicklung der Zuschüsse des Bundes, des Freistaates Bayern und der Europäischen Gemeinschaften
- Zahlungsverkehr
- Ordnungsgemäße Rechnungslegung gegenüber den Geldgebern, bestehend aus der Erstellung einer Bilanz, einer Gewinn- und Verlustrechnung nach aktienrechtlichen Gesichtspunkten sowie einer zusätzlichen Abrechnung des Wirtschaftsplanes und einer Zuschußabrechnung
- Betriebsabrechnung und Berechnung institutseigener Leistungen für Dritte
- Haushaltsüberwachung
- Nachweis der vorhandenen Anlagegegenstände

Daneben hat die Finanzabteilung die Vorarbeiten für die Übernahme eines Teils dieser Aufgaben auf die EDV-Anlage 360/91 vorangetrieben. So wurde beispielsweise die Umstellung der Betriebsabrechnung auf die im Zuge organisatorischer Änderungen neu gebildeten Kostenstellen und -träger und eine Änderung der Fertigungsabrechnung, die durch sonderfinanzierte Einzelprojekte notwendig wurde, vorgenommen. Außerdem mußte ein neuer Kostenstellen- und Kostenträgerplan ausgearbeitet werden und - damit verbunden - die Umstellung der gesamten Fertigungsabrechnung zum Jahresende erfolgen.

Das Kontokorrent für Eingangs- und Ausgangsrechnung wurde nach dem neuesten Stand auf eine "Offene-Posten-Erfassung" umgestellt.

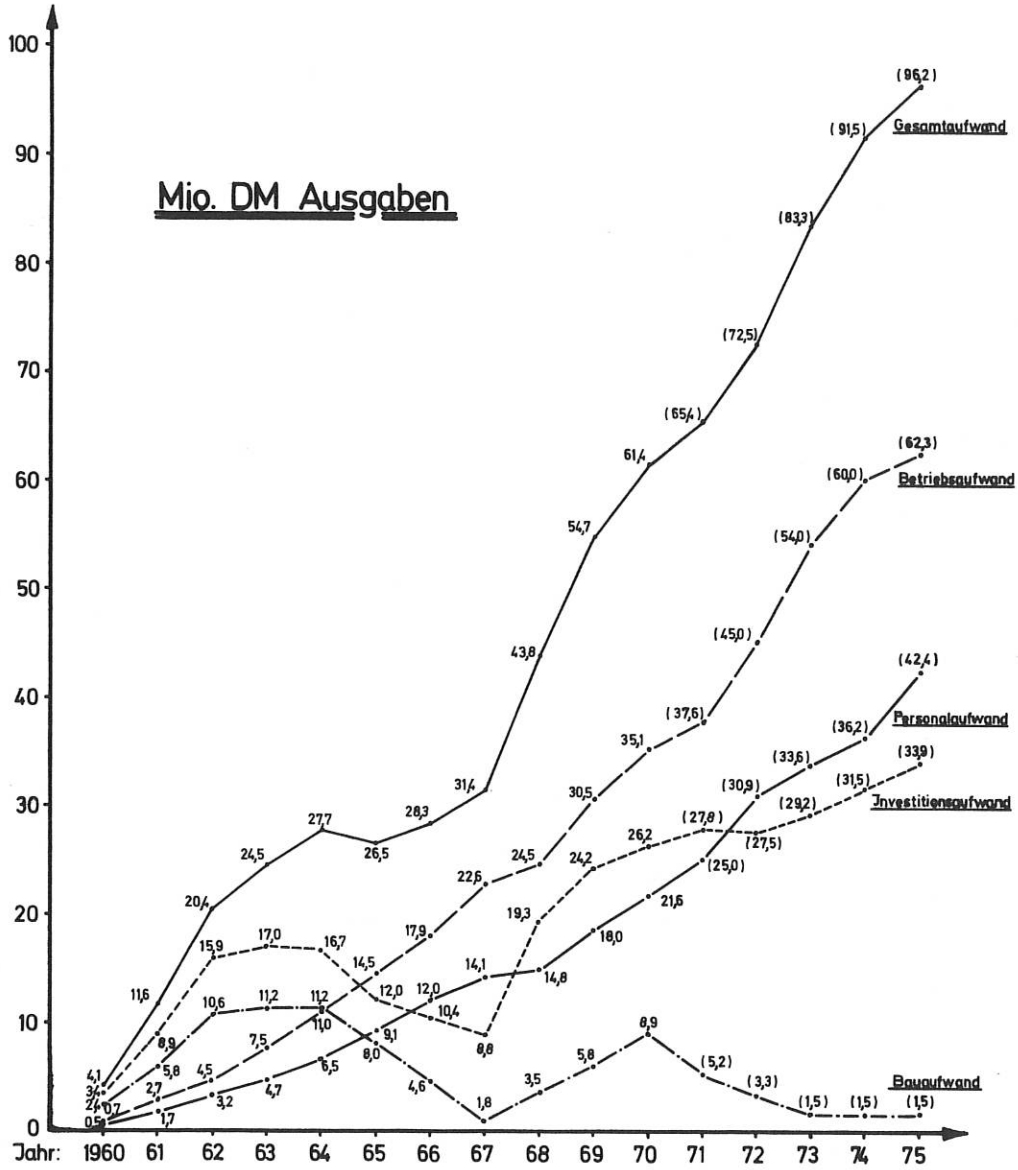
Vorbereitende Arbeiten auf die Erfassung des Bestellobligos wurden im Einvernehmen mit der Abteilung Rechenanlage und der Einkaufsabteilung in Angriff genommen.

Außerdem wurde eine Arbeitsanweisung für den Kassenverkehr erstellt.

Die Einnahmen und Ausgaben des Berichtsjahres setzen sich - verglichen mit dem Vorjahr - wie folgt zusammen:

<u>Einnahmen</u>	1969	1970
	DM	DM
<u>Zuschüsse</u>		
des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft	16.715.425,64	32.839.020,06
der Ländergemeinschaft	16.715.425,64	1.721.600,00
des Freistaates Bayern		3.457.491,13
der Europäischen Gemeinschaften (EURATOM)	5.406.727,96	8.168.721,50
des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft für MHD-Projekt	314.274,66	1.802.622,63
	15.563.053,51	13.399.681,14
<u>Eigene Einnahmen</u>		
Summe	54.714.907,41	61.389.136,46
=====		
<u>Ausgaben</u>	1969	1970
	TDM	TDM
<u>Personalkosten</u>	17.978,1	21.646,8
<u>Sachliche Kosten</u>	12.559,0	13.500,6
Betriebsausgaben	30.537,1	35.147,4
<u>Ersatzinvestitionen</u>	5.016,5	9.312,2
<u>Investitionen</u>	19.161,3	16.929,5
Investitionsausgaben	24.177,8	26.241,7
<b>I n s g e s a m t</b>	54.714,9	61.389,1
		12,20
		=====

## Entwicklung der Ausgaben



c) Einkaufsabteilung

(Richard STEMPEL)

Während die Einkaufsabteilung bei Gründung des Instituts im Jahr 1961 rund 2000 Bestellungen zu bearbeiten hatte, betrug die Anzahl der Bestellungen im Jahr 1970 rund 9600 mit einem Volumen von über 20 Mio DM. Es ist deshalb im Laufe der Jahre erforderlich geworden, die Einkaufsabteilung zu erweitern und zu spezialisieren, wobei vier Einkaufsgruppen für "Technischer Bedarf", "Elektronik- und Elektrogeräte", "Fertigung und Material" und "Werkzeuge und Maschinen" tätig sind.

Die Aufträge werden zentral in einem Schreibbüro des Einkaufs ausgefertigt. Ebenfalls zentral werden die bei ca. 15 % der Aufträge anfallenden Zollformalitäten bearbeitet.

Eine Prospektsammlung, geordnet nach Sachgebieten, ist im Aufbau und als Unterstützung und Nachschlagarchiv nicht nur für den Einkauf, sondern auch für die wissenschaftlich-technischen Abteilungen gedacht.

Ein eigener Fernschreiber gewährleistet einen schnellen und sofortigen Kontakt zu den Lieferfirmen bei der Einholung von Angeboten, dringenden Lieferanmahnungen und Rückfragen.

Ebenfalls im Berichtsjahr wurde mit der Einrichtung eines zentralen Gerätepools begonnen. Dort sollen Geräte aller Art mit einer Lebensdauer von mindestens einem Jahr und einem Mindestwert von 100,-- DM zusammengefaßt werden, die dann an interessierte Mitarbeiter ausgeliehen werden können. Nicht mehr verwertbare Geräte werden ganz oder in Teilen ausgeschlachtet, ausgesondert und verkauft. Damit soll verhindert werden, daß wertvolle wissenschaftliche Geräte über längere Zeiträume ungenutzt in den wissenschaftlichen Abteilungen aufbewahrt werden. Die Zusammenfassung der Geräte hat außerdem den Vorteil der ständigen zentralen Wartung. Durch die Betriebsabrechnung sollen dann später "Mietkosten" errechnet und dem jeweiligen Kostenträger zugeschrieben werden.

d) Sozialabteilung

(Dipl.-Kfm. Dr. Wend RICHTHERR)

Der Sozialabteilung obliegen die Leitung des Casinos, der Wohnungsfürsorge und der Fahrbereitschaft einschließlich des Zubringerdienstes mit insgesamt 13 Omnibussen.

Über die Institutswohnungen gibt nachstehende Übersicht Auskunft:

1. <u>Dienstwohnungen</u>	
a) institutseigene (auf dem Institutsgelände)	8
b) angemietete	3
2. <u>Institutseigene Wohnungen</u> (Lehrer-Stieglitz-Straße)	36
3. <u>Bezuschulte Wohnungen</u>	
Ungererstraße	15
Lasallestraße	26
Otto-Hahn/Max-Planck-Straße	105
Türkenstraße	12
Im Bau befindlich (Garching-Ost, Breslauer Straße)	40
4. <u>Gästewohnungen</u>	
Otto-Hahn/Max-Planck-Straße	3
Rümannstraße 59	1
Elisabethstraße 71	1
Vaterstetten (nur bis 31. 7. 1971)	1
Kufsteiner Straße 8	1
5. <u>Wohnungen des MPI für Physik und Astrophysik</u> (vorübergehend dem IPP zur Verfügung gestellt)	12
Insgesamt	264
	=====

Bedingt durch die ständig steigenden Mieten und den Wunsch des Instituts, die Mitarbeiter nahe dem Arbeitsplatz unterzubringen, ist die Nachfrage nach preislich günstigen Wohnungen sehr groß. Der Sozialabteilung lagen im Kalenderjahr 1970 133 Anträge von Wohnungssuchenden vor.

Im Jahre 1970 konnten überdies die Anträge von 10 Mitarbeitern auf ein Familienheimdarlehen neu bewilligt werden. Im übrigen wurden in diesem Jahr für 16 genehmigte Darlehen 324.175,-- DM ausgezahlt, während sich die an das Institut zurückbezahlte Tilgungssumme für 27 Darlehen auf 67. 652,73 belief.

Der weitere Ausbau der Wohnungsfürsorge ist für die Gewinnung und Erhaltung qualifizierter Mitarbeiter von erheblicher Bedeutung.

Der Kraftfahrzeugbestand der Fahrbereitschaft beläuft sich auf 18 Fahrzeuge, wozu neben 9 Personenkraftwagen und 3 VW-Kombiwagen 3 Busse sowie je 1 Lastkraftwagen, 1 Krankenwagen, 1 Feuerwehrwagen und 1 Unimog gehören. Die Fahrleistung betrug insgesamt 387.675 km.

Zur Aufrechterhaltung des Zubringerdienstes für den Transport der Mitarbeiter des Instituts und benachbarter Forschungseinrichtungen wurden neben den institutseigenen Bussen 13 angemietete Omnibusse mit einer jährlichen Transportkapazität von 312.746 Personen eingesetzt.

Nachdem am 23. 3. 1970 das neue Casino-Gebäude in Betrieb genommen werden konnte, stieg auch die Zahl der im Tagesdurchschnitt ausgegebenen Essen von 891 und 985 an. Insgesamt wurden im Berichtsjahr 235.515 Mittagessen ausgegeben.

e) Bauabteilung

(Bauingenieur Martin MAHL)

Seit Beginn der Bautätigkeit im Jahr 1960 verfügt das Institut über eine Bauabteilung. Die Aufgaben waren bis etwa zum Jahr 1966 ausschließlich die Koordination der Baumaßnahmen. Die Planung wurde seinerzeit von freischaffenden Architekturbüros übernommen, die Bauleitung vom Bauamt der TH bzw. freischaffenden Ingenieurbüros.

Später wurden Umbauten in den bestehenden Gebäuden von der Bauabteilung durchgeführt und kleinere Gebäude (Gasflaschenlager und Gebäude D 1 A) geplant und gebaut. Die Bauleitung für den Neubau zur Großrechenanlage wurde im Jahr 1969 von der Bauabteilung wahrgenommen. Die Planung erstellte ein freischaffender Architekt.

Im Jahr 1969 wurde die Bauabteilung personell so verstärkt, daß sie nunmehr für alle Institutsneubauten die Planung und Bauleitung im Zusammenwirken mit der Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft übernehmen kann. Zur Zeit in Arbeit sind der Neubau Laborhalle L 6 und L 7, der Umbau der alten Kantine in ein Labor für die Abteilung 1, der Umbau der alten Hauptbibliothek im Gebäude D 2 in einen Seminarraum, die Erweiterung der Fernsprechanlage um 200 Nebenstellen; dazu kommt eine Reihe weiterer kleinerer Umbauten.

Zu den Aufgaben der Bauabteilung gehören außerdem die Instandhaltung der Gebäude, Straßen und gärtnerischen Anlagen. Hierfür werden weitgehend die Handwerker der Hausverwaltung eingesetzt.

Die gesamten Baukosten belaufen sich bis 1970 einschließlich (Gebäude, Straßen, Außenanlagen) auf rund 70 Mio DM.

Im Berichtszeitraum wurden folgende Bauten fertiggestellt:

- Der Betrieb der neuen Kantine konnte mit der endgültigen Fertigstellung des neuen Kantinengebäudes am 23. März 1970 aufgenommen werden.
- Im Frühjahr 1970 konnte auch die schon im Vorjahr fertiggestellte Bibliothek eingerichtet und bezogen werden.
- Im MHD-Prüfstand, dessen Errichtung auf Grund eines mit der Firma MAN geschlossenen Zusammenarbeitsvertrages über die gemeinsame Entwicklung eines MHD-Kurzzeitgenerators notwendig wurde, konnte am 1. 6. 1970 mit dem Aufbau der Experimentiereinrichtungen begonnen werden.
- Die Bauarbeiten am Neubau des Verwaltungsgebäudes konnten im Laufe des Berichtsjahres beendet werden. Am 1. Mai 1970 konnte zunächst die Finanzabteilung dorthin umziehen. Am 1. Juli 1970 folgten die Abteilungen Einkauf und Personal. Alle übrigen Mitarbeiter der Verwaltung und der Allgemeinen Dienste konnten in den Monaten August und September in das neue Gebäude umziehen.
- Nachdem die Kantine und einige Mitarbeiter der Verwaltung aus dem bisherigen Torgebäude in die neuen Gebäude umgezogen sind, konnte dort mit den Umbauten begonnen werden. Bereits im Mai konnten die Räume durch die Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 3" bezogen werden.
- Schließlich wurde vor dem Institutsgelände an der Torpforte ein Parkplatz für 100 Pkw errichtet, um die Parkplatznot innerhalb des Institutsgeländes zu mindern.
- Mit dem Bau der beiden großen Experimentierhallen L 6 und L 7 wurde im März bzw. April 1970 begonnen. Die Bauarbeiten schritten so zügig voran, daß die Zehnjahresfeier des Instituts am 13. November 1970 in der Halle L 6 stattfinden konnte. Über die Wintermonate erfolgte der Innenausbau, so daß - wie geplant - im Frühjahr 1971 mit deren Bezug und dem Aufbau der Experimente begonnen werden kann.

Größe und Lage der einzelnen Gebäude sind aus dem Lageplan Abb. S. 227 ersichtlich.

Im Berichtsjahr hat das Institut den Planungsauftrag für 40 Wohnungen im Baugebiet Garching-Ost erteilt. Mit den Rohbauarbeiten wurde im November 1970 begonnen.

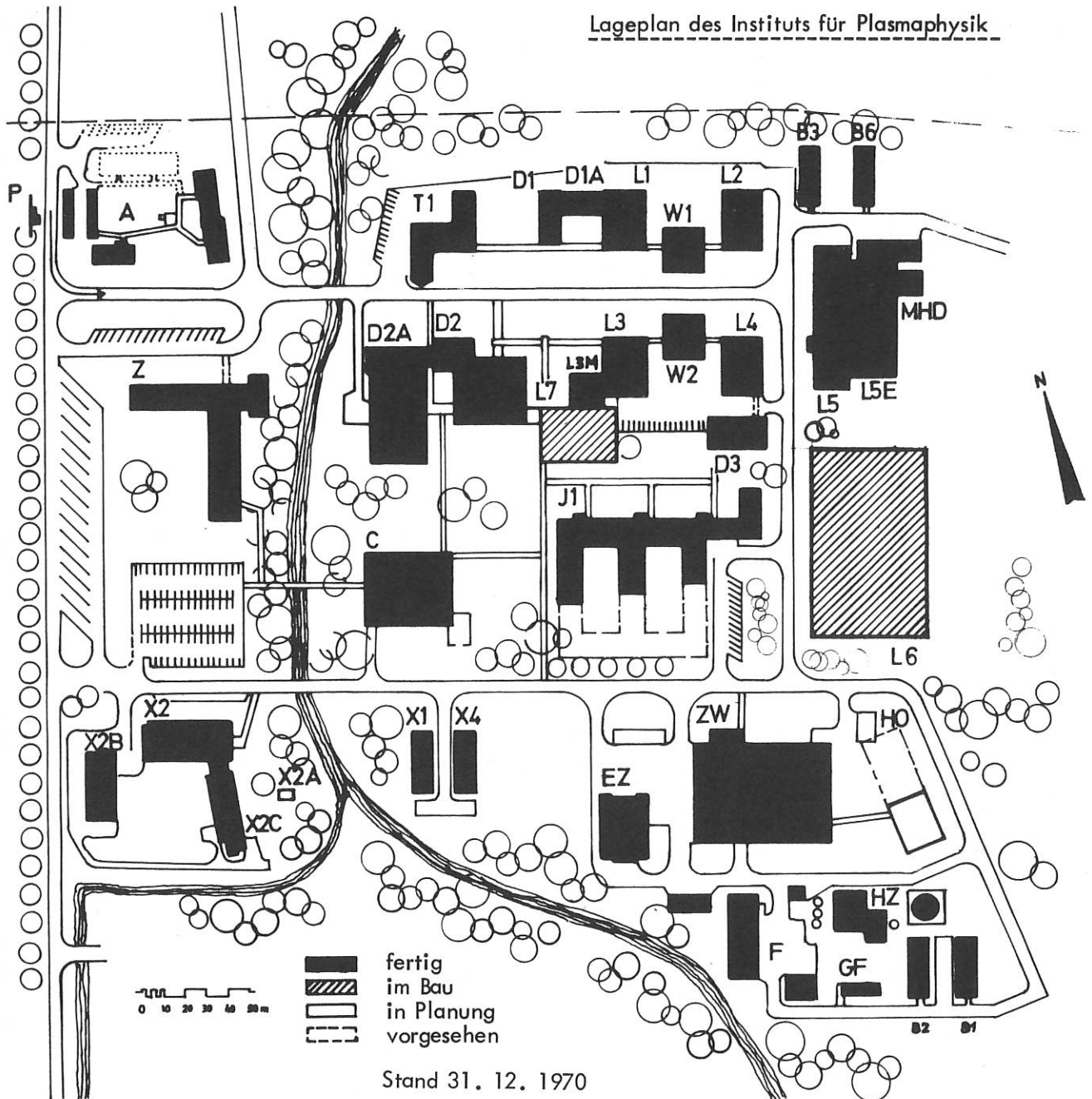
## 8.) Sicherheit

(Dipl.-Ing. Dr. Peter STÜRK)

Der Hauptsicherheitsbeauftragte hat die Aufgabe, das Sicherheitswesen in allen Abteilungen aufzubauen und zu überwachen. Die seit 1. 2. 1970 gültige Sicherheitsordnung des IPP gibt deshalb allen Mitarbeitern klare Verhaltensregeln zur Vermeidung von Unfällen und zur Begrenzung der Folgen nach Eintritt eines Unfalles an die Hand. Durch rechtzeitige Einschaltung des Hauptsicherheitsbeauftragten bei der Planung neuer Projekte und durch Kontrolle der bestehenden Anlagen soll ein größtmöglicher Schutz erreicht werden.

Im Jahre 1970 zählten dazu insbesondere die sicherheitstechnische Mitarbeit bei der Errichtung des MHD-Labors und verschiedene Strahlenschutzmaßnahmen an den beiden Beschleunigern der Abteilung "Relativistische Plasmen". Darüber hinaus organisiert der Hauptsicherheits-

Lageplan des Instituts für Plasmaphysik



Stand 31. 12. 1970

- |                           |   |
|---------------------------|---|
| P                         | Pförtner  |
| T1                        | Torgebäude  |
| D1, D1A, L1, W1, L2       | Experimentelle Abteilung 1                        |
| L3, W2, L4, D3, L3M       | Experimentelle Abteilung 2                        |
| L5, L5E                   | Experimentelle Abteilung 3                        |
| D2, D2A                   | Theoretische Abteilung                            |
| I1                        | Abteilung Technik                                 |
| ZW + HO + GF              | Zentralwerkstatt + Zentrallager                   |
| EZ                        | Energiezentrale                                   |
| HZ                        | Heizzentrale                                      |
| F                         | Fahrbereitschaft                                  |
| C                         | Kantine   |
| Z                         | Zentralgebäude                                    |
| A                         | Dienstwohnungen, Gästezimmer                      |
| L 6, L 7                  | Große Experimentierhallen                         |
| X1, X2, X2A, X2B, X2C, X4 | Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik |
| MHD                       | MHD-Labor   |



beauftragte den vorbeugenden Arbeitsschutz in allen Abteilungen. Er führte zahlreiche Rundgänge und Beratungen, auch zusammen mit Vertretern der Gewerbeaufsicht und der Berufsgenossenschaft, durch und stellte im Mai 1970 den Sicherheitsausschuß auf, der 1970 insgesamt 7 Arbeitssitzungen durchgeführt hat.

Die Zahl der meldepflichtigen Betriebsunfälle betrug im vergangenen Jahr 28, darunter 3 Wegeunfälle. Diese Zahl bleibt, bezogen auf die Zahl der Beschäftigten, seit mehreren Jahren etwa gleich groß. Es handelt sich meist um sogenannte Bagatellunfälle. Durch Unfälle fielen 1970 436 Arbeitstage aus, das bedeutet etwa 0,425 Ausfalltage je Mitarbeiter im Jahr.

Die für Notfälle aufgestellte Organisation, insbesondere die Freiwillige Berufsfeuerwehr, konnte weiter ausgebaut werden. 1970 wurden insgesamt 20 halbtägige Feuerwehrrübungen durchgeführt. Beim Brand einer Baracke in einem benachbarten Institut konnte die Betriebsfeuerwehr erfolgreich Hilfe leisten und weitere Schäden verhüten.

#### Öffentlichkeitsarbeit

(Dipl.-Phys. Dr. Helga SCHULZE)

Der Stabstelle Öffentlichkeitsarbeit obliegt es, Informationen nach innen und außen zu vermitteln, die Redaktion von Jahresberichten und Informationsschriften sowie Institutsveranstaltungen und Ausstellungen vorzubereiten und Besucher des Instituts zu betreuen. Hinzu kommt im wesentlichen die Aufgabe dafür zu sorgen, daß in der Öffentlichkeit ein klares Bild der Aufgaben des Instituts für Plasmaphysik vermittelt wird.

Im Berichtszeitraum hatte die Zehnjahresfeier des Instituts am 13. November 1970 eine besondere Bedeutung. Außer etwa 1000 Mitarbeitern des Instituts und des benachbarten Max-Planck-Instituts für Extraterrestrische Physik konnten an diesem Tage etwa 600 Gäste begrüßt werden. Die Zehnjahresfeier hat in der Presse eine überaus positive Würdigung gefunden. Am 17. 11. 1970 wurde durch das Bayerische Fernsehen eine Sendung über das Institut ausgestrahlt.

Außerdem gab das Institut aus Anlaß seines zehnjährigen Bestehens eine Festschrift heraus, in der die wissenschaftliche Arbeit des Instituts allgemein verständlich dargestellt wird.

Im Berichtszeitraum wurde das Institut wiederum von einer großen Zahl in der Bundesrepublik tätiger Botschaftsangehöriger, in- und ausländischer Physiker, Ingenieure und Fachjournalisten von Rundfunk, Presse und Fernsehen, sowie von Studenten und Schülern, aus den EURATOM-Ländern, England, den USA, der UdSSR, Rumänien, Ungarn, Griechenland, Brasilien, Japan, Schweden, Bulgarien und Jugoslawien besucht.

Als Besucher des Instituts konnten besonders

- Professor Dr.-Ing. Hans L e u s s i n k,  
Bundesminister für Bildung und Wissenschaft;
- Dr. Ludwig H u b e r ,  
Staatsminister für Unterricht und Kultus des Freistaates Bayern;
- Dr. Salah el Din H e d a y a t,  
Wissenschaftlicher Berater des Präsidenten der Arabischen Liga;
- Dr. M o r o c h o w,  
stellvertretender Vorsitzter der sowjetrussischen Atomenergie-Kommission

begrüßt werden.

Am Samstag, dem 24. Oktober 1970, wurde - wie bereits in den vergangenen Jahren - wiederum ein "Tag der offenen Tür" veranstaltet, an dem etwa 2000 Interessenten das Institut besuchten.

Im Institut fanden ferner folgende internationale Tagungen statt:

- a) Second European High-Beta-Meeting am 4./5. Mai 1970
- b) Coordinating Committee on Fusion Technology am 8./9. Juni 1970
- c) Die Abteilung "Relativistische Plasmen" veranstaltete am 10./11. Dezember 1970 im Institut ein internationales Symposium, an dem etwa 40 Wissenschaftler teilnahmen.

#### 10.) Betriebsärztlicher Dienst

(Dr. Nils KAISER)

Schon im Jahre 1964 wurden im Institut für Plasmaphysik zwei Erste-Hilfe-Stationen, eine im Ingenieurgebäude und eine zweite in der Zentralwerkstatt, eingerichtet. Jede dieser beiden Stationen wurde mit einer voll ausgebildeten Krankenschwester besetzt. Die Einrichtung dieser Stationen hatte sich als notwendig erwiesen, da das Institut in relativ großer Entfernung der umgebenden Ortschaften errichtet wurde und vor allem bei Unfällen die Herbeiholung von Ärzten der Umgebung oft längere Zeit benötigte. So hatte es sich bei einigen Unfällen gezeigt, daß die Herbeiholung eines Sanitätskraftwagens oder eines Arztes unvertretbar lange Zeit in Anspruch nahm.

Als im Jahre 1965 ein Arzt als wissenschaftlicher Mitarbeiter an das Institut kam, wurde von ihm die Betreuung dieser beiden Stationen übernommen, um den Institutsangehörigen eine verbesserte ärztliche Versorgung zu ermöglichen, dem Institut Arbeitszeitverluste zu ersparen und die Erstversorgung von Unfällen, auch für die Nachbarinstitute, zu verbessern. Gleichzeitig wurden vom Institut ein Sanitätskraftwagen, ein Notbeatmungsgerät und ein Herzschrittmacher angeschafft, um Schwerverletzte rasch und sicher in eines der umliegenden Krankenhäuser transportieren und bei Unfällen wirksame Erste Hilfe leisten zu können.

Mit dem Fortschreiten des Institutsaufbaues und der Vergrößerung der Nachbarinstitute wuchsen die Anforderungen, die an diese Stationen gestellt wurden. Hierdurch wurden die zur Verfügung stehenden Räumlichkeiten zu klein. Beim Neubau des Verwaltungsgebäudes wurden daher auch Räume für den Betriebsärztlichen Dienst eingeplant, da die Zahl der Institutsangehörigen und der Mitarbeiter der Nachbarinstitute inzwischen eine Größe erreicht hatte, die nach den geltenden Empfehlungen die Einrichtung eines derartigen Dienstes notwendig erscheinen ließ, um eine ausreichende ärztliche Versorgung zu gewährleisten.

Der Aufbau des Betriebsärztlichen Dienstes wurde in Anlehnung an die bei anderen Großforschungseinrichtungen übliche Form und Größe durchgeführt. Im Herbst 1970 konnten die neuen Räume bezogen werden. In ihr stehen alle für eine wirksame Erste Hilfe, die originäre Aufgabe des Betriebsärztlichen Dienstes ist, notwendigen Geräte und Einrichtungen zur Verfügung. Außerdem wurde ein medizinisch-diagnostisches Labor eingebaut, in dem sämtliche Untersuchungen durchgeführt werden, die für Einstellungsuntersuchungen bei neuen Mitarbeitern und für die laufende Überwachung des Gesundheitszustandes der Institutsangehörigen notwendig sind, die bei ihrer Arbeit erhöhten gesundheitlichen Gefahren ausgesetzt sind.

Für die physikalische Diagnostik stehen ein Hörtest- und ein Sehtestgerät zur Verfügung sowie, vor allem für die mit Laserstrahlen arbeitenden Institutsangehörigen, ein Gerät zur Durchführung von Augenhintergrundaufnahmen. Für physikalisch-therapeutische Zwecke wurden ein Kurzwellengerät, ein Gleichstromtherapiegerät, ein Inhalationsgerät und Rot- und Blaulichtbestrahlungsgerät angeschafft.

11.) Patente

(Dipl.-Ing. Dr. Peter STÜRK, Assessor Dr. Helmut ZEITTRÄGER)

Die Schutzrechtangelegenheiten des Instituts für Plasmaphysik werden in der Stabstelle "Patente" bearbeitet. Alle technisch bedeutsamen Entwicklungen, deren wirtschaftliche Verwertung aussichtsreich und die dem Stand der Technik gegenüber neu sind, sollen soweit das wirtschaftlich erscheint, durch Schutzrechte (Patente oder Gebrauchsmuster) gesichert werden. Bevor das Institut eine Erfindung im In- oder Ausland in Anspruch nimmt, wird eine Stellungnahme der Wissenschaftlichen Leitung eingeholt. Gleiches gilt für die Freigabe einer Erfindung an EURATOM bzw. an den Erfinder.

Die folgende Darstellung gibt eine Übersicht über die laufenden Anmeldungen in Deutschland sowie die Neuanmeldungen im Jahre 1970:

<u>Laufende deutsche Anmeldungen</u>	<u>73</u>
davon erteilte Patente	5
eingetragene Gebrauchsmuster	11
eingetragenes Geschmacksmuster	1
Erteilte ausländische Patente	11
<u>Neuanmeldungen in 1970:</u>	
deutsche Patentanmeldungen	16
deutsche Gebrauchsmusteranmeldungen	8
deutsches und international eingetragenes Geschmacksmuster	1
ausländische Patentanmeldungen	47
erteilte deutsche Patente in 1970	3
eingetragene Gebrauchsmuster in 1970	5
Freigaben an den Erfinder	6

Das Bemühen des Instituts um die Verwertung von Erfindungen und know-how führte zum Abschluß von 7 Lizenzverträgen (Magnetfeldspulen, Bildwandlerkamera, Mikrostrahlsonde, Strömungswächter, Verfahren zur Herstellung UHV-dichter Verbindungen von Keramik und Edelstahl, Schienensystem für optische Anordnungen). Eine Erfindung (Abschirmgehäuse für elektronische Schaltungen) wurde verkauft. Über eine Reihe von Lizenzverträgen wurde zu Ende des Jahres 1970 noch verhandelt.

12.) Rechts- und Vertragsangelegenheiten

(Assessor Dr. Helmut ZEITTRÄGER)

Die Rechts- und Vertragsangelegenheiten werden - neben anderen organisatorischen und administrativen Aufgaben - vom Assistenten der Geschäftsführung wahrgenommen, der bei der Führung der Vertragsverhandlungen eingeschaltet wird.

Im Berichtszeitraum wurde das gemeinsam mit der Firma MAN geplante Projekt der Entwicklung eines MHD-Kurzzeitgenerators weitergeführt. Dieses durch den Bereich "Neue Technologien" des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft sonderfinanzierte Projekt wird über den ursprünglich vorgesehenen Zeitraum zum 30. 4. 1971 hinaus um ein Jahr verlängert.

Vertragsverhandlungen mit der Firma Siemens über die Zusammenarbeit auf dem Gebiet chemischer Laser hoher Leistung standen am Jahresende 1970 kurz vor dem Abschluß. Auch dieses Projekt wird durch den Bereich "Neue Technologien" des BMBW gefördert.

Im Berichtszeitraum wurde ferner durch das Institut ein Großauftrag an die Firma Siemens erteilt. Es wurde beschlossen, für das Experiment PULSATOR einen 100 MW Stoßstromgenerator zum Preis von 2,9 Mio DM in Auftrag zu geben. Ferner wurde für dieses Experiment ein Transformator kern (Wert 300.000,-- DM) bestellt.

Ebenfalls bei der Firma Siemens wurde ein Forschungs- und Entwicklungsvertrag über die Entwicklung, Herstellung und Erprobung eines supraleitenden Magnet-Prototyps mit Kryostat-Projekt W VII (Wendelstein) vergeben (560.000,-- DM).

Neben diesen wegen ihres finanziellen Volumens bedeutsamen Verträgen wurden noch zahlreiche andere Verträge vorbereitet, wie Film-, Leih-, Miet-, know-how-, Patentübertragungs-, Personalaustausch- und Zusammenarbeitsverträge. Außerdem wurde eine Reihe von Gutachten zu Rechtsfragen erstellt, insbesondere im Zusammenhang mit der Umwandlung der Rechtsform des Instituts.

### 13.) Organisation/Revision

(Heinz SCHIFFLERS)

Die Stabstellen "Organisation" und "Revision" sind zur Zeit noch zu einer Stelle zusammengefaßt. Sie wirkte federführend bei der Bearbeitung und dem Entwurf von Vorhaben von grundsätzlicher Bedeutung in Zusammenarbeit mit den zuständigen Mitarbeitern der Geschäftsführung und der Verwaltung mit.

So gelang es, durch organisatorische Umstellungen des Pförtner- und Wochendienstes eine erhebliche Personaleinsparung zu erzielen.

Ferner wurden Vorschläge zur Verbesserung des internen Informationsflusses (Postumlauf) und einer Regelung für den Betriebsärztlichen Dienst, für die Organisation des Essenzuschußverfahrens und der Bewertung bei der Vergabe von Familienheimdarlehen ausgearbeitet.

Dieser Stelle oblag weiter die Koordination und Bearbeitung der Beanstandungen des Bayerischen Obersten Rechnungshofes, des Bundesrechnungshofes und der Innenrevision der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. Sie ist ferner federführend für die Neuregelung des Vordruckswesens im Institut eingesetzt.

Im übrigen wurden stichprobenweise Prüfungen einzelner Verwaltungsabteilungen nach dem Revisionsplan vorgenommen.

In Zusammenarbeit mit der Geschäftsführung und der Verwaltungsleitung wurde der Entwurf einer Betriebsordnung nebst Merkblättern für die Durchführung von Dienstreisen, Beihilfen und dem Verfahren bei Erfindungsmeldungen erarbeitet. Die Betriebsordnung konnte am 1. Februar 1970 in Kraft treten und dient dem Zweck, die Mitarbeiter einmal über ihre Rechte und Pflichten besser zu informieren, zum anderen aber die Arbeit der Verwaltung zu rationalisieren.

In gleicher Weise wurde der am 1. 1. 1970 in Kraft getretene Aktenplan sowie die neuen Arbeits-, Anstellungs- und Ausbildungsverträge vorbereitet. Der Entwurf eines Informationsheftes für ausländische Wissenschaftler am Institut wurde im Berichtsjahr im wesentlichen abgeschlossen. Weiterhin laufen Vorbereitungen für die Neufassung einer Geschäftsordnung nebst zahlreichen Dienstanweisungen und Ausführungsbestimmungen.

V e r ö f f e n t l i c h u n g e n

---

- 1 Andelfinger, C., K. Büchl, E. Buchelt, W. Ott und G. Siller "Investigation of a Laser Irradiated Electron Source"  
The Electrochemical Society, Inc., 30 East 42 Street, New York, N.Y. 10017
- 2 Baumhacker, H. "Rubin- und Neodymglaslaser", Festschrift IPP 1960/1970  
Baumhacker, H. s. Lang
- 3 Bäumlner, J. und R.-C. Kunze "High-Q-Capacitor", 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 4 Becker, G. "Multichannel Analysis of the Ion Flux from a Theta Pinch",  
z. Physik 234, 6 (1970)
- 5 Becker, G., O. Gruber und H. Herold "A linear screw pinch experiment with dynamic stabilization", IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf. Proc. Nr. 154 (1970)
- 6 Becker, G., O. Gruber und H. Herold "Dynamic Stabilization Experiment on a linear Screw Pinch", AIP-Conf. New York, Proc. Nr. 1, 286 (1970)
- 7 Becker, G. "Multichannel energy analysis of the ion flux from a theta pinch"  
Nat. Symp. Sukhumi USSR, K-6, 43 (1970)
- 8 Becker, J.-D., H. Lohnert, B. Oswald und R. Zickert "A High-Field Magnet for a Hydrogen Arc Experiment", The Third Intern. Conf. on Magnet Technology, Mai 1970
- 9 Behrisch, R., B.M.-U. Scherzer und H. Schulze "Dosisabhängigkeit des Oberflächenspeaks beim Beschluß eines Nb-Einkristalls mit leichten Ionen von 50-150 keV",  
Verhandlg. DPG 5, 201 (1970)
- 10 Behrisch, R. und R. Weißmann "Messung sehr kleiner Zerstäubungsraten mit Hilfe der Rutherfordrückstreuung", Verhandlg. DPG 5, 202 (1970)
- 11 Behrisch, R. "Untersuchung von Oberflächen mit Hilfe der Rückstreuung leichter Ionen", Seminarvortrag, Technische Akad. Esslingen (Febr. 1970)
- 12 Behrisch, R. "Untersuchung von Festkörperoberflächen bis zu Tiefen von einigen 1000 Å mit Hilfe der Rückstreuung energiereicher leichter Ionen" Kolloquiumsvortrag, Institut für Techn. Physik der KFA Jülich (26.6.1970)
- 13 Behrisch, R., B.M.-U. Scherzer und H. Schulze "Ion Bombardment Induced Lattice-Defects in Niobium and Copper as Observed in Proton Backscattering by the Double-Aligned-Technique", Vortrag Gordon Research Conf. on Particle Solid Interaction, Holderness N.H., USA, (August 1970)
- 14 Behrisch, R., B.M.-U. Scherzer und H. Schulze "Dechanneling of 100 keV Protons in Niobium" Vortrag Channeling-Tagung, University of Aarhus, Dänemark (Sept. 1970)
- 15 Behrisch, R. und W. Heiland "Influence of Wall Material on Plasma-Wall-Interaction" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (Sept. 1970)

- 16 Biskamp, D. und K. Schindler "On the Stability of Two-dimensional Collisionfree Plasmas", Bull. Am. Phys. Soc. 15, 1462 (1970)
- 17 Biskamp, D. "On Conventional and Unconventional Theorie of Ion Sound Turbulence" Proc. Plasma Workshop in Trieste, 1970
- 18 Biskamp, D. und D. Parkinson "Ion Acoustic Shock Waves" Phys.Fluids 13, 2295 (1970)
- 19 Biskamp, D. "Ion Sound Turbulence in a Collisionless Shock Wave" J. Geophys. Res. 75, 4659 (1970)
- 20 Biskamp, D., R.Z. Sagdeev und K. Schindler "Nonlinear Evolution of the Tearing Instability" Cosmic Electrodyn. 1, 297 (1970)
- 21 Blauth, E.W., H.G. Schäffler und W. Heiland "An Ionization Gauge for the Pressure Range  $10^{-5}$  to 10 Torr", Z. angew. Phys. 28, 70 (1970)
- 22 Blauth, E.W., W.M. Draeger, J. Kirschner, H. Liebl, N. Müller und E. Taglauer "Experimental and Statistical Investigations on the Measurement of very Low Ion Currents in Mass Spectrometers", 17th Nat.Vac.Symp. Washington, 1970
- 23 Bodin, H.A.-B., A.A. Newton, G.H. Wolf und I A. Wesson "Stability of a Bulged Theta Pinch" Phys. Fluids 13, 2735 (1970)  
  
Bodin, H.A.-B. s. Junker  
  
Bodin, H.A.-B. s. McCartan
- 24 Braun, W., M. Kaufmann, H. Röhr und W. Schneider "Diffusion eines stoßfreien und stoßbehafteten Plasmas im Theta Pinch" Verh. DPG (VI), 5, 68 (1970)  
  
Brederlow, G. s. Burger  
Brederlow, G. s. Zinko  
  
Breit, E. s. Knobloch  
  
Buchelt, E. s. Andelfinger
- 25 Büchl, K. "Focus Detector as an Aid for Focusing a Laser on a Target, Applied Optics 9, 113 (1970)  
  
Büchl, K. s. Andelfinger
- 26 Burger, J. und G. Brederlow "Measurement of the Current Directions and Field Fluctuations Due to Ionization Instabilities in a Simulated Faraday-Type MHD Generator" Proc. 11 Symp. Eng. Aspects of MHD, Pasadena 1970, p. 205
- 27 Cattanei, G. und J.-G. Wegrowe "Microbe: Microwave Ionization in a Crossed Beam Experiment", Proc. 4 European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Research, Rome 1970
- 28 Chodura, R., M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer u. K.-H. Steuer "On the Mechanism of Energy Dissipation on Collisionless Shock Waves " IV. Europ.Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf. Proc. No. 56 (1970)
- 29 Croci, R. und R. Saison "Linear Stability of Exponential Density Profiles" Proc. Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome 1970



- 30 Dänner, W. "Comparison of Different Fusion Reactor Blanket Systems"  
6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 31 Dänner, W., A. Knobloch und G. Nützel "Job Planning for a Prototype Fusion  
Reactor" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- Decker, G. s. Sheffield
- 32 Derfler, H. "Frequency Cusp, a Means for Discriminating Between Convective and  
Nonconvective Instability" Phys. Rev. A 1, 1467 (1970)
- 33 Derfler, H. "Collisional Instabilities of Bernstein Waves," Invited Lecture given  
at the "European Autumn School on Plasma Physics" in Tbilisi, Georgia, USSR, October 1970
- 34 Devoto, R.-S. "Thermal Conductivity of Multicomponent Gas Mixtures, Physica 45, 500 (1970)
- 35 Döbele, H.-F. "Zur Rayleigh-Taylor-Instabilität eines rotierenden Wasserstofflicht-  
bogens im axialen Magnetfeld" Z. Naturforsch. 25a, 273 (1970)
- 36 Dodel, G. "Experimental Investigation of Current Density Distributions in Argon-Potassium  
Plasma Streaming through a Channel with Segmented Electrodes, Plasma Physics 12, 273 (1970)
- 37 Dodel, G. "Radial Dependence of the Energy Loss due to Potassium Resonance  
Radiation in an Infinitely Long Plasma Cylinder" Plasma Physics 12, 265 (1970)
- Draeger, W.M. s. Blauth
- 38 Eberhagen, A. und R. Wunderlich "Profile Measurements of Pressure Broadened He II-  
Lines" Z. Physik 234, 6 (1970)
- 39 Eberhagen, A. "Preionization Studies for Toroidal High-Beta-Experiments"  
IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Con. Proc.No.43 (1970)
- 40 Eberhagen, A., E. Fünfer und G. Lehner "Experimente zur Erzeugung und zum Einschluß  
von Plasmen hoher Temperatur und Dichte" Festschriftbeitrag 1970, S. 37
- 41 Eckhartt, D., J. Eisert, G.v. Gierke, G. Grieger, W. Ohlendorf, H. Wobig und  
G.H. Wolf "Confinement of Photo-Ionized Plasma in the Wendelstein  $\ell = 2$  Stellara-  
tor (WIIa)" Proc. 4. European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Research, Rome 1970
- Eckhartt, D. s. Grieger
- 42 Eckstein, W., K.F. Georg, W. Heiland, J. Kirschner und N. Müller "On the Field Emmission  
from Ni, Gd and EuS Evaporated onto Tungsten" Z.f.Naturforschung 25a, 1981 (1970)
- Eisert, J. s. Eckhartt  
Eisert, J. s. Grieger
- Elsässer, K. s. Gräff
- 43 Engelhardt, W., W. Köppendörfer, M. Münich und J. Sommer "Absolute Measurements of  
Radiation Losses from a Theta pinch Plasma in the Wavelength Region from 10 to  
200 Ångstrom" IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome,  
Conf. Proc. Nr. 50 (1970)

- 44 Engelhardt, W., W. Köppendörfer, M. Münich und J. Sommer "On the Influence of Ion Collisions on the Population Distribution of Atoms in a Theta-Pinch Discharge " IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics Rome, Conf. Proc. Nr. 51 (1970)
- 45 Engelhardt, W., M. Münich, W. Köppendörfer und J. Sommer "Ionen- und Elektronenheizung in einem schnellen Theta-Pinch, Verh. DPG (VI), 5, 68 (1970)
- 46 Engelhardt, W., W. Köppendörfer und R. Wunderlich "Lack of Local Thermal Equilibrium in Pinch", APS-Conf. Washington, Bull.Am.Phys.Soc. 15, 1446 (1970)
- 47 Ernst, C.P. "Züchtung von Rubinen nach dem Verneuil- und nach dem Czochralski-Verfahren" DFG Kollequium für Kristallzüchtung, München, Okt. 1970
- 48 Fill, E., F. Keilmann, K.-L. Kompa, R. Lang, H. Röhr, K.-H. Schmitter, R. Sigel und H. Weichselgartner "Laser in der Plasmaphysik " Festschrift 1970, S. 60
- 49 Fill, E. "Subnanosecond Pulses from an Nd Liquid Laser" J. Appl.Phys. Vol 41, No. 11 (1970) 4749-4750
- 50 Fill, E. "Mode-Locking Experiments with a Nd-POCl<sub>3</sub> Liquid Laser" Japan.J.Appl Phys. 9 (1970) 1542-1543
- Fill, E. s. Lang
- 51 Finck v. Finckenstein, Graf, K. "Die Diagonalisierung der zyklischen Matrix" ZAMM 50/11, 703-704 (1970)
- 52 Finck v. Finckenstein, Graf, K. "Potenzbeschränktheit und Wertbereich einer Matrix" Numerische Mathematik 15, 329 (1970)
- 53 Finck v. Finckenstein, Graf, K. "Die Diagonalisierung der zyklischen Matrix" Jahrestagung der Deutschen Mathematiker-Vereinigung Saarbrücken 1970
- 54 Finck v. Finckenstein, Graf, K. "Simulation of the Theta Pinch Effect by Numerically Solving the Vlasov Equation" Vortrag im EURATOM-Forschungszentrum, Ispra 1970
- Fontanesi, M. s. Lisitano
- 55 Fünfer, E. "Stabilität und Gleichgewicht in toroidalen Konfigurationen speziell für Hoch-Beta-Plasmen" Kolloquiumsvortrag an der Universität Innsbruck (1970)
- Fünfer, E. s. Eberhagen
- Fünfer, E. s. Kaufmann
- 56 Gattinger, A. und M. Keilhacker "Gepulste UV-Strahlungsquelle für die Erzeugung eines hoch ionisierten Ausgangsplasmas" Verh. DPG (VI) 5, 81 (1970)
- 57 Gehre, O. "A Microwave Interferometer for Wide-Band Measurements of Complex Transmission Coefficients" IEEE Trans. Instr. Meas., IM-19, 14 (1970)
- 58 Gehre, O., H.M. Mayer und M. Tutter "Ein Modell zur Deutung der Fresnelschen Mitführung von Hohlleiterwellen durch ein strömendes Plasma" Abstr. Phys. Verh. DPG 2, 61 (1970)

Georg, K.F. s. Eckstein

Gierke, v., G. s. Eckhartt

Gierke, v., G. s. Grieger

- 59 Gorenflo, R. "Nichtnegativitäts- und substanzerhaltende Differenzenschemata für lineare Diffusionsgleichungen" Numerische Mathematik, 14, 448 (1970)
- 60 Gorenflo, R. "Monotone Differenzenschemata für parabolische Differentialgleichungen mit nichtlinearen Randbedingungen" ZAMM, 50, T45 (1970)
- 61 Gorenflo, R. "Differenzenschemata monotoner Art für lineare parabolische Randwertaufgaben, Jahrestagung der Deutschen Mathematikervereinigung, Saarbrücken 1970
- 62 Gorenflo, R. "Parabolic Difference Schemes and the Lemma of Nagumo and Westphal" Conf. on Ordinary and Partial Differential Equations, Dundee/Scotland 1970
- 63 Gorenflo, R. "Konsequenz, Stabilität und Konvergenz von Differenzenverfahren für Evolutionsgleichungen" Tagung über Methoden und Verfahren der mathematischen Physik Oberwolfach 1970
- 64 Gräff, P. und K. Elsässer "The Stochastic Model of Mode - Coupling Theories" Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome 1970
- 65 Gratzl, H. "Comparison of Dupree's Perturbation Theory for Plasma Turbulence with Quasilinear Theory" Phys. Fluids 13, 1556 (1970)
- 66 Gratzl, H. "One-Dimensional Quasi-Linear Calculation with Allowance for Spontaneous Emission" Nuclear Fusion 10, 391 (1970)
- 67 Gratzl, H. "Comments on 'Proposed Modification to Harris' Quasilinear Equations" Physics of Fluids 13, 2626 (1970)
- Green, B.J. s. Zehrfeld
- 68 Grieger, G. "Application of Cryogenics in Plasma Physics" Third International Cryogenic Engineering Conference and Exhibition, Berlin, Mai 1970
- 69 Grieger, G. et al. "Fortschrittsbericht über die Stellaratorarbeiten im Institut für Plasmaphysik in Garching", Verh. DPG Frühjahrstagung in München 1970
- 70 Grieger, G. "Barium-Plasma im Wendelstein-Stellarator" Mitt. aus der Max-Planck-Gesellschaft, Heft 1, (1970) S. 43-59
- 71 Grieger, G. und G. v. Gierke "Einschluß von Plasmen in Toroidalen Magnetfeldern", Festschrift IPP, 45, Garching, 1970
- 72 Grieger, G., D. Eckhartt, J. Eisert, G.v.Gierke, W. Ohlendorf und G.H. Wolf "Influence of Superimposed Shear on the Confinement Properties of the Wendelstein  $\ell=2$  Stellarator (WIIa)", Proc. 4. European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Research, Rome 1970
- Grieger, G. s. Eckhartt

- 73 Grossman, P., R. Wilhelm und H. Zwicker "Plasma confinement in a toroidal screw pinch at reduced  $\beta$ -values, Iv. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf. Proc. Nr. 49 (1970)
- 74 Grossmann, P., W. Grossmann, R. Wilhelm und H. Zwicker "Untersuchungen zur Stabilität eines toroidalen Screw-Pinches" Verh. DPG (VI) 5, 70 (1970)
- 75 Grossmann, W. "High- $\beta$  Theory - A Review of Pinch Plasma Stability" IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf. Proc. Nr. 37 (1970)
- 76 Grossmann, W. "Numerical Calculation of Screw Pinch Stability" IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf. Proc. No. 48 (1970)

Grossmann, W. s. Grossmann, P.

- 77 Gruber, J. und R. Süß "Investigation of the Erosion Phenomenon in High Current, High Pressure Gas Discharges", 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 78 Gruber, O. und H. Herold "Stabilitätsverhalten eines linearen Screw-Pinches" Verh. DPG (VI) 5, 70 (1970)

Gruber, O. s. Becker

- 79 Haas, G. "On the Interaction of Sputtered Wall Material with Fusion Plasma" 6th Symp. on Fusion Technology, Aachen (Sept. 1970)
- 80 Hahn, G. und M. Salvat "Conductivity Measurements in Pure Argon at Magnetic Field Strengths up to 2 Tesla" Proc. 11. Symp. Eng. Aspects of MHD, Pasadena 1970, p. 45
- 81 Hagenow v., K.U. "On Rotation in a Torus" Proc. Plasma Workshop in Trieste, 1970
- 82 Hammer, W. und H. Vernickel "Einfluß von Temperatur und Ionenenergie auf Oberflächenstrukturen  $\text{Ar}^+$ - beschossener Feldemissionsspitzen" Verhdlg. DPG 5, 181 (1970)
- 83 Hashmi, M., A.J. van der Houven van Oordt und J.G. Wegrowe "Production and Application of Lithium and Strontium Plasma in a Q-Device, Plasma Physics 12, 642 (1970)
- 84 Hashmi, M., A.J. van der Houven van Oordt und J.G. Wegrowe "On the Oscillator Strength of the Resonance Transitions of  $\text{Sr}^+$ ", J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer 10, 297 (1970)
- 85 Hashmi, M., A.J. van der Houven van Oordt und J.G. Wegrowe "Production and Study of on Alkali Plasma with Negative Ions" J. Appl. Phys. 41, 3446 (1970)
- 86 Hashmi, A., A.J. van der Houven van Oordt und J.G. Wegrowe "Basic Loss Processes in Thermally Ionized Magnetoplasmas, Nuclear Fusion 10, 163 (1970)
- 87 Hashmi, A., A.J. van der Houven van Oordt und J.G. Wegrowe "Basic Loss Processes in Thermally Ionized Magnetoplasmas, Nuclear Fusion 10, 173 (1970)

Heiland, W. s. Blauth  
Heiland, W. s. Behrisch  
Heiland, W. s. Eckstein  
Heiland, W. s. Taglauer

- 88 Herold, H. und A. Knobloch "Der Weg zum Fusionsreaktor" IPP- Festschrift 1970, S. 103

Herold, H. s. Becker

Herold, H. s. Gruber, O.

- 90 Herppich, G. und R. Süß "A FastStorage System for a 500 kV-Theta-Pinch Experiment"  
6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 91 Hora, H. "Nonlinear Effect of Expansion in Laser Interaction and Related Plasma  
Phenomena" Plenum Press 1970, p. 383
- 92 Hora, H. und H. Wilhelm "Optical Constants of Fully Ionized Hydrogen Plasma for  
Laser Radiation, Nuclear Fusion 10, 111 (1970)
- 93 Hora, H. "Self - Focusing and Nonlinear Acceleration Process in Laser Produced  
Plasma" Opto-Electronics 2, 201 (1970)
- 94 Hora, H. und D. Pfirsch "Laser Energy Necessary for Inertially Confined Nuclear  
Fusion Plasma," 6th. Int. Quantum Electr. Conf. Kyoto 1970, Digest of Techn. Papers, p. 10
- 95 Hora, H. Self-Focusing and Nonlinear Acceleration Process in Laser Produced Plasma"  
Invited Paper 6th Int. Quantum Electr. Conf. Kyoto 1970, Digest of Techn. Papers, p. 98

van der Houven van Oordt, A.J. s. Hashmi

Joyce, G. s. Salat

- 96 Junker, J., A.A. Newton und H.A.-B. Bodin "Study of Magnetic Forces for Feedback  
Stabilization of High-Beta-Plasmas" IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and  
Plasma Physics, Rome, Conf. Prof. Nr. 155 (1970)
- 97 Junker, J. und W. Lotz "Plasma Losses in a Toroidal Theta Pinch with Superposed  
Hexapole" Z. Physik 238, 148 (1970)

Junker, J. s. Kaufmann

- 98 Kaufmann, M., E. Fünfer, W. Lotz und J. Neuhauser "Experiments with a Linear ( $\ell = 1$ )  
High - Beta Stellarator", IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics,  
Rome, Conf. Proc. Nr. 39 (1970)
- 99 Kaufmann, M., J. Junker und U. Seidel "Messung von axialen Strömen am  $\theta$ -Pinch  
Isar I", Verh. DPG (VI) 5, 66 (1970)

Kaufmann, M. s. Braun

- 100 Keilhacker, M., G. Lisitano, S. Puri und M. Tutter "Aufheizung eines Plasmas"  
Festschrift 1970, S. 54
- 101 Keilhacker, M. und F. Percorella "Preionization for Collisionless Shock Wave  
Experiments by Means of Photoionization" Phys. Fluids 13, (1970)

Keilhacker, M. s. Chodura

Keilhacker, M. s. Gattinger

- 102 Keilmann, F. "Two-Dimensional Interferograms at  $10.6 \mu$  for Plasma Diagnostics" Rev. Sci. Instr. 41, 278 (1970)
- 103 Keilmann, F. "Interferometrie und Schlierenabbildung mit der Infrarotstrahlung eines  $\text{CO}_2$  - Lasers zur Messung der Elektronendichte in Bogenplasmen" Dissertation TH München 1970 und IPP IV/4
- 104 Keilmann, F. "Infrared Interferometer with Output Proportional to Phase" Infrared Physics 10, 97 (1970)
- 105 Keilmann, F. "Infrared Interferometry with a  $\text{CO}_2$  Laser Source and Liquid Crystal Detection," Appl. Optics 9, 1319 (1970)
- 106 Keilmann, F. "Diagnostik an Bogenplasmen durch Ablenkung eines  $\text{CO}_2$  Laserstrahls" Abstr. Phys. Verh. DPG 2, 91 (1970)
- Keilmann, F. s. Fill
- 107 Kellerer, L. "Moduliertes Spektrum des an einem magnetisierten Plasma gestreuten Laserlichts", Verh. DPG (VI), 5, 64 (1970)
- 108 Kellerer, L. "Magnetic Field Measurement by Light Scattering" IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf.Proc. No. 125 (1970)
- 109 Kellerer, L. "Modulated Electron Spectrum of the Light Scattered by a Magnetized Arc Plasma" Z.Physik 232, 415 (1970)
- 110 Kellerer, L. "Measuring Magnetic Fields in Plasma by Means of Light Scattering" Z. Physik 239, 147 (1970)
- Kirschner, J. s. Blauth
- Kirschner, J. s. Eckstein
- 111 Klan, F. "Theoretical Investigation of a Temperature Instability in a Modified Penning Discharge (Q-PIG)" Z. Naturf. 25a, 707 (1970)
- 112 Klan, F. "Experimental Investigation of a Low Frequency Instability in a Modified Penning Discharge (Q-PIG)" Z. Naturf. 25a, 263 (1970)
- 113 Klement, G. und H. Wedler "High Power Spark Gaps for Large and Fast Energy Storage Systems" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- Klement, G. s. Wedler
- Klüber, O. s. Knobloch
- 114 Knobloch, A. "Design of a Fusion Reactor; Summary of an IPP Lecture Series" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 115 Knobloch, A., F. Werner und E. Breit "Toroidal Version of the Isar I Theta Pinch Experiment" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)



- 116 Knobloch, A., O. Klüber und G. Nützel "Technical Status Report on the Garching Tokomak Experiment PULSATOR", 6th Symposium on Fusion Technology Aachen 1970
- 117 Knobloch, A. "Nuclear Fusion Reactor Conference", Elektrotechnische Zeitschrift Ausgabe A, 91. Jahrg. (1970), Heft 5, 289-290
- 118 Knobloch, A. "Technische Aspekte des Fusionsreaktors" Vortrag anl. IPP-10-Jahres-Feier, Nov. 1970
- Knobloch, A. s. Dänner  
Knobloch, A. s. Herold  
Kompa, K.-L. s. Fill
- Köppendörfer, W. s. Engelhardt
- 119 Kornherr, M. "Stationary Collisionless Shock Waves in an Initial Plasma with High Ion Temperature" Z. Physik 233, 37 (1970)
- Kornherr, M. s. Chodura
- 120 Kukral, H. "Molybdänscheiben-Glasverbindung", Vakuum-Technik 19, 48 (1970)
- 121 Kunze, R.-C., G. Müller und R. Süß "High Power Spark Gap for High Repetition Rates" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 122 Kunze, R.-C. und E. v. Mark "Pulse Breakdown of Plastic Foils Immersed in Liquids" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 123 Kunze, R.-C. und E. v. Mark "Impulsspannungsfestigkeit von Kunststoff-Folien unter flüssigen Tränkmitteln", ETZ A Band 91, (1970) Heft 11, 615-619
- Kunze, R.-C. s. Bäumlner
- 124 Küppers, G. "The Stability of Steady Finite Amplitude Convection in a Rotating Fluid Layer" Phys. Lett. 32A, 7 (1970)
- 125 Lang, R.S. "Die Erzeugung von Riesenimpulsen durch einen aktiv und passiv geschalteten anorganischen Neodym-Flüssigkeitslaser" Z. Naturforschung 25a, Heft 8/9 (1970) 1354 und 1355
- 126 Lang, R.S., H. Baumhacker und E. Fill "Stimulated Raman Scattering in an Inorganic Nd Liquid Laser", Physic Letters, Vol 32A, No. 6 (1970) 433-434
- 127 Lang, R.S., E. Fill, J. Perchermeier und H. Weichselgartner "Anorganische Flüssigkeitslaser", Festschrift IPP 1960/1970
- Lang, R.S. s. Fill
- 128 Lehner, G. "Über die Aussichten des thermonuklearen Fusionsreaktors" Techn. Mitteilungen 63, 74 (1970)
- 129 Lehner, G. "Reaction Rates and Energy Spectra for Nuclear Reactions in High Energy Plasmas", Z. Physik 232, 174 (1970)
- 129a Lehner, G. und F. Pohl "On the Possibility of Measuring Magnetic Fields by Scattered Light" Z. Physik 232, 174 (1970)
- Lehner, G. s. Eberhagen

- 130 Lengyel, L.L. "Numerical Simulation of Ionization Instability with Allowance for Dissipative Processes" Proc. 11, Symp. Eng. Aspects of MHD, Pasadena 1970, p.193
- 131 Lengyel, L.L. "Numerical Simulation of Ionization Instability"  
J. Energy Conversion 10, 1 (1970)
- 132 Leuterer, F. "Anregung von Bernsteinwellen in einer inhomogenen Plasmasäule durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld, Abstr. Phys. Verh. DPG 2, 62 (1970)
- 133 Leuterer, F. "Experiment on the Excitation of Buchsbaum-Hasegawa Resonances"  
4th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Rome 1970
- 134 Liebl, H. "Mikrostrahlensonden für die Oberflächenphysik"  
(Fachbericht) Verh. DPG 5, 198 (1970)
- 135 Liebl, H. "A Combined Ion and Electron Microprobe" Triennial Intern. Mass Spectrometry Conferene, Brüssel (Sept. 1970)
- Liebl, H. s. Blauth
- 136 Lisitano, G., M. Fontanesi und E. Sindoni "Non-Resonant Absorption of Electromagnetic Waves in a High Density Plasma," Appl. Phys. Letters 16, 122 (1970)
- Lisitano, G. s. Keilhacker
- Lohnert, H. s. Becker, J.-D.
- 137 Lortz, D. "Über die Existenz toroidaler magnetohydrostatischer Gleichgewichte ohne Rotationstransformation" Z. angew. Mathematik und Physik (ZAMP) 21, 196 (1970)
- 138 Lortz, D. "Stable Magnetohydrostatic Equilibria without Rotational Transform"  
Proc. Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome 1970
- 139 Lortz, D., E. Rebhan und G.O. Spies "Sufficient Criteria for MHD Stability"  
Bull. Am. Phys. Soc. 15, 1416 (1970)
- Lortz, D. s. Spies
- 140 Lotz, W. "Electron Impact Ionization Cross-Sections for Atoms up to  $Z = 108$ "  
Z. Physik 232, 101 (1970)
- 141 Lotz, W. "Electron Binding Energies in Free Atoms" J. Opt. Soc. Am. 60, 206 (1970)
- Lotz, W. s. Junker  
Lotz, W. s. Kaufmann
- 142 Ludwig, D. und J. Raeder "Messung der Iontemperatur mit Hilfe des thermischen Doppler-Effektes an einer Wasserstoff-Lichtbogenentladung"  
Z. Naturforsch. 25a, 473 (1970)
- Macmahon, A.B. s. Sheffield
- 143 Martinelli, A.P. "Low Field Instabilities of High-Field Composite Superconductors" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)

- 144 Martinelli, A.P. "Normal Transitions of Composite Superconductors Induced by Magnetic Disturbances" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- 145 Martinelli, A.P. "Stability of Composite Superconductors in Fast-Pulsed Magnetic Fields", The Third Internat. Conf. on Magnet Technology, Hamburg, Mai 1970
- Mark, von E. s. Kunze
- 146 McCartan, J., G.H. Wolf und H.A.-Bodin "The Formation of an Axissymmetric Bulged Region in an Long Uniform Plasma Column" Plasma Physics 12, 885 (1970)
- Mayer, H.M. s. Gehre
- 147 Meisel, D. "Der Plasmaeinschluß in einem toroidalen Theta-Pinch mit überlagertem Hexapolfeld" Z. Physik 236, 362 (1970)
- Müller, G. s. Kunze
- Müller, N. s. Eckstein
- Müller, N. s. Blauth
- 148 Mulser, P. "Hydrogen Plasma Production by Giant Pulse Lasers" Z. Naturforsch. 25a, 282 (1970)
- Münich, M. s. Engelhardt
- 149 Muntenbruch, H., E. Sebastian und K. Sobra "Experimente zur Entwicklung eines membranlosen konventionellen Stoßwellenrohres" Abstr. Phys. Verh. DPG 2, 119 (1970)
- Muntenbruch, H. s. Willeke
- Muntenbruch, H. s. Zimmermann
- 150 Neufeld, C.R. "Enhanced Scattering of Laser Light from a Laboratory Plasma, Phys. Lett. 31A, 19 (1970)
- 151 Neuhauser, J. "Bestimmung der Relaxation der Ionen-Geschwindigkeitsverteilung eines heißen Deuterium-Plasmas mit Hilfe von Neutronenmessungen" Verh. DPG (VI) 5, 67 (1970)
- Neuhauser, J. s. Kaufmann
- Newton, A.A. s. Bodin
- Newton, A.A. s. Junker, J.
- 152 Niedermeyer, H. "Spektroskopische Messung von Feldfluktuationen in stoßfreien Stoßwellen" Verh. DPG (VI) 5, 63 (1970)
- Niedermeyer, H. s. Chodura
- 153 Nührenberg, J. "Magnetohydrostatic  $\ell = 1$ , Finite  $\beta$  Stellarator Equilibrium" Physics of Fluids 13, 2082 (1970)
- Nützel, G. s. Dänner
- Nützel, G. s. Knobloch

- Ohlendorf, W. s. Eckhartt
- Ohlendorf, W. s. Grieger
- 154 Oswald, B. "Large Superconducting Coils for Fusion Research"  
Third Int. Cryogenic Engineering Conf., Berlin, Mai 1970
- 155 Oswald, B. "Large Superconducting Coils for a Stellarator Experiment"  
The Third Internat. Conf. on Magnet Technology, Hamburg, Mai 1970
- Oswald, B. s. Becker, J.D.
- Ott, W. s. Andelfinger
- Parkinson, D. s. Biskamp
- Perchermeier, J. s. Lang
- Perchermeier, J. s. Weichselgartner
- Percorella, F. s. Keilhacker
- 156 Pfirsch, D. "Weak Turbulent Shocks in Magnetized Plasmas" Lab. of. Plasma Studies,  
Cornell University, Ithaca, New York, LPS 33 (1969) to be published in Physics  
of Fluids
- 157 Pfirsch, D. und R.N. Sudan "Non - Existence of Shock-Like Solutions of Korteweg-De-Vries  
Equation with Landau Damping" International Centre for Theoretical Physics,  
IC/70/97, Miramare-Trieste 1970
- 158 Pfirsch, D. und R.N. Sudan "Conditions for the Existence of Shock-Like Solutions of Korteweg-  
De-Vries Equation with Dissipation" International Centre for Theoretical Physics,  
IC/70/118, Miramare-Trieste 1970, Bull. Am. Phys. Soc. 15, 1456 (1970) eingereicht  
bei Physics of Fluids
- Pfirsch, D. s. Hora
- 159 Pillsticker, M., K.-H. Schmitter und H. Wedler "Recent Results with Laser-  
Triggered Spark Gaps" 6th Symposium on Fusion Technology, Aachen (1970)
- Pohl, F. s. Lehner
- 160 Pöhlchen, R. "Calculation of Self-Inductances of Thick Air-Core Coils,  
Mutual Inductances and Axial Forces between such Coils in Coaxial Systems by  
Means of a Digital Computer" The Third Internat. Conf. on Magnet Techno-  
logy, Hamburg 1970
- 161 Poschenrieder, W.P. und H. Vernickel "A Computation of Mass and Aiming Errors  
Caused by the Pulsed Field in an Atom-Probe - The Concept of the Sputtering  
Atom Probe" 17th Field Emission Symposium, Yale University, New Haven, Conn., 1970

- 162 Puri, S. "Particle Diffusion Along the Direction of an Electric Field Acting Transverse to a Non - Uniform Magnetic Field, Phys. Lett. 32 A, 55 (1970)
- 163 Puri, S. "On the Theory of Stochastic Acceleration of High Energy Particles in Cyclic Accelerators," Z. Physik 233, 358 (1970)
- 164 Puri, S. "Induced Random Walk in a Plasma, Phys. Lett. 31A, 231 (1970)
- 165 Puri, S. "Enhanced Diffusion in a Non-Uniform Magnetic Field " 4th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Rome 1970, p. 12
- Puri, S. s. Keilhacker
- 166 Raeder, J. "Zusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit von Verbrennungsplasmen" Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft, Forschungsbericht K 70-29 Dez. 1970
- 167 Raeder, J. und S. Wirtz "Numerische Berechnung der gekoppelten Verteilungen von Potential und Temperatur für Wasserstoff-Lichtbögen endlicher Länge in axialen Magnetfeldern" Z. Naturforsch. 25a, 459 (1970)
- Raeder, J. s. Ludwig
- 168 Rau, F. "Toroidale Multipole" Festschrift IPP, 45, Garching 1970
- 169 Rebhan, E. "Stability of Axisymmetric Multipole Configurations with Closed Meridional Field Lines" Fourth European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome 1970
- Rebhan, E. s. Lortz
- 170 Renner, H. "Plasma Oscillations in an Axial Inhomogeneous Beam Plasma System" Proc. 4. Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Research, Rome 1970
- 171 Riedmüller, W. "Experimental and Theoretical Studies of the Influence of Boundary Conditions on the Development of Ionization Instability," Proc. 11. Symp. Eng. Aspects of MHD, Pasadena 1970, p. 199
- Robson, A.E. s. Sheffield
- 172 Röhr, H. "Der Laser in der Plasmadiagnostik" Kolloquiumsvortrag an d. Universität Stuttgart (1970)
- 173 Röhr, H. "Stimulated Antistokes Raman Emission from Gaseous CO<sub>2</sub> as a Light Source for Scattering Experiments" Intern. Quantum Electronics Conf., Tokyo, Kyoto, Digest of Techn. Papers Nr. 2.6, 18 (1970)
- 173a Röhr, H. " Plasma Diagnostics with Lasers" Seminar on Lasers and Laser Applications, Battelle Research Center, Seattle, Conf. Proc. No. 125 (1970)
- Röhr, H. s. Braun
- Röhr, H. s. Fill
- Sagdeev, R.Z. s. Biskamp

Saison, R. s. Croci

- 174 Salat, A. und G. Joyce "Frequency Dependent Transport Equation for a Magneto-plasma" Plasma Physics 12, 341 (1970)
- 175 Salat, A. "Effect of Electron-Electron Collisions on the Electrical Conductivity of Plasmas with Trapped Particles" Nuclear Fusion 10, 369 (1970)
- Salvat, M. s. Hahn
- 176 Salzmann, H. "Mode-Locking of Giant Pulse Ruby Lasers" Phys. Lett. 32A,40 (1970)
- 177 Salzmann, H. "A Simple Interferometer Based on the Ronchi Test;" Appl. Optics 9, 1943 (1970)
- 178 Sardei, F. "Parametrische Studie der Wechselwirkung einer Überschallströmung mit einem Quermagnetfeld;" Abstr. Phys. Verh. DPG 2, 94 (1970)
- Sardei, F. s. willeke
- Schäffler, H.-G. s. Blauth
- Scherzer, B.M.-U. s. Behrisch
- Schindler, K. s. Biskamp
- 179 Schmitter, K.-H. "Funkenstrecken mit optischer Triggerung", Laser 3/70
- 180 Schmitter, K.-H. "Fusionsreaktoren", Umschau, Heft 24, (1970) 767 - 772
- 181 Schmitter, K.-H. "Energiespeicher in der Fusionsforschung" Vortrag Uni Stuttgart, Nov. 1970
- 182 Schmitter, K.-H. "Optische Zündung von Funkenstrecken durch Laserlicht" Festschrift IPP 1960/1970
- 183 Schmitter, K.-H. "Plasmatechnik", Festschrift IPP 1960/1970
- Schmitter, K.-H. s. Fill
- Schmitter, K.-H. s. Pillsticker
- Schneider, W. s. Braun
- Schulze, H. s. Behrisch
- 184 Schwenn, R. "Messungen der radialen Verteilungen von elektrischer Stromdichte und Temperatur im Wasserstofflichtbogen mit axialem Magnetfeld, Z. Naturforsch. 25a, 1601 (1970)
- 185 Schwenn, R. "Messungen der radialen Verteilung der elektrischen Feldstärke im Wasserstofflichtbogen mit axialem Magnetfeld;" Z. Naturforsch. 25a, 1310, (1970)
- 186 Schwenn, R. "Sondenmessungen der radialen Verteilung von elektrischer Feldstärke und Stromdichte im Wasserstofflichtbogen mit starkem axialem Magnetfeld" Abstr. Phys.Verh. DPG, 2, 82 (1970)



- Sebastian, E. s. Muntenbruch
- Seidel, U. s. Kaufmann
- 187 Sheffield, J., G. Decker, A.B. Macmahon und A.E. Robson "Electron Temperature Measurements in Oblique and Normal Collisionless Shocks in Magnetized Plasmas" IV. Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Conf. Proc. No. 58 (1970)
- 188 Sigel, R. "Experimental Investigation of Plasma Production by Irradiating Solid Hydrogen Foils with an Intense Pulse Laser, Z. Naturforsch. 25a, 488 (1970)
- Sigel, R. s. Fill
- Siller, G. s. Andelfinger
- Sindoni, E. s. Lisitano
- Sobra, K. s. Muntenbruch
- Sommer, J. s. Engelhardt
- 189 Spies, G.O. und D. Lortz "Asymptotic Magnetic Surfaces" Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome 1970
- Spies, G.O. s. Lortz
- Steffes, B. s. Zimmermann
- 190 Steuer, K.-H. "Messung der Amplitude und Frequenz von Dichtefluktuationen in stoßfreien Stoßwellen mit Hilfe von Laservorwärtsstreuung", Verh. DPG (VI) 5, 64 (1970)
- Steuer, K.-H. s. Chodura
- Sudan, R.N. s. Pfirsch
- Süß, R. s. Gruber, J.
- Süß, R. s. Herppich
- Süß, R. s. Kunze
- 191 Taglauer, E. und W. Heiland "Streuung langsamer Edelgasionen (50-400 eV) an Metallen" Verh. DPG 5, 202 (1970) V-69
- Taglauer, E. s. Blauth
- 192 Tasso, H. "Review of Own Work on Macroscopic Equilibria" Proc. Plasma Workshop in Trieste, 1970
- 193 Tasso, H. "Nonexistence of a Class of Magnetohydrodynamical Toroidal Equilibria" Physics of Fluid 13, 7 (1970)
- Tasso, H. s. Wobig

- 194 Tataronis, J.A. und J. Teichmann Proc. of the 4th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Phys., Rome 1970, p. 177  
Teichmann, J. s. Tataronis, J.A.
- 195 Troppmann, M. "Potential Distribution in a Two-emitter Diode"  
Z. Naturforsch. 25a, 504 (1970)  
Tutter, M. s. Gehre  
Tutter, M. s. Keilhacker
- 196 Unsöld, E. "Plasma-Erzeugung bei Ausgangsdrucken von 0,1 - 10 mTorr H<sub>2</sub> mit Hilfe von Mikrowellen" Verh. DPG (VI) 5, 82 (1970)
- 197 Vernickel, H. "Vakuum- und Oberflächenprobleme bei Fusionsexperimenten"  
Hauptvortrag Jahrestagung ÖPG und ÖGV, Wien 1970  
Vernickel, H. s. Hammer  
Vernickel, H. s. Poschenrieder
- 198 Wedler, H. und G. Klement "A New Crowbar System for the 2.7 MJ Bank, Isar I"  
6th Symposium on Fusion Technology, Aachen 1970  
Wedler, H. s. Klement  
Wedler, H. s. Pillsticker  
Wegrowe, J.-G. s. Cattanei  
Wegrowe, J.-G. s. Hashmi
- 199 Weichselgartner, H. und J. Perchermeier "Anorganische Flüssigkeitslaser; Beiträge zur Präparation und Handhabung der aktiven Lösungen", Z. Naturforschung, Band 25a, Heft 8/9 (1970) 1244-1247  
Weichselgartner, H. s. Fill  
Weichselgartner, H. s. Lang  
Weißmann, R. s. Behrisch  
Werner, Fr. s. Knobloch  
Wesson, I.A. s. Bodin
- 200 Willeke, K., W. Zimmermann, H. Muntenbruch und F. Sardei "Optical Studies of Plasma-Flow Interactions with Large Magnetic Fields," Z. Naturforsch. 25a, 786 (1970)
- 201 Willeke, K. "Über eine verbesserte Widerstandssonde zur Messung von Wärmeleitfähigkeit und Relaxationserscheinungen in stoßwellenerzeugten Plasmen," Abstr. Phys. Verh. DPG 2, 89 (1970)

- Willeke, K. s. Zimmermann
- 202 Wilhelm, R. und H. Zwicker "Experimental Investigations on a Toroidal Screw Pinch"  
Z. Physik 240, 295 (1970)
- Wilhelm, R. s. Grossmann, P.
- Wilhelm, R. s. Hora
- 203 Wimmel, H.K. "Energy-Balance Equation and Enhanced Collisional Plasma Diffusion"  
Nuclear Fusion 10, 117 (1970)
- Wirtz, S. s. Raeder
- 204 Witkowski, S. "Laser und thermonukleare Fusion" Naturwissenschaften 57, 211 (1970)
- 205 Wobig, H. und H. Tasso "On Dynamic Stabilization of MHD Instabilities"  
AIP Conf. Proc. No. 1 (Feedback and Dynamic Control of Plasma)
- Wobig, H. s. Eckhartt
- 207 Wolf, G.H. "Dynamic Stabilization of Hydrodynamic Interchange Instabilities, a Model  
for Plasma Physics" (Invited Paper) AIP Conf. Proc. 1 (Feedback and Dynamic of  
Plasma) S. 293 (1970) American Institute of Physics 335 East 45 Street New York  
N.Y. 10017
- 206 Wolf, G.H. "Dynamic Stabilization of the Interchange Instability of a Liquid-Gas  
Interface" Phys. Rev. Lett. 24, 444 (1970)
- Wolf, G.H. s. Bodin
- Wolf, G.H. s. Eckhartt
- Wolf, G.H. s. Grieger
- Wolf, G.H. s. McCartan
- Wunderlich, R. s. Eberhaben
- Wunderlich, R. s. Engelhardt
- 208 Zehrfeld, H.P. und B.J. Green "Effect of Inertia on Losses from a Plasma in Toroidal  
Equilibrium" Nuclear Fusion 10, 251 (1970)
- 209 Zehrfeld, H.P. "Zur Theorie der Teilchenverluste eines Plasmas in toroidalen Magnet-  
feldkonfigurationen" Dissertation München 1970
- 210 Zimmermann, W., K. Willeke, H. Muntenbruch und B. Steffes "Study of Reflected  
Shock Waves Generated by Interaction of Shock-Produced Plasma Flows with Magnetic  
Fields" AIAA 3rd Fluid Plasma Dynamics Conf., Los Angeles 1970, AIAA Paper No. 70-671
- 211 Zimmermann, W. "Spektroskopische und interferometrische Untersuchungen der Wechsel-  
wirkung zwischen Stoßwellenplasmen und Magnetfeldern" Abstr.Phys.Verh.DPG 2,93 (1970)

- 212 Zimmermann, W., K. Willeke, H. Muntenbruch und B. Steffes "Study of Relaxation Effects Behind Shock Fronts Generated Through Plasma-Flow Interaction with Large Magnetic Fields" Phys. Lett. 32A, 225 (1970)

Zimmermann, W. s. Willeke

- 213 Zinko, H. und G. Brederlow "Performance and Discharge Structure of a Noble Gas Alkali MHD Generator", Proc. 11. Symp. Eng. Aspects of MHD, Pasadena 1970 p. 90

- 214 Zwicker, H. "Erzeugung und Eigenschaften extrem dichter Plasmen" Kolloquiumsvortrag an der Universität Stuttgart (1970)

- 215 Zwicker, H. "Toroidaler Einschluß von Plasmen im Screw Pinch" Kolloquiumsvortrag an der Universität Bochum (1970)

Zwicker, H. s. Grossmann, P

Zwicker, H. s. Wilhelm

Zwickert, R. s. Becker, J.D.

LABORBERICHTE

- IPP 1/105 Kaufmann, M., J. Neuhauser und H. Röhr "Experimenteller Nachweis von Spiegelinstabilitäten am Theta Pinch ISAR I"
- IPP 1/106 Keilhacker, M. "Numerical Calculations of the Density and Temperature Variations in Cylindrical Plasmas Preionized by UV-Radiation"
- IPP 1/107 Lehner, G. und F. Pohl "Neutron Yields and Energy Spectra for hot Deuterium-Tritium-Plasmas"
- IPP 1/108 Engelhardt, W. "The Radiation Losses from a Theta Pinch Plasma in the Wavelength from 10 to 200 Ångstroms"
- IPP 1/109 Neuhauser, J. "Geschwindigkeitsverteilung anisotroper Deuteriumplasmen aus zeitaufgelösten Neutronenspektren"
- IPP 1/110 Hertweck, F. und W. Schneider "A Two Dimensional Computer Programme for Solving the MHD-Equations for the Theta Pinch in a Time-Dependent Coordinate System"  
6/90
- IPP 1/111 Kaufmann, M., E. Fünfer, J. Junker und J. Neuhauser "Experimente mit einem linearen  $\ell = 1$  Hoch-Beta Stellarator an ISAR I"
- IPP 1/112 Chodura, R. und F. Pohl "Hydromagnetic Equations for Anisotropic Plasmas including Transport Effects"
- IPP 1/113 Chodura, R. und K. Graf Finck v. Finckenstein "Vlasov Description of a Super-critical Magneto-acoustic Compression Pulse"  
6/92
- IPP 1/114 Eberhagen, A. "Investigations on Preionization for Toroidal High-Beta-Experiments"
- IPP 1/115 Junker, J., E. Fünfer, M. Kaufmann und J. Neuhauser "Untersuchung der  $m = 1$  Instabilität eines gewellten Theta-Pinches"
- IPP 2/85 Ellis, R.A. Jr. und D. Eckhartt "Production and Confinement of Electron Cyclotron Resonance Plasmas in the WIIa-Stellarator"
- IPP 2/86 Eckhartt, D. "Plasma Confinement in the WIIa-Stellarator: A Comprison between Experimental Results and Theoretical Estimates of "Neoclassical" Diffussion"
- IPP 2/87 Ulbricht, P. "Messungen an dem Ionenstrahl-Injektor-System ISIS I mit Pendelelektronen Duoplasmatron"
- IPP/4 Grieger, G. "Fusionsreaktor"
- IPP III/1 Zehrfeld, H.P. und B.J. Green "Plasma equilibria of Tokomak type Part I"
- IPP IV/1 Büchl, K. und H.J. Pfeiffer "Konus- und Hochkugelkalorimeter zur Energiemessung an Hochleistungslasern"

- IPP IV/2 Muntenbruch, H., E. Sebastian und K. Sobra "Experiments for the Development of a Conventional Shock Tube without Diaphragms"
- IPP IV/3 Krause, H., P. Sachsenmaier, H. Salzmann u. R. Sigel "Herstellung kleiner Wasserstoffteilchen zur Plasmaerzeugung durch fokussierte Laserstrahlung"
- IPP IV/4 Keilmann, F. "Interferometrie und Schlierenabbildung mit der Infrarotstrahlung eines CO<sub>2</sub> Lasers zur Messung der Elektronendichte in Bogenplasmen"
- IPP IV/5 Puri, S. "Parametric Motion and its Effects on Particle Diffusion and the Plasma Dielectric Constant"
- IPP IV/6 Salzmann, H. "A Simple Interferometer Based on the Ronchi Test"
- IPP IV/7  
6/91 Hora, H. und D. Pfirsch "Laser energy necessary for inertially confined nuclear fusion plasma"
- IPP IV/8 Lengyel, L.L. "Preionization and Velocity Effects on the Performance of MHD Channels with Nonequilibrium Plasmas as working Media"
- IPP-MAN Zitzow, U. "Survey of Layout Problems in MHD Generators"
- IPP-MAN Zankl, G. "Zum thermischen Verhalten von Leitfähigkeitskanälen"
- IPP-MAN Bünde, R. Bericht über die 15. Internationale Gasturbinenkonferenz der ASME vom 24.-28.5.1970 in Brüssel
- IPP-MAN Zankl, G. und J. Schneider "Datenerfassung am MHD-Experimentiergenerator"
- IPP-MAN Zankl, G. und Ch. Dorn "Leitfähigkeitsmessungen an einem H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> Verbrennungsgas mit KOH-Beimischung"
- IPP-MAN Halbjahresberichte: a) v. 1.11.69 . 30.4.70, b) v. 1.5.70 - 31.10.70
- IPP 4/68 Herppich, G. "Projekt 500 kV-Theta-Pinch"
- IPP 4/69 Müller, G. "Einige Eigenschaften coaxialer Energiespeicher"
- IPP 4/70 Kafka, W. "Probleme der Erzeugung großvolumiger Magnetfelder für Fusionsreaktoren"
- IPP 4/71 Amenda, W. "Apparatur zu Hochstrom I<sub>c</sub>, H-Messungen an Kurzproben supra-leitender Materialien"
- IPP 4/72 Gruber, J. und R. Suess "Investigation of the Erosion phenomenon in high current, high pressure gas discharges"
- IPP 4/73 Becker, J.D., H. Lohnert, B. Oswald und R. Zickert "Ein Hochfeld-Magnet für ein Wasserstoffbogenexperiment"
- IPP 4/76 Martinelli, A.P. "Superconducting Coil Stability and Interaction between the Transport Current and Diamagnetic Currents"



- IPP 4/78 Dänner, W. "Vergleich verschiedener Entwürfe von Reaktormantel und thermodynamischem Kreislauf"
- IPP 4/79 Martinelli, A.P. "Effect of Fast Pulsed Magnetic Field on Single-Layer Superconducting Coils"
- IPP 4/80 Oswald, B. "Wirbelstromverluste durch kurzzeitig veränderliche Magnetfelder"
- IPP /4 "Fusion Reactor" Research and Development Programme.  
First Report of the Reactor Committee"  
Grieger, G., H. Herold, M. Kaufmann, A. Knobloch, G. Lehner,  
K.-H. Schmitter und H. Vernickel
- IPP/4 Entwicklungs- und Forschungsprogramm "Fusionsreaktor"  
1. Bericht des Reaktorausschusses.
- IPP 6/84 Tasso, H. "Characteristics of the System of Stationary Plasma Macroscopic Equations"
- IPP 6/85 McCune, J.E. und K.U. v. Hagenow "Properties of Marginally-Stable Collisionless Drift-Universal Modes with Application to the W-II Stellarator"
- IPP 6/86 Küppers, G. "The Stability of Steady Finite Amplitude Convection in a Rotating Fluid Layer"
- IPP 6/87 Gorenflo, R. "Differenzenschemata monotoner Art für lineare parabolische Randwertaufgaben"
- IPP 6/88 Welter, H. "Berechnung der Ionenbahnen vor einer Feldemissionsspitze"
- IPP 6/89 Croci, M.G., R. Gorenflo und F. Hertweck "Calculation of the Current Flow Directions in a Channel with Staggered Electrodes under MHD Generator Conditions"
- IPP 6/90 F. Hertweck, F. und W. Schneider " A Two Dimensional Computer Programme for  
1/110 solving the MHD quations for the Theta Pinch in a time-dependent Coordinate System"
- IPP IV/7 Hora, H. und D. Pfirsch "Laser Energy Necessary for Inertially Confined  
6/91 Plasma"
- IPP 1/113 Chodura, R. und K. Graf Finck v. Finckenstein "Vlasow Description of a Super-  
6/92 critical Magnetoacoustic Compression Pulse"
- IPP 7/1 Eckstein, W. "Polarisationseffekte bei der elastischen Elektronenstreuung"
- IPP 7/2 Vernickel, H. und H. Welter "Berechnung der Ionenbahnen vor einer Feldemissionsspitze"
- IPP 7/3 Schulze, H. "Der Einfluß von Gitterfehlern auf die Rückstreuung von Protonen und Heliumionen an Niob-Einkristallen"

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.

