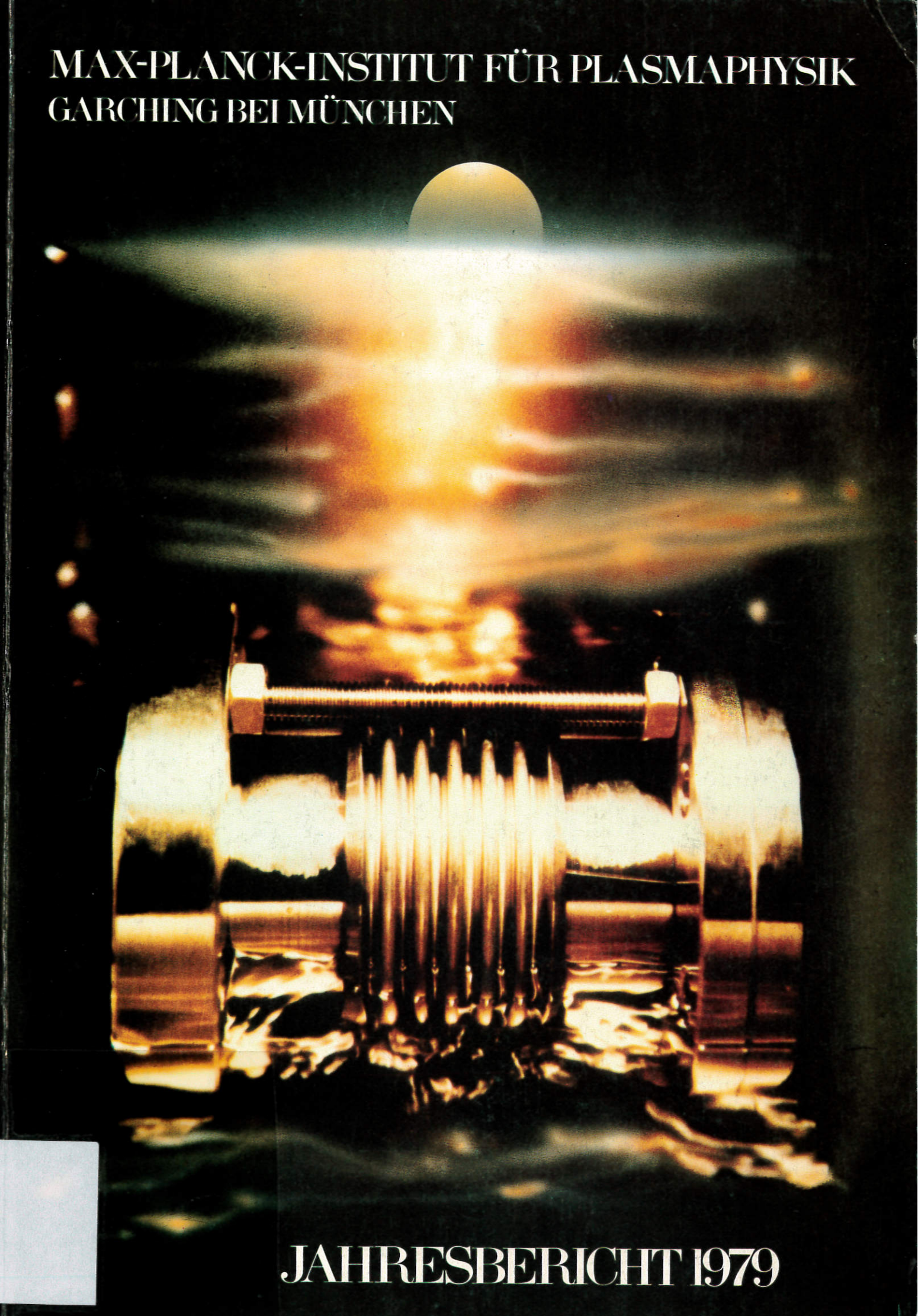
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN



JAHRESBERICHT 1979

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Bibliothek
764

Zum Titelbild

Von einem beim Fusionsexperiment ASDEX benutzten Flansch machte der Maler Andreas Nottebohm (mit einer Polaroid SX 70) ein Foto. Zum Zeitpunkt der Aufnahme – am Tag nach den ersten »heißen Schüssen« mit ASDEX im Februar 1980 – lag der Flansch zur Reinigung in einem Spezialbenzinbad. Das Polaroidfoto fotografierte der Künstler erneut mit einem 6 x 6 Diapositivfilm und fertigte davon eine Papiervergrößerung an. Dieses Papierbild veränderte und erweiterte dann Nottebohm nach seinen Vorstellungen mit einer Spritzpistole. Von dem Ergebnis wurde dann ein neues Diapositiv erstellt, welches schließlich als Druckvorlage diente.

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Jahresbericht 1979

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
18. Okt. 2012
Bibliothek

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik.

A 35762

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	3
Die wissenschaftlichen Bereiche des Instituts	4
Bereich Hoch-Beta-Plasmen	5
1. Projektstudie ZEPHYR	5
2. HBS-INTEREX	17
3. Belt-Pinch II a mit verkürzter Spule	20
4. Allgemeine Diagnostikentwicklung	20
Bereich Stellaratoren	22
1. Stellarator W VII-A	22
2. WEGA	41
Bereich Tokamak	50
1. Projekt ASDEX	50
2. Projekt PULSATOR	60
3. JET	69
Bereich Theorie	71
1. Makroskopische Theorie	71
2. Mikroskopische Theorie und Transport	74
3. Entwicklung numerischer Methoden	77
4. Bibliothek, Dokumentation	78
Bereich Oberflächenphysik	79
Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung	79
Bereich Informatik	86
1. Betrieb der Rechenanlage	86
2. Installation des Rechners CRAY-1	88
3. AMOS Entwicklung	88
4. Projekt Datenerfassung	89
5. EDV für das Rechnungswesen	90
Bereich Beschleunigung	
Dreidimensionale Systeme	91
1. Elektronenring-Beschleuniger	91
2. Pelletbeschleunigung	95
3. Theorie dreidimensionaler Systeme	97
4. Transport intensiver Ionenstrahlen	100
Bereich Technologie	101
1. Neutralinjektion	102
2. Hochfrequenzheizung	105
3. Pellet-Plasma-Quelle	106
4. Programm »Magnete für die Fusion«	110
5. Systemstudien	113

Zentrale Technische Einrichtungen 116
1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungstechnik 116
2. Fachabteilung Elektronik 116
3. Fachabteilung Material-, Vakuum- und Chemische Technologien 118
4. Zentrale Konstruktion 119
5. Zentrale Arbeitsvorbereitung 119
6. Zentrale Mechanische Werkstätten 120
7. Zentrale Läger 121
8. Zentraler Gerätepool 121
9. Energieversorgung und Betriebstechnik 121

Organisationsstruktur des IPP 123

Kaufmännische Geschäftsführung, Verwaltung, Allgemeine Dienste 128

Sicherheit 130

Öffentlichkeitsarbeit 130

Veröffentlichungen und Konferenzberichte 133
Diplomarbeiten/Dissertationen/Habilitationsschriften 140
Laborberichte 141
Autorenverzeichnis 143

Projekte des IPP an Hochschulen
1. Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart 147
2. Technische Universität München 161
3. Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt/Main 165

IMPRESSUM und Lageplan des IPP 167

Vorwort

Die Kernfusion bietet eine reale Chance, die globale Versorgung mit Energie langfristig sicherzustellen. Es wird daher weltweit intensiv an der Schaffung der physikalischen und technischen Grundlagen für die Entwicklung eines ökonomischen Fusionsreaktors gearbeitet. Im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik steht die Erforschung des magnetischen Einschlusses von Fusionsplasmen im Vordergrund.

Im Berichtsjahr wurden die Experimente INTEREX, BELT-PINCH, PULSATOR und PUSTAREX erfolgreich beendet, um Personal für die Schwerpunkte des Institutsprogramms freizustellen.

Die Plasmaenergie im Stellarator »W VII A« konnte durch Injektion energiereicher Neutralteilchen beträchtlich erhöht werden, wodurch sich Chancen für einen zumindest OH-stromarmen Betrieb bereits im W VII A ergeben.

Die Untersuchungen der Lower Hybrid-Heizung an dem Stellarator »WEGA« in Grenoble wurden abgeschlossen. Danach wurde WEGA wieder in Tokamakversion umgebaut.

Bei dem Aufbau von »ASDEX« gelang es, die Arbeiten so weit voranzutreiben, daß am Jahresende mit dem Auspumpen der Anlage begonnen werden konnte. Daran schließt sich eine mehrmonatige Phase der Inbetriebnahme an.

Der Vorschlag für ein Hochfeld-Tokamak-Experiment »ZEPHYR«, das die Untersuchung des brennenden Zustands nach der Zündung zum Ziel hat, wurde zusammen mit dem MIT (Cambridge, USA), CNEN (Frascati), PPPL (Princeton), KFA (Jülich), KfK (Karlsruhe) und anderen Instituten weiter ausgearbeitet. Am Ende der ersten Designphase Mitte 1980 werden Aussagen über Machbarkeit und Aufwand erwartet.

Die theoretischen Arbeiten konzentrierten sich auf das beta- und das Transportproblem. Daneben wurden zur direkten Unterstützung der Experimente theoretische und numerische Untersuchungen innerhalb der Projekte selbst durchgeführt.

Neue Schwerpunkte des Institutsprogramms bilden die Heizung durch Neutralteilcheninjektion und die Hochfrequenzheizung.

Es wurden verschiedene Verfahren der Pelletbeschleunigung untersucht mit dem Ziel, im Laufe des Jahres 1980 eine leistungsfähige Quelle für die Nachfüllung von W VII A und ASDEX zur Verfügung zu haben.

Die wissenschaftlichen Bereiche des Instituts

Bereich Hoch-Beta-Plasmen
Direktor: Dr. M. Kaufmann

Projekt INTEREX
- Lower-Hybrid-Drift-Instabilitäten

Projekt Belt-Pinch
- MHD-stabile Gleichgewichte bei nicht kreisförmigen Plasmaquerschnitten

Laserdiagnostik
- Entwicklung für Plasmaexperimente

Zündexperiment ZEPHYR
- Voruntersuchungen zur Planung und zum Bau eines Hochmagnetfeld-Tokamaks

Bereich Tokamak
Direktor: Dr. G. von Gierke

Projekt PULSATOR
- Gleichgewicht und Stabilitätsverhalten eines Tokamak-Plasmas
- Abbruchinstabilität
- Stabilisierung durch schwache helikale Felder
- Magnetische Limiter
- Hochdichte Tokamak-Plasmen

Projekt ASDEX
- Tokamak-Experiment mit magnetischem Limiter und axialsymmetrischem Divertor bei Ionentemperaturen im keV-Bereich (im Aufbau)

JET
- Mitarbeit am gemeinsamen europäischen Tokamak

Bereich Informatik
Direktor: Prof. Dr. F. Hertweck

Betrieb der Rechenanlagen IBM 360/91, AMDAHL 470V/6 und CRAY-1

Entwicklung des Betriebssystems AMOS

Projekt Datenerfassung
- Entwicklung von Datenerfassungssystemen für die Experimente des IPP

Bereich Beschleunigung
Direktor: Prof. Dr. A. Schlüter

Kollektiver Ionenbeschleuniger mit Elektronenringen
- Herstellung und Kompression von Ringen aus relativistischen Elektronen
- Beschleunigung von Elektronenringen in einem statischen divergenten Magnetfeld
- Beladung von Elektronenringen mit schweren Ionen

Pellet-Beschleunigung
- Erzeugung und Beschleunigung von Deuterium-Pellets zur kalten Nachfüllung von Plasmamaschinen

Schwerioneninduzierte Fusion
- Strahltransporttheorie

Projekt Theorie dreidimensionaler Systeme
- Numerische Verfahren zur Untersuchung von Gleichgewicht und Stabilität dreidimensionaler toroidaler Konfigurationen

Bereich Stellaratoren
Direktor: Dr. G. Grieger

Projekt WENDELSTEIN VII-A
- Toroidaler Plasmaeinschluß im $\ell=2$, $m=5$ Stellarator
- Plasmaerzeugung und -aufheizung durch Ohmsche Heizung und Neutralinjektion
- Plasmastabilität und Einfluß von Verunreinigungen

Projekt WEGA
- Betrieb des Stellarators WEGA in Grenoble
- Plasmaheizung durch HF

Bereich Theorie
Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch

Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik
- Toroidale Plasmagleichgewichte
- Diffusion
- Makro- und Mikroinstabilitäten
- Plasmaturbulenz
- Mehrflüssigkeitscodes

Bereich Oberflächenphysik
Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch (kommissarisch)

Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung
- Wechselwirkung von Ionen mit Metalloberflächen
- Oberflächenuntersuchungen in Plasmaapparaturen (QWAASS)

Bereich Technologie
Direktor: Dipl.-Ing. K.-H. Schmitter

Projekt Plasma-Pellet-Quelle
- Entwicklung von Pellet-Quellen
- Füllung von magnetischen Einschlußexperimenten mit lasererzeugten Plasmen

Projekt Systemstudien
- Computermodelle für Fusionsreaktorsysteme
- Vergleich zwischen Reaktorkonzepten

Projekt Neutralinjektion
- Entwicklung und Bau der Injektionssysteme für W VII-A und ASDEX
- Durchführung der Injektionsexperimente

Projekt Hochfrequenzheizung
- Vorbereitung und Durchführung von HF-Heizexperimenten

Magnete für die Fusion
- Entwicklung supraleitender Magnete in Zusammenarbeit mit dem Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK)

Bereich Hoch-Beta-Plasmen

(Dr. Michael Kaufmann)

Im Bereich Hoch-Beta-Plasmen waren die Arbeiten auf das Projekt ZEPHYR konzentriert, während Experimente an Hoch-Beta-Plasmen im Berichtsjahr ausliefen. Das waren einmal abschließende Untersuchungen am Belt-Pinch, zum anderen Untersuchungen von Dichtefluktuationen am Theta-Pinch INTEREX.

Bei den Arbeiten zum Zündexperiment war nach einer Explorationsphase ein Experiment ZEPHYR definiert worden, das erstmalig gestatten würde, ein gezündetes Plasma zu untersuchen. In einer vergrößerten Arbeitsgruppe wurde dieser Experimentvorschlag genauer analysiert. Insbesondere wurden weitergehende Aussagen zur Machbarkeit, zur Aufwandsschätzung und zu Alternativen erarbeitet. Die im folgenden dargestellten Arbeiten gestatten noch kein abschließendes Urteil. Dieses kann jedoch im Laufe des Jahres 1980 erwartet werden.

Die Arbeiten zum Projekt ZEPHYR wurden in enger Zusammenarbeit mit dem MIT (Cambridge, USA) durchgeführt und durch Beiträge von CNEN (Frascati), PPPL (Princeton), KFA (Jülich), KFK (Karlsruhe) und anderen Instituten unterstützt.

Am Experiment INTEREX konnten Dichtefluktuationen mit Laserlichtstreuung beobachtet und in enge Beziehung zur Lower-Hybrid-Drift-Instabilität gebracht werden. Die theoretischen Untersuchungen zu Hoch-Beta-Stellaratoren konzentrierten sich auf MHD-Stabilität helikaler Gleichgewichte und auf die Berechnung 3-dimensionaler Gleichgewichte.

Am Belt-Pinch-Experiment mit verkürzter Spule konnte auch bei erhöhten Temperaturen nachgewiesen werden, daß für höhere q-Werte die Energieverluste klassisch erklärt werden können.

In enger Zusammenarbeit mit der TU Stuttgart und mit den Bereichen Stellaratoren und Tokamak wurden verschiedene Diagnostikverfahren entwickelt.

1. Projektstudie ZEPHYR

(M. Kaufmann)

1.1 Physikalische Untersuchungen

(K. Lackner, D. Albert[1]), K. Borrass[2]), P. Gautier[3]), O. Gruber, W. Kerner, A. Knobloch[2]), E. Minardi[4]), J. Neuhauser, W. Schneider, R. Wilhelm[5]), H. Winter[1]), R. Wunderlich).

1.1.1 Datenfestlegung

Durch Optimierungsbetrachtungen, wie sie im vorhergegangenen Jahresbericht beschrieben wurden, und unter Berücksichtigung der Ergebnisse detaillierter Konstruktionsüberlegungen wurde zu Anfang des Berichtsjahres ein neuer Datensatz bestimmt, der als Standardfall für die im folgenden beschriebenen physikalischen und technischen Untersuchungen zu Grunde gelegt wurde.

[1]) Bereich Tokamak
[2]) Bereich Technologie
[3]) CRPP, Lausanne
[4]) Culham Laboratory
[5]) IPF Stuttgart

Datensatz für Zündexperiment mit Kompressionsverhältnis k = 1,5

	vor Kompression	nach Kompression
R (m)	2,025	1,35
a (m)	0,61	0,50
A	3,3	2,7
Δ (m) (= Plasma-Spulenabstand)	0,33*)	0,09
B (tesla)	6,09	9,14
I (MA)	$\leq$2,4	$\leq$3,67
q (= Strom-q)	$\geq$2,3	$\geq$2,3
q_{rot} (= 1/ι)	~3,5	~3,5
$\langle\beta\%\rangle$	$\leq$2	3,5
β_{pol}	$\leq$1,2 (~A/3)	$\leq$1,35 (~A/2)
T (keV)	~6	~10
n (m^{-3})	~1,5 · 10^{20}	~3,4 · 10^{20}
τ_E (ms)	~250	$\geq$500
W_{pl} (MJ)	$\leq$6,7	$\leq$11,7

*) Notwendiger Abstand zur Reduktion des Feld-ripples auf 8% am Plasmarand bzw. 0,2% auf der Achse (vor der Kompression).

1.1.2 Gleichgewicht und Kompression

Bei schneller Kompression eines Tokamakplasmas werden im allgemeinen Oberflächenströme auf der Plasmasäule induziert, von denen negative Folgen auf die Stabilität und den Energieeinschluß befürchtet werden müssen. Diese Ströme können durch passende Veränderung des OH- Flusses unterdrückt werden. Zur Festlegung dieses zeitlichen Programms wurde mit einem im Abschnitt »Projekt Asdex« beschriebenen Gleichgewichtscode eine Serie von Rechnungen, entsprechend den verschiedenen Phasen der Kompression durchgeführt, wobei die bei schneller Kompression geltenden Erhaltungssätze erfüllt wurden. Gleichzeitig ergaben diese Rechnungen die durch toroidale Effekte höherer Ordnung entstehenden Korrekturen zu den bekannten Skalierungsgesetzen makroskopischer Größen (z.B. Plasmastrom, poloidales und toroidales β).

1.1.3 Stabilität

Die numerische Berechnung der Stabilität idealer MHD Moden dient zur Festlegung der erreichbaren β_t–Werte und der dafür optimalen Profile. Mit dem Vordringen experimenteller Untersuchungen in dieses Gebiet (ISXB) wurden auch Rechnungen für gemessene Profile begonnen, die die praktische Bedeutung dieser Moden bewerten sollen.

Systematisch untersucht wurden in diesem Jahr kreis- und D-förmige Plasmaquerschnitte mit verschiedenem Aspektverhältnis für zwei Familien von Druck und Stromprofilen. Die erste Familie, die durch einen Potenzansatz im poloidalen Fluß bestimmt ist, ergab relativ niedrige erreichbare β_t-Werte. Für die zweite, durch einen Exponentialansatz beschriebene Familie ergab die Analyse globaler Moden niedriger toroidaler Wellenzahl und die Auswertung des Ballooning-Mode Kriteriums bei niedrigen β_p (<1) erreichbare Werte des Gesamtbetas, die bei kreisförmigen Querschnitten durch $\beta_t \cdot A \approx 8\%$ (A ist das Aspektverhältnis) gegeben sind, und bei mäßig elongierter D-Form ungefähr linear mit dem Achsenverhältnis ansteigen.

1.1.4 Neutralinjektionsheizung

Penetrations- und Energiedepositionsstudien wurden sowohl mit dem »Beam«-Code (in 1-D Transport Code »Whist«) als auch mit dem »Freya«-Code durchgeführt, wobei die berechneten Depositionsprofile gut übereinstimmen. Für eine hinreichend gute Penetration und für Rippleverluste unter 5% bei einem toroidalen Feldripple von $\pm 4\%$ am Plasmarand wäre Co-Injection unter 25° zur Normalen an der unkomprimierten Plasmaoberfläche und ein Injektionssystem mit 160 keV adäquat (60% der Energie der Neutralteilchen bei 160 keV und je 20% bei 80 keV und 53 keV). Selbst bei Co-Injektion zwischen 18° und 32° ergibt sich noch eine ausreichende Penetration, wobei sich bei den kleineren Winkeln noch Einschränkungen durch den erhöhten Ripple von $\pm 6\%$ ergeben können.

Zur Bestimmung der Verluste schneller Ionen durch Ladungsaustausch wurde im Freya-Code ein Neutralgasprofil während des Gaseinlasses mit 10^{11} Atomen/cm^3 am Plasmarand und 10^7 Rekombinationsatomen/cm^3 auf der Achse angenommen. Diese Rechnungen ergaben Ladungsaustauschverluste von 8,5% für die 160 keV-Komponente, bzw. von 12% für die Gesamtleistung.

Da die bisher entwickelte Neutralteilchen-Technologie zur Zeit bei einer Energie von 120 keV liegt (TFTR), wurde die Aufheizung neben dem 160 kV-Injektionssystem auch mit 120 kV und 80 kV Injektoren untersucht. Simulationsrechnungen ergaben, daß der Nachteil der schlechteren Penetration durch eine Erhöhung der Heizleistung (P_{NI}) nach $P_{NI} \sim 1/(U_{NI})^{\alpha}$ (U_{NI}=Teilchenenergie) mit α in der Nähe von 1 kompensiert werden könnte. Diese Skalierung schließt jedoch nicht den nur schwer abschätzbaren Effekt der bei Randdeposition erhöhten Verunreinigungsproduktion ein. Es wurden auch Simulationsrechnungen durchgeführt, bei denen ein (durch negative Ionen-Technologie zu erzeugender) 300 keV-Neutralteilchenstrahl kleiner Leistung (1–2 MW) zur Feedback-Stabilisierung des gezündeten Zustands verwendet wurde.

1.1.5 Transport und Verunreinigungen

1.1.5.1 Transportrechnungen mit Baldur-Code

Zu einer konsistenteren Beschreibung der Nachfüllung unter Berücksichtigung des D–T Mischungsverhältnisses, der zeitlich aufgelösten Energiebilanz während der Kompression, und des Einflusses von Verunreinigungen auf die Zündung wurden Rechnungen mit dem von Princeton zur Verfügung gestellten Baldur-Code durchgeführt. Die erste Phase dieser Rechnungen bezog sich auf den verunreinigungsfreien Fall und ein Wärmeleitungsmodell mit neoklassischem Verhalten der Ionen und einem empirischen Elektronenwärmeleitungskoeffizienten $K_e = 6.25 \times 10^{17}/n$. Für realistische Szenarien der Gaszufuhr, eine angenommene Dauer des Kompressionsvorganges von 100 msec und die geforderten Werte für die maximale Teilchenenergie (160 kev) und das Mischungsverhältnis der Energiekomponenten im Neutralinjektionssystem (60 : 20 : 20) wurden Simulationsrechnungen in verschiedenen Dichtebereichen und für verschiedene Injektionsleistungen durchgeführt. Unter diesen Annahmen kann Zündung bei Gesamtinjektionsleistungen unter 16 MW und bei gemittelten totalen β-Werten unter 2.8% erwartet werden.

Ausgehend von diesen Bedingungen wurde der Einfluß der durch Verunreinigungen hervorgerufenen Strahlungsverluste untersucht.

Diese Rechnungen ergaben bei gegebener Zusatzheizung bzw. gegebener Grenze für $\langle\beta_t\rangle$ maximal tolerable Konzentrationen für die untersuchten Verunreinigungstypen. Bei 25 MW Injektionsleistung lagen diese Grenzen bei ca. 5,5% C oder 1‰ Fe, wobei $\langle\beta_t\rangle$-Werte von über 4% erreicht wurden. Bei diesen Rechnungen wurde ein Verunreinigungs-Transportmodell gewählt, aufgrund dessen sich eine fast homogene Verunreinigungsverteilung einstellt; der Einfluß anderer Modelle wird gegenwärtig untersucht.

Rechnungen dieser Art wurden auch benützt um Schranken für die erlaubte Zeitkonstante der Kompression festzulegen. Wenn, wie bei den obigen Fällen angenommen, die Neutralinjektion auch während der Kompression anhält, wären Kompressionszeiten von 200 msec tolerabel, während im anderen Fall ca. 50 msec die obere Grenze bilden würde.

Zusätzlich zu diesem Transportmodell, welches dem später auch für die INTOR-Auslegung gewählten sehr ähnelt, wurden auch andere gegenwärtig diskutierte Skalierungsgesetze untersucht. Dabei zeigte sich, daß diese einheitlich für ZEPHYR noch größere Zündwahrscheinlichkeiten vorhersagen. BALDUR-Rechnungen mit dem sogenannten »COPPI-MAZZUCATO«-Modell benötigten nur eine auf unter 7 MW abgesunkene Neutralinjektionsleistung und $\langle\beta_t\rangle$-Werte von ca. 1,5% zur Zündung.

Diese Berechnungen berücksichtigen die Verluste an α-Teilchen, die durch deren Geburt auf nicht eingeschlossenen Bahnen entstehen. Weitere Untersuchungen zu diesem Punkt werden im Projekt Neutralinjektion durchgeführt.

1.1.5.2 Rippledifffusion

Die Benützung von 16 Toroidalfeldspulen in ZEPHYR führt zu einer Toroidalfeldasymmetrie (Ripple) und damit zu zusätzlichen »gefangenen Teilchen«, die besonders im unkomprimierten Ausgangsplasma zu einem erhöhten Ionentransport beitragen *) **). Bei dem zur Zeit vorgegebenen Ripple von ±6% führt dies zu einem rund 15 mal höheren Ionenwärmeleitungskoeffizienten verglichen mit der anomalen Elektronenwärmeleitung $\varkappa_e$. Um alle Beiträge von der Ripple-Diffusion um einen Faktor 4 kleiner als $\varkappa_e$ bzw. $\varkappa_{i,\,neocl.}$ in der Achsennähe zu machen, muß der Ripple auf ungefähr ±1% an der Plasmaoberfläche reduziert werden. Dies würde sich natürlich auch vorteilhaft auf die Verluste der schnellen Ionen bei der Neutralteilcheninjektion auswirken bzw. steilere Einschußwinkel erlauben. Diese analytisch gewonnenen Ergebnisse wurden durch die bisher ausgeführten 1-D Transport-Rechnungen mit dem Whist-Code bestätigt.

1.1.5.3 Kaltgasmantel

siehe Bericht Bereich Technologie.

1.1.6 Brennkontrolle

Die Untersuchung der Energiebilanz eines gezündeten Tokamaks zeigt im allgemeinen die Existenz zweier Zustände thermischen Gleichgewichts, von denen der bei niedrigeren Brenntemperaturen gelegene gegen Temperaturschwankungen instabil, der höhere jedoch stabil ist. Bei einem von der Temperatur unabhängigen oder sich mit ihr sogar verbessernden Energieeinschlußverhalten liegt dabei nur der tiefere, instabile, in dem attraktiven Gebiet wo Zündung bei dem niedrigsten Plasmadruck möglich ist bzw. wo bei gegebenem Plasmadruck die größte Fusionsausbeute erzielt werden kann. Die experimentelle Untersuchung der möglichen Methoden der Brennkontrolle stellt eines der Hauptziele des ZEPHYR Experimentes dar. Kontrollmethoden, die, zum Teil in Zusammenarbeit mit dem MIT, theoretisch untersucht wurden, versuchen entweder den stabilen Brennpunkt zu niedrigeren Temperaturen zu verschieben (»passive Kontrolle«) oder durch ein passendes Feedback-System ein Arbeiten im instabilen Brennpunkt möglich zu machen. Zur ersten Gruppe gehören die absichtliche Erhöhung der Ionenwärmeleitfähigkeit durch toroidale Unsymmetrien im Hauptfeld, die Ausnützung der Tendenz einer Plasmasäule in zeitlich konstanten Magnetfeldern auf Zunahme des Druckes mit radialer Ausdehnung zu reagieren, und Anwendung einer starken, zeitunabhängigen Zusatzheizung. Aktive Kontrollmethoden umfassen schwache, feedback-gesteuerte Zusatzheizung und durch Radialverschiebung der Plasmasäule bewirkte Kompressions-Dekompressionszyklen. Letztere können in begrenztem Maße sogar zur direkten Energieumwandlung eingesetzt werden.

Vor allem die auf Verschiebung des Plasmaradius basierenden Kontrollmethoden erscheinen sowohl für ihre Anwendung bei ZEPHYR als auch in ihrem Reaktorpotential sehr vielversprechend, und werden im Bericht der Gruppe »Systemstudien« ausführlicher diskutiert.

1.1.7 Alternative Konzepte

1.1.7.1 Hochfrequenz-Heizung

Die Plasmaheizung mit hochfrequenten Wellen entwickelt sich zu einer ernsthaften und möglicherweise billigeren Alternative zur Neutralinjektion.

Eine erste Analyse des gegenwärtigen Standes zeigt, daß für ZEPHYR die Ionen-Zyklotron-Heizung ($\lesssim$100 MHz) dem gewünschten Fall, nämlich Ionenheizung im Zentrum für einen weiten Bereich von Plasmaparametern, am nächsten kommt. Die grundsätzlichen theoretischen Vorstellungen sind überdies bei Leistungen bis zu mehreren 100 kW experimentell bestätigt worden; Megawatt-Experimente folgen in Kürze. Für ZEPHYR soll insbesondere die Minoritätsheizung, z. B. mit ^{3}He als Minorität, genauer betrachtet werden. Wesentlicher Nachteil ist wegen der Kompaktheit des Experiments die relativ niedrige Leistungsdichte der z. Z. verwendeten Schleifen-Antennen.

Auch die Heizung im Bereich der unteren Hybrid-Frequenz (einige GHz) mit »Grill«-Antenne (Hohlleiter-Array) kommt in Frage. Allerdings sind hier die experimentellen Ergebnisse noch widersprüchlich und die Empfindlichkeit gegen Änderungen der Plasmaparameter schränkt die Flexibilität deutlich ein.

1.1.7.2 Optimierungsbetrachtungen

In Fortführung der 1978 begonnenen Skalierungsrechnungen wurden alternative Datensätze ermittelt mit dem Ziel, die denkbaren Möglichkeiten insbesondere in Richtung auf eine Verringerung des Aufwandes zusammenzustellen. Dabei kamen im Berichts-

*) Uckam, Tsang, Callen, ORNL-TM-5438 (1976)

**) A.H. Boozer, to be published

zeitraum zwei wesentliche Randbedingungen neu hinzu, nämlich die Möglichkeit anderer als der bisher angenommenen Skalierungen der Energieeinschlußzeit sowie eine erhebliche Verschärfung der Forderungen an die Toroidalfeldwelligkeit (Ripple). Eine weitere wichtige Randbedingung möglicher Alternativen ist die steigende praktische Bedeutung der Hochfrequenzheizung. Gegenwärtig scheint deshalb eine Alternative besonders attraktiv, nämlich ein HF-geheiztes Zündexperiment ohne Kompression. Bei gleichen sonstigen Voraussetzungen kann eine solche Apparatur mit deutlich geringerem Aufwand und mit größerer Sicherheit in der Dimensionierung ausgeführt werden.

Zeitweise wurde auch gemeinsam mit dem KFK die Frage diskutiert, ob ein Zündexperiment mit supraleitfähigem Toroidalfeldmagneten und entsprechender Abschirmung eine attraktive Alternative darstellen kann. Das Ergebnis einer entsprechenden Studie ist, daß der konsistente Entwurf auf INTOR-Dimensionen führt. Der wesentliche Grund ist die Stärke der erforderlichen Abschirmung der supraleitenden Magneten gegen den Neutronenfluß.

1.2 Das ZEPHYR-Tokamaksystem

(W. Köppendörfer, W. Bitter[6]), M. Blaumoser, E. Breit[6]), U. Brossmann[6]), A. Elsner, J. Gruber, W.-D. Haubenberger[6]), O. Jandl, H. Kotzlowski, H.-J. Kutsch[6]), F. Mast, M. Pillsticker, H. Preis, W. Schneider, G. Schramm, U. Seidel, M. Söll[7]), E. SPringmann, B. Streibl, R. Süß, H. Vernickel)

1.2.1 Gesamtkonzept

Das ZEPHYR-Tokamaksystem umfaßt das Toroidalfeldsystem, das Poloidalfeldsystem, das beide Systeme verbindende Gerüst, das Vakuumgefäß, die Energieversorgung und die Verflüssigungsanlage.

Die höchstbeanspruchte Komponente ist der Toroidalfeldmagnet, dessen Leiter den symmetrischen Kräften des Toroidalfeldes und den antimetrischen Kräften des Vertikalfeldes (Kippmomente) ausgesetzt sind. Dabei sind die mechanischen, thermischen und radiologischen Belastungen extrem hoch. Da die

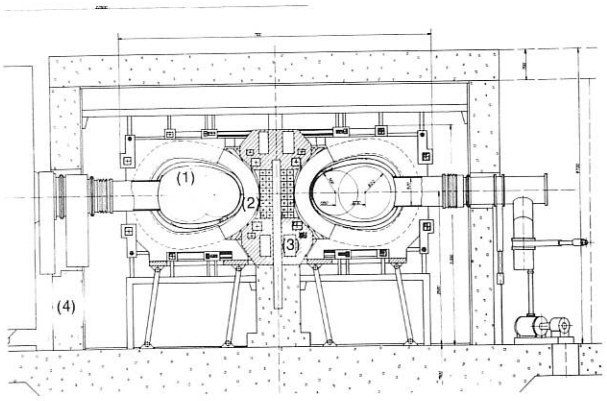


Abb. 1 Schnitt durch das ZEPHYR-Tokamaksystem

[6]) ZTE
[7]) Bereich Technologie

Funktionsfähigkeit eines Konzepts für einen Toroidalfeldmagneten nicht von vornherein nachweisbar ist, werden zwei alternative Konzepte, der Bandmagnet und der Bittermagnet parallel untersucht und optimiert. Beide werden im Abschnitt Toroidalfeld-Magnet beschrieben.

Ein selbstkonsistentes Gesamtkonzept wurde bisher für einen Bandmagneten erstellt (Abb. 1).
Es muß folgende Bedingungen erfüllen:
- Vereinbarkeit und Abstützung der Kräfte aller Komponenten
- Teilbarkeit des TF-Magneten und des Vakuumgefäßes in Oktanten
- fernbediente Austauschbarkeit eines beliebigen Oktanten
- möglichst auch fernbediente Austauschbarkeit der einzelnen Spulen des OH-Transformators und der Vertikalfeldspulen.

Das in Abb. 1 dargestellte Konzept hat folgende Merkmale:
- modular aufgebauter Toroidalfeldmagnet mit 16 im Außenbereich über Gehäuse abgestützte normalleitende Spulen (2), die damit im kritischen Innenbereich frei im toroidalen Kraftfeld hängen.
- selbsttragendes Toroidalfeldspulengehäuse, das auch Poloidalfeldkräfte aufnimmt und das Vakuumgefäß abstützt
- ungeteilte, normalleitende Poloidalfeldspulen, ohne Eisenkern, vertikal entfernbar (3)
- einwandiges, modular aufgebautes Vakuumgefäß bestehend aus 16 Balg- und 16 Schalenelementen (1)
- Kühlung des Gesamtsystems mit Flüssigstickstoff in einer Kühlbox innerhalb der Strahlenschutzwand (4).

1.2.2 Toroidalfeld (TF)-Magnet

Sowohl für den Band- wie für den Bittermagneten sind nach wie vor fundamentale Probleme offen. So ist derzeit z. B. noch nicht absehbar, ob

- beim Bandmagneten aufgrund der Feldverzerrungen durch Wirbelströme eine stabile Kompression des Plasmas möglich ist.
- beim Bittermagneten aufgrund der großen Abmessungen der Scheiben deren Fertigung mit der zu fordernden Genauigkeit und mechanischen Festigkeit möglich ist.

Das durch das Vertikalfeld im Bandmagneten erzeugte Wirbelstromfeld wird z. Zt. in Zusammenarbeit mit dem PPPL-Princeton berechnet.
Neben den rein konzeptionellen Überlegungen (Kraftführung, Erwärmung, Kühlung) wurden ebenfalls Fertigungsgesichtspunkte durch Industriestudien verstärkt verfolgt.

Zum Bittermagneten liegen nunmehr Abschluß- und Zwischenbericht der Fa. MBB vor. Zur Erarbeitung von Ausschreibungsunterlagen wird jedoch eine Erweiterung des Studienauftrags nötig sein:
- Fertigung von prototypähnlichen Einzelscheiben
- Abstützung und Ausführung des Gesamtmagneten.

Fertigungsprobleme des Bandmagneten werden von den Firmen

- BBC Oerlikon und
- Siemens / KWU–Erlangen

im Rahmen von Studienaufträgen untersucht. Zwischenberichte liegen bereits vor.

Die Firma Sulzer-Winterthur arbeitet seit November 79 an einem Studienauftrag zur Kühlung des TF-Magneten (Kühlmittelaustausch, physikalisch-technische Probleme für Cooldown und Pulskühlung). Die Firma Linde wird Anfang 80 mit einer ähnlichen Studie beginnen.

Wesentliche Gesichtspunkte, die sich im Berichtszeitraum zu den verschiedenen Konzepten ergeben haben, sollen im folgenden kurz erläutert werden.

1.2.2.1 Bitterkonzept M.I.T.

Das Bitterkonzept des MIT geht von strahlenförmig angeordneten Einzelscheiben aus, die um die Neutraleinschußstutzen (Querschnitt 420 x 620 mm^2) kastenförmig herumgeführt werden. Nichtlineare FE-Berechnungen (Belastung: TF-Kräfte) ergaben, daß sich die Abstützung der resultierenden Zentripetalkraft im wesentlichen über das innere vertikale Spulenjoch ergibt. Bereits ab dem Radius des komprimierten Plasmas bauen sich keine toroidalen Umfangsdrücke mehr auf. Die Aufnahme der Kippmomente allein durch Reibungskräfte scheidet damit aus. Erste Entwürfe des MIT sehen deshalb die Aufnahme des Kippschubes durch Scherbolzen quer zu den Scheiben sowie an den Modultrennebenen vor. Als Alternative wird ein äußeres Schubgerüst erwogen.

Die maximale mechanische Belastung der Bitterscheiben ergab sich am Spulenhals zu 525 MPa (von Mises Vergleichsspannung). Trotz eines relativ hohen mittleren Kupfer/Stahl (Cu/SS)-Anteils der Scheiben von 2 hält das MIT diese Beanspruchung für die Verbundscheiben für tragbar.

Das derzeit bevorzugte Fertigungskonzept der Verbundscheiben sieht vor

- eine hochfeste Kupferscheibe als Kern, innen angeschrägt, außen parallelflankig mit einer Dicke von 26 mm;
- beidseitige Verbindung der Kupferscheiben im Außenbereich mit warmgewalzten Stahlkeilen, so daß insgesamt eine keilförmige Scheibe entsteht;
- Verbindung hochfester kaltgewalzter Stahlbleche von 2 mm Dicke mit dieser keilförmigen Scheibe zur eigentlichen Verbundscheibe. Als Verbindungsart ist Sprengplattieren vorgesehen.

Vorbereitungen zu einem Vorversuch für eine keilförmige Scheibe (50 x 50 cm) haben bereits begonnen.

1.2.2.2 Bitterkonzept MBB

Das MBB-Bitterkonzept geht von parallelflankigen Einzelspulen mit abgewinkelten Scheiben aus, um dadurch Probleme an den Neutraleinschußstutzen zu vermeiden. Wie beim Bandspulenkonzept ist dadurch gute Zugänglichkeit zum Vakuumgefäß gegeben.

Um die Fertigungsprobleme der Scheiben zu verrringern, wurde versucht, den inneren Spulenhals durch einen äußeren Überbau um ca. 30% zu entlasten. Es hätten dann homogene Scheiben aus einer hochfesten Cu-Legierung eingesetzt werden können. Eine Überbauhöhe von ca. 1,5 m wäre dazu nötig gewesen. Der Überbau wurde aus Gründen der Zugänglichkeit deshalb nicht weiterverfolgt und stattdessen wurde nach hochfesten Cu-SS-Verbundscheiben gesucht.

Aufgrund eines ungünstigeren Datensatzes und gegenüber dem MIT konservativeren Annahmen für die Festigkeit des Stahles wurde von MBB ein Cu/SS-Verhältnis von ca. 0,8 angesetzt.

Der höhere Stahlanteil steigert die Fertigungsprobleme des Scheibenkonzeptes bei Verwendung hochfester Stahlbleche ($R_{po2} \approx$ 1300 MPa), da je nach Art des Plattierungsverfahrens 3–6 Stahlbleche/Verbundscheibe erforderlich sind.

Alternativ dazu wurde die Fertigung nur warmgewalzter Scheiben vorgeschlagen. Ein spezielles, von Thyssen entwickeltes Warmwalzverfahren läßt Stahldicken bis 16 mm bei Festigkeiten von $R_{po2} \approx$ 800 MPa zu. Die Festigkeit des Verbundes reduziert sich dabei also gegenüber den Dünnblechscheiben. Die Fertigung ist jedoch wesentlich einfacher.

Aus der MBB-Studie geht ebenfalls hervor, daß die Einhaltung der zu fordernden engen Toleranzen für Planität und Abwinkelgenauigkeit hohen Aufwand erfordern.

1.2.2.3 Bandspule

Die bisher vorliegenden Untersuchungen zur Bandspule wurden mittlerweile in einem Zwischenbericht (IPP-Laborbericht) zusammengefaßt.

Siemens/KWU verfolgt ein Spulenkonzept, das gekennzeichnet ist durch

- nach dem Wickeln mittels Fräsen abgeschrägte Spulen
- Spacerkühlung in der Pancakemittelebene durch LN_2
- toroidale Vorspannung des gesamten Magneten durch äußere Stützringe.

Anhand verkleinerter Modellversuche wurde gezeigt

- daß bei ca. 0,2 mm Dicke der Lagenisolation keine Kurzschlüsse durch den Fräsvorgang entstehen
- daß die Freihaltung der Kühlkanäle durch Silikonkautschukstreifen möglich ist.

Frühere bei Siemens durchgeführte Versuche ergaben, daß über die Lagenisolation bei Spannungen unter 17 V keine stabilen Brücken durch Verunreinigungen im Kühlmittel erzeugt werden können, die die Isolation ernsthaft schädigen könnten. Am IPP von Herrn J. Gruber durchgeführte Versuche (Lagenspannung 12 V, Brücken durch Stahlspäne) bestätigen diese Aussage. Die aktuelle Lagenspannung des TF-Magneten übersteigt 6 V nicht.

BBC verfolgt um eines mechanisch und dielektrisch günstigeren Isolationskonzeptes willen ein Spulenkonzept, das gekennzeichnet ist durch

- Vorbearbeitung der Leiter und halb überlappende Ummantelungen mit Isolation vor dem Wickeln
- Hohlleiterkühlung durch überkritisches Helium
- Verklebung der gesamten Doppelpancakespule durch Vakuumimprägnierung.

Die Senkung der Ausgangstemperatur der Spule auf 30–40 K reduziert die Erregerverluste im Vergleich zur LN_2-Kühlung erheblich. Im Bereich der parallelen Spulenflanken bleibt die Spulenerwärmung dadurch unter ca. 80 K, so daß im Gebiet verschwindender Ausdehnungskoeffizienten für Stahl und Kupfer gearbeitet wird. Zyklische thermische Spannungen zwischen Spule und Gehäuse werden dadurch vermieden.

Sorge bereiten derzeit noch die hohen Schubspannungen, die über die Spulenisolation ins Gehäuse eingeleitet werden müssen. Bedingt durch die erforderliche Verkopplung der toroidalen Gewölbekräfte mit den Kippkräften ergeben sich 30–50 MPa als Schubspannung. Entscheidend ist in diesem Zusammenhang der tragbare interlaminare Schub der Isolation. Von Fa. BBC veröffentlichte Versuche ergaben für Raumtemperatur zulässige Werte von größer 60 MPa bei über 150 000 Lastzyklen. Noch höhere Festigkeitswerte sind zu erwarten bei den wirklich auftretenden Temperaturen im Abstützbereich von unter 110 K.

Zwischen Spule und Gehäuse treten erhöhte Schubkräfte auf

- durch unterschiedliche Erwärmung von Spule und Gehäuse aufgrund der Erregerverluste bei LN_2-Kühlung
- durch Übertragung der Leiterzugspannung ins Gehäuse

Um dies zu vermeiden ist eine Dehnungsentlastung des Gehäuses in Umfangsrichtung durch Trennfugen vorgesehen.

1.2.2.4 Werkstoffentwicklung

Die im Spulenhals der TF-Spulen auftretenden maximalen mechanischen Beanspruchungen können nur mit hochfesten Kupferlegierungen aufgenommen werden. Diese Legierungen sind aber im ausgehärteten Zustand hinsichtlich ihrer Leitfähigkeit bei LN_2-Temperaturen unzureichend.

Aus diesem Grund muß gut leitfähiges Kupfer auf einen Trägerwerkstoff aus hochfestem austenitischen Stahlband aufgebracht werden. Es wurden dabei folgende Herstellungsverfahren eines Verbundwerkstoffes Kupfer-Austenit untersucht:

- Kristallisation: Galvanisches Verfahren

Zur Zeit werden Versuche im Bereich ZTE sowie in einer Industriefirma durchgeführt, auf verfestigtem Austenit, 1,5 und 2 mm dick, gut haftende 2 bis 2,5 mm dicke Kupferschichten aufzubringen. Als Gefahr dabei ist die Wasserstoffversprödung des Substratmaterials zu sehen.

Vorversuche ergaben, daß bei Abscheidung aus $CuSO_4$-Lösungen höhere Festigkeitswerte gemessen werden als bei Abscheidung aus $Cu(BF_4)_2$-Bädern (ca. HB 83). Allerdings kann die zulässige Stromdichte in letzterem Falle höher gewählt werden, was eine erhöhte Abscheidungsrate bedingt.

- Mechanischer Verbund: Sprengplattieren und Kaltwalzen

Auf lösungsgeglühten Austenit wird E-Cu F 25 im gewünschten Verhältnis aufgesprengt. Der Verbund wird anschließend durch einen Kaltverformungsprozeß auf die benötigte hohe Festigkeit gebracht.

- Metallurgischer Verbund: Walzplattieren und Kaltwalzen

Ein Auftrag zur Fertigung 1 m langer und 100 mm breiter Probestreifen mit Verhältnis Cu: Austenit = 1,7 : 1 ist fertiggestellt.

Die Gesamtleiterdicke beträgt 5,7 mm. Die Bindung zwischen Kupfer und Austenit wird durch eine metallische Zwischenschicht erzielt, deren Aufbau noch mit Hilfe der Elektronenstrahlmikroanalyse untersucht werden muß. Der Verbund wird warmpreßgeschweißt und anschließend ca. 50% kaltverfestigt.

Vom ausführenden Hersteller wird die Machbarkeit von Gesamtlängen ca. 7–9 m nicht pessimistisch beurteilt, falls die nötigen walztechnischen Sondermaßnahmen ergriffen werden (unterschiedlicher Walzendurchmesser auf Kupfer- bzw. Austenitseite).

- Löten

Ein Entwicklungsauftrag zur Lötung 3 m langer Probestreifen mit Cu : Austenit = 1,7 : 1 ist vergeben. Es muß ein Lotwerkstoff gefunden werden, der bei LN_2-Temperatur ausreichende Zähigkeit aufweist. Ebenso sind bei der angewendeten Technologie der Ofenlötung Schwierigkeiten hinsichtlich der Länge des endgültigen Leiterbandes (ca. 8 m) zu erwarten.

Zur Prüfung der Probeleiter wurden verschiedene Verfahren eingesetzt:

- Metallkundliche Untersuchung

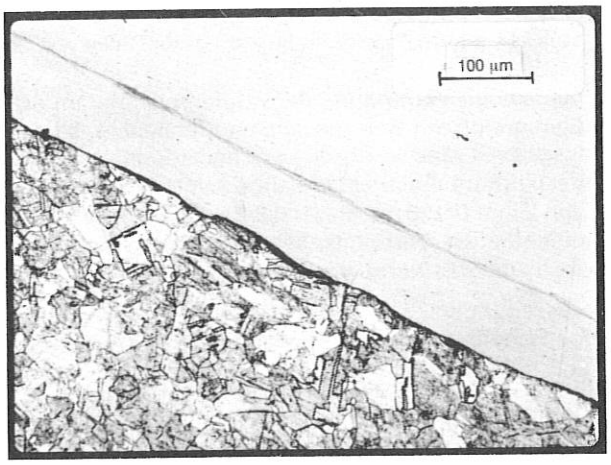


Abb. 2 Walzplattierter Verbundleiter, Bindungszone Kupfer-Austenit

Von allen Verbundwerkstoffen werden Eingangskontrollen durchgeführt. Als Beispiel sei die Prüfung der Bindungszone des walzplattierten Leiters genannt (Abb. 2).

Weiterführende transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen zur Klärung des Verhaltens der Bindezone sind geplant in Zusammenarbeit mit dem Institut für Metallkunde der TU München.

Außerdem werden Bruchuntersuchungen mittels Rasterelektronenmikroskop durchgeführt.

– Statische Festigkeitsprüfungen:

Statische Untersuchungen, wie Biegeversuche und Aufnahme des Spannungs-Dehnungs-Diagramms bei Raumtemperatur sowie 77 K finden im Bereich ZTE statt. Als Beispiel soll das Versuchsergebnis an einem beidseitig plattierten Kupfer-Austenit-Verbund (Verhältnis Cu : Austenit = 1 : 1) dienen (Abb. 3)

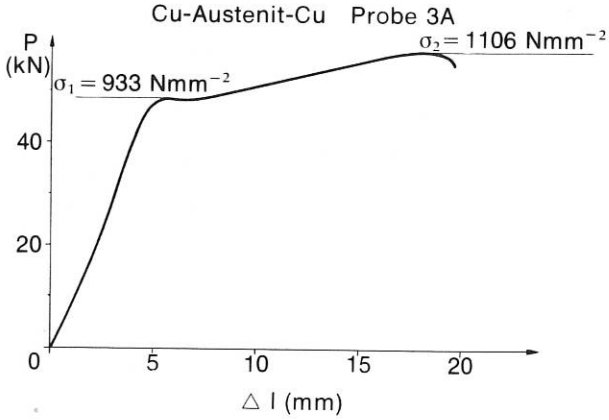


Abb. 3 Verbundwerkstoff Cu-1.4301-Cu, Zugversuch bei 77 K

Von besonders wichtigen Proben werden Gegenuntersuchungen an der Materialprüfanstalt der TU München durchgeführt (nur bei Raumtemperatur).

– Dynamische Festigkeitsuntersuchungen

Die Beanspruchung des Verbundleiters im TF-Magneten kann neben der thermischen Komponente als low cycle fatigue beschrieben werden. Zur Klärung des Werkstoffverhaltens wird vorerst der Verbundwerkstoff einer einachsigen Zugschwellprüfung unterworfen. Die gewählte Prüffrequenz von 1 Hz (wegen Zeitdauer der Versuche!) kommt der späteren realistischen Beanspruchung hinsichtlich der Ermüdungserscheinungen hinreichend nahe. Wesentlich ist, daß vom Verbund eine Oberlast von 600 N/mm^2 mindestens 10^4 Lastspiele ertragen wird (Anzahl der geplanten Pulse). Angestrebt wird ein Sicherheitsfaktor 4 bezogen auf die geforderte Bruchlastspielzahl.

Erste Versuchsergebnisse zeigten, daß nach einer Zugschwellbelastung mit einer Oberspannung von 600 MPa die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_ü = 90\%$ fast bei $2 \cdot 10^4$ Lastspielen liegt. (Abb. 4)

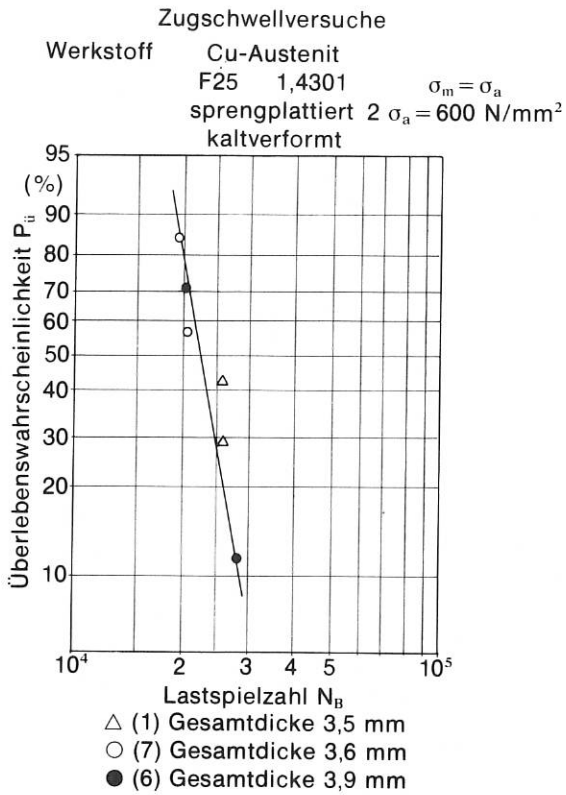


Abb. 4 Verbundwerkstoff Cu-1.4301-Cu sprengplattiert und kaltverformt, Cu: Austenit = 1:1, Zugschwellversuch bei Raumtemperatur, Weibull-Verteilung

Dies läßt den Verbund als geeignet für die Durchführung von Wickelversuchen etc. erscheinen.

Es wird jedoch nicht nur der Verbund, sondern auch jede Einzelkomponente getestet. So werden Kupferlegierungen, unterschiedliche Austenite (CrNi, MnNi) sowie höchstfeste martensit-aushärtende Stähle (maraging steel) in das Versuchsprogramm einbezogen.

Bruchmechanische Untersuchungen

Die Anwendung der linear elastischen Bruchmechanik auf dünne Querschnitte (2 mm – Blech d. Austenits) ist mit Schwierigkeiten verbunden, da die Rißzähigkeit K_c von der Geometrie der Probe bzw. des Bauteils abhängt. Aufgenommen werden in praxi sogenannte Rißwiderstandskurven, d.h. ein Spannungs-Rißaufweitungs-Diagramm.

Zu diesem Zweck wurde an die Firma IABG (Industrie Anlagen Betriebsgesellschaft, Ottobrunn) der Auftrag gegeben, vorerst an dem empfindlichsten Teil des Verbundwerkstoffes, dem kaltverformten Austenit, Untersuchungen durchzuführen. Es wurde vereinbart, daß Restfestigkeitsversuche mit Bestimmung der Rißwiderstandskurve nach ASTM E 561 sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 77 K durchzuführen sind.

Probentests für das Verbundleitermaterial ergaben also eine für 20 000 Lastzyklen zulässige mechanische Spannung von 600 MPa bei einem Cu/SS-Verhältnis

von 1. Damit folgt bei der derzeitigen Auslegung ein absoluter Sicherheitsfaktor von ca. 1,3 für das Leitermaterial.

Erste Versuche der Fertigung eines Probeleiters (Cu/SS/Cu) von 7,5 m Länge und 0,5 m Breite zeigen zufriedenstellende Planität des Leiters. Eine Verbesserung des Walzverfahrens ist noch erforderlich, um die Abweichungen der Stahlseele von ihrer Normaldicke zu reduzieren.

Zur weiteren Absicherung des TF-Magneten wird es u. a. nötig sein, den Aufwand zur Leiterfertigung zu erhöhen und eine Verfeinerung des bisher keilförmigen FE-Modelles unter genauer Nachbildung von Spule und Gehäuse vorzunehmen.

1.2.3 Poloidalfeldsystem

Neu gewonnene Erkenntnisse führten zu Vereinfachungen des geplanten Poloidalfeld-Spulensystems und der dazugehörigen Energieversorgungseinheiten. Das PF-System besteht nunmehr aus zwei unabhängig voneinander stromsteuerbaren Spulensätzen: Vertikalfeldspulen und OH-Spulen.

Die bisher theoretisch abstrakt vorliegenden Vorstellungen über die technische Herstellbarkeit und Ausführung der Spulen wurden durch detaillierte Betrachtungen und Berechnungen konkretisiert. Bei der Erarbeitung verschiedener Vorschläge bestimmen kühltechnische Fragen, Leiter- und Strukturmaterialbeanspruchungen als Folge thermischer und elektromagnetischer Belastungen der Spulen, Kraftwirkungen auf Stromzuleitungen, Hochspannungsbeanspruchungen und fertigungstechnische Gesichtspunkte in Verbindung mit Montierbarkeit die Überlegungen zum Spulenkonzept. Hierbei wurden die von der Plasmaphysik gegebenen Forderungen hinsichtlich der Magnetfeldkonfiguration im Plasmabereich beachtet. Hingegen können Forderungen bezüglich der Spulenordnung, die die theoretisch kleinsten Energieversorgungseinheiten bedingen, nicht unbedingt eingehalten werden.

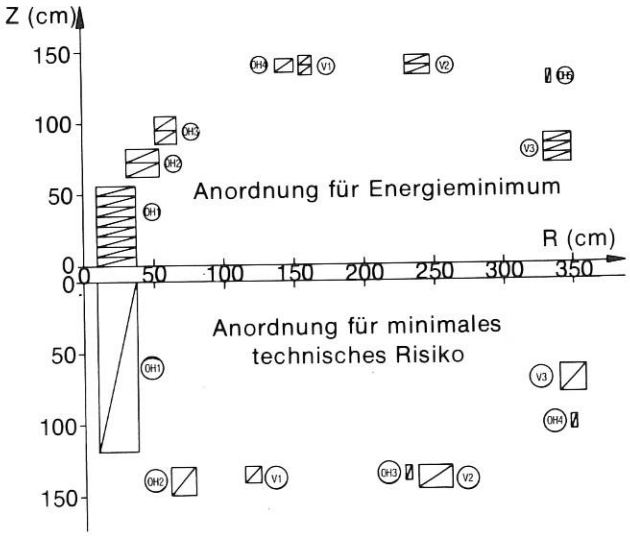


Abb. 5 Poloidalfeld-Spulenanordnung, OH = Spulen zur Ohm'schen Heizung, V = Spulen zur Steuerung der Plasmalage

Die in Abb. 5 dargestellten PF-Spulenanordnungen stellen zwei weiterhin zu untersuchende Konzepte dar, wobei die in der unteren Bildhälfte angegebene Konfiguration fertigungstechnisch günstiger ist und zudem wegen nicht vorhandener Stromzuleitungsverbindungen in inhomogenen Magnetfeldern (28 T) ein weit geringeres Betriebsrisiko haben dürfte.

Bei den vorliegenden mechanischen Belastungen (350 MPa) kann man homogenes Material (Cu, Cr, Zr) einsetzen, welches in niedriglegierter Ausführung eine minimale Stromerwärmung beim Betrieb verursacht.

Die Ausführung der Leiter, insbesondere beim zentralen OH Trafo (OH 1) wird durch das Kühlverfahren mitbestimmt. Angestrebt wird eine indirekte Kühlung mittels Kühlscheiben, die elektrisch isoliert in den Spulenverband eingebracht und direkt vom Kühlmittel beaufschlagt werden. Bei Anwendung direkter Leiterkühlung sind Hohlleiter unumgänglich, die jedoch erhebliche fertigungstechnische und betriebliche Risiken, insbesondere bei OH 1, bedingen.

Der Temperaturhub am Leiter bei pulsförmiger Strombeaufschlagung darf 100 K wegen der sich sonst ergebenden mechanischen Überbeanspruchung der Isolation nicht überschreiten. Dies läßt sich wahrscheinlich nur erreichen, indem die Betriebstemperatur für den Beginn des Strompulses auf $T_A = 30 \div 40$ K abgesenkt wird. Nach derzeitigem Kenntnisstand kann als Leiter- und Spulenisolierung nur eine Kombination aus Glasgewebeband, Polyamidfolie und Epoxydharz eingesetzt werden. Wegen der hohen elektrischen Beanspruchung ist ein Vakuumimprägnierverfahren unumgänglich.

Die Energieversorgungseinheiten sowie die erforderlichen Hilfseinrichtungen (Abb. 6) können erst endgültig ausgelegt werden, wenn die Untersuchungen für die Spulenkonzepte vorliegen und die Entscheidung für das günstigere Konzept gefallen ist.

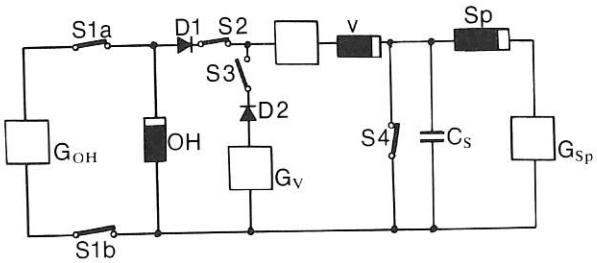


Abb. 6 Schaltung Energieversorgung

1.2.4 Das ZEPHYR-Vakuumgefäß

Wegen der hohen Anforderungen an die Reinheit des Plasmas muß das Vakuumgefäß in Ultrahochvakuumtechnik ausgeführt werden. Es muß dem äußeren Luftdruck und den mit Strom- und Magnetfeldänderungen verbundenen elektromagnetischen Kräften

standhalten. Es besteht – wie im letzten Jahresbericht ausgeführt – aus 16 keilförmigen Schalenelementen, die durch 16 zylindrische Balgelemente verbunden sind. Letztere dienen der Erhöhung des toroidalen elektrischen Widerstandes.

Erste Überschlagsrechnungen hatten gezeigt, daß der kritische Belastungsfall des Vakuumgefäßes bei einem harten Stromabriß des Plasmas im komprimierten Zustand auftritt und die mechanischen Spannungen dabei kritische Werte annehmen.

Genauere Rechnungen zur Ermittlung der elektromagnetischen Gefäßbelastungen waren daher notwendig. Die bei einem Plasmaabbruch auftretenden Wirbelströme wurden mit einem numerisch-analytischen Rechenmodell bestimmt. Es konnte gezeigt werden, daß die elektromagnetischen Belastungen des Vakuumgefäßes mit kleiner werdendem Plasma-Aspektverhältnis ebenfalls abnehmen, wenn das Kompressionsverhältnis des Plasmas konstant bleibt.

Die resultierenden Belastungen dienten als Eingabedaten für Festigkeitsrechnungen mit einem FE-Code. Aufgrund der Ergebnisse wurde die Konstruktion des Gefäßes modifiziert. Das Gefäß ist voll verschweißt. Durch einen nach außen zunehmenden Querschnitt der doppelwandigen Schalenelemente konnte eine ausreichende Verwindungssteifigkeit dieser tragenden Gefäßteile erreicht werden, ohne die kritische Gefäßdicke am Gefäßhals zu vergrößern.

Die Bälge sind im gegenwärtigen Entwurf einwandig. Sie werden auf der Plasmainnenseite durch einen Limiter abgedeckt, so daß Implantation von Plasmaionen in die Bälge ausgeschlossen werden kann.

Um die Wirbelstromrechnungen zu überprüfen, wurde ein elektrisches Gefäßmodell entworfen und mit dessen Bau begonnen. Da das Gefäß als dünnwandige Schale mit anisotropem Oberflächenwiderstand approximiert werden darf, kann die Wirbelstromverteilung durch Magnetfeldsonden in Differenzschaltung gemessen werden.

Die Limiter werden thermisch hoch belastet und dürfen dabei keine nennenswerten Verunreinigungsmengen ins Plasma emittieren. Nach Rechnungen kann die Verlustleistung bis zu 8 MW während der gesamten Heiz- und Brennphase betragen. Dieser Energieverlust von insgesamt also 50 MJ wird auf dem Limiter deponiert, der deshalb großflächig ausgelegt werden muß. Deshalb wurden Hitzeschild und Limiter kombiniert. Der Limiter deckt alle Bälge ab und umfaßt toroidal den ganzen Torushals. Wir gehen davon aus, daß es gelingt, den Energieverlust gleichmäßig auf mindestens 3 m^2 zu verteilen, so daß sich eine Flächenbelastung von rd. 3 MW/m^2 ergibt. Die Ausbildung eines »Strahlungsmantels« würde die Belastung reduzieren, eine ungleichmäßige Verteilung würde sie lokal überhöhen. Im Störfall ist mit run-aways bzw. mit direktem Beschuß des Limiters durch den Neutralstrahl zu rechnen, beim Plasmaabbruch treten kurzzeitig hohe Belastungsspitzen auf. Wir streben eine Belastbarkeit von 10 MW/m^2 an.

Eine Obergrenze der lokalen Belastung, die mit Sicherheit nicht überschritten wird, kann man derzeit nicht angeben. Deshalb ist eine Beschädigung des Limiters nicht auszuschließen. Es muß also möglich sein, die Limiterteile fernbedient (mit Automaten) auszuwechseln. Damit scheidet eine aktive Kühlung des Limiters aus.

Um im Fall eines Plasmaabrisses Wirbelströme und die daraus resultierenden Kräfte klein zu halten und um thermische Spannungen zu minimalisieren, wird der Limiter aus vielen kleinen Elementen (»Pilzen«) von rd. 4 cm ∅ aufgebaut (siehe Abb. 7). Als Material für die »Pilze« ist Graphit vorgesehen (Graphit ist thermisch hoch belastbar und hat eine kleine Kernladungszahl). Zur Reduzierung der CH_4-Bildung soll der Graphit in geeeigneter Weise beschichtet werden.

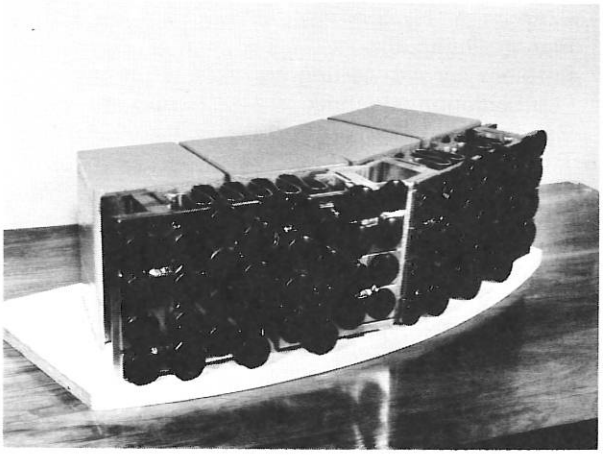


Abb. 7 Gefäßausschnitt am Spulenhals

1.2.5 Energieversorgung und Kühlanlage

Der Pulsenergiebedarf des LN_2-gekühlten ZEPHYR beträgt ca. 3,5 GJ. Davon entfallen 2,2 GJ auf das Toroidalfeld, 1 GJ auf das Poloidalfeld und der Rest auf Neutralinjektion und kleinere Verbraucher. Die Spitzenpulsleistung von ca. 550 MVA muß am Ende der Auferregungsphase des Toroidalfeldmagneten bereitgestellt werden. Zum Vergleich: Das IPP verfügt bereits über eine installierte Pulsleistung von 320 MVA und eine Pulsenergie von 2 GJ.

Für den Antrieb der Stoßgeneratoren wird während des Experimentierbetriebs eine Dauerleistung von ca. 15 MVA benötigt. Dazu kommen etwa 6,5 MVA Dauerleistung für Vakuum- und Kühlwasserpumpen und eine Vielzahl kleinerer Verbraucher. Die LN_2-Verflüssigungsanlage, die voraussichtlich außerhalb der Experimentierzeit betrieben werden wird, hat einen Anschlußwert von 10 MVA.
Zum Vergleich: Das IPP verfügt derzeit über eine Daueranschlußleistung von 24 MVA.

In den Magnetfeldspulen und im Vakuumgefäß fällt pro Puls eine durch LN_2 abzuführende Wärmeenergie von 2,6 GJ an. Sie wird durch einen aus radiologischen Gründen geschlossenen Primärkreislauf über einen Wärmetauscher an einen offenen Sekundärkühlkreis-

lauf abgegeben. Pro Puls ist ein Kühlmittelbedarf von etwa 16 m^3 LN_2 erforderlich. Bei ca. 100 Vollastpulsen pro Woche beträgt der Wochenbedarf 1600 m^3 LN_2.

Wenn die Verflüssigung an 80 Wochentags- und 48 Wochenendstunden erfolgt, muß im Sekundärkreislauf ein Speicher zur Aufnahme der Wochenendproduktion von ca. 500 m^3 vorgesehen werden.

1.3 Peripheres System

(C. Andelfinger, F. Braun, E. Buchelt, H.U. Fahrbach, J.H. Feist[8]), J. Fink, W. Herrmann[8]), K. Huber, H. Krause, E. Lackner, M. Mahl[9]), J. Perchermeier[10]), H. Röhr, W. Sandmann, H.B. Schilling, G. Schmitt, U. Schumacher, J. Sommer, E. Speth[8]), A. Stimmelmayr, M. Ulrich, H. Weichselgartner)

Im »Peripheren System« von ZEPHYR sind folgende Teilaufgaben zusammengefaßt:

- Experimentalsystem mit
  Plasmadiagnostik,
  Problem der Aktivierung und Abschirmung,
  Fernbedienungstechnik,
  Gebäudekonzept.
- Tritiumsystem mit
  Ver- und Entsorgung,
  Vakuumsystem für den Torus und die Neutralinjektoren,
  Reinigung der Atmosphäre der verschiedenen Containments.
- Neutralinjektion im Zusammenwirken mit den anderen Komponenten.
  Im Detail wird dies im Projekt Neutralinjektion durchgeführt.

1.3.1.1 Diagnostik

Die Probleme der ZEPHYR-Diagnostik, mit deren Bearbeitung erst in der zweiten Hälfte des Berichtsjahres begonnen wurde, umfassen im wesentlichen drei Aufgabenbereiche:

- Es muß eine Standard-Diagnostik entwickelt werden, mit deren Hilfe die wesentlichen Plasmaparameter – möglichst in zeitlicher und räumlicher Auflösung – bestimmt werden können.
- Eine speziell auf das ZEPHYR-Experiment zugeschnittene Diagnostik muß eindeutig zu beurteilen gestatten, ob das Experiment gezündet hat, wie der α-Teilchen-Heizmechanismus aussieht und wie sich – in der anschließenden Brennphase – verschiedene Steuerungsmechanismen im Detail auswirken.
- Weiterhin werden diagnostische Verfahren vorbereitet, mit deren Hilfe die Steuerung einzelner Komponenten (z.B. der Felder oder der Neutralinjektoren) bei unerwartetem Experimentablauf (Stromabbrüche, zu hoher Verunreinigungsgrad, zu kleine Targetdichte u.ä.) erfolgen kann.

In einem ersten Entwurf wurden die Anforderungen untersucht, die sich bei dem relativ kompakten Aufbau mit Spulenabstützungen, Neutralinjektoren und 1. Abschirmwand an die räumliche Anordnung der einzelnen Diagnostiksysteme ergeben. Dabei wird angestrebt, mit elektrischen und magnetischen Sonden, mit Laserstreuung, Interferometrie und Spektroskopie in weitem Frequenzbereich Ionen- und Elektronentemperatur, Wasserstoffisotopenverteilung und Verunreinigungen in räumlichem und zeitlichem Verhalten zu ermitteln. Um empfindliche Detektoren vor den intensiven Neutronen- und Röntgenflüssen in erheblichem Maße abschirmen zu können, befinden sich die meisten Diagnostikanordnungen im Keller unter dem etwa 2 m dicken Betonboden des Experiments oder außerhalb der 1. Abschirmwand. Die Abschirmung gegen die intensive Strahlung wird aber weiterhin eines der wesentlichsten Untersuchungsziele sein, zu dem die zweidimensionalen Strahlungstransportrechnungen beitragen werden. Ein erster konkreter Einfluß der Diagnostik hat sich bei der Auslegung des Gefäßes und der Spulenstützstruktur ergeben, um vertikale Beobachtungsstutzen, über den Radius verteilt, zu ermöglichen.

1.3.1.2 Abschirmung und Aktivierung

In Zusammenarbeit mit der Kernforschungsanlage Jülich wurde auf der Basis eindimensionaler geometrischer Modelle eine umfassende Strahlungsanalyse des Experimentes ZEPHYR erarbeitet [4]. Diese Analyse basiert auf der Weiterentwicklung eines KFA-Programmsyths und behandelt sowohl die prompte Strahlung (während einer Entladung) als auch die verzögerte Strahlung auf Grund der Aktivierung des Experimentes.

Diese Rechnungen zeigen, daß nach einer einjährigen Wasserstoff/Deuterium Betriebsphase bereits das Betreten des Vakuumgefäßes kaum noch möglich ist. Die Dosisleistungen liegen bei 0,5–2,5 rem/h, abhängig vom Schußprogramm. Mit Beginn der Tritium-Betriebsphase geht diese beschränkte Zugänglichkeit verloren. Bereits nach der Neutronenproduktion, die einer voll gezündeten Entladung entspricht, stellt sich ein Dosisleistungspegel von 10 rem/h ein. Diese Dosisleistungen klingen mit typischen Halbwertszeiten von 71–115 Tagen ab, so daß für die meisten Arbeiten ein Abwarten des natürlichen Abklingens nicht sinnvoll ist.

Am Ende einer angenommenen vierjährigen Betriebszeit mit 750 voll gezündeten Entladungen lassen sich die Dosisleistungspegel in den verschiedenen Gebieten in folgender Weise charakterisieren:

- Vakuumgefäß: 10^3 rem/h, Betreten ausgeschlossen
- Gebiet zwischen Hauptfeldspule und Abschirmhaus: Dosisleistungen liegen vor Öffnungen in der Hauptfeldspule (400 rem/h) um 2–3 Größenordnungen über den Werten für den »Spulenschatten«. Ein Betreten dieses Gebietes ist auch im »Spulenschatten« nicht praktikabel wegen der zu erwartenden Streustrahlung, die von den Spulenlöchern ausgeht.
- Gebiet außerhalb des Abschirmhauses: Bei 70 cm Dicke eines borhaltigen Normalbetons ergibt sich ein schnell abklingender Dosisleistungsverlauf. An der ungünstigsten Stelle (vor einem Hauptfeldspulenloch) wird 3 h nach der letzten Entladung 1 rem/h, nach 10 Tagen ca. 0,05 rem/h erreicht.

---

[8]) Bereich Technologie (Projekt Neutralinjektion)
[9]) Allgemeine Dienste (Bauabteilung)
[10]) ZTE

Es zeigt sich, daß für das Innere des Vakuumgefäßes und für das Gebiet zwischen Hauptfeldspule und Abschirmhaus die Aktivierung des Vakuumgefäß-Materials (Inconel) die Dosisleistungen bestimmt. Dominierende Radioisotope sind TA^{182}, Co^{58}, Cr^{51} und Co^{57}. Außerhalb des Abschirmhauses dominiert die Eigenaktivierung des gewählten Betons (Mg^{27}, Na^{24}). Diese Nuklide entstehen durch Aktivierung von Spurenelementen im Beton und können durch Wahl geeigneter Spezialbetone vermieden werden.

1.3.1.3 Fernbedienung

Die durch Neutronenprozesse entstehende Aktivierung der ZEPHYR-Struktur erfordert, daß sowohl Wartungs- und Reparaturarbeiten als auch Justierungen großteils fernbedient durchgeführt werden können. Dabei wird folgende Philosophie verfolgt:

- Arbeiten innerhalb der 1. Abschirmung müssen fernbedient durchführbar sein.
- Arbeiten außerhalb der 1. Abschirmung können nach einer Abkühlphase von wenigen Stunden, mitbestimmt durch den Wechsel der aktivierten Luft in den Räumen per Hand durchgeführt werden.
- Justierarbeiten im Diagnostikbereich während der Experimentierzeit müssen mit Stellmotoren durchgeführt werden.

Zur aktiven Fernbedienung sind kommerziell erhältliche Manipulatoren für universelle Arbeiten vorgesehen:

- Teleskopartiger schaltergesteuerter Schwerlastmanipulator, der auf einem separaten Kranbahnsystem die Experimentierhalle befahren und Montagearbeiten von oben und von der Seite durchführen kann.
- Kleinere universelle elektronisch gesteuerte mit Kraftrückkopplung arbeitende Manipulatoren sind dort einzusetzen, wo obiger Schwerlastmanipulator keine Zugänglichkeit hat oder wo für die Arbeiten weitere Arme benötigt werden. Hier sind noch Entwicklungen im Gang, um den unteren Grenzwert für die Kraftrückkopplung zu reduzieren.
- Für Arbeiten im Vakuumgefäß, wie Trennen, Schweißen und Auswechseln von Hitzeschildern, sind spezielle Automaten zu entwickeln. Hierfür ist die Diskussion noch voll im Gange, da dies im Wechselspiel mit der konstruktiven Gestaltung des Gefäßes (passive Fernbedienung) erfolgen muß.
  Automatische Schweißköpfe sind industriell entwickelt (Messer-Griesheim, PERA (JET), TFTR). Das Problem liegt in der Einbringung und Positionierung. Hierfür wurde die Zugänglichkeit und der Arbeitsbereich diskutiert. Dasselbe gilt für das Trennen.

Die passive Fernbedienung beschränkt sich zunächst auf die Entwicklung von Flanschverbindungen (NW100–NW630) für das Tritium- und Vakuumsystem. Im IPP ist ein Technikum vorgesehen, in dem an Komponenten oder Modellen die Fernbedienung geübt werden soll.
Ein weiterer Fragenkomplex, die Visualisierung des Arbeitsplatzes, ist im Stadium der Sichtung des einschlägigen Marktes.

1.3.1.4 ZEPHYR-Gebäude

Die Auslegung des Gebäudes für ZEPHYR wird außer durch den Raumbedarf durch die radiologischen Implikationen bestimmt.

- Zusammen mit der 1. Abschirmung muß die Außenwand die prompte Neutronen- und Gammastrahlung unter den gesetzlich zulässigen Dosiswert von 30 mrem/a für nicht überwachte Personen drücken. Dies bedingt Wandstärken von 2–3 m.
- Aus Räumen, in denen Tritium freigesetzt werden könnte, muß die Luft über Tritiumabsorptionsanlagen geführt werden.
- Alle Räume, die nicht in unmittelbarer Nähe des Experimentes sein müssen, sollen in einem separaten Gebäude untergebracht werden.

Der gegenwärtige Stand der Planungen ist:

- Es ist ein vorläufiges Raumprogramm aufgestellt mit einer gesamten Innenraumfläche von 10 000 m^2, umbauter Raum 100 000 m^3, davon 42 000 m^3 radiologisch bestimmt.
- Ein Vorentwurf (1 : 200) und ein vorläufiger Lageplan (1 : 1000) ist erarbeitet.
- Überlegungen zur Erschließung und Energieversorgung ergaben einen Bedarf an Freiflächen von ca. 5 000 m^2.

1.3.2 Tritiumsystem

Für das Design des Projektes wurde ein Brennstoff-Kreislauf ausgearbeitet, der etwa wie folgt aussieht:

Nach externer Anlieferung eines Teils des insgesamt für die ganze Experimentierzeit benötigten Tritiums wird es zunächst in fester Form als Urantritid gelagert und dann über ein Injektionssystem zusammen mit Deuterium in den Torus eingeführt. Über das Torus-Vakuum-System gelangen die Abgase zunächst in einen Zwischenlagertank, wo die aus mehreren Entladungen anfallenden Gase gesammelt werden. Das Torus-Vakuum-System arbeitet hochvakuumseitig mit Turbomulekularpumpen, die direkt über großdimensionierte Pumpstutzen an den Torus angeflanscht sind, während für das Vorvakuumsystem bevorzugt mehrstufige Rootspumpen vorgesehen sind.

Derzeit verfügbare bzw. in Entwicklung befindliche Turbopumpen können als »T-dicht« angesehen werden, wohingegen bei Rootspumpen noch keine T-Betriebserfahrungen vorliegen.

Alternativ zu den Rootspumpen wurden auch Kryosorptionspumpen für das Vorvakuumsystem erwogen; bezüglich dieser Pumpen werden in naher Zukunft von der Industrie noch weitere Informationen erwartet.

Nach dem Zwischenlagertank werden die Abgase dann chargenweise weiterbehandelt: zunächst werden Verunreinigungen (He, H_2O, tritierte Kohlenwasserstoffe usw.) abgetrennt – für diese Aufgabe kann ein chemisches Verfahren, das mit hoch erhitztem Uran arbeitet, eingesetzt werden – die verbleibenden Wasserstoffisotope getrennt und ein DT-Gemisch wieder dem Injektionssystem zugeführt.

Im Augenblick wird zwar ein kompletter Brennstoffkreislauf behandelt, es ist aber die Absicht, wenn irgendwie möglich, die Abgasreinigung und die Isotopentrennung oder nur letzteres in externen Tritiumlabors durchführen zu lassen.

Die einzelnen Komponenten des Tritiumsystems sind in Gloveboxen in einem speziellen Raum untergebracht.
Tritiumabsorptionsanlagen reinigen die Atmosphären von Gloveboxen, von Räumen, in denen mit Tritium gearbeitet wird, und die Abgase von Vakuumanlagen, so daß weder im Normalbetrieb noch bei Störfällen gefährliche T-Konzentrationen auftreten können.
Die derzeitige Ausarbeitung sieht insgesamt vier voneinander unabhängige, voll redundante Tritiumabsorptionsanlagen vor.
Alle Komponenten, Systeme und Räume des ZEPHYR-Tritium-Systems werden durch eine Monitoranlage überwacht, gesteuert und kontrolliert.
Die Abb. 8 zeigt ein Blockschaltbild des Gesamtsystems;
die Abb. 9 das Torus-Vakuum-System.

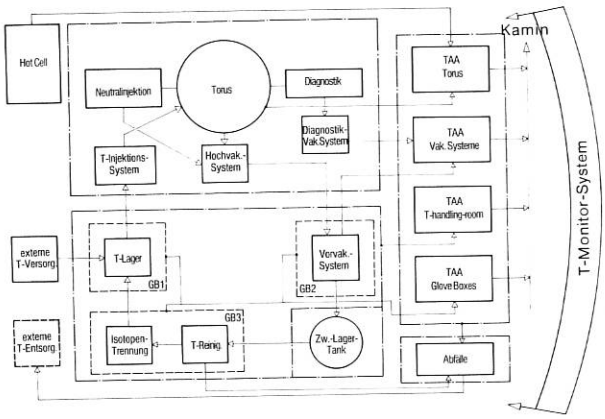


Abb. 8 Schema des Tritium-Gesamtsystems

1.4 Sicherheitsfragen

(H. G. Wegmann)

Das geplante Fusionsexperiment ZEPHYR stellt eine Plasmaanlage dar, zu deren Betrieb das radioaktive Tritium nötig ist und die während des Betriebs Neutronen und somit aktivierte Materialien erzeugt. Eine solchermaßen beschriebene Anlage ist nach der Strahlen-Schutz-Verordnung genehmigungspflichtig. Dem Antrag auf Errichtungsgenehmigung beim Landesamt für Umweltschutz ist ein Sicherheitsbericht beizufügen, der die Anlage beschreibt sowie die damit verbundenen Auswirkungen und Gefahren aufzeigt. Der Sicherheitsbericht stellt u. a. die radiologischen Belastungen dar, die die Entscheidungsgrundlage des Genehmigungsverfahrens bilden.

Diese gliedern sich wie folgt:

1.4.1 Aktivierte Struktur

Mittels Aktivierungsrechnungen werden die entstehenden Isotope, deren Lebensdauer und Beitrag zur

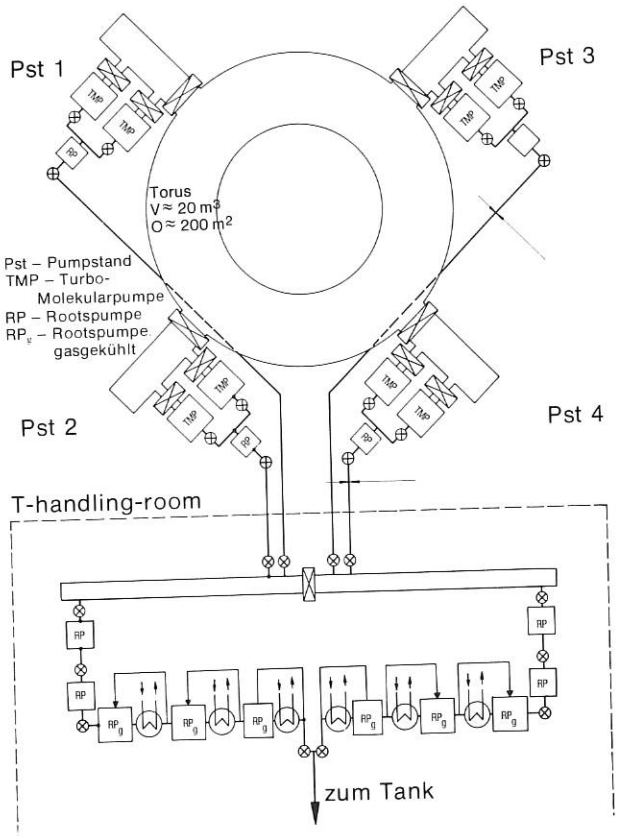


Abb. 9 Schema des Torus-Vakuumsystems

ortsabhängigen Dosis bestimmt. Daraus werden die Abschirmmaßnahmen, die Erfordernisse des Remote-Handling und die Betriebsbedingungen festgelegt. Ferner bilden sie die Grundlage für das Stillegungsverfahren nach der Experimentierzeit.

1.4.2 Luftkontaminationen

Für den Brennstoff Tritium und die beim Betrieb entstehenden Isotope ^{13}N, ^{16}N und ^{41}Ar werden Ausbreitungsrechnungen durchgeführt, die die Isodosislinien in Abhängigkeit von der Entfernung des Abluftkamins bestimmen. Die Dosislinien werden auf die emittierten Konzentrationen bezogen, die technisch nicht zurückgehalten werden können und geben damit die zu erwartende Umweltbelastung an. Jetzt kann bereits gesagt werden, daß diese weit unter der natürlichen Strahlenbelastung sein wird.

1.4.3 Abwasserkontaminationen

Für die beim Experiment anfallenden aktiven Abwässer werden Dosisberechnungen erstellt, nachdem die Aussagen über die Isotopenzusammensetzung von den verschiedenen Designgruppen vorliegen.

1.4.4 Stillegung

Für die Stillegung des Experiments werden die Möglichkeiten untersucht, die sich nach heutigem Stand und in Zukunft bieten. Dabei wird vor allen Dingen der Tritiumabbrand und die aktivierte Tokamakstruktur und deren fernbedienter Abbau behandelt.

2. HBS-INTEREX. Driftinstabilitäten in der Randschicht eines Thetapinch-Plasmas und theoretische Untersuchungen von HBS-Konfigurationen[11])

(W. Köppendörfer, R. Chodura, H.U. Fahrbach, R. Gruber[12]), E. Holzhauer[13]), W. Kerner, M. Münich, J. Neuhauser, H. Röhr, G. Schramm, W. Schneider, J. Sommer, F. Troyon[12])

Das HBS-INTEREX Programm umfaßte auslaufende Arbeiten, die das Hochbetastellarator-Projekt HBS II absichern sollten. Insbesondere sollte der lineare Thetapinch INTEREX die durch Mikroinstabilitäten erhöhte Diffusion eines Thetapinch-Plasmas untersuchen. Im Bereich der theoretischen Arbeiten wurde die Entwicklung von Codes zur Berechnung helikalsymmetrischer und allgemeiner 3-dimensionaler MHD-Konfigurationen zum Abschluß gebracht.

2.1 Untersuchung der Lower-Hybrid-Drift-Instabilitäten

Mit dem linearen Thetapinch INTEREX, dessen Daten in der Tabelle angegeben sind, werden durch CO_2-Laserlicht-Kleinwinkelstreuung im Überlagerungsverfahren die Fluktuationsamplituden von Lower-Hybrid-Driftinstabilitäten in der Plasmarandschicht untersucht.

Thetapinch:	Spule:	19 cm Durchmesser 875 cm Länge
	Magnetfeld:	Anstiegszeit 0,5 μsec Dauer 20 μsec Amplitude 0,7 T
	Füllgas:	Deuterium 3, 5, 8 mTorr
	Vorionisierung:	Axiale Entladungen Zündentladung 80 kV Vorentladung 120 kV, 12 kA

Nach theoretischen Arbeiten werden Lower-Hybrid-Drift-Instabilitäten angeregt, wenn sich der Druckgradient über nur wenige Ionen-Larmor-Radien erstreckt, selbst wenn die Elektronendriftgeschwindigkeit kleiner als die Ionenschallgeschwindigkeit ist. Dabei kann die Elektronentemperatur durchaus kleiner als die Ionentemperatur sein. Für sehr kleine Driftgeschwindigkeiten geht die LHD-Instabilität in die Ionenzyklotron-Instabilität über. Die entscheidende Frage für ein Thetapinchplasma ist die nach der nichtlinearen Sättigung der Instabilität und dem damit gegebenen Diffussionskoeffizienten.

Neben der CO_2-Laserkleinwinkelstreuung wurde das Plasma mit zahlreichen Diagnostikmethoden untersucht. Das typische Plasmaverhalten läßt sich in drei Phasen einteilen:

- Implosionsphase: bis 0,5 μsec dauernde starke Fluktuationen, Raleigh Taylor-Instabilitäten;
- frühe Nachimplosionsphase: Abklingen der starken Fluktuationen;
- späte Nachimplosionsphase: stationäres Plasma, Spiegel-Anisotropieinstabilitäten, glockenförmiges Dichteprofil.

Die Messung der Dichtefluktuation erstreckt sich auf folgende Bereiche, in denen entsprechend der linearisierten Theorie die LH-Driftwellen erwartet wurden:

- Wellenvektor $40 \leq k_\Delta \leq 150\ cm^{-1}$ (Variation des Streuwinkels);
- Frequenzbereich $10 \leq f \leq 245$ MHz (Sechskanalanalysator);
- Radiale Verschiebung $-2 \leq R \leq 6$ cm.

Die Streuungsmessungen ergaben:

- die Ausbreitung der Welle erfolgt im wesentlichen $\perp B$ ($k_z \rightarrow 0$);
- der Ausbreitungskegel in der r, Θ-Ebene um k_Θ ist kleiner als 45°;
- die Welle breitet sich in einer radialen Schicht von 1 bis 2 cm aus.

Abbildungen 10 und 11 zeigen typische Spektren des Quadrats der Fluktuationsamplitude $(\tilde{n}_e/n_e)^2$ über Wellenzahl und Frequenz für 3 m Torr Deuteriumfüllung in der Phase der späten Nachimplosion.

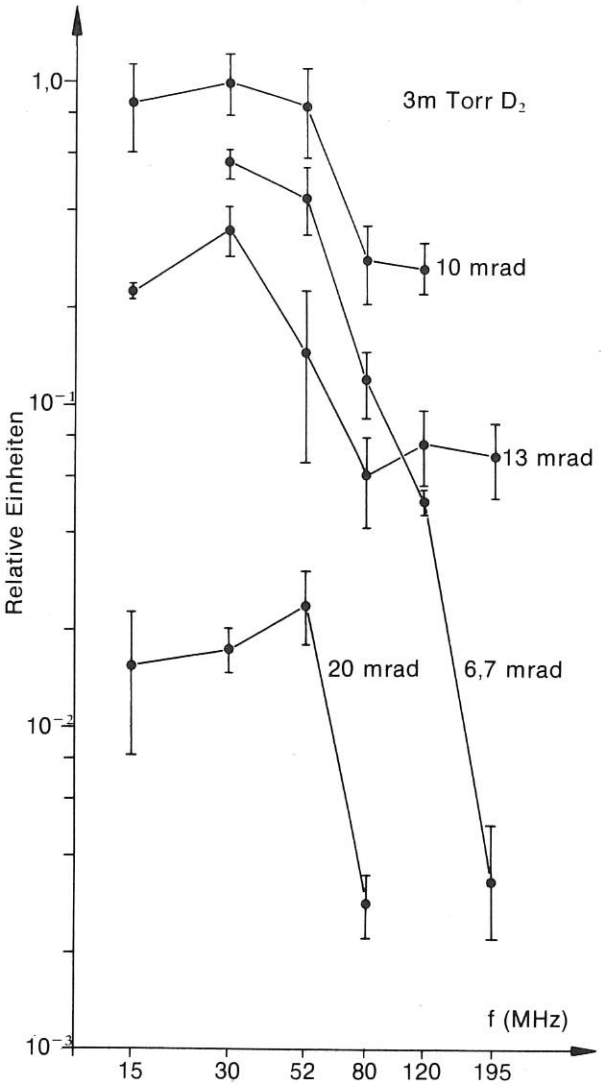


Abb. 10 Leistungsspektrum der Dichtefluktuationen als Funktion der Frequenz f

[11]) Diese Arbeiten wurden in Zusammenhang mit E. Holzhauer vom IPF Stuttgart sowie R. Gruber und F. Troyon vom CRPP Lausanne, durchgeführt.

[12]) CRPP Lausanne

[13]) Institut f. Plasmaforschung der Universität Stuttgart

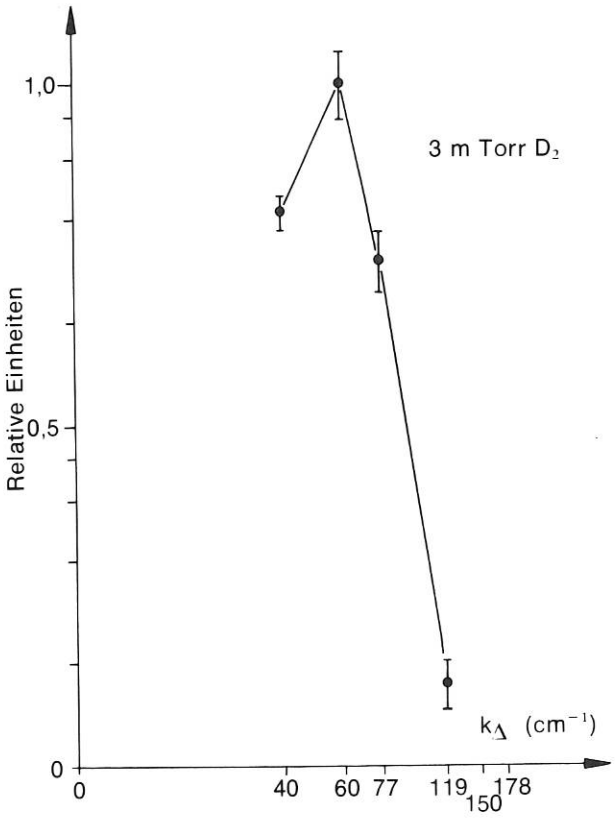


Abb. 11 Leistungsspektrum der Dichtefluktuationen als Funktion der Wellenzahl k_Δ

2.2 MHD Spektrum von helikalsymmetrischen Konfigurationen

Der Eigenwert-Code für helikalsymmetrische Konfigurationen wurde in Zusammenarbeit mit dem CRPP Lausanne fertiggestellt. Damit kann das ideale MHD Spektrum von Gleichgewichten mit beliebigem Querschnitt und Stromprofil für verschiedene Werte von Beta untersucht werden. Derzeit ist der Code noch auf Störungen mit festgehaltenem Plasmarand (d. h. ohne Vakuum) beschränkt.

Das Spektrum wird berechnet durch die Variation der Lagrange-Dichte $L = \delta W(\xi, \xi) - \omega^2 \delta K(\xi, \xi)$, wobei δW die potentielle Energie und δK die kinetische bedeutet. ω ist die normierte Anwachsrate der Störung. Eine geeignete Wahl von nichtorthogonalen Flußkoordinaten mit geraden Magnetfeldlinien und von Komponenten des Verschiebungsvektors ξ liefert eine Form für L, die es erlaubt, die Nullstellen des Spektrums mit hybriden finiten Elementen **exakt** darzustellen. Das ist gerade die Bedingung für eine »pollutionsfreie« Approximation des gesamten Spektrums. Aus δW kann unter den üblichen Annahmen das Ballooning-Mode-Kriterium, ebenfalls in variationeller Form, hergeleitet werden. Axialsymmetrische Konfigurationen (Tokamak) sind als ein Grenzfall enthalten. Die Zylindersymmetrie stellt den anderen Grenzfall dar; für den Screw-Pinch stimmen die berechneten Eigenwerte ω^2 mit den analytischen überein*).

Als ein erstes Anwendungsbeispiel wurde ein gerades $l = 1$ hoch-beta Stellarator-Gleichgewicht gewählt. Diese Konfiguration war früher mit einem Anfangswert-Code**) und dem Marder-δW-Code***) behandelt worden.

Es wurden mit dem helikalen ERATO nicht nur kreisförmige (O) sondern auch annähernd quadratische Querschnitte (□) behandelt. Das Gleichgewichtsprogramm von B. Marder wurde dementsprechend modifiziert. Die Ergebnisse für eine $m = 2$ und $k = 0$ Mode sind in der Tabelle 1 für ein Gleichgewicht mit den Parametern $\beta = 0{,}70$, $\Delta_1/a = 1{,}0$ und $ha = 0{,}1$ zusammengestellt.

Tabelle 1 $l = 1$ Stellarator

Methode/Code	$\frac{\gamma}{\omega_A}(m=2)$ ○	$\frac{\gamma}{\omega_A}(m=2)$ □
Oberflächenstrommodell $\frac{\gamma^2}{\omega_A^2} = \beta^2 \frac{\beta(m-1)m}{2(2-\beta)}(\Delta_1 h)^2$	$5{,}1 \times 10^{-2}$	—
num. δW ***)	$2{,}9 \times 10^{-2}$	—
Anfangswert-Code **)	—	$3{,}0 \times 10^{-2}$
Helical ERATO	$4{,}7 \times 10^{-2}$	$6{,}9 \times 10^{-2}$
Helical ERATO, $\varrho = 1$	$3{,}4 \times 10^{-2}$	$4{,}7 \times 10^{-2}$

Als nächstes Gleichgewicht wurde ein gerader $l = 2$ Stellarator mit den Parametern $\Delta_2/a = 0{,}32$, $h \cdot a = 0{,}34$ und $\beta = 0{,}25$ behandelt. Tabelle 2 enthält die Ergebnisse der verschiedenen Methoden.

Tabelle 2 $l = 2$ Stellarator

Methode/Code		$\frac{\gamma}{\omega_A (ha)}(m=2)$
Oberflächenstrommodell $\frac{\gamma^2}{\omega_A^2 (ha)^2} = \beta \frac{(2-\beta)m}{2}\left(\frac{\Delta_2}{a}\right)^2$		$2{,}1 \times 10^{-1}$
Anfangswert-Code c)	□	$1{,}2 \times 10^{-1}$
Helical ERATO	○	$2{,}1 \times 10^{-1}$
Helical ERATO, $\varrho = 1$	○	$1{,}2 \times 10^{-1}$
MHF-Code cc)		$0{,}7 \times 10^{-1}$

c) *R. Chodura, F. Herrnegger, J. Neuhauser, A. Schlüter,* Proc. 9th Europ. Conf. on Contr. Fusion..., Oxford 1979, (A 2,3)

cc) *R. Chodura,* dieser Jahresbericht.

Diese Vergleiche zeigen, daß die Anwachsraten des helikalen ERATO – wie erwartet – größer als diejenigen der Marder'schen δW-Methode und des Anfangswert-Codes sind.

*) *R. Gruber, W. Kerner, W. Schneider, F. Troyon,* Proc. 9th Europ. Conf. on Contr. Fusion..., Oxford, p. 79 (1979)

) *F. Herrnegger, W. Schneider, Nucl. Fusion* **16, 925 (1976)

***) B. Marder, Phys. Fluids **19,** 1395 (1976)

Abb. 12 illustriert das im Eigenwertprogramm benutzte Koordinatensystem, Abb. 13 zeigt eine m = 2, k = o Mode für ein helikales l = 1 Gleichgewicht.

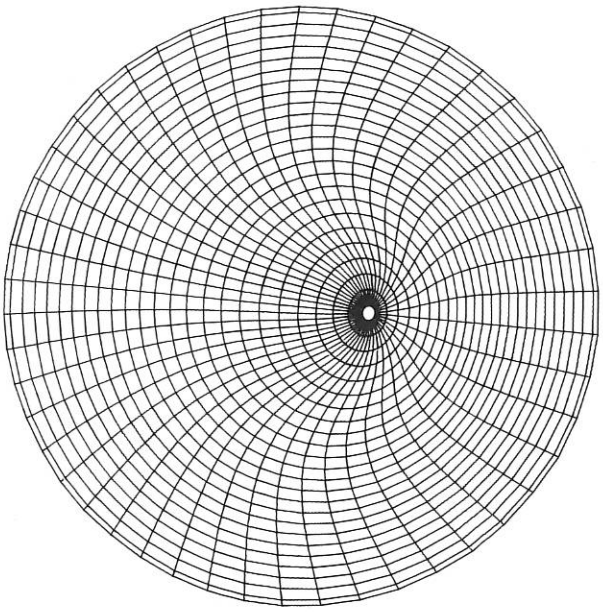


Abb. 12 Koordinatensystem

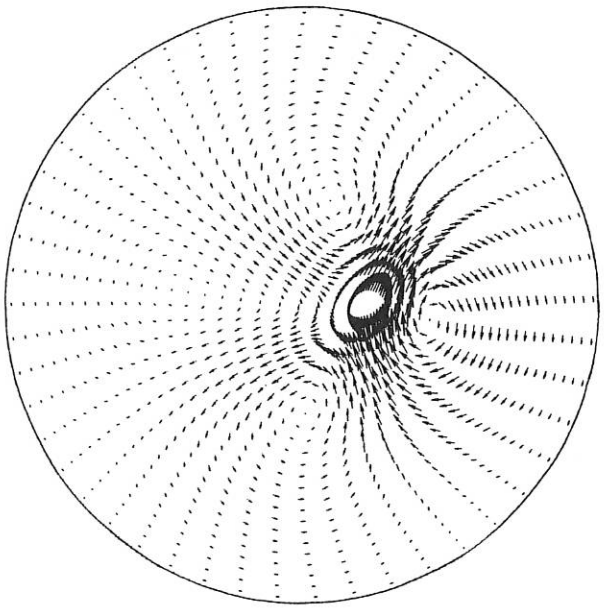


Abb. 13 Eigenfunktion

2.3 Berechnung 3-dimensionaler MHD-Gleichgewichte

Der bereits früher beschriebene 3-dimensionale Eulersche MHD-Code wurde weiter hinsichtlich Zuverlässigkeit und Genauigkeit getestet und zur Berechnung 3-dimensionaler Gleichgewichte verwendet.

(a) Tests:
Ein von Cap, Lortz und Nührenberg analytisch berechnetes 3-dimensionales, kraftfreies Magnetfeld wurde als Anfangsbedingung eingegeben. Für p = const erkennt der Code die Konfiguration als nahezu im Gleichgewicht befindlich und verschiebt sie nur geringfügig.

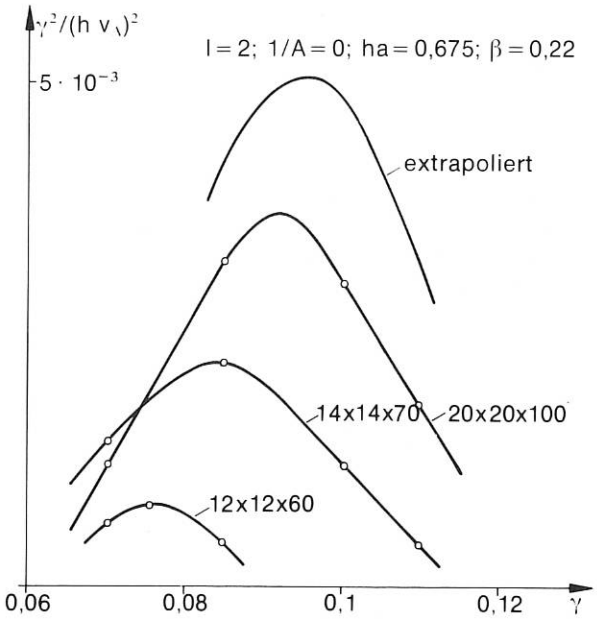


Abb. 14 Anwachsrate γ einer instabilen Mode mit m = 2, k = h/5 eines geraden helikalen Gleichgewichts mit l = 2, ha = 0,675 für verschiedene Rechengitter.

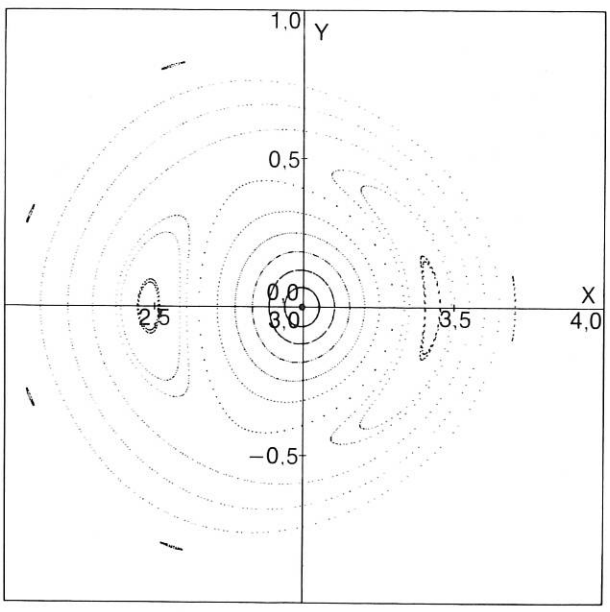


Abb. 15 Gleichgewicht einer Konfiguration, die durch die Überlagerung eines Tokamakfeldes mit einem helikalen l = 2 Feld entsteht.

Die Anwachsrate der resonanten $m=2$, $n=1$ flutemode einer geraden $l=2$ Helix mit 5 Perioden und $\iota \approx 1/2$ wurde mit Hilfe des Codes bestimmt (Abb. 14). Im Vergleich mit dem helikalen ERATO-Eigenwertcode ergeben sich um einen Faktor 2–3 stabilere Eigenwerte.

(b) Gleichgewichtsrechnungen:
An anderer Stelle wird die Berechnung von Magnetfeldern beschrieben, die eine besonders geringe Variation von $\int dl/B$ aufweisen. Für diese Felder sollte die Versetzung der magnetischen Achse auch für hohes β klein bleiben. Derartige Felder werden als Anfangsbedingungen in den 3D-Code eingegeben und die entstehenden Gleichgewichte untersucht.

Der Code erlaubt auch die Berechnung von Gleichgewichten mit mehreren magnetischen Achsen. Er wurde daher zur Untersuchung von Insel-Gleichgewichten angewandt, die durch die Störung von Tokamak-Gleichgewichten durch resonante helikale Felder entstehen (Abb. 15).

Ab Herbst 1979 wurde der Code auf die neue Rechenmaschine CRAY-1 umgestellt. Dies erbrachte vorerst eine Verkürzung der Rechenzeit gegenüber der Amdahl 470 V/6 um einen Faktor 12.

3. Belt-Pinch II a mit verkürzter Spule

(O. Gruber[14]), G. Becker[15])

Die Untersuchungen der in den Belt-Pinchen durch Stoßwellenheizung erzeugten toroidalen Hoch-Beta-Plasmen haben Informationen bezüglich MHD-Stabilität und Transport für künftige Hoch-Beta-Tokamaks geliefert. Neben extrem nicht-kreisförmigen Gleichgewichten (Halbachsenverhältnis $b/a \approx 11$)*) wurden in der verkürzten Belt-Pinch II a Spule (Höhe 130 cm) Gleichgewichte mit reduzierten Halbachsenverhältnissen $b/a \lesssim 6$ und poloidalen β-Werten über dem Aspektverhältnis $\beta_p \approx 7$ untersucht. Das Plasma erreichte dabei Temperaturen von $T_e + T_i \approx 150$ eV und $\beta_o \approx 0{,}8$**). Diese Experimente dienten im wesentlichen dem Studium des Einflusses von q auf Stabilität und Einschluß und wurden im Februar des Berichtjahres abgeschlossen. Anschließend wurde die Experimentieranlage abgebaut. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Im Falle höherer q-Werte [q_o (Achse) ≈ 3; q_b (Rand) ≈ 8] wird der Energieverlust durch Strahlungskühlung infolge von Verunreinigungen bestimmt und neoklassisches Transportverhalten gefunden. Obwohl das Plasma im Laufe der Entladung seine Form verändert und einen starken Energieverlust erfährt, bleiben toriodale und poloidale Flüsse sowie q erhalten. Hinweise auf MHD-Aktivität wurden wie auch in den früheren Experimenten mit $b/a \approx 11$*) und gleichen q-Werten nicht festgestellt.

Für niedrigere q-Werte ($q_o \approx 1{,}5$; $q_b \approx 6$) treten zusätzliche Teilchen- und Energieverluste und eine erhöhte Felddiffusion auf (Anstieg von q im Plasmainneren auf nahezu 3), die auf das Vorliegen von MHD-Moden hinweisen. Die Tatsache, daß diese Plasmen trotz der höheren Verscherung (größere q_b/q_o-Werte) instabil werden, weist darauf hin, daß die Instabilität durch ein zu geringes q_o verursacht wird und wohl eine interne Mode vom Kink-Ballooning Typ darstellt.

[14]) Zur Zeit Arbeitsgruppe ZEPHYR

[15]) Zur Zeit im Direktorium

) *G. Becker, O. Gruber, H. Krause, F. Mast, R. Wilhelm,* Nucl. Fusion **18, 1653 (1978)

) *G. Becker, O. Gruber* Proc. 9th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford, **Vol. 1, p. 145 (1979)

4. Allgemeine Diagnostikentwicklung[16])

(H. Röhr, R. Behn[17]), A. Eberhagen, H.U. Fahrbach, K. Hirsch[17]), E. Holzhauer[17]), H. Langer, C. Mahn[18]), J. Meyer[19]), H. Salzmann[17]), K.-H. Steuer[20]), W.-G. Wrobel)

Neben spezieller Diagnostik für ZEPHYR ist es notwendig, an neuen Verfahren zu arbeiten, die für mehrere Projekte gleichermaßen interessant sind. In enger Kooperation mit den anderen Projekten sowie mit dem IPF Stuttgart werden die folgenden Methoden bearbeitet.

4.1 CO_2-Interferometrie und – Streudiagnostik an Interex

Die beiden Meßverfahren wurden an Interex eingesetzt. Dichteprofile und Fluktuationen im Frequenzbereich 10–250 MHz bei Wellenlängen bis zu 1 mm wurden gemessen. Die detaillierten Ergebnisse werden im Abschnitt 2.1 diskutiert.

4.2 Rubin-Laserstreuung

Ebenfalls an Interex wurden Elektronentemperatur und -dichte mit Rubinlaserstreuung gemessen. Die mittels Raman-Streuung kalibrierte Apparatur lieferte absolute Dichtewerte, die mit den interferometrischen übereinstimmen.

4.3 CO_2 – Streudiagnostik an W VII A

Nachdem das Simulationsexperiment im Laserlabor erfolgreich war, wurde die Streuapparatur an W VII A angebaut. Ein vom Bereich Technik zur Verfügung

[16]) Diese Arbeiten wurden in Zusammenhang mit R. Behn, K. Hirsch, E. Holzbauer und H. Salzmann vom IPF Stuttgart durchgeführt.

[17]) Institut f. Plasmaforschung der Universität Stuttgart

[18]) Bereich Stellaratoren

[19]) University of Columbia

[20]) Bereich Tokamak

gestellter, leistungsstarker CW-CO_2-Laser ersetzte dabei den selbstgebauten, der weiterhin dem Labor für Testzwecke zur Verfügung steht. Weitere Einzelheiten s. Bereich Niedrig-β-Stellaratoren.

4.4 Lyman-α-Diagnostik

4.4.1 Frequenzverdreifachung

Detaillierte Untersuchungen der nichtresonanten Frequenzverdreifachung an Krypton brachten eine quantitative Klärung der Grenzen dieses Verfahrens. Der Kerreffekt sowie elektrischer Gasdurchbruch (u. U. beschleunigt durch Selbstfokussierung) lassen Grenzen des Konversionswirkungsgrades im Bereich von einigen 10^{-4} erwarten, die im wesentlichen experimentell bestätigt wurden.

Bei resonanter Verdreifachung liegt die Grenze im Bereich von 10^{-3}. Die Untersuchung von Berylliumdampf, der sich für resonante Verdreifachung eignet, ist in die Wege geleitet worden.

4.4.2 Lyman-α-Laser

Der Argon-Excimer Laser konnte erfolgreich in Richtung auf Lyman-α hin abgestimmt werden. Die Abstimmung erfolgt sowohl mit einem Gitter als auch mit Prismen aus Magnesium- und Lithiumfluorid. Bisher ist die erzeugte frequenzverschobene Leistung noch durch Zerstörung von optischen Komponenten bei höheren Pumpleistungen begrenzt. Der Einsatz von unbeschichteten Resonanzreflektoren und einer selektiv transmittierenden Sauerstoffzelle lassen höhere Leistungen erwarten.

4.5 Quasistationäre Streuung

Der derzeit optimale Laser für die quasistationäre Streuung ist der YAG-Laser. Ein Exemplar mit einer Impulsfrequenz von 100 Hertz und einer Impulsenergie von 1 Joule wurde bei Fa. J.K. Lasers/Rugby/GB bestellt.

Eine spezielle Beschaltung der Avalanche-Dioden, die direkt die Energie des Streulichts (nicht den Impulsverlauf) zu messen gestattet, führte zu einer Verbesserung des bisher den Abschätzungen zugrunde gelegten Rauschverhaltens. Sie wurde jedoch leider wieder durch den zusätzlich erkannten Rauschanteil kompensiert, der bei hoher Verstärkung der Dioden auftritt.

Vorbereitungen für das Streuexperiment an Asdex werden unter Bereich Tokamak aufgeführt.

Im Rahmen der Zusammenarbeit mit JET wurde unter Mitwirkung des IPF Stuttgart ein Vorschlag für ein quasistationäres Vorwärtsstreuexperiment an JET erarbeitet.
Einzelheiten s. Abschnitt JET.

4.6 Streuung mit periodisch gepulstem Rubinlaser

An Pulsator konnte, dank der Entwicklungsarbeit des IPF Stuttgart, ein periodisch gepulster Rubinlaser eingesetzt werden, der den Dichte- und Temperaturverlauf innerhalb einer Millisekunde mit 25 Laserimpulsen zu messen gestattete. In diesem Experiment konnten T_e und n_e während einer Abbruchinstabilität gemessen werden.

Der Einsatz eines solchen Lasers (1 Oszillator + 2 Verstärker) ist ganz allgemein anstelle des Einzelimpuls-Rubinlasers zu erwägen, da bei Mittelung über alle Impulse eine hohe Meßgenauigkeit (Zeitauflösung 1 ms) erreicht werden kann und mit der gleichen Apparatur schnelle Vorgänge innerhalb der Millisekunde zeitaufgelöst diagnostiziert werden können. Da die zum Streuen benötigte Laserenergie bei einem niedrigen Leistungsniveau ($\approx$ 10 MW) emittiert wird, ist das ganze System nicht anfällig gegen Zerstörung teuerer optischer Komponenten.

4.7 Elektronen-Zyklotronstrahlungs-Diagnostik

Für die Messung der lokalen Elektronentemperatur an Asdex mittels Elektronen-Zyklotronstrahlung (ECE) ist ein Monochromator in Entwicklung, der es ermöglichen soll, in vier Einzelkanälen den signifikanten Bereich des ECE-Spektrums (Millimeterwellen) innerhalb von ca. 0,1 msec zu registrieren, und zwar alle 0,5 msec wiederholbar. Als Kernstück dieses Monochromators kommt eine neu entwickelte Reflexions-Stufengitter-Planspiegel-Kombination zur Anwendung, deren Effizienz in einem Testaufbau festgestellt wurde. Die Eignung von Drahtnetzen als Tiefpassfilter zur Unterdrückung der höheren Interferenzordnungen im Monochromator wurde sichergestellt. Ein Monochromator mit fest einstellbaren Wellenlängen zur kontinuierlichen Registrierung der ECE von 4 verschiedenen Radien ist als erste Version für den Einsatz an Asdex im Bau.

Bereich Stellaratoren

(Dr. Günter Grieger)

Die Arbeiten des Jahres 1979 haben zwei wesentliche, zum Teil die Erwartungen übertreffende Erfolge gezeitigt. Erstens haben die Experimente mit Neutralteilcheninjektion (NI) in den W VII-A bei hohen Dichten und relativ großer äußerer Rotationstransformation zu großen Steigerungen der Plasmaenergie (Temperatur und Dichte) geführt. Da dies ohne signifikante Erhöhung des absoluten Gehaltes von Verunreinigungen erzielt werden konnte, ergeben sich nun Chancen, den OH-stromfreien oder zumindest den OH-stromarmen Betrieb schon im W VII-A zu realisieren. Diese Betriebsart wurde bisher nicht für möglich gehalten. Aus den experimentellen Resultaten muß man auch schließen, daß in dem neu erschlossenen Parameterbereich entweder der Energieeinschluß gegenüber den bisherigen Prognosen erheblich verbessert wird oder daß die in den helikalen Spiegeln gefangenen injizierten Teilchen nicht wie theoretisch vorhergesagt verloren gehen, sondern ihre Injektionsenergie dem Plasma mitteilen. Beide Effekte sind von großer Tragweite für das Stellarator-Confinement. Für beide Effekte gibt es experimentelle Hinweise. Das experimentelle Programm des Jahres 1980 wird auf diese Fragen ausgerichtet sein. Zweitens ist es bei den Untersuchungen zum W VII-Nachfolger gelungen, Konfigurationen zu finden, die die Ausgleichsströme gegenüber den normalen $l=2$-Werten um eine Größenordnung reduzieren. Da dieser Faktor praktisch linear in das Gleichgewichtsbeta eingeht, halten wir eine derartige Verbesserung für ausreichend. Bisher fehlt diesen Konfigurationen jedoch noch eine genügende Verscherung des Magnetfeldes oder eine magnetische Mulde. Zumindest eine der beiden Eigenschaften wird aber zur Erzielung der MHD-Stabilität für notwendig gehalten. Im ersten Halbjahr 1980 wird deshalb versucht werden, die günstigen Eigenschaften der Konfiguration abzuschätzen und ein Proposal für einen Nachfolger auszuarbeiten.

Das WEGA-Programm war im ersten Quartal des Jahres 1979 der Untersuchung der Lower Hybrid-Heizung in der Stellaratorversion der WEGA gewidmet. Mit durch ohmsche Heizung erzeugten Plasmen ergaben sich dabei dieselben Ergebnisse wie in der Tokamakversion. Experimente mit OH-stromfreien, HF-erzeugten Plasmen führten zu keinen brauchbaren Resultaten, da die zur Verfügung stehende HF-Leistung zu klein war, um die Strahlungsbarriere zu überwinden. Während des verbleibenden Teils des Jahres wurde die WEGA wieder in eine Tokamakversion umgebaut, aber dabei so modifiziert, daß ein 4-Halbleiter Grillkoppler zur Wellenankopplung Verwendung finden kann. Dieser Umbau war im Dezember 1979 abgeschlossen.

1. Stellarator W VII-A

G. Grieger, H. Renner, J. Sapper, H. Wobig, M. Blaumoser, D. Bartlett, G. Cannici, G. Cattanei, D. Dorst, A. Elsner, H. Hacker, J. How, H. Jäckel, R. Jaenicke, P. Javel, J. Junker, M. Kick, R. Lathe, F. Leuterer, C. Mahn, S. Marlier, G. Müller, W. Ohlendorf, F. Rau, H. Renner, H. Ringler, J. Saffert, P. Smeulders, M. Tutter, A. Weller, E. Würsching, M. Zippe

Den Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen am W VII-A bildeten Heizexperimente mit Neutralteilcheninjektion (NI). So wurden zunächst drei der geplanten vier Injektoren (30 kV, 30 A, H_2) an die Maschine angebaut. Einige Schwierigkeiten bereiteten die Innenkalorimeter, die zur Messung der Injektionsleistung und zum Schutz der Wand in das Vakuumgefäß eingebracht worden waren. Wegen der plasmanahen Position dieser Inneneinbauten und des damit verbundenen Flusses von Verunreinigungen konnten die hohen Dichtewerte $\int n dl \geqq 2 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ des letzten Jahres nicht erreicht werden. Nach langer Konditionierungsphase und mit zusätzlicher Getterung der Innenwand des Torus mit Titan wurden erst Ende Mai ausreichend hohe Targetdichten in He für die Anwendung der NI produziert. Elektrische Störungen durch ein Injektorsystem auf den Betriebsablauf und das Timerprogramm erlaubten die Zuschaltung nur zweier Injektoren, so daß die ersten Experimente auf eine Leistung von $P_N \sim 450$ kW beschränkt blieben. Unterdessen wurde der vierte Injektor am W VII-A aufgebaut, was eine Verdopplung der Leistung auf ~ 1 MW während der Experimente 1980 bringen wird.

1.1 Technischer Stand

Die technischen Systeme des Experiments W VII-A konnten im Jahr 1979 für ca. 5000 Plasmaentladungen genutzt werden. Nachdem im Januar und Februar die neu installierte Hochstromversorgung geprüft und in Betrieb genommen wurde, sowie der inzwischen wieder angelieferte HUGHES-Schalter in den OH-Kreis eingebaut war, folgte von März bis August eine durchgehende Experimentierphase. Anschließend wurde das Experiment für eine zum Jahresende beginnende weitere Betriebsperiode mit Neutralteilcheninjektion vorbereitet.

Bei der Abnahme der Hochstromverteilungsanlage im Gebäude L7A wurden Versuche im Grenzlastbereich der im Institut vorhandenen Energieversorgungsanlagen durchgeführt. Die experimentseitig kurzgeschlossenen Einspeisungen wurden hierbei mehrfach mit max. 120 kA über 0,3 sec belastet. Hierzu wurden entsprechende Thyristorgleichrichtermodule in L 5 E (EZ 3) parallelgeschaltet. Eine ausreichende Stromtragfähigkeit der gesamten Anordnung (Generator - Gleichrichter - Übertragungsstrecken - Verteilung) konnte nachgewiesen werden.

Mit dem wieder reparierten HUGHES-Schalter konnte kein befriedigender OH-Betrieb erreicht werden. Obwohl einige Komponenten der Anlage so weit verbessert werden konnten, daß sie störungsfrei arbeiten, lag die Zahl der Fehlschaltungen bei etwa 11% und damit weit außerhalb der experimentell erforderlichen und vom Hersteller angegebenen Toleranzgrenzen. Das schlecht reproduzierbare Betriebsverhalten der Quecksilberdampfschaltröhre und ein zusätzlich eingetretener Fehler am Fütterungssystem dieser Röhre führten zu dem Beschluß, das Schaltsystem nicht mehr einzusetzen. Der OH-Betrieb wurde mit dem ersatzweise vorhandenen Braunschweig-Schaltersystem durchgeführt.

Aufbauend auf Erfahrungen am Experiment W II-B und auf neuerdings erhältliche leistungsstarke Vakuumschalter wurden im Herbst 1979 Versuche aufgenommen, den OH-Kreis mit einer zwangskommutierten Vakuumschaltröhre auszurüsten. Den Aufbau der Anlage zeigt Abb. 1. Die Anordnung wurde im Oktober 1979 bis zu einem Strom von 18 kA gegen eine Spannung von 10 kV ausgetestet und ist inzwischen im Betrieb eingesetzt. Es zeichnet sich ab, daß mit Vakuumschaltröhren der verwendeten Baugröße wenig aufwendige, zuverlässige Abschaltsysteme für ca. 25 kA/20 kV gebaut werden können. Wesentlich für das Schaltverhalten und die Lebensdauer der Röhre ist hierbei die Anordnung eines Axialmagnetfeldes im Bereich des Schaltlichtbogens (Metalldampfplasma).

Bei Revision des Experiments ereignete sich an der OH-Spule 2o bei der Wiederholung der Spannungsprüfung mit ca. 120% Nennspannung (d.h. 35 kV) ein Isolationsdurchschlag zwischen Kupfer und Masse, welcher auf einen in der Isolation eingebetteten Fremdkörper zurückzuführen war. Die Spule konnte lokal repariert werden und wurde mit 1,5facher Nennspannung geprüft. Der Defekt ereignete sich nach 15 000 Pulsen mit Strömen bis zu 75% Nennstrom und nach mehreren Wiederholungsprüfungen mit Spannungen bis zum 1,8fachen des Nennwertes.

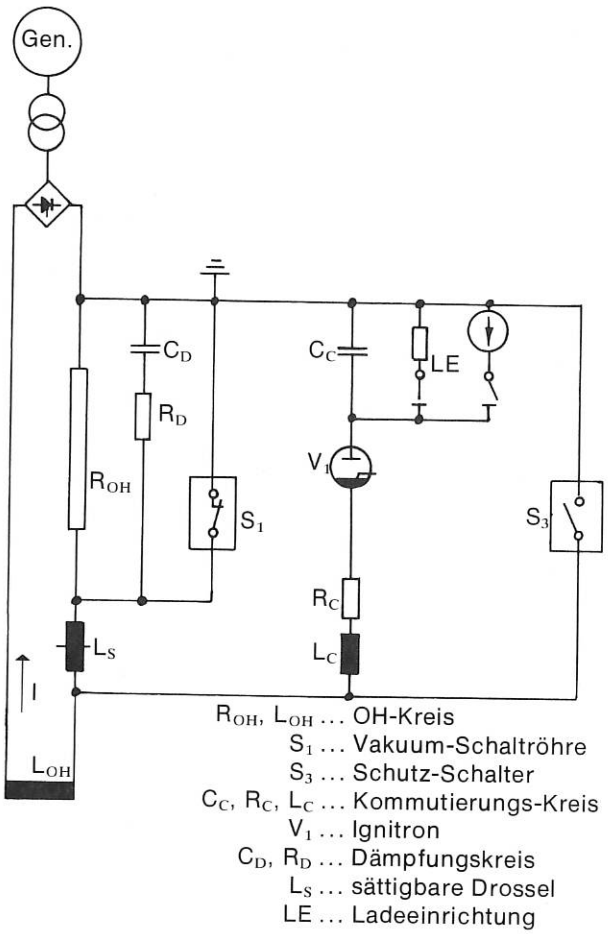


Abb. 1 OH-Schaltkreis mit Vakuumschaltröhre

Bei einer Routinekontrolle des Experiments wurde festgestellt, daß sich die Wickelkörper einzelner Hauptfeldspulen in den Spulengehäusen verdrehen. Die irreversible Bewegung pro Puls betrug maximal 5 µm, gemessen am Außendurchmesser der Windungen. Da ein magnetisch erzeugtes Drehmoment nicht auftritt, muß der Effekt auf das Zusammenspiel zwischen mechanischer und thermischer Spulenverformung im Puls zurückgeführt werden (Klinkeneffekt).

Es konnte gezeigt werden, daß durch Aufwärmen des Wickelkörpers gegenüber dem Gehäuse oder durch intensivierte Kühlung der Spulengehäuse (Wirbelstromverluste) der Effekt verhindert werden kann. Durch Einspritzen von Gießharz zwischen Spulengehäuse und Wickelkörper unter Druck kann die thermische und mechanische Kopplung ebenfalls soweit verbessert werden, daß der Effekt verschwindet. Alle in Frage kommenden Spulen werden inzwischen überwacht und sind durch die genannten Maßnahmen stabilisiert worden.

1.2 Ergebnisse der Experimente mit Neutralteilcheninjektion

1.2.1 Verbesserung der Plasmaparameter durch Neutralteilcheninjektion (NI)

Die Bedingungen für NI am W VII-A sind ungünstig. Der Injektionswinkel von 6^0 begrenzt die Wechselwirkungslänge des Strahls mit dem Plasma auf $L = 0.2$ m.

Die Absorptionsverluste bei einer hohen Targetdichte $\int ndl = 1.5 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ liegen bei ca. 30%. Die Rechnungen mit dem FREYA-Code (siehe 1.2) ergeben zudem Orbitverluste der gleichen Größenordnung, so daß nur ein Drittel der Injektionsleistung ($P_{inj} \sim 150$ kW) das Plasma heizt. Die Aufteilung der Heizleistung ist für eine typische Entladung in Abb. 2 dargestellt. In Tab. I sind für drei verschiedene Plasmaströme die wichtigsten Parameter aufgelistet. Nur bei einem Plasmastrom $I_p = 35$ kA ist eine Liniendichte von $\int ndl = 1.5 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ allein mit ohmscher Heizung zu erreichen. Für die niedrigeren Ströme ist ausgehend von einem Targetplasma mit niedriger Dichte während der Injektionsphase durch Gaszufuhr die Dichte auf den Vergleichswert angehoben. In Abb. 3 ist zu sehen, wie sich dabei die ohmsche Heizleistung reduziert.

Für eine Injektionsdauer von 50–75 ms ist der zeitliche Verlauf des Energieeinhalts, der ohmschen Heizleistung und des poloidalen β bezogen auf den Plasmastrom I_p dargestellt. Die quantitative Übereinstimmung der Messungen des Plasmadrucks $p|$ aus dem diamagnetischen Signal und aus der Lage der Plasmasäule $p_\Theta \rightarrow {}^1/_2 (p_| + p_\perp)$ zeigt die Isotropie des Plasmadruckes auch mit Neutralteilcheninjektionshei-

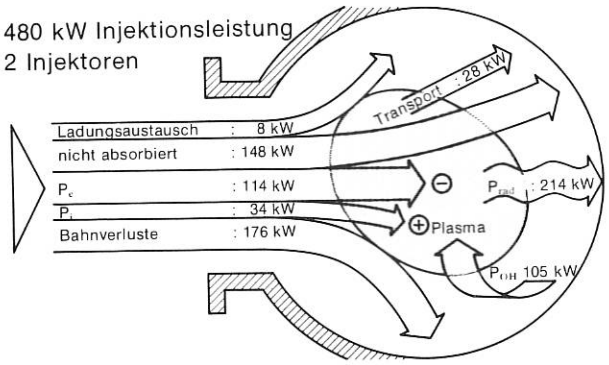


Abb. 2 Energieflußdiagramm für eine OH-Entladung mit Neutralteilcheninjektion

Tabelle I **(Neutralinjektion mit 25 keV in Helium-Plasma)**

		$B_o = 3.5$ T/$r_o = .14$ 35 kA # 17135		3.5/.17 25 kA # 18200	3.25/.23 20 kA # 19522
n_{eo} (m^{-3})		$8{,}1 \cdot 10^{19}$		$1{,}15 \cdot 10^{20}$	$1{,}2 \cdot 10^{20}$
n_e (m^{-3})		$5{,}4 \cdot 10^{19}$		$5{,}8 \cdot 10^{19}$	$5{,}4 \cdot 10^{19}$
kT_{eo} (eV)		293		427	529
kT_e (eV)		181		229	299
kT_{io} (eV)					
$\int ndl$ (m^{-2})		$1{,}36 \cdot 10^{19}$		$1{,}71 \cdot 10^{19}$	$1{,}51 \cdot 10^{19}$
W_{DIA} (J)		1480		2550	2900
β_Θ		1.32		3.89	6.05
		(A)		(A + C)	(A + C)
P_N (kW) Kalorimeter		206		430	445
	Absorption		0,336	0,308	0,322
Berechnete	Bahnverluste		0,239	0,235	0,337
Verluste	Ladungsaustausch		0,064	0,072	0,053
	Summe	0,639		0,615	0,712
Berechneter	Ionen		0,070	0,070	0,050
Anteil für	Elektronen		0,291	0,317	0,238
	Summe	0,361		0,387	0,288
$P_{inj.}$ (kW)		75		168	128
P_{OH} (kW)		298		108	60
$P_{OH} + P_{inj.}$ (kW)		373		276	188
P_{rad} (kW)		336		236	190
Z_{eff}		2,08		1,88	1,97

Tab. I Plasmaparameter für drei Entladungstypen mit NI

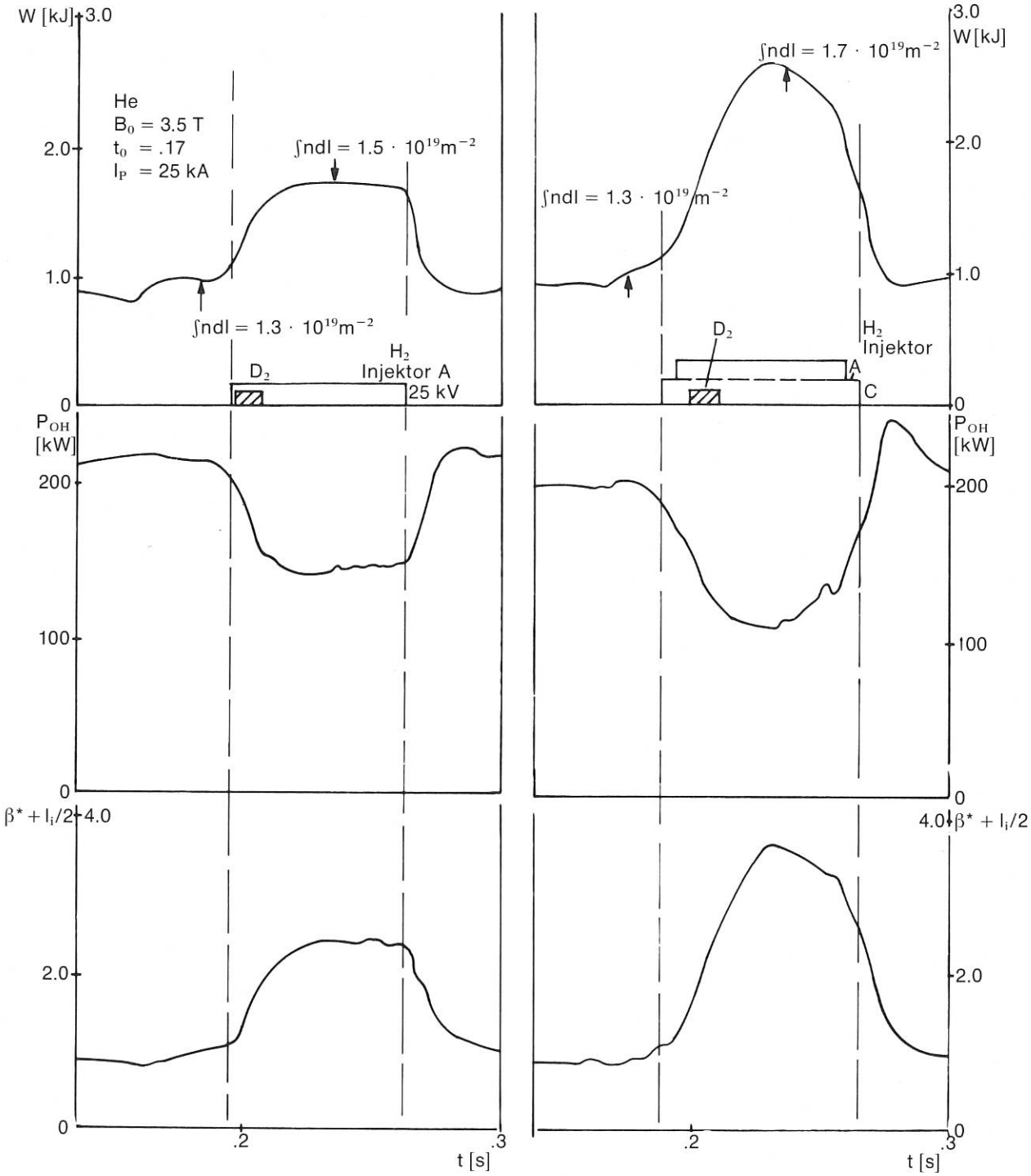


Abb. 3 Zeitverlauf der Plasmaenergie, der OH-Leistung und des Plasmadrucks während der Neutralteilcheninjektion

zung. Es werden die Verhältnisse bei Heizung mit einem Injektor und mit zwei Injektoren wiedergegeben. Die Zusatzheizung erlaubt eine erstaunliche Ausdehnung des Parameterbereichs im Vergleich zur ohmschen Heizung zu höherer Dichte und höherer Temperatur. Abb. 4 zeigt die Plasmaenergie und die Dichte für die in Tab. I aufgeführten Entladungen.

Abb. 5 setzt die Summenheizleistung $P_{OH} + P_{inj}$ in Relation zum Energieeinhalt für die Vergleichsentladungen bei $\int ndl = 1{,}5 \cdot 10^{15}$ cm^{-2}. Die Kurven geben die Grenzwerte, die mit ohmscher Heizung für bestimmte Ströme bei Variation der Dichte zu erhalten sind. Die Verbesserung der Einschlußzeit während der Injektion und die damit reduzierte Wechselwirkung mit der

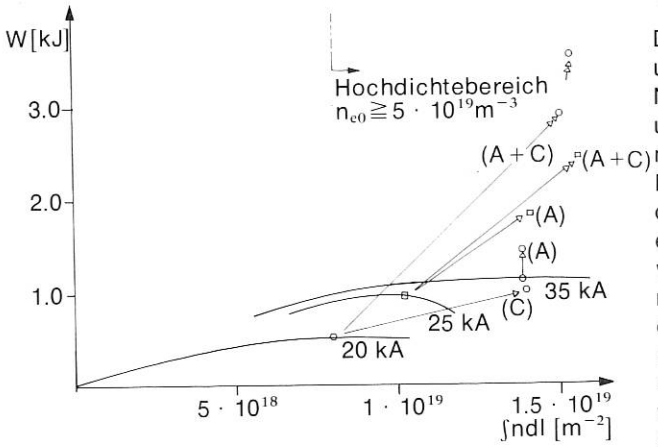


Abb. 4 Plasmaenergie und Liniendichte mit und ohne NI für verschiedene Ströme

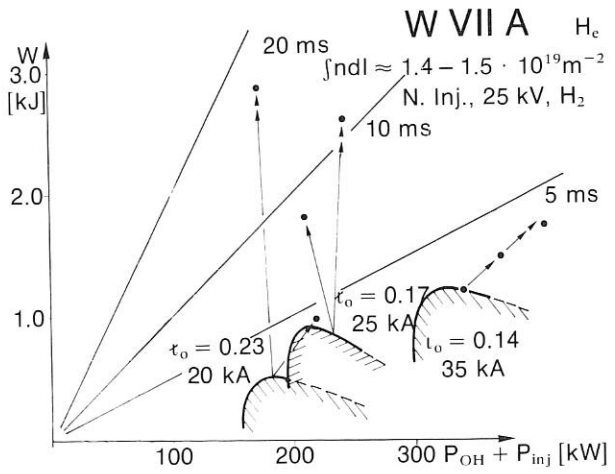


Abb. 5 Plasmaenergie als Funktion der Summenheizleistung $P_{OH} + P_{inj}$

Wand könnte dafür verantwortlich sein, daß der Verunreinigungsanteil $n_O/n_e < 1\%$, $n_{Fe}/n_e < 10^{-4}$ während der Injektion nicht signifikant steigt. Die Energiedeposition im Randbereich durch die NI führt zu einer Verringerung der Strahlungskühlung. Die Einschnürung des Stromdichteprofils mit Verschlechterung des Einschlusses bei hoher Dichte, wie mit ohmscher Heizung beobachtet, wird reduziert.

Bei I_p = 20 kA konnten hohe Plasmadrücke $\beta(o) > 0{,}5\%$ aufgebaut werden. Versuche mit weiterer Stromreduktion waren nicht erfolgreich, da Instabilitäten einer Erhöhung der Temperatur entgegenwirken. Weitere Experimente mit höherer Leistung und veränderten ι-Profilen sollen klären, ob diese Instabilitäten durch den hohen Plasmadruck oder durch die Veränderung des Stromprofils mit folgender Destabilisierung der MHD-»Tearing Moden« verursacht werden.

1.2.2 Numerische Berechnung der Heizleistung

Die Abbremsung der injizierten schnellen Teilchen und die Heizleistung des Plasmas wurden im Projekt Neutralteilcheninjektion mit Hilfe des Codes »FREYA« unter Berücksichtigung des Stellaratorfeldes berechnet. Der Code benutzt die experimentell gemessenen Dichte- und Temperaturprofile sowie die Geometrie des Vakuumgefäßes mit allen Einbauten, die die Rolle eines Limiters spielen. Wegen des kleinen Einschußwinkels von 6° wird ein großer Teil der eingeschossenen Teilchen in den helikalen Spiegeln gefangen und driftet ohne wesentliche Abbremsung auf die Wand. Etwa 30% der eingeschossenen Leistung geht durch diese »Bahnverluste« verloren. Dieser Effekt steigt mit wachsendem externen Stellaratorfeld an. Der Hauptteil der Nettoheizleistung wird den Elektronen zugeführt, die Ionen werden nur mit etwa 20% der Elektronenheizleistung aufgeheizt. Mit wachsender Elektronentemperatur nimmt die Heizleistung ab, und entsprechend der Anteil der Bahnverluste zu. Die Energiedeposition erfolgt hauptsächlich im Plasmazentrum, gegenüber der ohmschen Heizung erwartet man aber eine stärkere Heizung der Randgebiete. In dem Dichtebereich $\bar{n}_e > 5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ werden 25–35% des Neutralteilchenstrahls nicht absorbiert und treffen auf die gegenüberliegende Wand. Dieser Anteil der Gesamtleistung wurde durch Kalorimetermessungen bestätigt.

Da es experimentelle Hinweise auf eine höhere Heizleistung gibt, wurden verschiedene Möglichkeiten untersucht, die Bahnverluste zu reduzieren. Die Berücksichtigung der realistischen Strahlgeometrie und verschiedener Einbauten im Vakuumgefäß brachte eine Reduktion der Bahnverluste. Im Falle der Entladung 19 522 verringern sich die Bahnverluste dadurch von 43% auf 32%. Die Umstellung des FREYA-Codes auf elliptische und helikale Dichte- und Temperaturprofile brachte in den ersten Rechnungen keine wesentliche Änderung. Wenn elektrische Felder die Bahnverluste wesentlich beeinflussen sollen, müssen sie von der Ordnung 50–100 V/cm sein. In der modifizierten Form des Codes (»ODIN«) ist es möglich, die Teilchenbahnen unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes zu berechnen.

1.2.3 Strahlungsverhalten

1.2.3.1 Radiale Energieverluste

Die lokale Verteilung der abgestrahlten Leistung (Bolometer) zeigte für Entladungen mit NI ein z. T. starkes Ansteigen der abgestrahlten Leistung aus dem Plasmazentrum. Für eine 25 kA-Entladung (P_{OH} = 110 kW, ι_0 = 0.17, T_e (o) ≙ 430 eV, P_{inj} = 430 kW ≙ 105 kW absorbiert, 2 Injektoren) zeigt Abb. 6a ein starkes Ansteigen der Zentralstrahlung bis ca. 0,9 W/cm³. Abb. 6b zeigt die lokalen Abstrahlungsleistungen für eine 20 kA Entladung mit NI (P_{OH} = 60 kW, ι_0 = 0.23, T_e(o) = 410 eV, P_{inj} = 490 kW ≙ 115 kW absorbiert, 2 Injektoren).

Die Zentralstrahlung wird durch ein 0,2 μ dickes Be-Filter nahezu nicht abgeschwächt. Daher kann auf

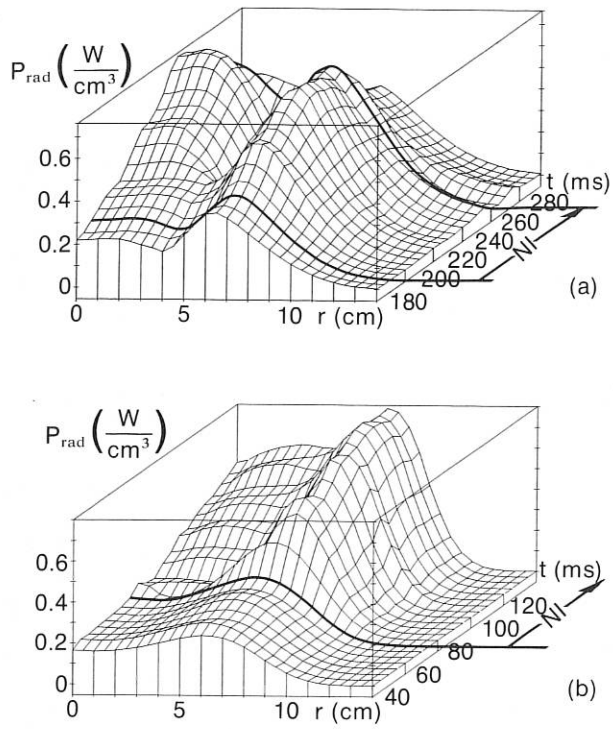


Abb. 6 Zeitlicher Verlauf der lokalen Strahlungsemission P_{rad} für eine a) 25 kA-Entladung, τ_0 = 0,17; b) 20 kA-Entladung, τ_0 = 0,23 (mit Neutralteilcheninjektion (NI), 2 Injektoren)

Photonenenergien $E_{ph} \geqq 250$ eV für diesen Plasmabereich geschlossen werden. Messungen der zentralen ultraweichen Röntgenstrahlung (siehe 1.3.8) durch ein 2 μ dickes Be-Filter ($E_{ph} \geqq 600$ eV) ergaben für die 20 kA-Entladung bei t = 135 ms Strahlungsleistungen von 0,13 W/cm³. Der wesentliche Anteil der Zentralstrahlung liegt also bei 250–600 eV. Linienstrahlung von Verunreinigungsionen (Fe, Mo, O) mit diesen Strahlungsleistungen konnten spektroskopisch bisher nicht nachgewiesen werden (siehe 1.2.3.2). Insbesondere ergeben auch Rechnungen zur Gesamtstrahlungsleistung (H. Hacker) basierend auf den gemessenen n_e- und T_e-Profilen keine Erklärung für den Anstieg der abgestrahlten Leistung während der NI-Phase. Für diese Rechnungen wurden die Ionendichten aus den gemessenen O- und Fe-Strahlungsprofilen abgeleitet. Es ist zur Zeit jedoch noch nicht untersucht worden, ob Wechselwirkungen, z.B. Ladungsaustausch zwischen Verunreinigungsionen und schnellen Neutralteilchen von der NI zu Modifikationen der Ladungszustandsverteilung und dadurch zu einer erheblichen Steigerung der abgestrahlten Leistung führen. Andererseits können die bolometrisch gemessenen Strahlungsprofile vor der NI mit oben genannten Rechnungen durch Annahme von Fe-Konzentrationen von einigen 100 ppm und O-Konzentrationen von ca. 1% relativ gut dargestellt werden.

1.2.3.2 Ergebnisse aus der Spektroskopie

Unter sauberen Bedingungen sind die bestimmenden Verunreinigungen Sauerstoff mit 0,5–1% und Fe, Cr, Ni mit zusammen max. 0,07%. Mit ihnen können bei Kenntnis der n_i-, n_e- und T_e-Profile und der Strahlungsverlustkoeffizienten die vom Bolometer gemessenen Strahlungsverluste im Falle des Targetplasmas auf 20% genau erklärt werden. Dabei wird der Strahlungsgürtel r = 5–10 cm von O- und He-Linien bestimmt, der Innenbereich weitestgehend von Fe. Die Linienstrahlung von O^{6+} und O^{7+} ist bei den erreichten Plasmaparametern noch vernachlässigbar. Molybdän (Limiter- und Prallblechmaterial) konnte über die Resonanzlinien von MoXIII und MoXIV nachgewiesen und zu weniger als 100 ppm abgeschätzt werden. Aus den Spektren von 2–25 nm erhält man die gleiche Aussage, wenn auch das dem Mo zugeordnete Quasikontinuum bei 6 nm deutlich zu beobachten ist.

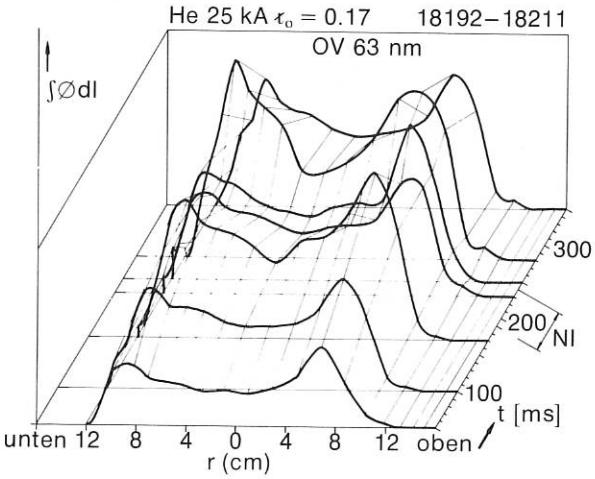


Abb. 7 Zeitverhalten des Radialprofils von OV (Resonanzlinie 63 nm) bei Entladungen mit NI

Diese Übereinstimmung zwischen spektroskopischen und bolometrischen Messungen ist im Fall der NI nicht mehr gegeben, vornehmlich für den Innenbereich 0–5 cm.

Die Linienstrahlung der Resonanzlinien des Sauerstoffs und von FeXV und FeXVI zeigt keinen oder einen mit der Elektronendichteerhöhung erklärbaren geringen Anstieg während der NI. Am Beispiel der OV-63 nm-Resonanzlinie (Abb. 7) wird der nicht selten beobachtete Fall eines Rückgangs der Strahlung während NI gezeigt. Für den kurzwelligen Teil des Spektrums (< 20 nm) ist diese Aussage insoweit einzuschränken, als sowohl das Quasikontinuum als auch einzelne Linien des Eisens und einige bislang nicht zuzuordnende Linien einen Anstieg in der Schwärzung bis zu 100% zeigen. Nach groben Abschätzungen entspricht dies einem Anstieg von 10–15 kW. Dies reicht aber nicht, um die während der NI bolometrisch beobachtete Zunahme der Strahlung aus dem Innenbereich zu erklären. Zudem liegt das Energieintervall zwischen 50 und 250 eV, das der bolometrisch registrierten Strahlung oberhalb von 250 eV.

Jene Entladungen, die eine während der Injektion um bis zu 500% ansteigende Linienstrahlung (O und/oder Fe) zeigten, waren durch Absinken des Energieeinhalts oder durch Abbrüche gekennzeichnet.

1.2.4 Sägezahn- und Modenverhalten

Während der NI ändert sich das Stabilitätsverhalten des Plasmas deutlich.

Bei Injektion mit zwei Injektoren ist in reinem Heliumplasma ein starkes Anwachsen der Sägezahnwiederholzeit und -amplituden zu beobachten, so daß ein erheblicher Anteil der Energieverluste der Elektronen im Plasmainnern ($r \leqq 6$ cm) durch die Sägezahnfluktuationen verursacht wird. Die Erhöhung der Wiederholzeit kann qualitativ durch die veränderten radialen Energiedepositionsprofile infolge der NI und der stark erhöhten Strahlungsverluste im Plasmazentrum erklärt werden.

In einem Helium-Deuterium-Gemisch erhöht sich die Sägezahnwiederholzeit noch deutlicher (> 10 msec). Jedoch verschiebt sich die Position der q = 1-Oberfläche mehr nach innen ($r_{q=1} \sim 5$–6 cm $\rightarrow$ 3–4 cm). Die verringerten Verluste durch Sägezahnoszillationen sind wahrscheinlich der Grund für den erhöhten Plasmaenergieinhalt bei diesen Entladungen (von 2,5 kJ auf ~ 3,5 kJ).

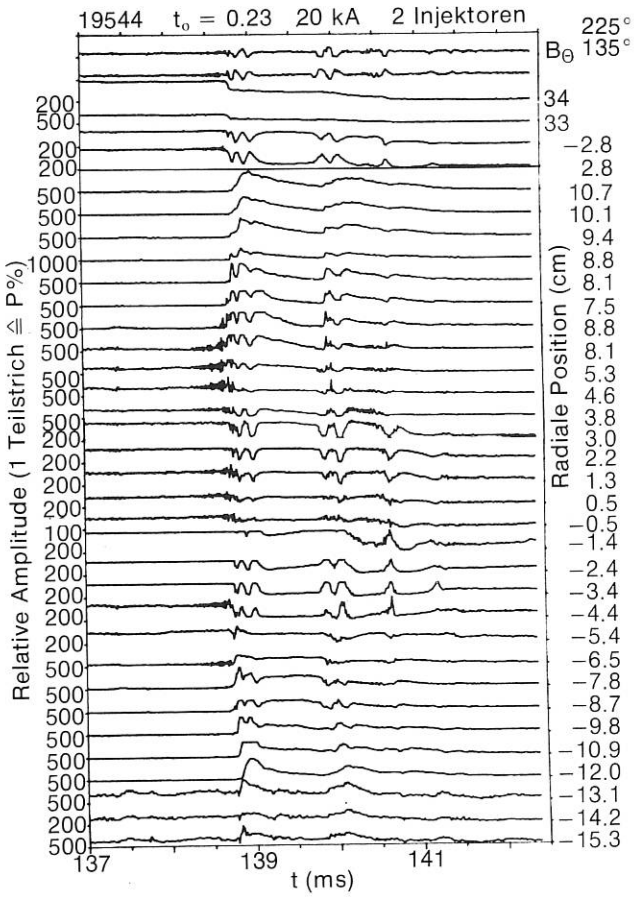


Abb. 8 Schnelle (m, n) = (3,2) + (2,2)-Moden, interner Abbruch bei q = 1.5 (138.7 ms) und (1,1) + (2,1)-Moden (Röntgen- und B_Θ-Signale)

Vor dem Ende des Injektionspulses traten dann jedoch starke sägezahnartige Energieeinbrüche auf. Hierbei scheint eine Instabilität bei q = 1,5 eine auslösende Wirkung zu haben, denn in der Vorphase dieser Energieeinbrüche sind anwachsende m = 3, n = 2-Moden festzustellen, und außerdem befindet sich auch der Inversionsradius dieser Sägezähne bei q = 1,5 (Abb. 8). Offenbar durch die damit verbundenen Stromprofiländerungen werden (m, n) = (1,2)- und (2,1)-Moden destabilisiert, deren Amplitude stark anwächst und die dann für den Energieverlust mitverantwortlich sind.

Das Modenverhalten ändert sich also deutlich bei NI mit zwei Injektoren im Vergleich mit reiner Ohmscher Heizung. Insbesondere beobachtet man auch bei hohen Werten der externen Rotationstransformation (ι_0 > 0,17) starke m = 2, n = 1-Moden (abhängig vom Plasmastrom) im Gegensatz zu den Experimenten ohne NI. Damit hängt auch wohl das gelegentliche Auftreten von externen Abbrüchen unter diesen Bedingungen zusammen. Zusammen mit der (2,1)-Mode tritt meistens auch eine gekoppelte (1,1)-Mode mit der gleichen Frequenz im Plasmazentrum auf.

Neben der m = 2-Mode scheint auch die m = 3, n = 2-Mode eine gewisse Rolle für die Verschlechterung des Energieeinschlusses zu spielen, denn durch sie können die starken Sägezahnverluste hervorgerufen werden, die bei q = 1,5 einsetzen. In diesen Fällen (ι_0 = 0,23, I_p = 20 kA, 2 Injektoren, Helium-Deuterium) konnte meistens auch eine m = 2, n = 2-Mode bei q = 1 identifiziert werden, die mit der gleichen Frequenz mit der m = 3, n = 2-Mode gekoppelt ist.

1.2.5 Energiebilanz

1.2.5.1 Elektronenenergietransport

Es wurde bereits berichtet, daß die Energieeinschlußzeit der Elektronen für Heliumentladungen (Jahresbericht 1978) als Funktion der Liniendichte $\int n_e dl$ zunächst mit der Dichte anstieg und dann oberhalb einer kritischen Dichte stark abnahm. Eine Berücksichtigung der mit diesem Effekt in engem Zusammenhang stehenden Strahlungsverluste bei der Bestimmung der Energieeinschlußzeit hat dieses Verhalten jedoch nicht geändert. Auch die lokale Wärmeleitfähigkeit

$$\chi_e(r) = \frac{\int_0^r (P_{OH}-P_{rad})\, r dr}{n_e r \; \frac{\partial T_e}{\partial r}}$$

nahm oberhalb einer kritischen Dichte wieder mit der Dichte zu. Dies warf die Frage auf, ob die Strahlungsverluste der einzige Grund für die Verschlechterung des Einschlusses sein können.

Um dieser Frage nachzugehen, haben wir angenommen, die Wärmeleitfähigkeit $\chi_e(r)$ sei nur eine Funktion der lokalen Dichte und Temperatur $\chi_e = f(n_e, T_e)$. Dazu sind in Abb. 9 Kurven für χ_e = const aufgetragen, wobei die Daten aus vier Profilen einer Heliumentladung (20 kA, 3,5 T, ι_0 = 0,14) mit unterschiedlichen Dichten und Temperaturen gewonnen wurden (ausgefüllte Symbole). Im Niedrigdichtebereich leitet man daraus

eine Skalierung

$$\chi_e \sim \frac{1}{n_e T_e^{0.66}}$$

ab, die zeigt, daß χ_e nur eine Funktion von n_e und T_e ist. Globale Parameter, wie Strom I, externes Feld B und ι_0 wurden für diese Entladungen nicht variiert. Durch Zugabe von Neonverunreinigungen kann die Elektronentemperatur unabhängig vom Strom geändert werden. Meßpunkte aus solchen Entladungen (offene Symbole) bestätigen die Annahme $\chi_e = f(n_e, T_e)$ nur in dem Niedrigdichtebereich, während im Hochdichtebereich kein Zusammenhang mehr gegeben scheint. Für diesen Bereich müssen demnach neben n_e und T_e noch andere Parameter zur Beschreibung von χ_e herangezogen werden.

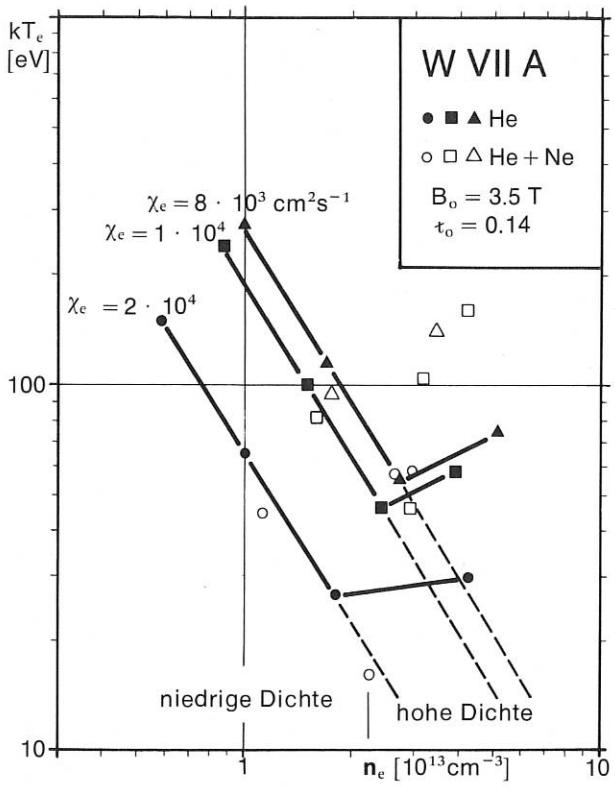


Abb. 9 Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e von n_e und T_e (Heliumentladung, 20 kA, 3.5 T, ι_0 = 0.14)

Nimmt man den Zusammenhang $\chi_e \sim 1/n_e$ als gegeben an, so kann man z. B. $\chi_e n_e$ gegen die Elektronentemperatur auftragen (Abb. 10). Gleiche Symbole entsprechen jeweils Punkten mit gleichem q-Wert. Daraus kann man ableiten, daß χ_e nicht vom lokalen q-Wert abhängt. Aus der Steigung folgt derselbe Exponent für die Temperaturabhängigkeit, der sich aus Abb. 9 ergibt.

Um den Einfluß äußerer globaler Parameter, wie Toroidalfeld und Strom zu erkennen, wurden diese in begrenztem Umfang variiert, die vorliegenden Ergebnisse müssen allerdings noch ergänzt und abgesichert werden.

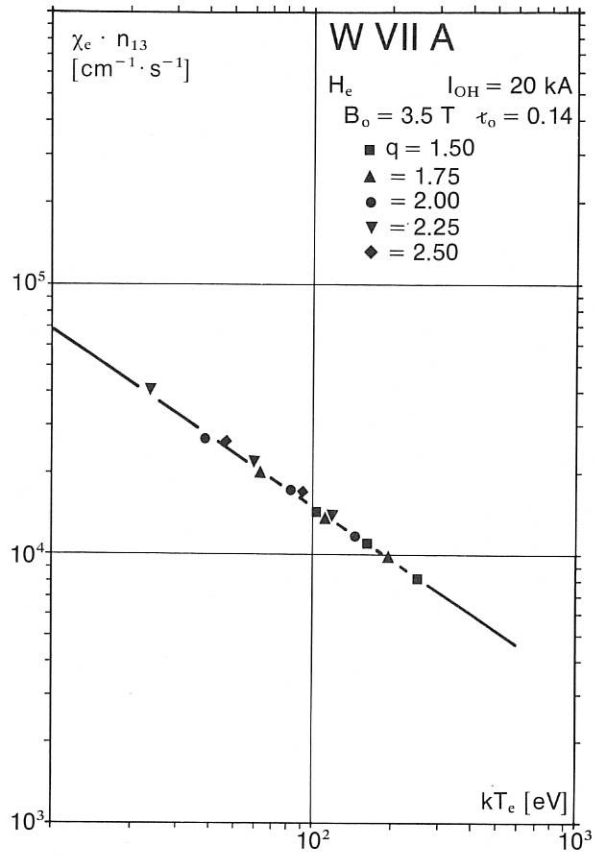


Abb. 10 Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e von T_e und lokalen q-Werten (Heliumentladung, 20 kA, 3.5 T, ι_0 = 0.14)

In Abb. 11 ist deswegen $\chi_e n_e$ B/I gegen die Temperatur aufgetragen, wobei die durchgezogene Gerade wieder den Werten der 20 kA-Entladung von Abb. 10 entspricht. Man findet dann eine Abhängigkeit der Form

$$\chi_e \sim \frac{I}{B} \frac{1}{n_e T_e^{0.66}},$$

d. h. die Temperaturabhängigkeit bleibt erhalten.

Ein wichtiges Ergebnis ist also vor allem die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur, wie z. B. auch von PLT*) berichtet. Im Vergleich der Werte für $\chi_e \cdot n_e$ im überlappenden Temperaturbereich zwischen PLT and W VII-A liegen die W VII-A Werte um mehr als eine Größenordnung günstiger. Dies läßt möglicherweise auf die Abhängigkeit von einem geometrischen Maschinenparameter schließen. W VII-A hat ein im Vergleich zu PLT großes Aspektverhältnis.

Diskussion

Für den Niedrigdichtebereich stellt sich die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit nach dem bisherigen Kenntnisstand in der Form

$$\chi_e \sim \frac{I}{B} \frac{1}{n_e T_e^{0.66}}$$

dar.

*) H. Furth, invited paper
9th Europ. Conf., Oxford 1979

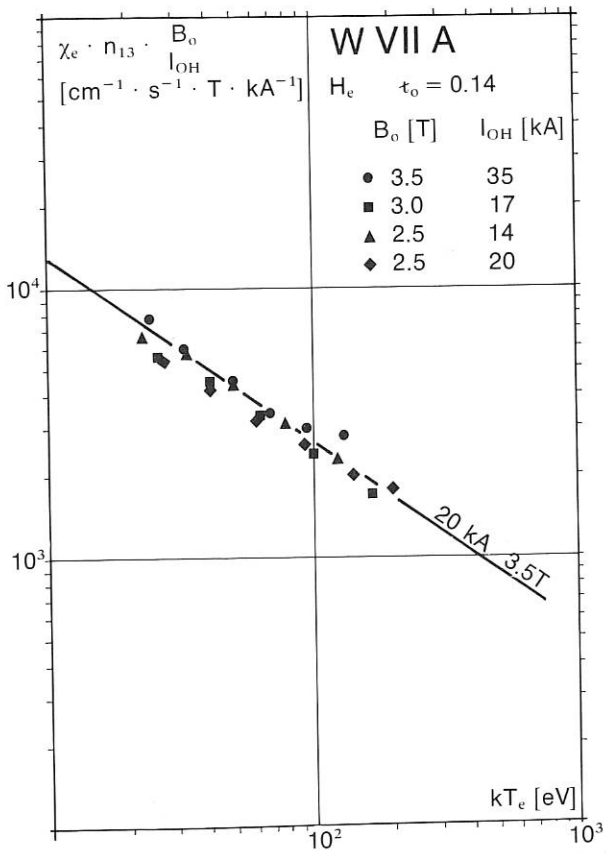


Abb. 11 Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e von B_0 und I_{OH}

Bis auf die B-Abhängigkeit deutet das auf das Vorhandensein stromgetriebener Driftinstabilitäten hin. Die Wärmeleitfähigkeit skaliert nahezu mit

$$\chi_e \sim \frac{1}{B}\ \bar{\xi}, \text{ wobei } \bar{\xi} \sim \frac{1}{\bar{n}_e \sqrt{T_e}}$$

der mittlere Driftparameter ist. Dichtefluktuationen im Bereich bis zu einigen 100 kHz, die durch Streuung von Mikrowellen bestimmt wurden, geben einen ersten experimentellen Hinweis (siehe 1.3.3.1). Für die deutliche Verschlechterung des Einschlusses im Hochdichtebereich wurde bereits häufiger*) auf das gleichzeitige Auftreten erhöhter MHD-Moden-Aktivität, speziell der (2,1)-Mode, hingewiesen. Immer dann, wenn der Energieeinschluß sich sehr verschlechtert, stellt man eine starke Zunahme der (2,1)-Moden-Aktivität fest.

Rechnungen von R. Jaenicke*) mit experimentell bestimmten Stromdichteprofilen ergaben (siehe 1.5.2) bezüglich des Existenzbereichs und der B_θ-Amplituden der (2,1)-Tearing Mode eine gute Übereinstimmung mit Messungen. Die entsprechenden Inselbreiten von 1–3 cm sollten nach Callen**) den Energietransport wesentlich beeinflussen.

Damit könnte man die kausalen Zusammenhänge etwa folgendermaßen beschreiben:
Die mit steigender Dichte zunehmende Strahlung aus den Randzonen der Entladung verursacht dort eine Abnahme der Temperatur. Denselben Effekt erreicht man bei festgehaltener Elektronendichte durch eine Erhöhung der Verunreinigungskonzentration. Dadurch steilt sich das Temperaturprofil auf (Strom wird dabei konstant gehalten). Das führt zu einer größeren Amplitude der (2,1)-Tearing Mode und damit zu Inselbreiten, die den Transport wesentlich beeinflussen.

Es ist geplant, einen experimentellen Nachweis über die Existenz solcher Inseln dadurch zu führen, daß man die Temperatur- und Dichtemessung über Thomsonstreuung mit dem Signal der B_Θ-Spulen korreliert.

1.2.5.2 Energiebilanz bei Neutralteilchenheizung

Die Schwierigkeit, die Energiebilanz während der Neutralteilcheninjektion aufzustellen, resultiert aus der ungenauen Kenntnis der deponierten Heizleistung. Die lokale Deposition der Injektionsleistung ergibt sich als Resultat der numerischen Berechnung der Abbremsung der eingeschossenen Teilchen und ihrer Gesamtleistung. Die durch Wärmeleitung transportierte Leistung ergibt sich als Differenz der gesam-

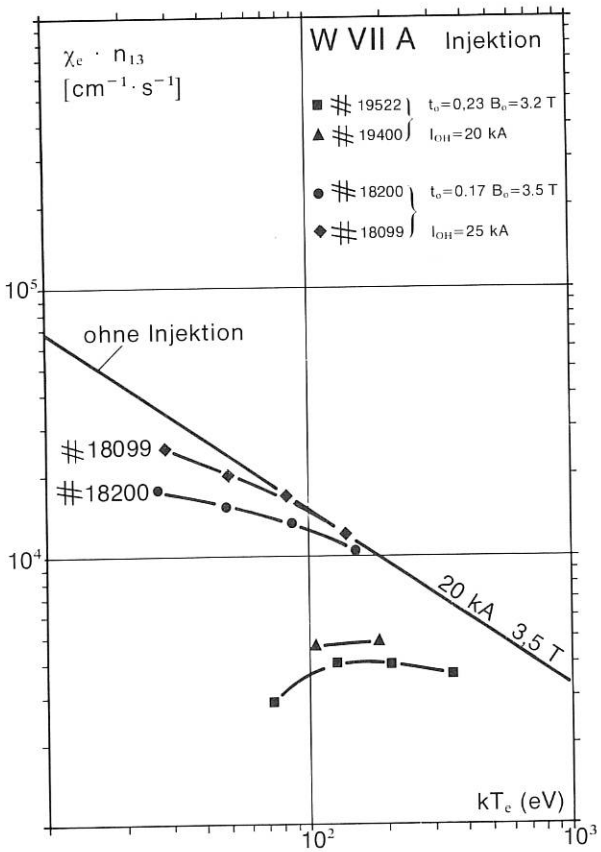


Abb. 12 Verringerung der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e durch Neutralteilcheninjektion

*) Jaenicke, R. und W VII-A Team
Investigation of the m = 2 Mode at q-Values Around 2, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-H3

**) J. D. Callen et al.
Magnetic ›Islandography‹ in Tokamaks
Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/F-1-1

ten Heizleistung (OH und NI) und der Strahlungsverlustleistung. Da beide Terme von vergleichbarer Größe sind, haben Fehler bei der Bestimmung der Heizleistung und der Strahlungsverlustleistung einen großen Einfluß auf die ermittelte Wärmeleitung.

Eine genaue Analyse des Ionenenergietransports ist zur Zeit wegen der Unsicherheit bei der Messung der Ionentemperatur nicht möglich. Den Rechnungen nach werden nur etwa 20% der gesamten Heizleistung in den Ionen deponiert, so daß eine wesentliche Erhöhung der Ionentemperatur nicht zu erwarten ist. Die Injektionsexperimente werden im Dichtebereich über $n_e > 5 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ durchgeführt, in dem wegen der hohen Stoßfrequenz die Ionentemperatur nahezu gleich der Elektronentemperatur sein sollte.

Ermittelt man die Ionentemperatur aus dem diamagnetischen Signal, welches die gesamte Plasmaenergie angibt, und den T_e-Messungen, dann wird dadurch die Annahme $T_i \approx T_e$ bestätigt.

Die durch die Elektronen **transportierte** Leistung ist $P_{OH} + P_{inj} - P_{rad} - P_{ei}$. Zur Bestimmung des Koeffizienten der **Elektronenwärmeleitung** χ_e wurde P_{ei} vernachlässigt, was zu einer geringfügigen Überschätzung von χ_e führt.

Die Analyse der drei Entladungstypen (Tab. I) zeigt nun folgendes Verhalten:
Bei der Entladung τ_0 = **0,14; I = 35 kA** ändert sich die Wärmeleitung χ_e der Elektronen während der Injektion praktisch nicht.

Bei der Entladung τ_0 = **0,17; I = 25 kA** ist die Wärmeleitung vor der Injektion anomal hoch – das Ausgangsplasma befindet sich bereits im Hochdichtebereich. Während der Injektion nimmt die Wärmeleitung ab und liegt im Bereich der »normalen« Wärmeleitung $\chi_e \frac{1}{n_e T_e^{0.66}}$ (siehe Abb. 12). Die Dichte ist aber höher als die des Ausgangsplasmas, so daß damit eine Verbesserung des Einschlusses konstatiert werden muß. Qualitativ läßt sich dies durch die Veränderung des Stromprofils und der daraus resultierenden Veränderung des MHD-Modenverhaltens während der Injektion erklären. In Übereinstimmung mit der Voraussage des Lister-Codes über die lokale Energiedeposition wird eine stärkere Randheizung der Elektronen als bei ohmscher Heizung beobachtet. Die Strahlungskühlung der Randgebiete wird damit durch Injektionsheizung wieder reduziert.

Im Gegensatz zu den beiden obigen Fällen liegt die Wärmeleitung χ_e für die Entladung mit τ_0= **0,23; I = 20 kA** erheblich unter dem Standardwert $\chi_e \sim \frac{1}{n_e T_e^{0.66}}$. Wegen der mit τ_0 steigenden helikalen Spiegel sagt der Lister-Code eine hohe Verlustleistung von 32% durch helikal gefangene Teilchen voraus. Erst eine völlige Vernachlässigung dieser Verluste und die entsprechende Erhöhung der Nettoheizleistung führt zu einer Wärmeleitung im erwarteten Bereich. Dieser Befund führt zu zwei Schlußfolgerungen: Entweder wird der Transportmechanismus, der zu der normalen Wärmeleitung $\chi_e \sim \frac{I}{B} \frac{1}{n_e T_e^{0.66}}$ führt, durch die Neutralteilcheninjektion erheblich reduziert – und das besonders bei hohem Stellaratorfeld und niedrigen Plasmaströmen – oder die schnellen eingeschossenen Teilchen erfahren eine anomal starke Winkelstreuung und Abbremsung.

Vom Experiment her gibt es für beide Erklärungen Hinweise. Die durch die Methode der Mikrowellenstreuung im Plasma gefundenen Fluktuationen bis zu 200 kHz sind während der Neutralteilcheninjektion in ihrer Amplitude erheblich reduziert. Falls die Wärmeleitung χ_e mit diesen Fluktuationen korreliert ist, ist hier eine Verbesserung zu erwarten.

Auf der anderen Seite werden aber während der Injektion neu auftretende Fluktuationen bei 1–2 MHz und den Harmonischen der Wasserstoffzyklotronfrequenz beobachtet. Diese Fluktuation können zu einer erhöhten Winkelstreuung führen. Wie von Cattanei diskutiert wird, führt die durch Injektion erzeugte Anisotropie der Verteilungsfunktion zu einer Zyklotroninstabilität. Als Rückwirkung der Instabilität ist damit ein Abbau der Anisotropie zu erwarten.

Mit E = 8 – 25 keV befinden sich die eingeschossenen Teilchen im Gebiet der Superbananen. In diesem Bereich wird die neoklassische Diffusion der Teilchen durch Zunahme der Winkelstöße reduziert (d. h. Verlustfluß $\sim \frac{1}{\nu}$). Eine Zunahme der Stoßfrequenz für Winkelstöße sollte damit die Heizleistung erhöhen, selbst wenn die Abbremsung nur über Coulombstöße erfolgt. Eine Entscheidung über die beiden Erklärungen ist zur Zeit nicht möglich. Dazu wären weitere Messungen über den Zusammenhang zwischen Plasmaeinschluß und Fluktuationen notwendig.

1.3 Diagnostik am W VII-A Plasma

1.3.1 Ionentemperaturmessungen

1.3.1.1 Ladungsaustauschanalyse

Zur Energieanalyse der Neutralteilchen wurde der 5-Kanal-Analysator zusammen mit dem Diagnostik-Teilcheninjektor eingesetzt. Mittels Pulszählung und mit He als Stripping-Gas wurde der Teilchenfluß gemessen (unter einem Winkel von 88,5° bis 91,5° zum Magnetfeld). Wegen der geringen Ladungsaustauschraten im He-Plasma und der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit im Analysator konnte kein He-Neutralteilchenfluß gemessen werden.

In einer um 108° versetzten Ebene wurde Deuterium in das He-Plasma gepulst eingelassen. Nach einigen 10 ms (Sättigung der Deuterium-Ionenkonzentration und Thermalisierung der Deuteriumionen) wurde ein Wasserstoff-Neutralteilchenstrahl von 20 keV und einigen 10 ms Dauer senkrecht zur Beobachtungsrichtung durch das Plasma geschossen. Ladungsaustauschstöße zwischen D^+ und H^0 führen zu meßbaren Deuteriumspektren. Die gemessenen Spektren sind z. T. erheblich gestört durch einen Wasserstoffuntergrund (geringe Massentrennung des Analysators und zweifache Umladungsstöße der hochenergetischen Neutralteilchen des Diagnostikinjektors und insbe-

sondere der Leistungsinjektion). Eine lokale T_i Messung mittels »aktiver« Ladungsaustauschanalyse und weitergehend eine radiale Profilmessung war in den He-Entladungen mit NI des Jahres 1979 nicht möglich.

Für die Meßergebnisse zwei Beispiele:

1) H^0-Fluß in Abhängigkeit vom Blickwinkel.
Ohne Leistungsinjektion erhält man mit aktiver Analyse folgende Flußvariationen. Von 90° bis $90^\circ + 1{,}5^\circ$ nimmt der niederenergetische (540 eV) Fluß wenig ab (Faktor 2), der hochenergetische (4,3 keV) Fluß dagegen um mehr als einen Faktor 10^3. Es bleibt zu untersuchen, inwieweit dieser Effekt mit den Bahnen der hochenergetischen Teilchen zusammenhängt.

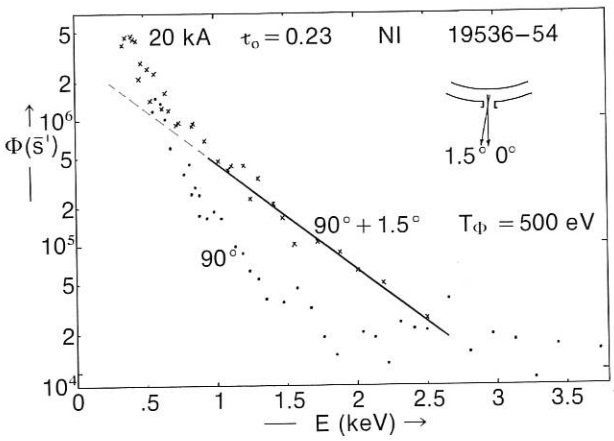


Abb. 13 D^0-Spektrum, aktiv, während Leistungsinjektion (20 kA, 3.2 T, τ_0 = 0.23, 2 Injektoren, 19536–54)

2) D^0-Spektrum während der Leistungsinjektion (Abb. 13). Bei einer He-Entladung (19 536–54) mit $B_0 = 3{,}2$ T, $I_p = 20$ kA, $\tau_0 = 0{,}23$ und zwei Injektoren wurde bei einem Blickwinkel von $90^\circ + 1{,}5^\circ$ ein exponentielles Flußspektrum gemessen. Zwischen 0,8 und 2,5 keV erhält man eine Steigung (Temperatur?) von 500 eV. Schon eine Variation der Blickrichtung von $1{,}5^\circ$ auf 90° ergibt einen wesentlich steileren Abfall des Spektrums und einen zur Temperaturberechnung nicht nutzbaren hochenergetischen Anteil oberhalb 2 keV.

Für die weiteren Messungen wurde der Einsatz des 10-Kanal-Analysators vorbereitet. Dieser erlaubt eine bessere Massentrennung und bei der Maximalenergie von 50 keV die Messung des hochenergetischen Wasserstoffspektrums (Injektion) während der Thermalisierung. Weiterhin wurde die Ausdehnung des Blickwinkels auf $90^\circ \pm 3^\circ$ erweitert.

1.3.1.2 Doppler-Breiten-Messungen von Verunreinigungslinien

Die Temperaturen wurden mit zwei Verfahren ermittelt:

1) Das Profil einer Spektrallinie wurde vermessen (10–20 Schuß pro Linie). Aus dem gemessenen Profil wurde dann unter Berücksichtigung von Apparateprofil des Monochromators und Zeeman-Aufspaltung der Linie die Dopplerbreite bestimmt.

2) Es wurde gleichzeitig ein Ausschnitt der Spektrallinie in der Nähe der Linienmitte und die Gesamtintensität der Linie vermessen. Aus dem Quotienten der beiden Meßwerte wurde dann unter Berücksichtigung von Apparateprofil und Zeeman-Aufspaltung die Dopplerbreite bestimmt. Dieses Verfahren liefert bei jedem Schuß den zeitlichen Verlauf der Dopplerbreite einer Linie.

Die Messung erfolgte mit Hilfe der Datenerfassung über die PDP 11, die Auswertung der Messungen mit speziellen Auswerteprogrammen an der IPP-Rechenanlage.

Zur radialen Zuordnung wurden die gemessenen Intensitätsverteilungen herangezogen (siehe VUV-Spektroskopie). Die Ionentemperaturen wurden den Radien der Intensitätsmaxima zugeordnet.

Gemessen wurden die Breiten von OII-, OIII-, OIV-, OV- und CV-Linien. Die Temperaturen aus den Sauerstofflinien lagen typisch zwischen 20 und 80 eV. Die CV-Temperaturen lagen zwischen 70 und 150 eV. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergab sich immer $T_e = T_i$.

In der kommenden Meßperiode soll versucht werden, über geeignete Eisenlinien die Zentraltemperatur der Entladung zu bestimmen.

1.3.2 Strahlungsverluste

1.3.2.1 Bolometer-Messungen

Die radiale Verteilung des radialen Energieflusses im W VII-A wurde im Berichtsjahr mit einem schwenkbaren Germanium-Widerstandsbolometer für alle wichtigen Entladungsserien gemessen. Für einige Serien gegen Ende der Experimentierphase wurde zusätzlich die Transmission der Strahlung aus dem Plasma durch ein 0,2 μ dickes Be-Filter bestimmt, um hieraus eine, wenn auch grobe, Energiediskriminierung zu bekommen.

Die totale aus dem Plasma abgestrahlte Leistung wurde aus den entabelten Radialprofilen bestimmt und durch lineare Extrapolation der von der aktiven Fläche F_B des Bolometers ($F_B = 1$ cm^2) detektierten Leistung auf die gesamte Torusoberfläche geschlossen. Für ohmsch geheizte Entladungen betrug die totale radiale Verlustleistung 50–90 % der OH-Leistung.

1.3.2.2 Spektroskopische Untersuchungen

1979 wurden alle Experimente mit ohmsch geheizten He-Plasmen hoher Dichte und daran anschließend mit NI durch radial- und zeitaufgelöste Messungen der Linienstrahlung der Elemente He, O, C, Ne, Fe, Ni, Cr und Mo im Wellenlängenbereich von 30–120 nm und 300–700 nm begleitet. Die Linienstrahlung im Bereich von 2–50 nm wurde an der Limiterebene photographisch beobachtet. Eine radiale Auflösung war durch die gegebene Stutzengeometrie verwehrt.

Ein schneller Spaltverschluß erlaubte eine Zeitauflösung von etwa 80 ms. Damit war es möglich, die Frage

nach dem Einfluß schwerer Ionen auf die Energieverluste vor und während der Injektion wie auch den Fragenkreis um das früher schon beobachtete Quasikontinuum bei 6–8 nm anzugehen. Einen vorläufigen Abschluß fanden die Untersuchungen zu den an W VII-A Plasmen beobachteten Asymmetrien in den Profilen der Linienstrahlung [21]. Für den Normal-Incidence-Bereich wurde ein schnell rotierender Spiegel konstruiert, der es erlauben soll, mehrere Radialprofile während einer Entladung aufzunehmen. Für die photographische Registrierung wurde ein verbesserter schneller Spaltverschluß (t = 25 ms) gebaut und getestet.

1.3.3 Fluktuations-Messungen

1.3.3.1 Mikrowellenstreuung

Am W VII-A wurde ein 2 mm-Mikrowellenstreusystem aufgebaut, um Dichtefluktuationen, besonders infolge von Driftwellen, zu untersuchen. Es wurden dabei einige neue Ideen verwirklicht, die dieses Streusystem im Vergleich zu solchen in anderen Labors sehr flexibel und einfach zu handhaben machen. Erste Messungen zeigten eine große Betriebszuverlässigkeit, und es ergaben sich insbesondere während der NI interessante Ergebnisse.

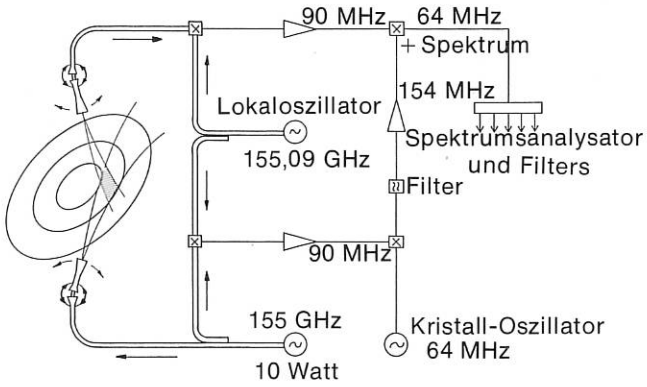


Abb. 14 Mikrowellenstreuapparatur an W VII-A

Abb. 14 zeigt den technischen Aufbau und die Streugeometrie in ihrer Anordnung relativ zum elliptischen W VII-A Plasma. Sende- und Empfangshorn (≅ 25 dB) können im Vakuum bewegt werden, so daß der größte Teil des Plasmaquerschnitts mit Streuwinkeln von 0° bis 50° erfaßt wird. Dies entspricht Wellenlängen von 2 bis 12 mm.

Das Meßsignal mit dem Doppler-verschobenen Spektrum wird mit einem Lokaloszillator gemischt (ZF = 90 MHz). Die relative Frequenzdrift der beiden Mikrowellenoszillatoren wird durch eine zweite Mischstufe beseitigt, wobei das gestreute Spektrum auf eine stabile Quarzoszillatorlinie (64 MHz) übertragen wird (Abb. 15). Das Spektrum wird mit einer Reihe diskreter Filter aufgezeichnet (Zeitauflösung ca. 1 msec).

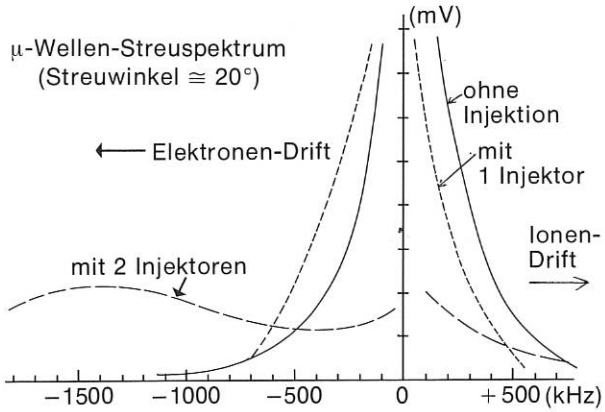


Abb. 15 Mikrowellenstreuspektrum mit und ohne Neutralteilcheninjektion

In reinen OH-Plasmen ergibt sich ein breites Fluktuationsspektrum mit einem Maximum bei 0 Hz (ausgezogene Kurve in Abb. 15). Positive Frequenzen entsprechen Phasengeschwindigkeiten in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen. Das Spektrum ist unsymmetrisch und zeigt eine Wellenausbreitung in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen. Jedoch weist die Breite des Spektrums eher auf eine Turbulenz als auf eine diskrete Wellenbewegung hin.

Während der Pulsdauer eines einzigen Neutralteilcheninjektors ändert sich das Spektrum und zeigt eine Wellenausbreitung in Richtung der diamagnetischen Drift der Elektronen bis ca. 600 kHz (Abb. 15 kurzgestrichelte Linie). Mit zwei gleichzeitig betriebenen Injektoren dehnt sich das Spektrum weiter aus (bis 2 MHz, gestrichelte Kurve Abb. 15). Die gezeigten Spektren wurden bei einem Streuwinkel von ca. 20° aufgenommen. 2 MHz entsprechen demnach einer Phasengeschwindigkeit von 10^6 cm/sec. Die MHD-Modensignale zeigen keine bedeutsame Änderung infolge einer Plasmarotation während der Neutralteilcheninjektion. Deshalb vermuten wir, daß diese hochfrequenten Dichtefluktuationen auf strahlgetriebene Plasmainstabilitäten zurückzuführen sind.

In Zusammenarbeit mit uns hat Dr. P. Thomas, Culham, eine ähnliche Streuapparatur am CLEO-Stellarator aufgebaut und betrieben. Die Ergebnisse sind ähnlich denen vom W VII-A. Sie zeigen außerdem eine deutliche Abnahme der Einschlußzeit mit wachsendem Fluktuationspegel. Ähnliche Skalierungsstudien sind für die nächste Betriebsphase des W VII-A geplant.

1.3.3.2 Streuung von CO_2-Laserstrahlung

Um die Meßempfindlichkeit der homodynen Empfangsmethode zu prüfen, wurde am Modellaufbau eine Plasmawelle von ca. 50 kHz und 1 mm Wellenlänge mit Hilfe einer rotierenden Beugungsgitterscheibe simuliert. Dazu wurde eine stark abgeschwächte Beugungsordnung mit der 0-ten Ordnung auf einem gekühlten Halbleiterdetektor gemischt. Es konnten so »gestreute« Leistungen bis herab zu 10^{-9} W bei Lokaloszillatorleistungen von einigen mW

gemessen werden. Das bedeutet, daß im eigentlichen Versuchsaufbau am W VII-A Fluktuationen mit einem $\delta n/n$ ca. 10^{-3} gemessen werden können.

Für die Messungen am Plasma steht inzwischen ein 100 W CO_2-Laser zur Verfügung, der entweder im Dauerstrich oder gepulst betrieben werden kann. Der Aufbau der Versuchsanordnung ist abgeschlossen, der bestellte HgCdTe-Detektor mit Verstärker ist jedoch noch nicht geliefert. Ein Filtersystem wurde gebaut, das es gestattet, das Fluktuationsspektrum bei 8 Frequenzen im Bereich von 60 kHz – 1 MHz mit Bandbreiten von 10% als Funktion der Zeit zu registrieren. Erste Resultate werden im Frühjahr 1980 erwartet.

1.3.4 Elektronenzyklotronstrahlung

1.3.4.1 T_e-Messungen

Mit Michelson-Interferometrie wurde das Elektronentemperaturprofil mit einer Ortsauflösung von ca. 1,5 cm innerhalb von 5 msec einmal pro Schuß gemessen. Die Absolutwerte von T_e wurden durch Vergleich mit Thomson-Streuwerten gewonnen. Abb. 16 zeigt das Profil während der NI mit 1 Injektor. Die Kreuze sind Thomson-Streuwerte.

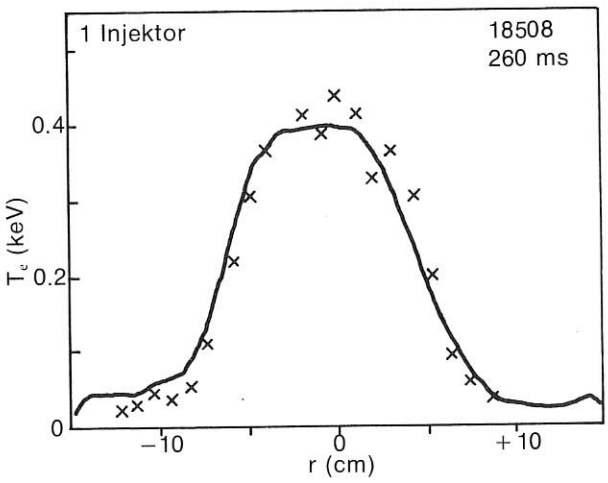


Abb. 16 T_e-Profil aus Elektronenzyklotronstrahlung, Vergleich mit Thomson-Streudaten (Kreuze)

Mit einem Fabry-Perot-Interferometer als Bandpaßfilter wurde der zeitliche T_e-Verlauf an verschiedenen radialen Positionen mit einer Ortsauflösung von ca. 4 cm gemessen. Die Absoluteichung erfolgte wieder durch Vergleich mit der Thomson-Streuung. Abb. 17 zeigt die zentrale Elektronentemperatur bei Entladungen mit NI. Eine gute Übereinstimmung ergibt sich aus dem Vergleich mit dem T_e-Verlauf aus der Röntgen-Filtermethode [Laborber. IPP 2/233] (gestrichelte Kurve).

Es ist beabsichtigt, den pneumatischen Antrieb des Michelson-Interferometerspiegels durch einen elektromechanischen Vibrator zu ersetzen. Dadurch könnte man ca. 10 T_e-Profile während eines Schusses erhalten.

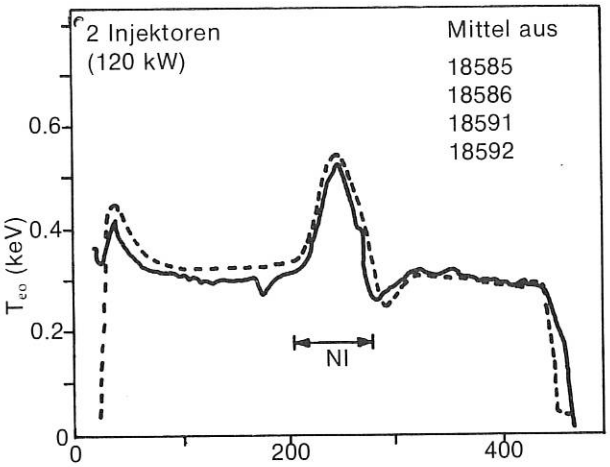


Abb. 17 Zeitlicher Verlauf von T_e auf der Torusachse (mit Neutralteilcheninjektion), Vergleich mit T_e aus Röntgen-Filtermethode (gestrichelte Kurve)

1.3.4.2 Josephson-Superhetempfänger

Im November wurde mit der Entwicklung einer neuen Meßmethode begonnen, mittels der nach dem Superhet-Prinzip einige Te-Profile während eines Schusses aufgenommen werden sollen. Das Kernstück ist ein Josephson-Kontakt, der gleichzeitig als Lokaloszillator und Mischer dient. Da die Frequenz f der inneren Schwingung in einem Josephson-Kontakt von der angelegten Vorspannung U in der Weise

$$f = 2\ eU/h$$

abhängt ($2e/h = 0{,}48$ GHz/μV, e = Elementarladung, h = Plancksches Wirkungsquantum), kann die Empfangsfrequenz einfach durch Änderung dieser Vorspannung variiert werden. Die Bandbreite dieses Empfängers wird im wesentlichen durch die Ankopplung der Wellenleitung an den Josephson-Kontakt bestimmt.

Zur Demonstration wurden mit einem Josephson-Kontakt Mischversuche mit Meßfrequenzen im Bereich 70 bis 126 GHz (Klystron- und Carzinotron-Quellen) gemacht. Dem Mischer war ein Zwischenfrequenz-Breitbandverstärker (0,01 bis 0,5 GHz) nachgeschaltet. Die oberen Spuren in Abb. 18 zeigen gleichgerichtete Zwischenfrequenzsignale als Funktion der Vorspannung U, die unteren die zugehörigen Strom-Spannungscharakteristiken des Kontakts. Das Meßsignal erzeugt einen Stromsprung bei $U = hf/2e$. Die beobachtete Halbwertbreite von $\leqq 1{,}6$ GHz ist für Messungen am W VII-A ausreichend. Der Empfang bei den beiden um 17 GHz auseinanderliegenden Frequenzen zeigt bereits die Eignung dieses Empfängers für Breitbandmessungen (bei W VII-A ist das Band 186 bis 206 GHz).

1.3.5 Sondenmessungen

1.3.5.1 Messungen mit Langmuir-Sonden im Limiterschatten

In der Plasmarandschicht konnten mit Hilfe von Sonden radiale Profile bis zu Dichten von $n \cong 5 \cdot 10^{12}\ cm^{-3}$ und Elektronentemperaturen bis

$T_e \cong 16$ eV gemessen werden. Der Vergleich mit Thomson-Profilen und mit Messungen am Limiter zeigte, daß die Radialprofile sich über den Limiter hinaus nach außen ungestört fortsetzen. Erst bei Radien weit hinter dem Limiter, an denen sich geerdete diagnostische Einbauten befinden, zerfällt das Plasma rasch nach außen. Im Randbereich verhalten sich die Sondenströme wie die Plasmaverluste, d. h. sie sind um so geringer, je besser der globale Einschluß ist. In den bisherigen Experimenten wurde kein Einfluß der NI auf Plasmadichte und Temperatur in der Randschicht beobachtet.

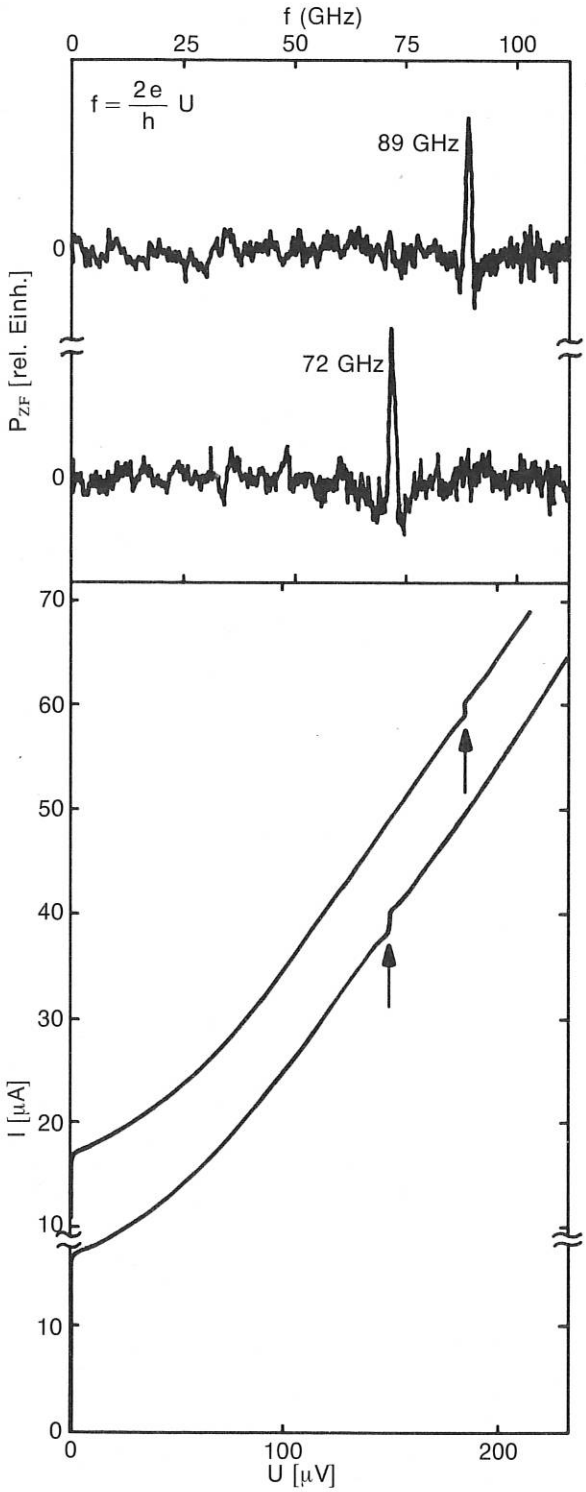


Abb. 18 Spannungsabstimmbarer Josephson-Superhetempfänger; oben: Zwischenfrequenz-Ausgangsleistung bei monochromatischen Meßsignalen; unten: zugehörige Strom-Spannungscharakteristiken (mit versetztem Ordinatennullpunkt)

1.3.5.2 HF-Messungen im Frequenzbereich der Ionenzyklotronfrequenz $\omega \cong n\omega_{ci}$

Mit koaxial aufgebauten Langmuir-Sonden im Limiterschatten wurden HF-Messungen im Frequenzbereich der Ionenzyklotronfrequenz und ihrer Harmonischen bis zu 1,5 GHz durchgeführt.

Bei OH-Entladungen in H und He werden Spektren mit breiten Linien bei $n\omega_{ci}$ ($n = 1, 2, \ldots$) beobachtet, die sich bei Dichten über ca. 2×10^{13} cm^{-3} über mehrere Harmonische von ω_{ci} erstrecken, mit maximaler Intensität bei der 2. oder 3. Harmonischen und mit gelegentlichem Ausfall der Fundamentalen. Die Harmonischen liegen nahe bei den ganzzahligen Vielfachen von ω_{ci} für das zentrale toroidale Feld, die Fundamentale zeigt eine Frequenzerhöhung von ca. 20%. Messungen mit unterschiedlichem Plasmastrom und unterschiedlicher Plasmadichte ergaben, daß die Intensität der HF-Signale mit dem Driftparameter $\xi = \upsilon_D/\upsilon_e$ wächst und daß ein Schwellwert von $\xi \cong 0{,}05$ existiert, unterhalb dem keine HF mehr beobachtet wird. Hieraus könnte auf eine stromgetriebene Ionenzyklotroninstabilität geschlossen werden, obwohl theoretische Betrachtungen diese Deutung nicht widerspruchsfrei unterstützen.

In Hochdichte-OH-Entladungen, die ein Targetplasma für die NI liefern, werden in diesem Frequenzbereich keine HF-Signale gefunden. Jedoch wird während der NI ein breites Spektrum von $n\omega_{ci}$ der Ionen des eingeschlossenen Gases gemessen. Dabei wurden folgende, zum Teil gegenüber OH-Entladungen abweichende Eigenschaften beobachtet:

- Die Fundamentale zeigt größte Intensität. Zu höheren Harmonischen fällt das Spektrum monoton ab.
- Das Spektrum ist sehr ausgedehnt; $n\omega_{ci}$-Linien bis zur 30. Harmonischen (bis 1,5 GHz) werden gesehen.
- Linienabweichungen von der Vakuumzyklotronfrequenz und deren Harmonischen werden nicht festgestellt.
- Die Linienbreite ist geringer und entspricht dem Feldabfall über den Plasmadurchmesser.
- Die HF-Signale zeigen starke Fluktuationen, deren Modulationsgrad mit der Ordnung der Harmonischen steigt und mit inneren Abbrüchen und zum Teil mit MHD-Moden korreliert ist.

Aufgrund der bisherigen Untersuchungen konnte noch nicht geklärt werden, ob die beobachtete Instabilität bei der Ionenzyklotronfrequenz und ihren Harmonischen durch die hochenergetischen Ionen der injizierten Teilchen $\parallel$ oder $\perp$ B angeregt wird.

1.3.6 Vorbereitungen für ein Vorexperiment zur Ionenzyklotron-Heizung

Eine Antennenstruktur mit einem Abstimmungselement wurde gebaut und für den Einbau in W VII-A vorbereitet mit der Absicht, geringe HF-Leistungen im Frequenzbereich der Ionenzyklotronfrequenz in das Plasma einzukoppeln. Die Antenne besteht aus zwei toroidal geschirmten Halbbogenschleifen in einer toroidalen Ebene. Die Zuführungen sind getrennt, so daß die HF-Ankopplung von der Hoch- und/oder Niederfeldseite und Modenanregung $m = 1$ und/oder $m = 2$ möglich ist. Als Generatoren sind zwei Sender mit $P \lesssim 4$ kW (1–200 MHz, durchstimmbar) bzw. mit $P \approx 30$ kW (100 MHz) vorgesehen.

1.3.7 Lithiumstrahl-Diagnostik

Die Stromdichteverteilung im Plasma kann mit Hilfe der Lithiumstrahl-Diagnostik bestimmt werden, indem die Drehung der Polarisationsebene der Zeeman-π-Komponente der stoßinduzierten Lithium-Resonanzlinie gemessen wird. Durch Schwenken eines neutralen Lithiumstrahls über das Plasma wird ein radiales Profil gewonnen*). Für den Einsatz an W VII-A wie auch im Hinblick auf ASDEX wurde eine Lithium-Quelle entwickelt, die bei Energien $\geqq 100$ keV eine Intensität von äquivalent ca. 3 mA/cm^2 bei einer Halbwertbreite von ca. 6 mm im Abstand von 260 cm (Kathode-Torusseele) liefert.

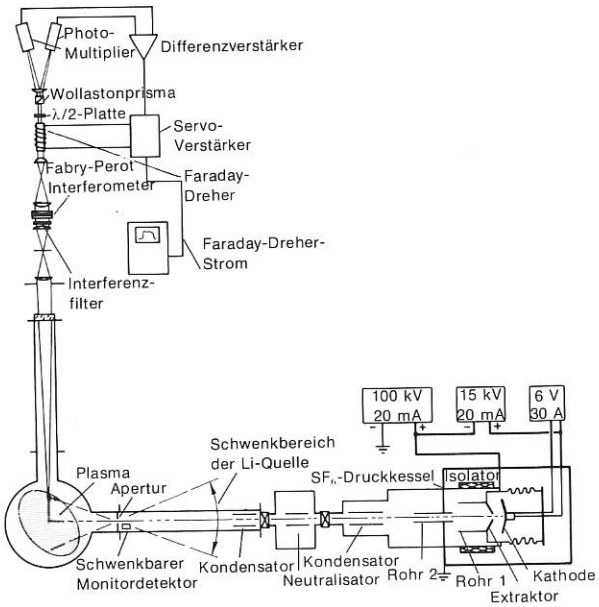


Abb. 19 Experimenteller Aufbau der Lithiumquelle und des Polarimeters am W VII-A

In Abb. 19 ist der experimentelle Aufbau dargestellt. Die auf der Kathode erzeugten Lithium-Ionen werden in einer Pierce-Geometrie mit einer Spannung $\leqq 12$ kV extrahiert. Das anschließende 2-Rohr-Linsensystem beschleunigt die Ionen auf $\leqq 110$ keV und fokussiert sie auf den Targetpunkt (Torusseele). Dazu sind die Abstände zwischen Kathode und Extraktor, sowie zwischen Rohr 1 und Rohr 2 variabel. Die Ionen werden in einer gepulsten Natriumdampfzelle neutralisiert. Der Hochspannungsteil der Quelle befindet sich in einem Druckkessel, der mit ca. 2 atü SF_6 gefüllt ist. Das Strahlsystem wird an W VII-A um die Horizontale schwenkbar angebracht, so daß der gesamte Plasmadurchmesser erreichbar ist.

Das vertikal nach oben emittierte Licht wird mit Hilfe des früher*) beschriebenen Polarimeters untersucht. In ersten Untersuchungen soll festgestellt werden, ob Teilchen mit einer Energie von 100 keV in Plasmen mit Dichten $> 10^{14}$ cm^{-3} so einzudringen vermögen, daß eine genügende Meßgenauigkeit bei der Bestimmung des poloidalen Magnetfeldes erreicht werden kann.

1.3.8 Untersuchung der Röntgen-Emission

1.3.8.1 (Ultra)-weiche Röntgenstrahlung

Im Berichtszeitraum wurde ein neuer Röntgendetektor bestehend aus 30 rechteckigen Oberflächen-Sperrschicht-Dioden in Betrieb genommen. Damit können ortsaufgelöste Messungen der Röntgenintensität durchgeführt werden (Abb. 20). Das aus Al bestehende Eintrittsfenster der Dioden läßt die Messung sehr weicher Röntgenstrahlung im Energiebereich von etwa 15–70 eV und oberhalb etwa 250 eV zu. Durch Be-Filter kann jedoch auch die weiche Strahlung unterdrückt werden. Aus dem Absolutwert der abgestrahlten Leistung in verschiedenen Energiebereichen und dem radialen Emissionsprofil ergeben sich Folgerungen bezüglich des Strahlungsverlustes des Plasmas (s. 1.2.3). Weiterhin können mit Hilfe der Röntgensignale Instabilitäten identifiziert und lokalisiert werden.

Die Datenaufnahme erfolgt über im Institut entwikkelte CAMAC/CAMEN-Module (ADMF mit 1,2 µs Sampling-Zeit) durch die PDP 11/45.

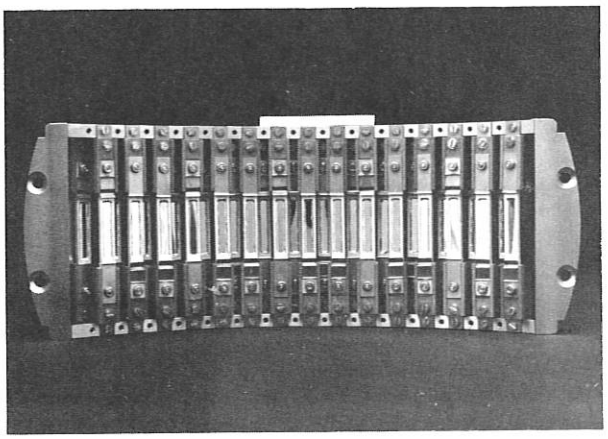


Abb. 20 Anordnung der 30 Oberflächen-Sperrschichtdioden für Messungen von Radialverteilungen der Röntgenstrahlung

*) K. Mc Cormick, M. Kick, J. Olivain, Measurement of the Poloidal Magnetic Field in the PULSATOR Tokamak using a Neutral Li-Beam in Conjunction with the Zeeman Effect, 8th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, **Vol. I,** 140, Prague, 1977

Zur Auswertung der durch Instabilitäten verursachten Oszillationen der Röntgensignale werden Simulationsrechnungen durchgeführt. Dazu wird längs der durch die Diodenanordnung vorgegebenen Sehstrahlen über eine angenommene Emissionsverteilung integriert. Die Oszillationen entstehen dann durch die Rotation von 1 oder 2 Störungen bestimmter Symmetrie (m = 1, 2, . . .), die einer symmetrischen Verteilung überlagert sind. Die elliptische Verformung des Plasmas durch die Helix wurde berücksichtigt. Durch eine Vielzahl von Parametern kann die Symmetrie, die Amplitude, die Ausdehnung der Störungen in radialer und poloidaler Richtung variiert werden. Die Rotationsgeschwindigkeit zweier Moden kann unterschiedlich gewählt werden. Außerdem lassen sich rotierende elliptische Verformungen, Dreiecksverformungen usw. der Emissionsverteilung berücksichtigen.

Durch die Simulation soll einmal das Zustandekommen und der Ort von Phasensprüngen in den Oszillationen durch die linienintegrale Messung gedeutet werden. Zum anderen kann aus der Simulation des radialen Verlaufs der relativen Signalamplituden auf den Ort und die Ausdehnung der Störungen (z. B. Inseln) geschlossen werden.

Abb. 21 zeigt als Beispiel die Kopplung einer (m, n) = (3,2)- mit einer (2,2)-Mode, wie sie bei Entladungen mit Neutralteilcheninjektion (NI) beobachtet wurde.

Die durchgezogenen Kurven im linken Teil der Abbildung stellen die Meßwerte für die relative Phase und relative Amplitude der Signale dar. Die gestrichelten Kurven sind das Ergebnis einer Simulationsrechnung mit einer Emissionsverteilung, die durch die Höhenliniendiagramme repräsentiert wird (rechts, für zwei Drehwinkel).

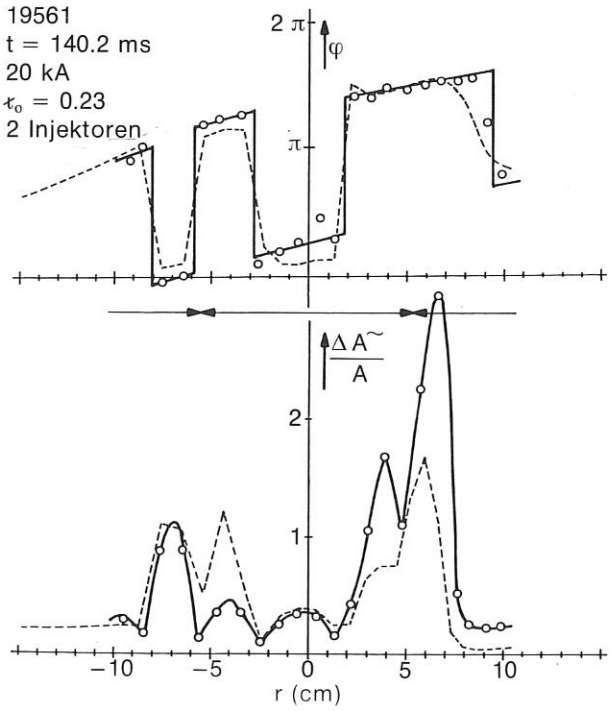


Abb. 21 Kopplung von (m, n) = (2,2)- und (3,2)-Moden. Links Radialprofile der relativen Amplituden und Phasen (durchgezogene Kurve: Messung, gestrichelt: Simulation). Rechts: angenommene Verteilung für Simulation (2 Drehwinkel)

1.3.8.2 Harte Röntgenstrahlung

Für den Energiebereich von 100 keV – einige MeV ist ein schwenkbares Anticompton-Spektrometer (Gewicht mit Bleiabschirmung 2,5 t) fertiggestellt und getestet worden. Dabei wurde bei 662 keV eine Unterdrückung des Compton-Untergrundes im Impulshöhenspektrum um einen Faktor von ~ 10 nachgewiesen. Der Detektor soll speziell bei ASDEX eingesetzt werden, da im W VII-A wegen der hohen Plasmadichte und des niedrigen q(a) fast keine Runaway-Elektronen auftreten.

1.3.9 Messungen am Limiter

1.3.9.1 Fluktuationen

Während der Sägezähne und der Modenaktivität besteht ein unterschiedlicher Limiterkontakt. Die Frequenz der m = 3-Mode wird im Limiterpotential gesehen, gelegentlich auch an Lichtsignalen. Die Phasenlage der m = 3-Frequenz bei den Limiterpotentialen steht jedoch im Widerspruch zu der aus den Signalen der B_θ-Spulen gefolgerten Drehrichtung der Störung. Die erhoffte Lokalisierung der m = 2-Störung in den Lichtsignalen war bis jetzt nicht eindeutig möglich. Bei Entladungsbedingungen ähnlich denen von Abb. 8 liegt eine deutliche Korrelation der Instabilitäten mit Limitersignalen vor (vgl. Abb. 22).

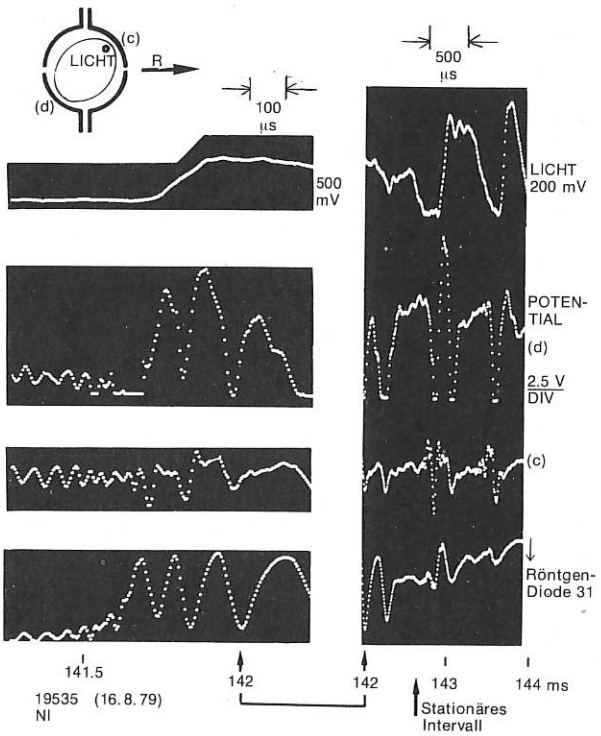


Abb. 22 Limitersignale bei Einbruch der Plasmaenergie während NI (20 kA, 3.2 T, τ_0 = 0.23, 2 Injektoren) in Korrelation mit Röntgenstrahlung (SX 31)

Schon von t = 137 ms an nimmt die Plasmaenergie ständig ab. Bei t = 141 ms tritt eine m = 3, n = 2 Mode auf, die in eine m = 2, n = 1 Mode mit erheblich höherer Amplitude übergeht. Diese m = 2-Störung scheint dann mehrmals für etwa 1 ms am Limiter lokalisiert zu sein und bewirkt starke Potentialänderungen und Leuchterscheinungen.

Gegen Ende des Berichtszeitraums wurde zugunsten der für Ebene 9 vorgesehenen Neutralteilcheninjektion die Einrichtung für Limiterseitenbeobachtung abgebaut.

1.3.9.2 Kalorimetrie

Im Berichtsjahr wurden bei gleichen Dichten für den Anteil der an den Limiter gelangenden Energie (etwa 10%) vergleichbare Werte mit 1978 gefunden.

Bei Serein mit $\iota_0 = 0{,}23$ und kurzen Entladungen scheint ein Teil der NI-Energie am Limiter beobachtet worden zu sein.

1.4 Datenerfassung

Im Berichtsjahr wurde das Datenerfassungssystem soweit ausgebaut, daß, mit einer Ausnahme, die Daten von allen Diagnostiken automatisch aufgenommen und archiviert werden konnten. Während am Anfang des Jahres lediglich 4000 Bytes (4 kB) pro Schuß aufgenommen wurden, wurde die Datenmenge inzwischen auf etwa 100 kB pro Schuß gesteigert. (Die Tabelle gibt einen Überblick). Diese Vervielfachung der Datenmenge hat zur Folge, daß die am Experiment W VII-A befindliche Rechenanlage in der CPU- und Plattenspeicherkapazität voll ausgelastet ist.

Bedingt durch die hohe Belastung der Rechenanlage und die entsprechend langsame Datenverarbeitung wurde die Arbeit an einem neuen Systemkonzept begonnen. Dieses Konzept ist auf einen hierarchisch gestalteten Rechnerverbund aufgebaut. In der niedrigsten Stufe werden Mikroprozessoren für die Datenaufnahme und einfache Datenauswertung eingesetzt. In der mittleren Ebene wird die derzeitige W VII-A Rechenanlage für Datenverwaltung und größere Datenverarbeitung verwendet. Kompliziertere Datenverarbeitung und -archivierung werden im Rechenzentrum durchgeführt. Im Berichtsjahr konnte eine erste Diagnostik an einen Mikroprozessor angeschlossen werden. Ferner konnte mittels eines neuen »Remote Job Entry«-Softwarepakets der W VII-A Rechner mit dem Rechenzentrum verbunden werden. Dieses Paket, zusammen mit dem von Herrn Steuerwald und Frau Tichmann (PDE-Gruppe) entwickelten EDDAR-System ermöglicht die automatische Übertragung und Archivierung von Experimentdaten.

Diagnostik	Kanäle	Daten/Kanal [bytes]
Thomson-Streuung	8	1
Maschinenparameter	15	400
Ladungsaustauschanalyse	10	1000
Bolometrie	1	600
Röntgendioden	36	1000
Michelson-Interferometer	2	1000
Dopplerbreitenmessung	1	2000
Mikrowellenstreuung	4	1000
Neutralteilcheninjektion	4	500
Spektroskopie	2	100

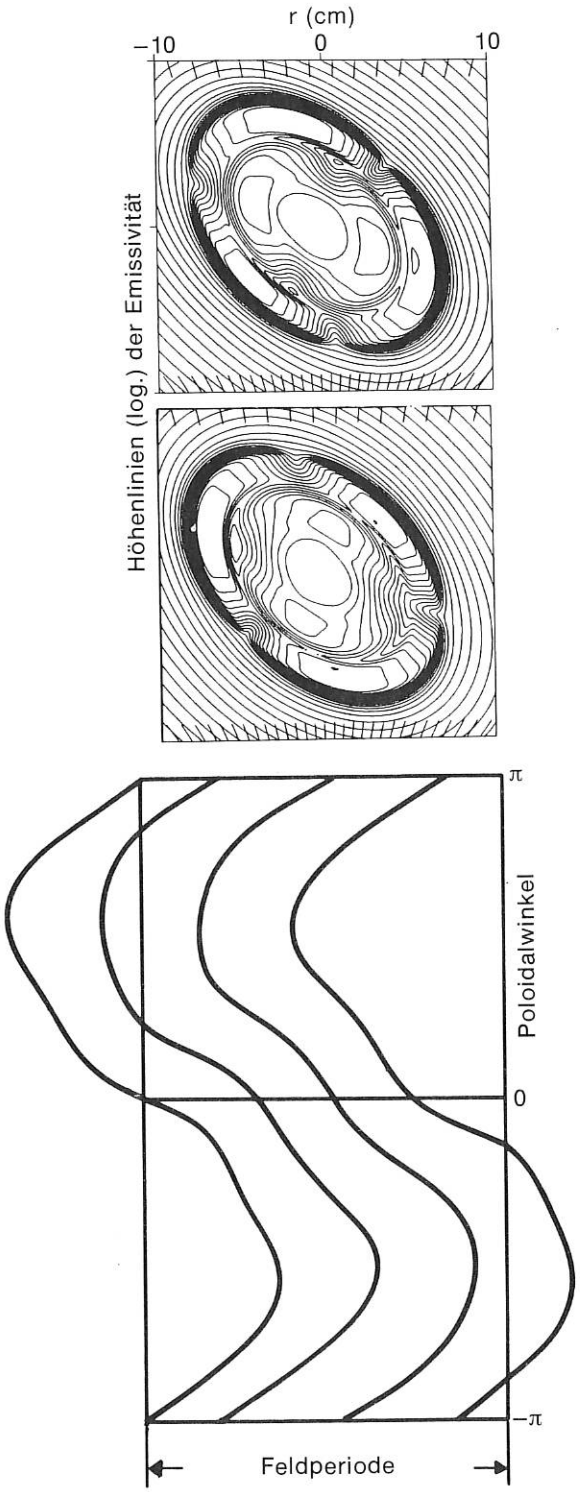


Abb. 23 Stromlinien auf der magnetischen Fläche

1.5 Theorie

1.5.1 Konfigurationsstudien

1.5.1.1 Berechnung der Gleichgewichtsströme

Die zum Plasmagleichgewicht notwendigen Ströme auf der magnetischen Fläche lassen sich bekanntlich in der Form darstellen: $\vec{j} = \nabla p \times \nabla \nu$ mit $\vec{B} \cdot \nabla \nu = 1$. Die Linien ν = const sind die Stromlinien auf der magnetischen Fläche. Nach einem Vorschlag von H. P. Zehrfeld wurden diese Stromlinien numerisch für verschiedene Magnetfelder ermittelt. Abb. 23 zeigt die Stromlinien für eine magnetische Fläche im W VII-A in Θ,φ-Darstellung (Θ = poloidaler Winkel, φ = azimutaler Winkel). Durch den hohen Anteil der Parallelströme $(j_\parallel/j_\perp)_{max} \approx 2/\iota$ erhält die Stromlinie eine starke azimutale Auslenkung. Ziel der Untersuchungen ist es, Konfigurationen zu ermitteln, in denen die Ausgleichsströme $j_\perp$ und die Abweichung der Driftflächen von den magnetischen Flächen minimal sind.

Die numerischen Rechnungen zeigen, daß alle Stellaratoren und Torsatrons vom l = 2,3-Typ und mit nahezu kreisförmiger magnetischer Achse das Verhalten $(j_\parallel/j_\perp)_{max} \cong 2/\iota$ zeigen. Eine wesentliche Abweichung ist nur bei starker Abweichung von der Axialsymmetrie zu erwarten.

1.5.1.2 Vakuumfelder mit vorgegebenen Strömen

Im Hinblick auf einen W VII-A Nachfolger und bei der Suche nach driftoptimierten Konfigurationen wurden toroidale Vakuumfelder mit vorgegebenen felderzeugenden Strömen betrachtet. Neben dem Gütemaß Q (siehe Jahresbericht 1978, S. 30) wurden auf den magnetischen Flächen die Stromlinien der Plasmagleichgewichtsströme und die Orthogonaltrajektorien der Magnetfeldlinien berechnet. Die Überlagerung eines Vertikalfeldes zu einem l = 2 Torsatron führt zu einer erheblichen Reduktion der Ausgleichsströme (siehe [28] und Abb. 24).

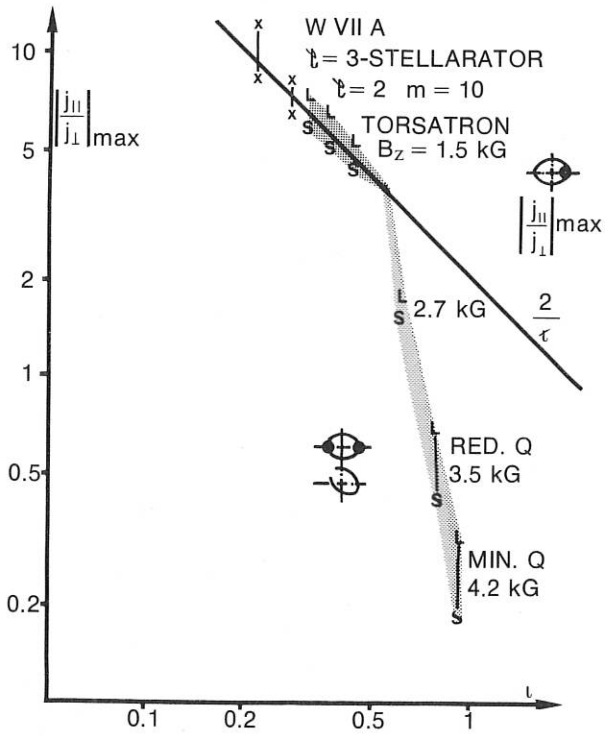


Abb. 24 Maximales Verhältnis der diamagnetischen Ströme $j_\parallel/j_\perp$ in Abhängigkeit von der Rotationstransformation für Stellaratoren (l = 2,l = 3) und für modifizierte l = 2, m = 10 Torsatrons. Erhebliche Verbesserung für Red. Q- bzw. Min. Q-Konfigurationen (vgl. | 28 |)

Parameterstudien zeigen typisch eine Verbesserung des Gütemaßes Q verbunden mit einer Verringerung des Querschnitts der magnetischen Flächen und der Verscherung. Die Suche nach einer als optimal anzusehenden Konfiguration erscheint demnach mehr von technischen Fragen her bedingt.

Bei modifizierten Torsatrons scheint für eine nennenswerte Verbesserung des Gütemaßes ein Vakuumgefäß mit nichtkreisförmigem Querschnitt erforderlich, um eine Verschiebung der magnetischen Flächen bis ins Nahfeld der Helix radial innen zu erreichen. Nimmt man für die Helix einen Maximalstrom von 1,25 MA an, so ergibt sich bei l = 2, m = 10 und einem mit 10 TF-Spulen erzeugten 1/R-Feld von 1,25 T ein Gesamtfeld von etwa 2,5 T. Die 10 TF-Spulen sind am Azimuth der liegenden Magnetfläche angeordnet und reduzieren so den Ripple des Magnetfeldes. Die gegen W VII-A vergleichsweise hohen externen Vertikalfelder B_z können durch eine Modulation der Steigung der Helix reduziert werden, z. B. gemäß

$$\frac{d\varphi}{d\Theta} = \frac{l}{m} \quad (1 - \alpha \cos\Theta)$$

mit Werten $\alpha \approx 0{,}5$ bzw. durch entsprechendes Verkippen der Toroidalfeldspulen.

Die Kräfte auf die Helix zeigen bei der gewählten Polung in Richtung des kleinen Radius mit einem Betrag von der Größenordnung 2 t/cm nach außen. Die poloidale Variation dieser Kräfte reduziert sich mit steigendem Wert der Helixmodulation α.

Andererseits scheint die größte Verbesserung des Gütemaßes für $\alpha = 0$ vorzuliegen. Nur für $\alpha \leqq 0$ haben sich Konfigurationen mit $V'' < 0$ bei Verschiebung radial nach außen finden lassen; das Gütemaß ist jedoch gegenüber dem zentrierten Vergleichsfall verschlechtert.

1.5.1.3 Teilchenbahnen (zusammen mit W. Lotz[1])

Die Bahnen stoßfreier Teilchen werden in Abwesenheit elektrischer Felder numerisch berechnet. Die Konfiguration mit reduziertem Q besitzt – im Gegensatz zum zentrierten l = 2 Torsatron bzw. zum l = 2 Stellarator – unter gewissen Bedingungen Superbananen, welche innerhalb einer Feldperiode ergodisch geschlossen sind und deren Anfangsteil gut mit dem Mittel der exakten Teilchenbahn übereinstimmt. Bei höherer Teilchenenergie verläßt die Guiding-Center-Bahn radial außen die Feldperiode; es tritt mit vertikaler Drift ein Überspringen in eine andere Feldperiode und ein erneuter zeitweiliger Einfang in eine Superbanane auf. Hierbei ändert sich der Wert von

[1]) Projekt Theorie dreidimensionaler Systeme

$J_c = \int v_\parallel dl_+ + \int v_\parallel dl_-$; vergl. Abb. 25. Spätere Superbananen können größere Dimensionen als die anfänglichen besitzen. Der Einfluß der Rechengenauigkeit auf diese Aufweitung ist noch nicht vollständig klar.

1.5.2 Numerische Rechnungen zur m = 2, n = 1 Tearing Mode

Bereits im Jahre 1978 wurde die Abhängigkeit der m = 2, n = 1 MHD-Mode von verschiedenen Plasmaparametern ausführlich untersucht. Um diese Messungen besser verstehen zu können, wurde ein von Herrn K. Lackner erstelltes Rechenprogramm geringfügig erweitert und auf W VII-Parameter angewendet. Dieses Programm berechnet die Amplitude von Tearing Moden am Ort der Meßspulen in Abhängigkeit vom Stromdichteprofil und vom Stellaratorfeld.

Ein Beispiel für einen Vergleich zwischen Rechnung und Messung wird Abb. 26 gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Kurven ist gut, besonders wenn man berücksichtigt, daß die Theorie die Amplitude absolut, d. h. ohne Anpassungsfaktor berechnet. Damit lassen sich folgende Schlußfolgerungen ziehen:

- die beobachtete m = 2, n = 1 Mode läßt sich mit Tearing Moden erklären;
- die in Abb. 26 gezeigte Dichteabhängigkeit ist die Folge der zunehmenden Randkühlung des Plasmas und der damit verbundenen Aufsteilung des Stromdichteprofils innerhalb der resonanten Fläche.
- die m = 2 Mode wird mit zunehmendem Stellaratorfeld stabilisiert, da das zusätzliche Poloidalfeld die resonante Fläche nach außen verschiebt in den Bereich mit flachem Stromdichteprofil.

1.5.3 Untersuchungen zur Ionenklotronenheizung und -emission am W VII-A

Die Anwendung der Ionenzyklotronheizung im W VII-A wurde untersucht und daraus resultierte ein entsprechender Vorschlag. Derzeit wird der Einfluß der Rotationstransformation auf das »mode conversion layer« bei einem Deuteriumplasma mit einer Minorität von Wasserstoffionen untersucht.

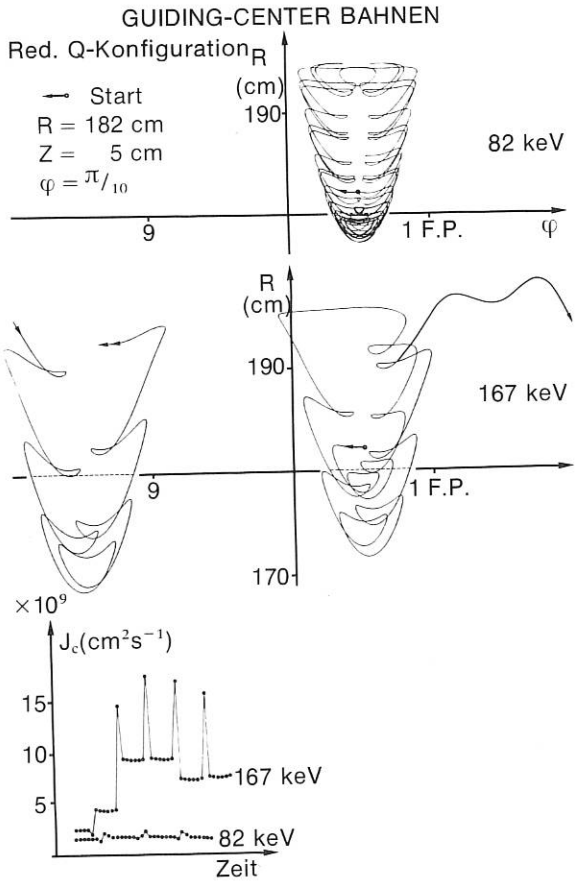


Abb. 25 Guiding-Center-Bahnen R(φ) für Deuteronen mit Energien von 82 und 167 keV; Bahnen lokalisierter und teilweise nicht gefangener Teilchen. Unten: zeitliches Verhalten von $J_c = \int v_\parallel dl_+ + \int v_\parallel dl_-$

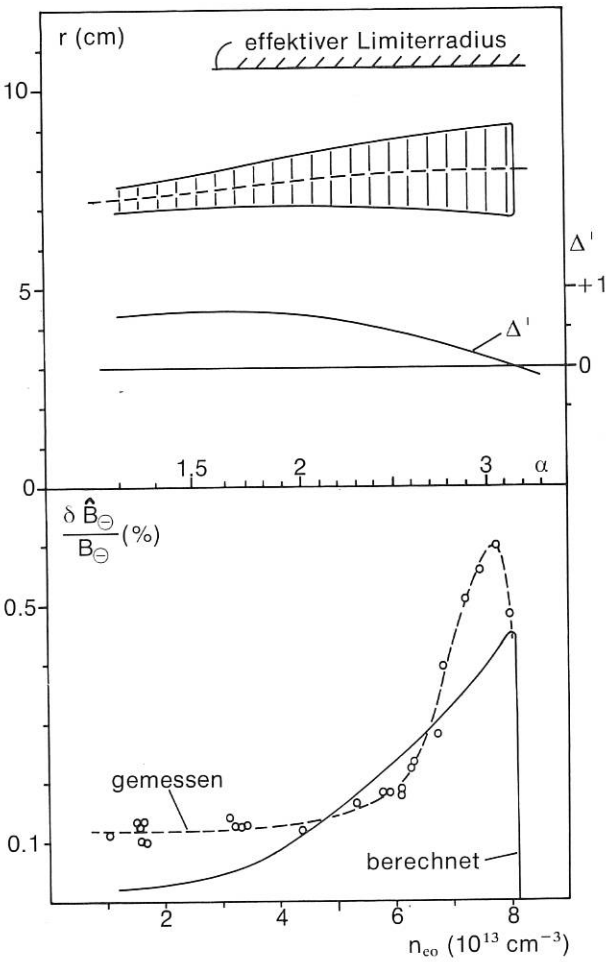


Abb. 26 Relative Amplitude der m = 2, n = 1-Mode als Funktion der Elektronendichte (vgl. dazu Jahresbericht 1978, S. 25) bzw. des Parameters α, der den Abfall der Stromdichteprofile beschreibt. Tearing Moden erzeugen um die resonante Fläche mit $\tau = n/m$ herum magnetische Inseln. Deren Breite wird im oberen Teil gezeigt zusammen mit dem Stabilitätsparameter Δ'. Die Mode ist instabil, so-
mit dem Stabilitätsparameter Δ'. Die Mode ist instabil, so-
lange $\Delta' > 0$.

Die erhöhte Emission bei der Harmonischen der Ionenzyklotronfrequenz (ω_{ci}) während der NI wurde theoretisch untersucht. Dabei wurde ein thermisches Plasma mit einem Anteil monoenergetischer Ionen, deren senkrechte Energie ($E_{\perp o} = 30$ keV) viel größer als die thermische Energie des Plasmas ($E_i \sim 400$ eV) ist angenommen. Erste Ergebnisse zeigen, daß das Plasma für Frequenzen $\omega \approx n \cdot \omega_{ci}$ instabil ist, wenn die Konzentration der hochenergetischen Ionen einen bestimmten Wert überschreitet ($n_H/n_i > n\ (E_i/2\ E_{\perp o})$ mit $n \geqq 2$). Dies gilt auch dann, wenn eine Inhomogenität vorliegt (toroidales Magnetfeld).

1.5.4 Feldbeschreibung in toroidaler Geometrie; Anwendung auf Bewegungsgleichung und »Normale Moden«

Das Problem des Einflusses von Fluktuationen und HF-Heizungsfeldern auf den Plasmatransport wurde im Hinblick auf die Lösung bei räumlich begrenzten Plasmen erneut aufgegriffen. Es führt zur Frage der Existenz von »Normalen Moden«, die wir in dreidimensionaler Geometrie untersuchen wollten. Die Schwierigkeiten der Inhomogenität und der Nichtlinearität wurden durch eine homogene Analyse der Feld- und Bewegungsgleichungen eingeschränkt. Die »Zeit – Raum«-Symmetrieeigenschaften einer »Clebsch«-Darstellung der Feld- und Materiegrößen führen zu einer einfachen Beschreibung mittels komplexer und hyperkomplexer Räume. Weitere Arbeit ist nötig, um zu einer kompletten covarianten und komplexen Darstellung der Feld – Materie-Wechselwirkung zu kommen.

Das Kernproblem der analytischen Lösung linearer Differentialgleichungssysteme mit variablen Parametern wurde auf Symmetrieprobleme reduziert, die, wenn gelöst, zu einer vollständigen Lösung dieser Probleme führen könnten.

2. WEGA

(J. G. Wegrowe, G. W. Pacher, H. D. Pacher, F. Söldner (IPP Garching) G.-F. Tonon, J. Blanc, P. Blanc, P. Brouquet, M. Egan, C. Gormezano, W. Hess, G. Ichtchenko, B. L. Jessup, M. Lipa, T.-K. Nguyen, G. Schenk[2]), M. Durvaux[3]). Zeitweise: B. Gregory[4]), H. Jäckel[5]), M. Moresco[6]), W. R. Rutgers, H. W. Piekaar[7])

Das erste Quartal des Berichtsjahres war hauptsächlich der Durchführung der Heizexperimente in der Stellaratorkonfiguration gewidmet. Die Ergebnisse wurden in Oxford vorgetragen [34] und sind nachfolgend in § 1 zusammengefaßt.

Die dritte Phase des von den Partnern des Gemeinschaftsexperiments beschlossenen Programms (§ 2) zielt auf die Beantwortung physikalischer Fragen ab, die für die künftige Anwendung der Heizung bei der unteren Hybridfrequenz (LHF) geklärt werden müssen.

Diese den Stellaratorexperimenten folgende Phase wurde weiter vorbereitet mit der Herstellung und Inbetriebnahme der neuen, für dieses Programms nötigen technischen Komponenten, wie HF-Sender und Versorgungen, HF-Leitungen und 4 Hohlleiter-Grillkoppler (§ 3) und neue Vertikalfeldversorgung (§ 4). Die Montage des neuen Vakuumgefäßes und der Sonderspulen (§ 5) fand im Laufe des 2. Quartals statt. Die technischen Tests der neuen Konfiguration beim erhöhten Wert des Hauptfeldes (2.5 T) wurden erst nach Verstärkung der Sonderspulentragestrukturen abgeschlossen.

[2]) CEA Grenoble
[3]) E.R.M. Bruxelles
[4]) INRS Quebec
[5]) IPP
[6]) Universität Padua
[7]) FOM-Jutphaas

Die Inbetriebnahme des WEGA III Tokamaks fand dann Dezember 1979 statt.

Ein wesentlicher Teil der Arbeit der Mannschaft galt auch der Verbesserung der diagnostischen Einrichtungen, deren Anpassung an die neue Maschinenkonfiguration, und der Inbetriebnahme neuer, für das Programm wichtiger Diagnostiksysteme (§ 6).

Zuletzt haben mehrere Mitglieder der Mannschaft wesentliche Beiträge zu allgemeinen Studien der Lower-Hybrid-Heizungssysteme geliefert (§ 7), *)**) [39, Laborber. IPP 2/247].

2.1. LHH in der Stellaratorkonfiguration

Die Experimentierperiode dauerte von November 1978 bis März 1979. Die Apparatur wurde bereits beschrieben (siehe Jahresbericht 1978). Es wurden sowohl ohmsch erzeugte als auch anschließend HF erzeugte Plasmen untersucht.

Im Stellarator mit Strom wurden vergleichbare Heizergebnisse erzielt wie bei den früheren Tokamakexperimenten (unter Berücksichtigung der Unterschiede der Einschlußparameter). Dichte- und Spannungserhöhung während des HF-Pulses, die bisher mit der Heizung korreliert waren, wurden durch Titangetterung unterdrückt bzw. reduziert. Im stromfreien Stellarator wurde eine mittlere Plasmadichte erzeugt ($\sim 10^{13}\,cm^{-3}$), bei der die angewandte Frequenz nahe der unteren Hybridfrequenz liegt. Die gemessenen Temperaturen der thermischen Plasmateilchen blieben jedoch in der Nähe von 10 eV, da es bei dem angekoppelten Leistungspegel nicht möglich war, die »Strahlungsbarriere« zu überwinden.

*) *»Torus II – Supra«*
EUR-CEA-FC-1021 (Oct. 1979)
**) *Ichtchenko, G.,*
In Vorbereitung

2.1.1 Betrieb mit ohmscher Heizung

Der induzierte Strom wurde auf 25 kA begrenzt, damit q (a) ≅ 4 war, wie bei den früheren Experimenten*) (hier WEGA I genannt).
Der Plasmaquerschnitt ähnelt dann einer Ellipse mit Achsenverhältnis 0,7**). Ein abrupter Abfall der Dichte im Schatten des Limiters wird im Gegensatz zum Tokamakfall experimentell festgestellt (Abb. 27). Dies läßt sich durch die kleinere Länge der magnetischen Feldlinien, die die Wand schneiden, erklären***).

Das durch 2 Schleifen am Plasmarand abgetastete k-Spektrum deutet auf die Existenz von nicht-zugänglichen Wellen ($n_{\parallel} \sim 1{,}2$) am Rand bei der eingestrahlten Frequenz hin.

Durch Mikrowellenstreuung ist die Anwesenheit der Pumpwelle im Inneren des Plasmas festgestellt worden (s. § 6.8).

Im Gegensatz zum Tokamakfall, in dem ein breites Zerfallsspektrum im Limiterschatten beobachtet wurde, das Hinweise auf ein Eindringen der Welle in Gebiete höherer Dichte ergab (s. Abb. 28), sind im Stellaratorfall vornehmlich neben der Pumpwelle Linien bei $n\omega_{ci\,Rand}$ zu sehen. Dies könnte jedoch auf die reduzierte Randdichte zurückgeführt werden, die die Fortpflanzung der LH-Wellen nicht mehr ermöglicht.

Die während der ersten Experimentierstadien erzielten Parameter sind in der 1. Spalte der Tabelle II aufgeführt. Man bemerkt den hohen Wert der effektiven Ladungszahl. Die Ionentemperatur unterscheidet sich – wie in WEGA I – um weniger als einen Faktor 2 vom Artsimovichwert (Die Einschlußzeit ist wegen des reduzierten effektiven Plasmaradius auch kleiner, so daß Ti niedriger ausfällt).

		ohne Getter	mit Ti-Getter
a_{Lim} =	(cm)	15	15
I_{pl}	(kA)	25	25
ι_I (a)		0,15	0,15
ι_o		0,11	0,11
U_ℓ	(V)	3,2	2,0
P_{oh}	(kW)	80	50
Z_{eff}		6,7	3
n_{eo}	(cm^{-3})	$2{,}4 \cdot 10^{13}$	$2{,}4 \cdot 10^{13}$
$\bar{n}_e$	(cm^{-3})	$1{,}2 \cdot 10^{13}$	$1{,}15 \cdot 10^{13}$
E_e	(J)	128	120
T_{eo}	(eV)	615	450
T_{io}	(ev)	130	125
τ_E^{el}	(ms)	1,6	2,4

Tabelle II. Ohmsch geheitzter Stellarator

*) *Pacher, H. D., et al.*
»Lower Hybrid Heating in the Wega Tokamak« 7th int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, IAEA-CN 37-A-43, Innsbruck, (1978).

**) *Wobig, H., Welge, V.*
»Das Magnetfeld des Wega Stellarators«, Private Mitteilung.

***) *Ichtchenko, G.,*
»Plasma density in the Shadow of the Limiter in Wega Tokamak and Stellarator«, EUR-CEA-FC, to be published (Feb. 1980).

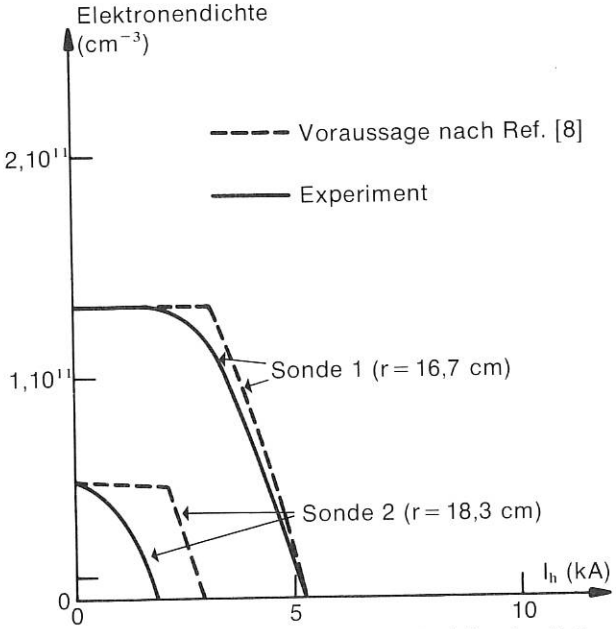


Abb. 27 Dichte im Limiterschatten als Funktion des Helixstromes im WEGA-Stellarator
(Limiterradius a = 15 cm)

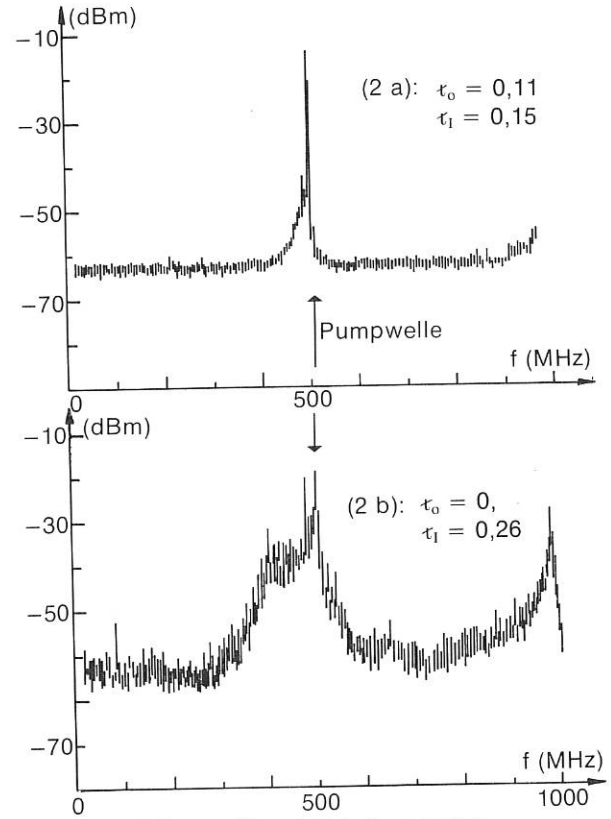


Abb. 28 Wellenspektren im Limiterschatten
a – Stellaratorfall
b – Tokamakfall (Der Zipfel bei $f_o = 85$ MHz deutet auf den Zerfall im $10^{13}\,cm^{-3}$ Gebiet in Ionen-Quasi-Moden hin)

Zusätzlich zu den bisher systematisch durchgeführten Messungen von T_e durch Thomsonstreuung und weiche Roentgenstrahlung wurden die Elektronentemperaturprofile mittels Synchrotronstrahlung****) ermittelt[8]) Im FOM-Report IR 79-026****) wird auch die Strahlung bei $2\omega_{ce}$ und $3\omega_{ce}$ für das Studium der überthermischen Elektronen benutzt).

Während des HF-Pulses (500 MHz, 100–150 kW, 10–20 ms, Ankopplung durch 2 Schleifen) werden Dichte- und Ringspannungs-Erhöhungen wie in WEGA I beobachtet. Messungen (siehe Jahresbericht 1978) des Dichteprofils zeigen eine Dichteerhöhung nur im Plasmazentrum.

Messungen der radialen und toroidalen Abhängigkeit des D_α-Leuchtens zeigen einen rapiden Anstieg zu Beginn des HF-Pulses, der in der Nähe der Antennen maximal ist, jedoch toroidal nur schwach variiert. Die Elektronenerzeugung ist deshalb nur zum Teil lokalen Quellen (etwa den Antennen) zuzuschreiben.

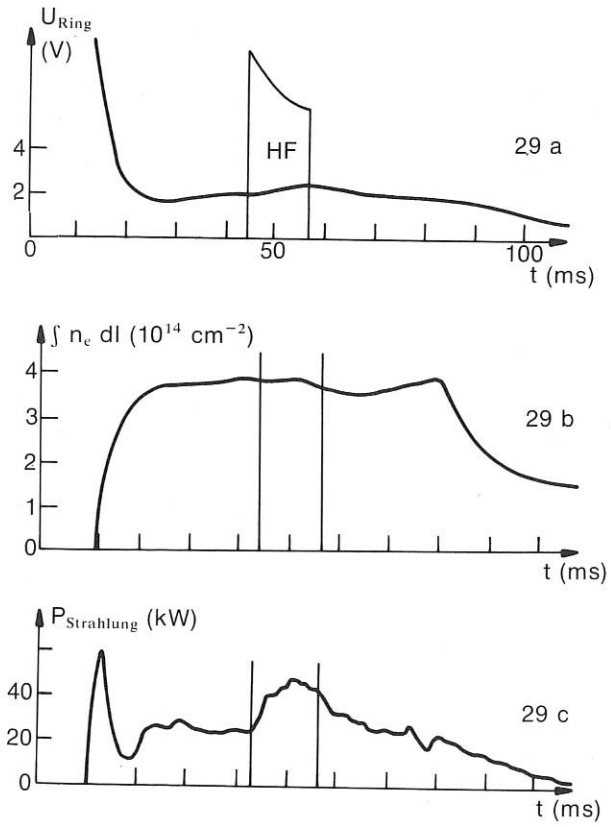


Abb. 29 Entladung mit Getter
a – Ringspannung
b – Liniendichte
c – Abgestrahlte Leistung (Bolometer)

****) *Piekaar, H. W., Rutgers, W. R.* »Synchontron Radiation from Wega« FOM report IR 79-026, Jutphaas, (1979).

[8]) Diese Messungen sind von Dr. W. R. RUTGERS und Dr. H. W. PIEKAAR vom FOM-PLASMAFYSICA-NL und mittels deren Meßeinrichtung durchgeführt worden. Wir danken ihnen sowie H. Pr. H. de KLUIVER und J. J. L. CAARIS für ihre Mitarbeit.

Im Hinblick auf eine Reduzierung der obengenannten Effekte wurde Titan auf die Gefäßwand aufgedampft. Als wirksam erwies sich die Aufdampfung von ca. 6 mg während mehrerer Minuten jeweils zwischen den Schüssen. Die Aufdampfung geschah in direkter Sicht der Antennen. Wie erhofft führte dies zu einer wesentlichen Reduzierung des Verunreinigungsinhalts (Siehe 2. Spalte der Tabelle II).

Es gelang dadurch, die Dichte und Spannungserhöhung während des HF-Pulses vollkommen zu unterdrücken (s. Abb. 3). Dies geschah in einer ersten Stufe durch Reduzierung des mittels des schnellen Ventils zugeführten Gasflusses, wobei der zur Erhaltung der Entladung nötige Gasfluß mit Getter wesentlich höher ist als ohne. Im Laufe weniger Wochen Betrieb mit Titan wurde die zur Erhaltung konstanter Dichte und Spannung während der HF nötige Reduzierung des Gasflusses immer geringer. Infolgedessen sank die während der HF beobachtete Erhöhung der effektiven Ladung auch auf ca. 1,5.

Die Einkopplung im Torus von ca. 100 kW führte zu folgenden Heizeffekten:

Eine mäßige und im Vergleich zu WEGA I weniger reproduzierbare Ionentemperaturerhöhung (s. Abb. 30) wird beobachtet. Ihre Größenordnung jedoch (im günstigen Fall: $\Delta T_i/T_i \sim 50\%$) stimmt grob mit den Erwartungen überein.

Die Umladungsmessung tangential zur Plasmasäule zeigt während der HF einen Anteil heißer Ionen mit Temperaturen T_q zwischen 300 und 600 eV. Dies, sowie die ungefähr lineare Abhängigkeit von T_q von der Dichte läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß die HF nach wie vor hochenergetische Ionen in senkrechter Richtung zum Magnetfeld produziert, und diese dann durch Stöße mit kleiner Winkeländerung in Tangentialrichtung sichtbar werden. Der hierzu nötige Streuwinkel ist in der Stellaratorkonfiguration kleiner als im Tokamakfall.

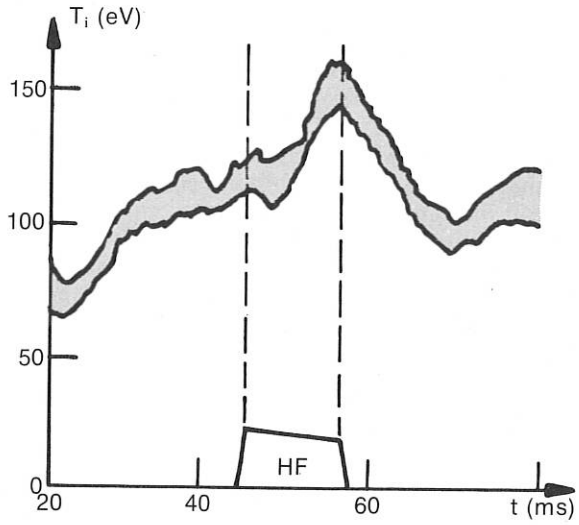


Abb. 30 Ionentemperaturmessung
(Verbreiterung einer OVII Linie) Fehlerbalken angegeben.

Eine wesentliche Elektronenheizung wird beobachtet (s. Abb. 31).

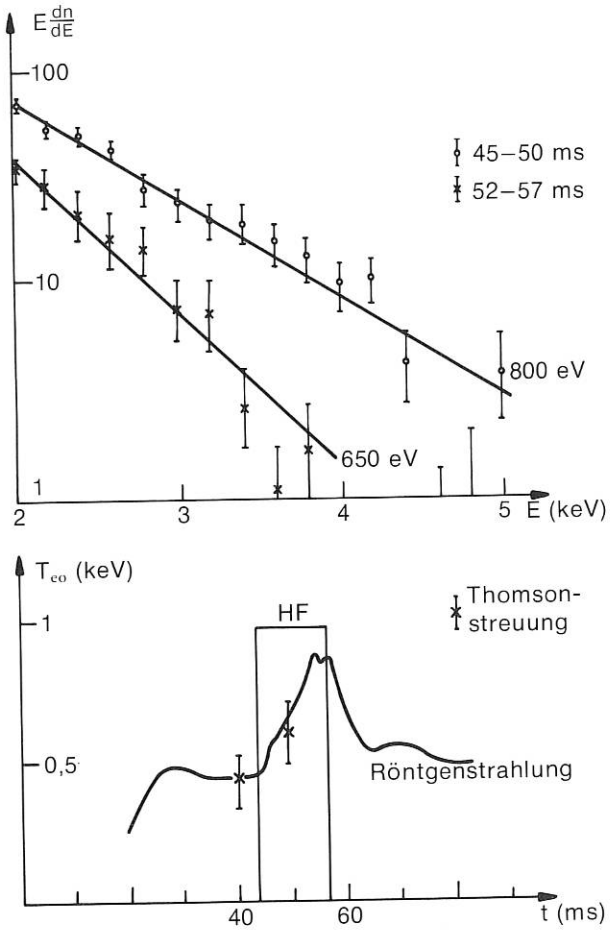


Abb. 31 Elektronentemperaturmessung
oben: Röntgenstrahlungsspektren
unten: Vergleich mit Thomsonstreuung

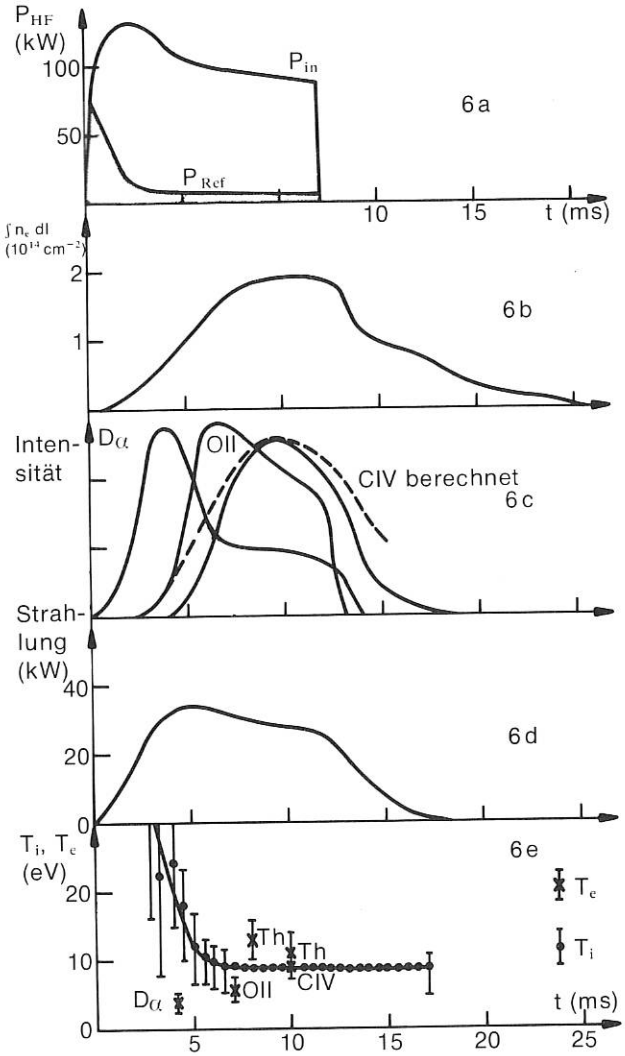


Abb. 32 Stromfreie Entladung
a – HF Eingangs- und reflektierte Leistung
b – Liniendichte
c – Linienstrahlung
d – Bolometermessung
e – Temperaturmessungen

2.1.2 Stromfreier Betrieb

Die HF-Leistung wurde zur Erzeugung und Aufrechterhaltung eines Plasmas im Stellarator mit $\iota_0 = 0{,}11$ benutzt (s. Abb. 32). Der optimale Neutralgasdruck für diesen Betrieb wurde bei $3 \cdot 10^{-4}$ Torr D_2 gefunden. Die – zuerst hohe und fluktuierende reflektierte HF-Leistung sinkt nach dem Zünden der Entladung ab, während die Dichte eine Sättigung erreicht. Die Anwachsrate der Dichte ($1{,}25 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}/kW \cdot s$) ist gleich der für Dichteerhöhungen im Tokamak während HF beobachteten Rate. Die anfänglich flachen D_α-Strahlungsprofile werden mit der Zeit hohl mit steilen Ecken. Auch die Elektronendichte hat dann ein hohles Profil mit $n_e \sim 9 \cdot 10^{12}\,cm^{-3}$, $n_{eo} \sim 6 \cdot 10^{12}\,cm^{-3}$ (Thomson) und $n_e\,(r/a \sim 0{,}7) = 10^{13}\,cm^{-3}$ (Mikrowellen), so daß die Spitzendichte zwischen n_{pi} und n_{LH} liegt (Werte der Dichte, bei der die angewandte Frequenz der Ionenplasmafrequenz bzw. der LHF gleicht: $n_{pi} = 1{,}1 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}$, $n_{LH} = 2{,}6 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}$). Ein ähnliches Verhalten wurde schon vom Stellarator WII a berichtet*).

Die durch Thomsonstreuung in der Nähe des Zentrums ($r \leq 4$ cm) gemessene Elektronentemperatur bleibt niedrig (s. Abb. 32). Das gleiche gilt für die aus der Anstiegszeit von Strahlungslinien von D_α, OII und CIV ermittelte Temperatur. Die Röntgenspektren und das Auftreten einer OVII Linie deuten andererseits auf die Existenz heißer Elektronen (400 ± 100 eV) hin.

Die durch Dopplerverbreiterung einer CIV Linie bestimmte Ionentemperatur sinkt einige ms nach Beginn des Impulses auf 10 eV.

Während des Pulses wird die Entladung von Strahlungsverlusten dominiert. Eine Rechnung unter kon-

*) *Javel, P., et al,*
»Wave Propagation and RF plasma heating near and above the Lower Hybrid Frequency in the WII A Stellarator«, 7th Eur. Conf. on Contr. Fusion, Vol. 1, Lausanne, (1975), 147.

servativen Annahmen über Verunreinigungen (z.B. $Z_{eff} = 1{,}6$) ergibt, daß bei diesen Temperaturen ein Großteil der eingekoppelten 90 kW/HF-Leistung abgestrahlt werden kann.

Bolometermessungen[9]) ergeben unter Annahme isotroper Strahlung 30 kW abgestrahlter Leistung. Dies ist zu vergleichen mit den üblicherweise gemessenen 30% der gesamten eingekoppelten Leistung in Ohmschen Entladungen mit HF und 50% in rein Ohmschen Entladungen. Daraus wird geschlossen, daß die benutzte Leistung nicht ausreichend war, um den Bereich intensiver Strahlung der leichten Verunreinigungen zu überwinden.

Nach Abschalten der HF-Leistung bleibt die Ionentemperatur innerhalb der Meßgenauigkeit während mindestens 5 ms konstant, was darauf hindeutet, daß die Ionenwärmeleitungsverlusten dann klein gegenüber den Konvektionsverlusten sind.

2.2 WEGA III-Programm: 800 MHz, 800 kW – 4 Hohlleiter-Grill

Nach den positiven Heizergebnissen bei LH-Heizung, die inzwischen an anderen Experimenten**) ***) bestätigt wurden, bildet die von den Partnern der Zusammenarbeit beschlossene dritte Stufe des Wega Programms die natürliche Fortführung der Entwicklung in Richtung auf künftige Anwendungen.

Dieses Programm dient folgenden Hauptzielen:
- Erhöhung des Wirkungsgrades der Heizung durch Konzentration der HF-Leistung im nützlichen Bereich des Wellenspektrums (Verwendung eines 4-Hohlleiter Grillkopplers[10]): Abb. 33).
- Aufstellung vollständiger Leistungsbilanzen zur Ermittlung von Skalierungsgesetzen (kompletter Satz schneller Diagnostikmittel).
- Studium der Absorptionsmechanismen (spezifische Diagnostikmittel).
- Meisterung von Nebeneffekten, Einblick in deren Ursache (Verminderung nicht akzessibler Leistung, Getterung, usw.)
- Einkopplung einer die Ohmsche Leistung weit übertreffenden HF-Leistung in das Plasma – (HF-zugängliche Leistung/Ohmsche Leistung $\geqslant 3$****)).

Der Frequenz von 800 MHz entspricht für Deuterium bei dem Nennwert des Toroidalfeldes (jetzt 2,5 T, bisher 1,5 T) eine Spitzendichte von ca. $4 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}$. Die zur Erfüllung dieses Programms notwendigen Komponenten sind zum größten Teil einsatzbereit, wie unten beschrieben. Die volle HF-Leistung wird erst Mitte 80 – nach Inbetriebnahme der neuen Versorgung – zur Verfügung stehen können.

**) *»Preliminary Experiments on LHH in Tokamak Plasma on JIPP T-II«* IPPJ-366, (Feb. 1979).

***) *Imai, T., et al,* »Parametric Instabilities in LHF-Heating of a Tokamak« Phys. Rev. Letters, **43,** 8 (Aug. 1979).

****) *»Extension of RF Power for the Wega Tokamak«* Applic. for Pref. Supp./AGRF, Brussels (March 1979).

[9]) Das Bolometer wurde im IPP gebaut und an WEGA eingesetzt von H. J. Jäckel (W VII-Mannschaft), dem wir für seine Mitarbeit danken.

[10]) Es geht hier darum, die Beobachtung zu untermauern, daß ein großer Teil der zugänglichen Leistung in der Tat in Teilchenenergie verwandelt wurde.

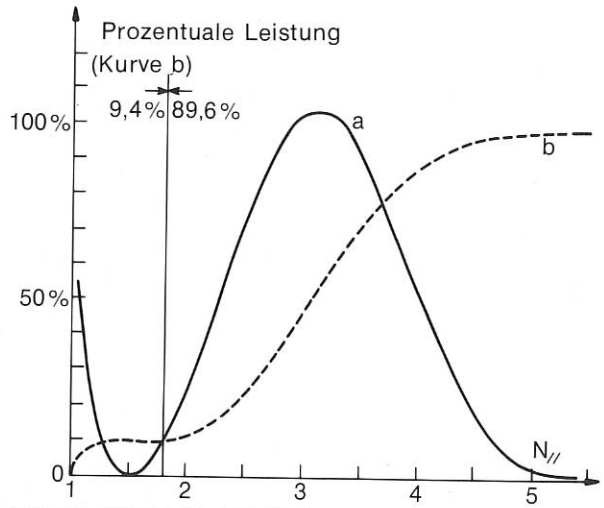


Abb. 33 WEGA III: 4-Hohlleiter-Grill Laborber. IPP 2/247
a – Wellenspektrum als Funktion der parallelen Wellenzahl: $N_{\parallel} = k_{\parallel}/k_0$ (w. Einheiten)
b – Integral der zwischen $N_{\parallel} = 1$ und $N_{\parallel}$ abgestrahlten Leistung (Vorgabe: Abstrahlung gleicher Leistung von jedem Hohlleiter).

2.3 H.F. Anlage

3.1 Klystronversorgung

Eine Versorgung mit folgenden Charakteristiken wurde Mitte des Berichtsjahres bestellt und soll Anfang 1980 geliefert werden:

- Spannung: zwischen 10 und 60 kV regelbar
- Strom: 60 A
- Pulsdauer: bis 10 s

Vor ihrer Inbetriebnahme wird die für längere Pulse ausgebaute bisherige Versorgung benutzt (30 kV, 20 ms).

Die im SIG gebaute Stromabschalt- und Regelungsanlage wurde mit der verfügbaren Versorgung getestet.

2.3.2 Klystrons

4 Röhren VA 948 B mit folgenden Charakteristiken werden benutzt: (s. Schaltkreis Abb. 34)

– Spitzenspannung	: 37 kV
– Spitzenstrom	: 13 A
– Pulsdauer	: 20 ms
– Spitzenleistung	: 200 kW

Zwei dieser Röhren wurden bereits zur Speisung des 4 Hohlleiter-Grills aufgebaut (Gesamtspitzenleistung mit bisheriger Versorgung: ca. 180 kW; mit der 60 kV Versorgung 400 kW).

2.3.3 HF-Leitungen und Grill-Koppler

Abb. 35 zeigt den 800 MHz Grill. Die HF-Zuleitungen von den Klystrons zum Grill und die Anpassungselemente werden mit herkömmlichen Hohlleiter- (WR 1150) und Koaxialelementen (3 1/8") hergestellt. Die Verluste werden auf 10% bis 15% geschätzt.

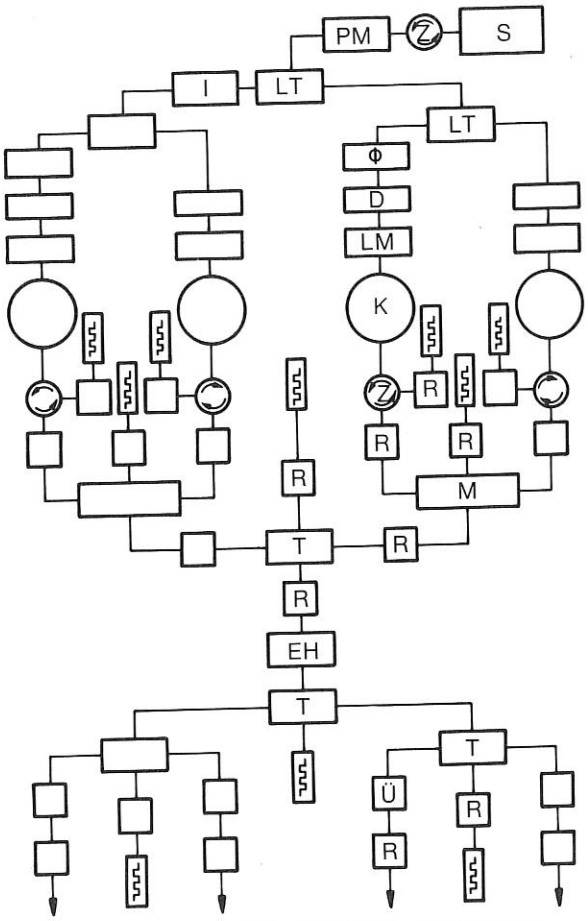


Abb. 34 800 kW, 800 MHz, 4 Hohlleitergrillsender

S = Steueroszillator
Z = Zirkulator
PM = Pulsmodulator
LT = Leistungsteiler
Φ = Phasenschieber
D = Dämpfungsglied
LM = Leistungsmesser
K = Klystron
R = Richtkoppler
M = Mischer
T = Magisches T
EH = E-H Anpassungsglied
Ü = Übergang Koaxialkabel-Hohlleiter

Zirkulatoren (20 dB Abschwächung) werden zum Schutz der Klystrons verwendet. Ein Motor getriebener EH Tuner (s. Abb. 34) wird zur Anpassung des Grillsystems eingesetzt.

Schiebeleitungen erlauben, die Wellenphase in jedem Kanal getrennt zu ändern.

Ein zweistufiger $\lambda/4$, im SIG konzipierter Wellentransformator sorgt zwischen Zuleitungen und Grill für die Anpassung der Abmessungen. Seine Bandbreite beträgt ca. 200 MHz bei Nennwiderstand, das elektrische Feld bleibt überall kleiner als 1,2 x Nennfeld.

Der Grill besteht aus zwei radial beweglichen getrennten Hohlleiterpaaren. Zwei Vakuumfenster werden in jedem Kanal eingebaut: ein Iris-Teflon Fenster trennt das (abgepumpte) Grillsystem von der Atmosphäre; zwischen dem Plasma und dem abgepumpten Zwischenteil befindet sich ein durch eine Glasplatte vor dem Plasma geschützter Teflonstöpsel.

Die HF-Leistungsdichte bei der Grill-Mündung wird maximal 2,5 kW/cm² betragen.

Eine vereinfachte Niederleistungsversion des Grills wurde für die Anfangsphase eingebaut.

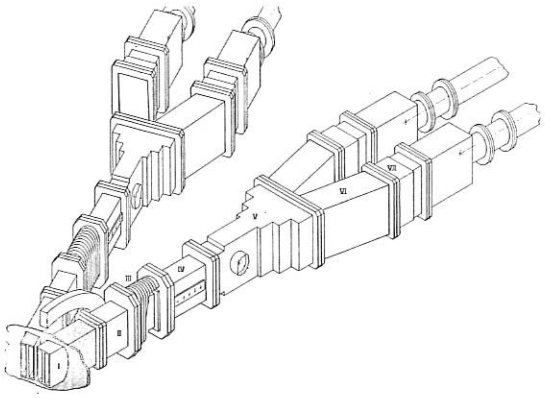


Abb. 35 a 4-Hohlleiter-Grill

I – Mündung
II – Vakuumanschluß
III – Balgelement
IV – Meßleitung
V – Impedanztransformator mit Pumpanschluß zwischen VI und VII: Iris-Vakuum-Fenster)
VI – Hohlleiter
VII – Schiebeleitung

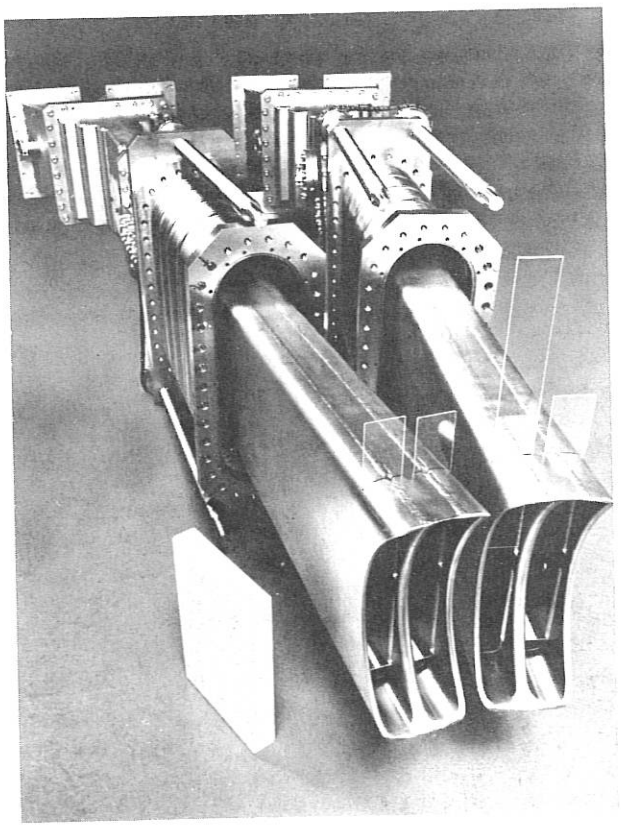


Abb. 35 b 4-Hohlleiter-Grill

Neben der Grill-Mündung steht einer der Teflonstöpsel. In den Schlitzen sind die Glasplatten zur Abdeckung zum Teil eingesetzt.

2.4 Schneller MVA Verstärker für Vertikalfeldregelung

Die rasche Erhöhung des Plasmaenergieinhalts während der HF-Pulse sowie die eventuell mit Heizung verbundenen Stromprofiländerungen, erfordern schnelle (bei Wega an magnetische Messungen der Plasmalage gekoppelte) Änderungen des Gleichgewichtsfeldes.

Der neue für WEGA III gebaute Leistungsverstärker*) mit Nenndaten 400 V, 2500 A und 0,05 ms Ansprechzeit soll es erlauben, in unserer Anlage ± 180 G mit Variationen bis 36 G/ms (anstatt bisher ± 48 G, 16 G/ms) zu produzieren und damit ein Plasma mit 1 MW zugeführter HF-Leistung dynamisch im Gleichgewicht zu halten.

2.5 Apparatur

2.5.1 Halbes Gefäß »Togogrill«

Diese Torushälfte wurde zum Einsatz eines 4-Hohlleiter-Grills konzipiert. (Die nötige Bauhöhe ist mehr als die Hälfte der Vakuumwellenlänge, d. h. bei 800 MHz ≥ 19 cm). Abgesehen von den 2 Sonderstutzen (für je 2 Hohlleiter), die man auf Abb. 10 sehen kann, enthält das Gefäß noch 3 Sonderebenen für Diagnostikeinbauten (Mikrowellenstreuung, CO_2 und Mikrowelleninterferometrie), einen »tangentialen« Stutzen und 8 weitere rechteckige Stutzen**). Dieses Halbgefäß wurde in das Hauptfeldspulensystem eingefädelt, und die Stutzen wurden an Ort und Stelle verschweißt. Das durch ein halbes WEGA I-Gefäß vervollständigte Vakuumgefäß wurde abgepumpt. Die Montagedauer bis zu diesen Punkt lag unter 2 Monaten.

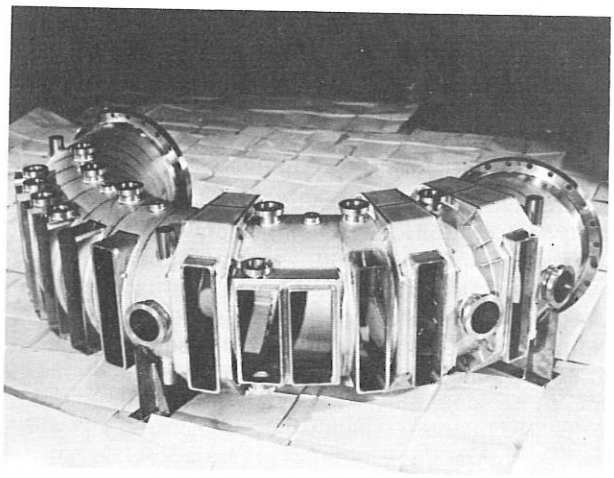


Abb. 36 Halbe-Grill-Schale
Im Vordergrund sind die 2 Sonderstutzen für jeweils 2 Hohlleiter zu sehen.

*) *Schenk, G., Pacher, G. W., Pacher, H. D.,* MVA Amplifier for Plasma Position Control by Vertical Magnetic Field« 10th S. O. F. T., Padua, **2** (1978) 1019

**) *Rapport d'activité Grenoble 1977,* EUR-CEA-FC 954

2.5.2 Sonderspulen – Tests bei 2,5 T

Um das gewünschte Wellenspektrum (Abb. 33) zu erreichen, sollen die Öffnungen der zwei Hohlleiterpaare nah genug voneinander stehen (Abb. 35). Dies erforderte die Benützung einer rennbahnförmigen Sonderspule. Ein zweites Exemplar wurde eingesetzt, um über einen tangentialen Beobachtungsstutzen verfügen zu können.

Wegen der erhöhten Kräfte (Zentripetalkraft pro Spule 15 Tonnen, Toroidalkraft auf Sonder- und Nachbar-Spulen 0,5 Tonnen) mußte die Tragestruktur der Sonderspulen verstärkt werden. Die erst im November positiv abgeschlossenen Tests des Gesamtspulensystem bei 2,5 T ergaben Sonderspulenverformungen kleiner als 0,35 mm.

2.6 Diagnostiksysteme

Eine detaillierte Kenntnis der radialen Profile sowie deren Zeitentwicklung ist unentbehrlich sowohl für die Aufstellung zuverlässiger Bilanzen als auch für die Untersuchung der bei der Heizung wesentlichen Mechanismen. Wir haben uns bemüht, solche Messungen für die Hauptparameter aus möglichst wenigen Schüssen von WEGA zu erhalten. Darüber hinaus sollen spezifische Diagnostiken Aufschluß über die Wellenmechanismen geben.

Die entsprechenden Verbesserungen und neuen Einrichtungen, die jetzt zum Einsatz kommen, werden im folgenden kurz beschrieben*). Sie betreffen die Messungen von:

- T_e : Thomsonstreuung, : Mehrkanalprofilmessung
- T_i : aktive Neutralstrahldiagnostik, 5-Kanal-Umladungsanalysator,
- n_e : Spiegeloptik des Nah-UV-Spektrometers.
  : 7-Kanal-Mikrowelleninterferometer, Randmessungen
- n_o : D_α-Messungen
- n_{HF} : Mikrowellenstreuung, CO_2-Interferometrie, HF-Sonden,
- HF : Parametermessungen am HF-System.

2.6.1 Thomsonstreuung, Profil-Mehrkanalsystem

Es erwies sich als unentbehrlich [39], die Entwicklung der T_e- und n_e- Profile während des HF-Pulses mit guter zeitlicher Auflösung zu messen.

Ein Streusystem, das es gestattet, komplette Profile in einem Schuß zu messen, wurde für WEGA III entwikkelt. Die gesamte Länge des Laserstrahles im Plasma wird auf den Eingang von 10 Lichtleitern abgebildet.

Jeder Lichtleiter führt zu einem 2-Kanal-Monochromator, der durch ein Interferenzfilter in Transmission und Reflexion das Streulicht in 2 Spektralbereiche zerlegt. Es werden 2 optimierte Filtersätze verwendet: Der eine für Temperaturen zwischen 200 und 2000 eV,

*) Für mehr Details siehe Rapport d'activité Grenoble 1977, EUR-FC 954.

der andere für niedrige Temperaturen. Der Einsatz rotempfindlicher GaAs-PMs gestattet es, beide Seiten des Streuspektrums zu messen.

2.6.2 Neutralstrahlquelle

Die Neutralstrahlquelle für die lokale Messung von optischen Linienbreiten und für die Umladungsanalyse wurde an WEGA III eingebaut.
Die Eigenschaften des Neutralstrahles (H oder He) wurden gemessen. In der Plasmamitte hat der Strahl eine 1/e Breite von 4 cm. Bei der Nennspannung von 30 kV beträgt die Neutralteilchendichte im Strahl $5 \cdot 10^8 \, cm^{-3}$. Der Strahl wird durch den Rotor einer modifizierten Turbomolekularpumpe bei einer Frequenz von 10 kHz zu 100% moduliert.

2.6.3 Ladungsaustauschanalyse

An WEGA III wurden einerseits der 5-Kanalenergieanalysator beim Tangentialstutzen andererseits das Monokanalsystem quasi-senkrecht (85°) eingesetzt. Mit dem ersteren wird die zeitliche Entwicklung in einem Schuß (oder Mittelwerte über mehrere Schüsse) der parallelen Ionentemperatur ermittelt. Das letztere wird zur direkten Beobachtung des Neutralstrahles benutzt und dient auch dem Studium schneller Ionen.

Ein nichtlineares Regressionsprogramm wurde zur Bestimmung der Parameter folgender Verteilung entwickelt*) **)

$$Y = A_1 \exp(-E/T_{i\perp}) + A_2 \exp(-E/T_{is}) + C$$

wobei $T_{i\perp}$ und T_{is} die Plasma- und Schwanz-Temperaturen und C einen Rauschpegel darstellen.

Eine Monte-Carlo Simulationscode für die vom Plasma emittierten Neutralen wurde entwickelt***). Dieses Programm wird auf dem Rechner des Experimentes mit den experimentell bestimmten Daten n_e, n_o, Z_{eff} und T_e jeweils laufen, um zur genaueren Ermittlung von T_{io} den simulierten Fluß dem experimentellen anzupassen.

2.6.4 Spiegeloptik zum Nah-UV Spektrometer:

Die bisher benutzten LiF-Fenster und -Linsen wurden durch eine Spiegeloptik ersetzt. Dies gestattet, die Spektralgrenze des Gerätes von 1300 Å bis auf ca. 1000 Å herabzusetzen und damit solche Linien wie L_α1216 Å (Neutralstrahl Beobachtung), Ne IX 1298 Å (T_{io}) und OVI 1032 Å (Sauerstoffkonzentration) zu beobachten. Es werden Photomultiplier EMI 9813 B verwendet.

2.6.5 7-Kanal-Mikrowelleninterferometer

Ein Mehrkanal streuungsoptischer Leistungsteiler [Laborber. IPP 2/249] dient zur Versorgung von 7 getrennten Interferometern durch eine einzige Röhre.

*) Anhand eines vom IPP erhaltenen Programms, Jäckel, H., Private Mitteilung.

**) *Jessup, B. L.,*
»Analysis of Neutral Particle Emission containing a fast Ion Tail by a non-linear recession«, EUR-CEA-FC, to be published (Feb. 1980).

***) *Gormezano, C., Jessup, B. L., Eur-CEA,*
in Vorbereitung

Die für die Stellaratorgeometrie bestimmte Linsen-Optik*)wurde durch ein System von 7 Sender- und Empfänger-Spiegelhörnern ersetzt.

2.6.6 D_α-Profile

Zur Bestimmung der Teilcheneinschlußzeit und zur Lokalisierung der Dichteproduktion durch die HF wird die radiale (2 Profile) und toroidale Verteilung der D_α-Strahlung mit einem 50-Kanal-System gemessen. Das Licht wird jeweils auf Lichtleiter abgebildet, die in zwei 5 x 5 Matrizen zusammengefaßt sind und durch einen Zerhacker abgetastet werden. Die Messung erfolgt über 2 P. M.. Anstelle von D_α-Filtern zwischen Lichtleitern und P. M. können Filter bei Verunreinigungslinien (OII, CIV) eingesetzt werden, um die räumliche Verteilung des Zustroms von Verunreinigungen von der Wand zu lokalisieren.

2.6.7 Mikrowellenstreuung

Zur Klärung der Absorptionsmechanismen ist es sehr wünschenswert, die Charakteristika der Welle entlang ihrer Laufbahn zu ermitteln. Keine Diagnostik kann hier ein vollständiges Bild liefern. Mittels der Messung der hochfrequenten Dichteschwankungen sowohl im Mikrowellen- als auch im Infrarot-Bereich (s. § 6.8) können jedoch wichtige Teilinformationen gewonnen werden.

Beim WEGA Stellarator wurden bei 136 GHz unter 40° Mikrowellenstreusignale mit einem (nicht beweglichen) System gemessen**). Ein Streusignal mit einer Bandbreite von ca. 1 MHz wurde bei der Pumpfrequenz beobachtet. Die Breite des niederfrequenten Fluktuationenspektrums (einige MHz) wird während der HF-Pulse verdoppelt.

Für WEGA III ist ein mit beweglichen Hörnern ausgerüstetes System***) gebaut worden. Die neue Anlage soll es gestatten, Dichteschwankungen $\tilde{n}_e/n_e \cong 10^{-4}$ mit Wellenlängen $\lambda \cong 2$-3 mm längs eines Plasmadurchmessers nachzuweisen.

2.6.8 Schnelle CO_2-Interferometrie

Das für WEGA III entwickelte System*) soll es erlauben, das Integral der HF-Dichteschwankungen entlang vertikaler Sehnen (horizontale Auflösung 1 mm) zu messen. Der ganze waagrechte Plasmadurchmesser kann mittels einer Spiegeloptik abgetastet werden, jedoch pro Schuß nur 6,5 cm (mit Wiederholungsperiode von 2 ms). Die erwartete Empfindlichkeit beträgt $\tilde{n}_e \cong 10^{10} \, cm^{-3}$.

*) *Durvaux, M.,*
»Réalisation d'un interféromètre multicanal en 2 mm: application à lamesure de la distribution de densité électronique d'un plasma de Stellarator«. Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble (Juillet 1979) und EUR-CEA-FC-1009

**) *Ichtchenko, G., Moresco, M., Zilli, E., Zymanski, M.,*
»Diffusion cohérente de microondes dans Wega pour la détection des ondes hybrides«, EUR-CEA-FC Nr. 976 (1979).

***) *Ichtchenko, G., Moresco, M., Vendramin, A., Zilli, E.,*
in Vorbereitung.

Die verschiedenen Teile des Meßsystems sind im Labor getestet worden. Dabei wurde die Wellenlänge ($\lambda \cong 4$ cm) von durch Lautsprecher angeregten Schallwellen in Luft sowie die Amplitude der Dichteschwankungen mit dem System gemessen. Es wurde Übereinstimmung mit Mikrophonmessungen erziehlt**).

Die Anlage soll Anfang 1980 an WEGA III installiert werden.

2.6.9 Randmessungen

Ein Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Voraussagen über Wellenkopplung erfordert die Kenntnis der Parameter des Randplasmas. Dies wird an WEGA III durch Langmuir-Sonden, HF-Antennen und Mikrowelleninterferometer ($\lambda = 4$ mm) in Grill-Nähe erreicht.

2.6.10 Messungen am HF-System

Mittels Phasenvergleichsgliedern (Olektron OPC 800) werden Amplitude und Phase der Eingangs- und reflektierten Wellen an verschiedenen Punkten des HF-Systems (insbesondere in den 4 Grill-Hohlleitern) erfaßt. Dies soll u.a. gestatten, das effektiv ausgestrahlte Wellenspektrum zu bestimmen und zu justieren.

2.7 Allgemeine Studien der Lower-Hybrid-Heizungssysteme

2.7.1 Optimierung der Grill-Einkopplung

Um das Spektrum der eingekoppelten HF-Leistung zu optimieren, wurde eine vereinfachte Form der Brambilla-Theorie entwickelt [Laborber. IPP 2/247].

Folgende Kriterien wurden zur Optimierung vorgegeben:
Erstens soll die HF-Leistung im nicht zugänglichen Teil des Wellenspektrums bei niedrigen parallelen Wellenzahlen minimiert werden.

Zweitens soll das lokale Maximum des elektrischen Feldes in dem Wellenleiter des Grills, der das höchste elektrische Feld führt, so gering wie möglich gehalten werden, um die bei konstantem Spektrum einkoppelbare Leistung zu maximieren. Drittens soll eine gewisse Flexibilität im Wellenzahlspektrum ohne mechanische Veränderung des Grills und unter Beibehaltung der ersten beiden Kriterien möglich sein. Diese Kriterien wurden auf den jetzigen 4-Wellenleiter WEGA-Grill, auf den für WEGA vorgeschlagenen Multihohlleitergrill (12–16 Hohlleiter) und auf Grill-Strukturen für größere Experimente, vor allem ASDEX, angewendet. Man findet, daß es durch geeignete Wahl der Phasen und Amplituden der Felder wie auch der Dimensionen gelingt, alle drei Kriterien zu erfüllen. So ist es möglich, den nicht zugänglichen Teil des Leistungsspektrums auf 1–5% zu beschränken, über 90% der Leistung um die gewünschte Spitze des Spektrums einzukoppeln und, bei optimalem Dichtegradienten, das Verhältnis zwischen höchstem Maximalfeld und Nennfeld (d. h. dem Feld im Hohlleiter, das konstanter Leistungsdichte in Abwesenheit von Reflexionen entsprechen würde) auf 1,8 zu halten. Um das dritte Kriterien zu erfüllen, ist es notwendig, die Abmessungen des Grills so zu wählen, daß die höchste mögliche parallele Wellenzahl (bei Phasendifferenz von 180°) doppelt so hoch ist wie die tatsächlich einzukoppelnde. Theorie und Resultate sind im Labor IPP 2/247 näher beschrieben.

2.7.2 Berechnung der Wellenlaufbahn im Tokamak

Ein Programm wurde entwickelt (G. Ichtchenko), das die Charakteristika der Gruppengeschwindigkeit in einem Tokamak unter Berücksichtigung der Toroidizität, der Rotationstransformation und der elektromagnetischen Effekte berechnet. Experimentelle Dichte-, Temperaturen- und Stromprofile können berücksichtigt werden. Abb. 37 zeigt ein WEGA III Beispiel*).

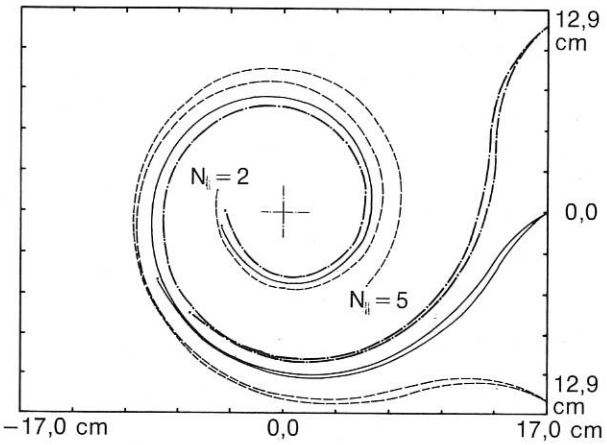


Abb. 37 Wellenlaufbahn
Projektion auf einen meridionalen Querschnitt der Wellenlaufbahn. (Die Gruppengeschwindigkeit für vorgegebene Werte von $N_{\parallel}$ wird schrittweise integriert).
Die Startpunkte sind jeweils: unterer, oberer Rand und Mitte des Grills. Für jeden Startpunkt wurden 2 Kurven: $N_{\parallel} = 2$ und $N_{\parallel} = 5$ dargestellt.

Alle Kurven enden an der Modenkonversionsschicht. (Ein Fall WEGA III: bei 150 kA, 2,5 T, $N_{eo} = 4 \cdot 10^{13} cm^{-3}$).

2.7.3 Vorstudien zur Anwendung der LHH an verschiedenen Experimenten

Sowohl Parameterstudien als auch Vorentwürfe zu den technischen Lösungen wurden in Hinblick auf die Anwendung der LH-Heizung an verschiedenen Projekten von dem Grenobler Labor erarbeitet. (JET, INTOR [39], T2S**)).

Ein Beitrag zur Projektierung der LH-Heizung von ASDEX wird im Rahmen einer weiteren Zusammenarbeit zwischen Grenoble und Garching vorbereitet.

*) Ichtchenko, G., Moresco, M., Vendramin, A., Zilli, E., in Vorbereitung.

**) Rapport d'activité Grenoble 1977, EUR-CEA-FC 954

*) Ichtchenko, G., in Vorbereitung

**) »Torus II-Supra« EUR-CEA-FC-1021 (Oct. 1979)

Bereich Tokamak

(Dr. Gerhart von Gierke)

Die Aufbauarbeiten an ASDEX konnten im Berichtsjahr soweit abgeschlossen werden, daß mit Ende des Jahres mit dem Auspumpen des Vakuumgefäßes begonnen werden konnte. Damit tritt ASDEX in die mehrmonatige Phase der Inbetriebnahme. Daß die komplizierten Montagearbeiten im letzten Jahr programmgemäß durchgeführt und beendet werden konnten, ist neben dem hohen Einsatz der Mitarbeiter der uneigennützigen Hilfe des ganzen Institutes zu verdanken.

Erfreulich ist, daß mehrere experimentnahe theoretische Arbeiten innerhalb des Projektes ASDEX erarbeitet werden konnten.

Pulsator konnte noch bis zur Sommerpause weiterbetrieben werden. Das Programm der letzten Jahre wurde mit Untersuchungen zur Disruption und dem Verhalten von Verunreinigungen fortgesetzt. Nach 6jährigem Experimentieren war es ein wehmütiger Entschluß, die erfolgreiche Apparatur stillzulegen. Er war jedoch notwendig, um die Diagnostikvorbereitungen für ASDEX im notwendigen Umfang durchführen zu können.

Die deutsche personelle Beteiligung am Bau von JET konnte durch Mitarbeiter des Institutes, aber auch durch Mitarbeiter anderer Großforschungseinrichtungen verstärkt werden. Für die Diagnostikvorbereitungen an JET wurden mehrere Studien angefertigt bzw. in Angriff genommen.

1. Projekt ASDEX

(M. Keilhacker)

Im Berichtsjahr konnte die etwa 6jährige Planungs- und Aufbauphase von ASDEX erfolgreich abgeschlossen werden: Im Dezember wurde das Vakuumgefäß geschlossen und mit dem Abpumpen begonnen. Nach Beseitigung einer Reihe von Lecks, einem ersten mehrtägigen Ausheizen des Gefäßes (bis maximal 110 °C, ausgelegt für 150 °C) und etwa 80 Stunden Glimmentladungen in Wasserstoff wurde ein Vakuum von $7 \cdot 10^{-7}$ Torr erreicht. Parallel zur Gefäßmontage lief die Montage der äußeren Poloidalfeldspulen, die bis auf einige Nacharbeiten ebenfalls im Dezember abgeschlossen werden konnte. Anschließend begann die Inbetriebnahme der verschiedenen Steuerungen. Falls diese planmäßig vorangeht, kann voraussichtlich Ende Januar 1980 mit den ersten Plasmaentladungen begonnen werden.

[1]) Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung

1.1 Aufbau des Experiments

(F. Wesner, H. Finkelmeyer, J. Franzspeck, J. Gernhardt, F. Gresser, G. Haas, F. Hartz, G. Herppich, G. Klement, M. Kornherr, P. Krüger. T. v. Larcher, G. Lisitano, E. v. Mark, H. Niedermeyer, M. Pillsticker, W. Poschenrieder[1]), H. Rapp, F. Schneider, G. Siller, F. Wagner, H. Wedler, F. Werner)

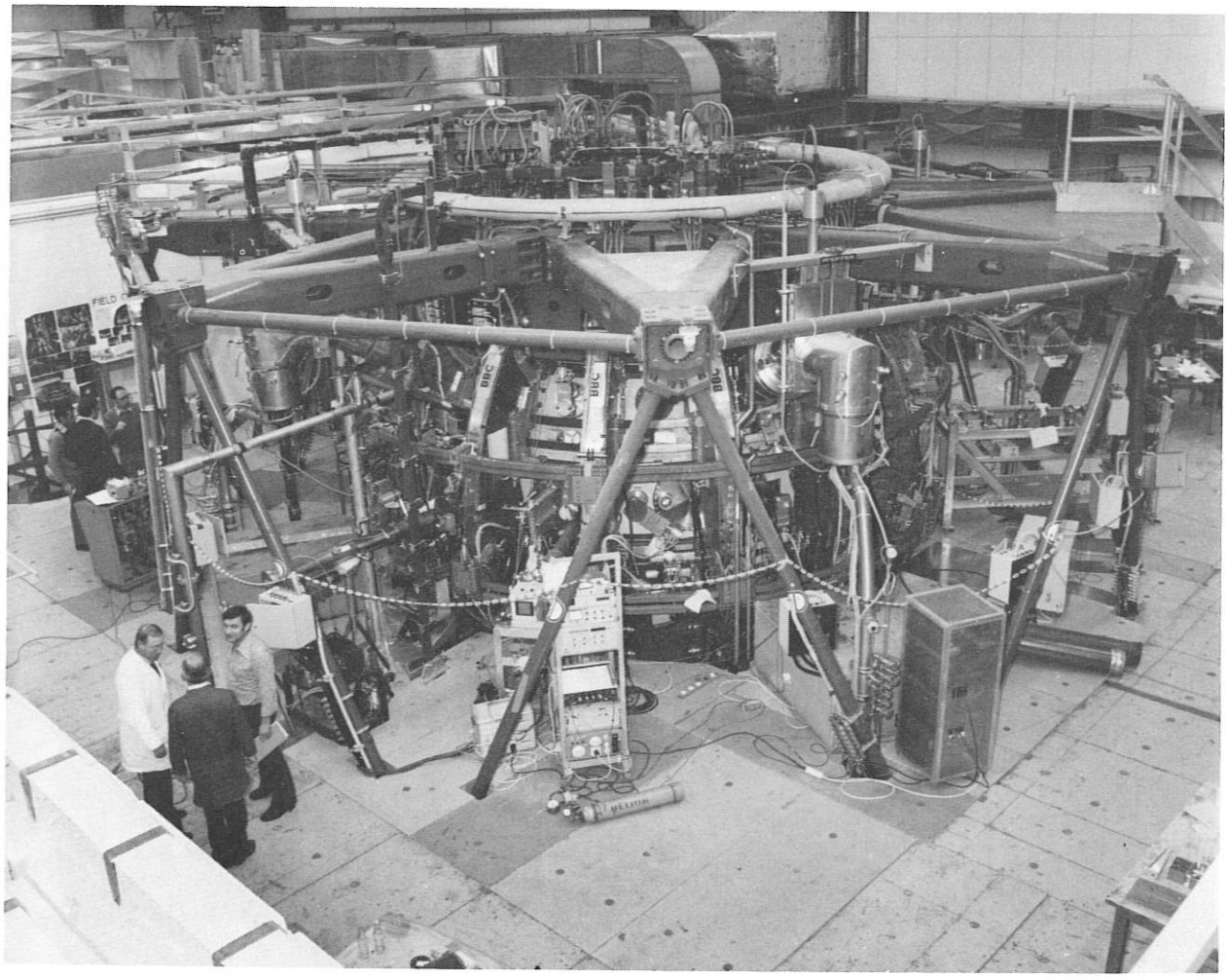
Der Aufbau des Experiments konnte wie geplant durch Schichtarbeit und großen Personaleinsatz (allein bei der Montage zeitweise bis zu 40 Mann) bis Ende 1979 im wesentlichen abgeschlossen werden, so daß Anfang 1980 mit der Inbetriebnahme begonnen werden kann. Abb. 1 zeigt eine Gesamtansicht des Experimentes.

Die wesentlichen **Montage**abschnitte waren: Einbau der geteilten Multipolspulen in die Vakuumgefäßhälften – Trennen des Experimentes und Einfahren der Gefäßhälften (vgl. dazu Abb. 2) – Verbinden der Experimenthälften – Montage aller Gefäßeinbauten und Schließen des Gefäßes – Montage der äußeren Poloidalfeldspulen (parallel zu den Arbeiten im Gefäß).

Nach umfangreichen Nacharbeiten an den Verbindungsstellen der Ende 1978 gelieferten **Multipolspulen** konnte das obere Spulentriplet erfolgreich mit dem Nennstrom von 45 kA getestet werden. Nach der Montage der beiden Spulentriplets im Gefäß trat beim anschließenden Test (Multipolspulen allein und zusammen mit dem Hauptfeld) an den Spulenhalterungen eine Überbeanspruchung durch Rüttelkräfte auf, die durch Oberwellen im Spulenstrom und eine mechanische Resonanz ausgelöst wurden. Die Halterungen mußten deshalb durch zusätzliche Schweißnähte und Schraubensicherungen verstärkt werden. Außerdem soll zur Begrenzung des Stromrippels eine Glättungsdrossel vorgeschaltet werden, die den Rippel bei 100 Hz auf ca. ein Drittel reduzieren wird. Eine abschließende Inbetriebnahme der Multipolspulen erfolgt bei Beginn des Divertorbetriebs.

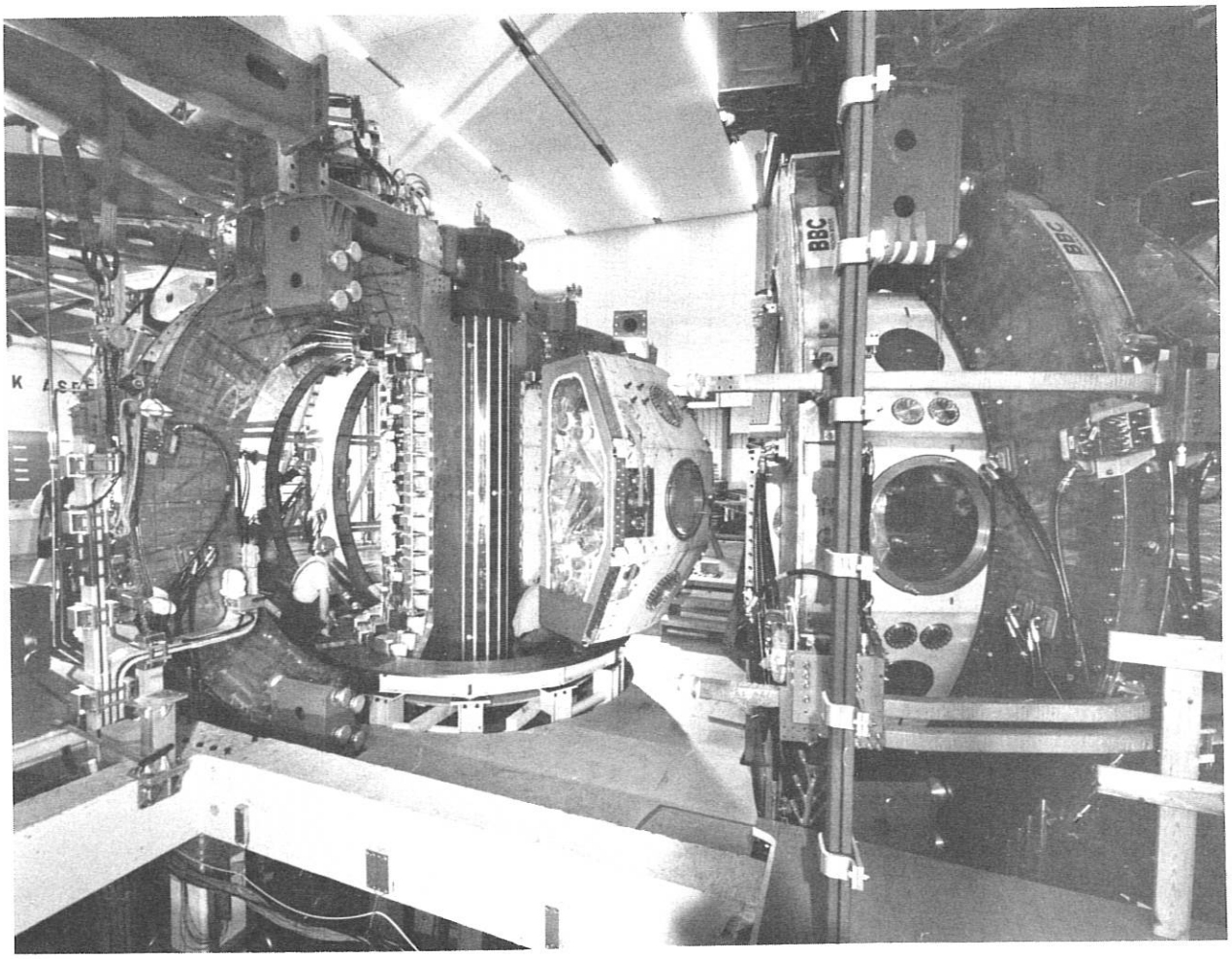
Die bereits im Jahr 1978 fertiggestellten und getesteten inneren, d. h. hinter dem Vakuumgefäß liegenden **Poloidalfeldspulen** wurden zum Einfahren der Gefäßhälften getrennt und anschließend wieder verbunden. Nach dem Schließen der Gefäßhälften wurden dann die äußeren Poloidalfeldspulen montiert.

Abb. 1 Gesamtansicht von ASDEX nach Abschluß der Montagearbeiten.



Für den im Berichtszeitraum fertiggestellten **OH-Schaltkreis** wurden mit den eingesetzten Schnellzuschaltern Dauerversuche zur Ermittlung der Standzeit von Verschleißteilen durchgeführt. Der Preßluftschalter (AEG-Sicherheitsschalter) wurde mit der zugehörigen 200 bar-Druckluftanlage montiert und in Betrieb genommen. 400 Leerlaufschaltungen bestätigten die außerordentliche Präzision dieses Schalters, die eine lange Standzeit der Schaltelektroden ermöglichen sollte. Nach dem Einbau des **Vakuumgefäßes** ins Experiment, einem erfolgreichen Lecktest der Trennspaltdichtungen und nach dem Schließen der Multipolspulen wurden alle Einbauten im Divertor- und Plasmaraum installiert (vgl. dazu Abb. 3). Im wesentlichen sind dies: feste und bewegliche Prallplatten mit zugehörigen Diagnostikeinrichtungen, Divertorpumpsystem, Multipolschutzbleche und Divertorabdeckbleche, passive Stabilisierungsleiter, Diagnostikeinbauten im Plasmaraum, Antennen für Vorionisierung und Glimmentladungen, Limiteranordnungen. Das Gefäß wurde in den Monaten November/Dezember mit den endgültigen Flanschen, die den verschiedenen Diagnostiken angepaßt sind, geschlossen.

Abb. 2 Eine Hälfte des Entladungsgefäßes wird ins Hauptfeldspulensystem eingefahren. Dazu war es notwendig, die gesamte Anlage zu teilen und die Experimenthälften auseinanderzufahren.



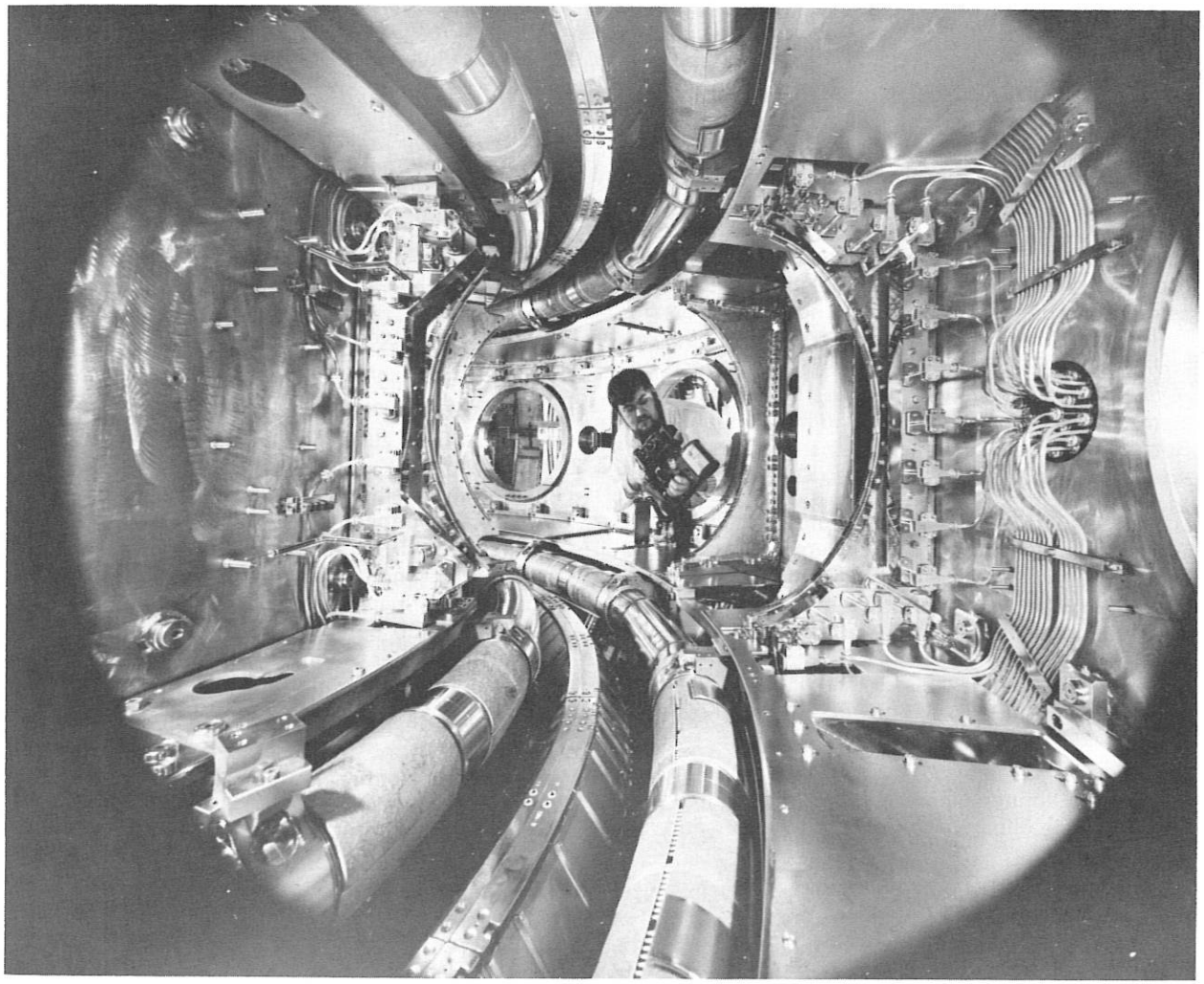
Das **Vakuumsystem** wurde von der Lieferfirma montiert und in Betrieb genommen. Nach dem Abpumpen des Gefäßes, entsprechenden Lecksucharbeiten, einer kurzen Ausheizphase und Glimmentladungen konnte bereits kurz vor Jahresende ein für erste Plasmaentladungen geeignetes Vakuum erzielt werden.

Für das **Divertorpumpsystem** wurden neben den Einbauten ins Vakuumgefäß (52 Titanverdampfereinheiten und 26 Divertorkammereinsätze) sämtliche N_2-Verbindungsleitungen zwischen den Einsätzen und zum Divertor-Heiz- und Kühlsystem installiert und deren Dichtheit nachgewiesen. Bis auf die elektrischen Verbindungsleitungen zwischen Verdampfern und Stromversorgung, die ab Anfang 1980 montierbar sind, war das Pumpsystem Ende 1979 betriebsbereit.

Der Anschluß der Spulensysteme an die **Energieversorgung** wurde mit einer zusätzlichen Einspeisung für die Multipolspulen abgeschlossen, die es ermöglicht, den Plasmaquerschnitt zeitabhängig zu verändern.

Für die Stromversorgung der Radialfeldspulen wurde in den Zentralen Technischen Einrichtungen des IPP ein transistorisierter 4-Quadranten-Gleichstromsteller mit einer Leistung von 250 kW entwickelt und auf-

Abb. 3 Das Innere des Entladungsgefäßes. Oben und unten sind die Multipolspulen zu erkennen. Sie sind von einem Metallbalg umgeben und werden von einer zusätzlichen Abdeckung (im Bild nur bei den mittleren Spulen montiert) geschützt.



gebaut. Er ermöglicht außer der Kompensation von Streufeldern auch eine starke vertikale Verschiebung des Plasmas und damit eine Beeinflussung der Abschälschicht.

Für die 50 Hz-Reinigungsentladungen wurde ein zusätzlicher Thyristorschalter bestellt, der es erlaubt, auch kurze Wellenzüge ab 10 ms Dauer (Taylor-Discharge-Cleaning) zu erzeugen.

Die Stromversorgungsanlage für Titanverdampfer (2 · 10 V/13 kA für 60 s) wurde montiert und getestet.

Berechnungen der Strom- und Spannungsverteilung bei Plasmaabriß zeigen die Notwendigkeit von Schutzeinrichtungen für die Multipolspulen. Es wurden Durchschlagsicherungen mit parallel geschalteten Varistoren installiert. Letztere ermöglichen bei energiearmen Spannungsspitzen einen Schutz ohne Stromunterbrechung.

Die Regelelektronik des **Feedback-Systems** mit seinem Analog- und Digitalrechner wurde installiert und geeicht. Die gesamte Einrichtung zur Lagebestimmung des Plasmas wurde entwickelt, gefertigt und verschaltet. Außerdem wurden eine rechnergesteuerte Testapparatur zur Überwachung der Elektronik, eine Schaltung zur Bestimmung innerer Plasmaparameter und eine Synchronisierungseinrichtung realisiert.

Bei der **Steuerung** lag das Hauptgewicht der Arbeiten bei der Fertigung und Installierung der Untersystemsteuerungen und ihrer Verknüpfung mit der Zentralen Steuerung. Aus der Vielzahl der im IPP erstellten Komponenten seien hier wegen ihrer größeren Komplexität die Untersysteme für die OH-Spulen und den entsprechenden Schaltkreis, für die Energieversorgung (Nahtstelle zwischen Spulensteuerungen und Stromquellen) und für die Multipolspulen besonders erwähnt. Bei der Zentralen Steuerung mußten in erster Linie noch die Ablaufprogramme erstellt werden. Der im IPP gebaute Timer wurde bei den Multipoltests bereits erfolgreich eingesetzt. Das Überwachungssystem wurde weiter ausgebaut und mit den jeweils in Betrieb gehenden Untersystemsteuerungen verknüpft.

Zur **Versorgung der Diagnostik** wurde neben der seit längerem fertiggestellten Stromversorgung mit der Montage der Meßkabel-, Kühlwasser-, Preßluft- und Hydrauliksysteme begonnen. Sie stehen bei Inbetriebnahme des Experimentes zur Verfügung.

Zur Zuführung von Gasen in das Vakuumgefäß wurden drei **Gaseinfüllsysteme** entwickelt und aufgebaut:

1. Stationärer Gaseinlaß: Wasserstoff, Deuterium und ein Edelgas können gleichzeitig mit unabhängig voneinander einstellbarem Durchsatz eingelassen werden.

2. Gepulste Erstfüllung: Das Gefäß kann wahlweise mit einem der unter 1. genannten Gase über ein System von vier piezoelektrischen Ventilen innerhalb von ca. 3 ms vor Entladungsbeginn gefüllt werden.

3. Programmierte Nachfüllung: Mit drei Piezoventilen können die unter 1. genannten Gase unabhängig voneinander eingelassen werden. Zunächst ist eine Regelung des mittleren Durchsatzes nach dem bei W VII erprobten Verfahren durch Variation der Frequenz konstanter Impulse vorgesehen.

Die im experimentellen Programm für ASDEX vorgesehene Zündung im Multipolfeld stellt erhöhte Anforderungen an die **Vorionisation:**

Es wurde deshalb ein bereits im Institut verwendeter Typ einer Bostick-gun mit Hilfe von Bildwandleraufnahmen eingehend untersucht. Dabei zeigte sich, daß wegen der ungünstigen Elektrodengeometrie nur der Zündimpuls, nicht aber die eigentliche Gun-Entladung als Plasmaquelle wirkt. Durch umfangreiche Versuchsserien konnte eine verbesserte Elektrodengeometrie gefunden und am Experiment ZANZARA erfolgreich getestet werden. An ASDEX wurden vier Plasmakanonen des neuen Typs eingebaut, die sich bereits als Zündhilfe für die Glimmentladungen bewährt haben.

Weiter wurden zur HF-Vorionisierung auf der Innenseite des Torus zwei Lisitano-Antennen angebracht, über die zunächst 4 kW bei 2,4 GHz mit einer Pulsdauer von 20 ms ausgestrahlt werden können. Die Bostick-guns werden dabei als Zündhilfe verwendet.

2. Vorbereitung der Diagnostik

(O. Klüber, H. Niedermeyer, R. Allgeyer, K. Engelhardt[2]), W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, E. Glock, R. Griek, D.-E. Groening, G. Haas, H. Hohenöcker, H. Horbach, F. Karger, R. Komen, M. Kornherr, H. Kroiss[2]), G. Lisitano, H.-M. Mayer, K. McCormick, D. Meisel, R. Müller, H. Murmann, H. Rapp, N. Ruhs, F. Schneider, S. Schraub, S. Sesnic, G. Siller, K.-H. Steuer, J. Steuerwald[2]), Ch. Tichmann[2]), F. Wagner, W. v. Zeppelin[2])

1.2.1 Kurzfristig verfügbare Diagnositk

Plasmadiagnostik

Um einen sinnvollen und effektiven Experimentierbetrieb an ASDEX zu ermöglichen, wurden folgende Ziele angestrebt:
- Alle Verfahren einsatzbereit zu haben, die für die Inbetriebname unbedingt notwendig sind,
- möglichst bald fundamentale Parameter wie Elektronen- und Ionentemperatur, Einschlußzeiten, Z_{eff}, Strahlungsverluste bestimmen zu können,
- und schließlich dafür zu sorgen, daß der fortlaufende Ausbau der Diagnostik den Experimentierbetrieb nicht beeinträchtigt.

Letzteres wurde dadurch erreicht, daß die Gefäßeinbauten und Diagnostikflansche bereits auch für die Meßverfahren montiert wurden, die erst später zum Einsatz kommen.

Für die Inbetriebnahme stehen folgende Verfahren zur Verfügung:
- Messung des Stromes und der Ringspannung. Ein System von 4 Spannungsmeßschleifen und Induk-

[2]) Projekt Datenerfassung

tionsspulenpaaren liefert Differenzmessungen des poloidalen Flusses und Feldes und daraus die Bestimmung der Gleichgewichtslage und des Gleichgewichtsparameters $\beta_p + l_i/2$. Das Verfahren ist an Pulsator erprobt. Für ASDEX dient das System außerdem als Geber für die Feedback-Regelung der Gleichgewichtslage. Zahlreiche »Mirnov-Sonden« ermöglichen die Messung schneller Feldänderungen, insbesondere der Modenaktivität.

- Die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte kann mit mindestens drei Kanälen des 2 mm-Interferometers verfolgt werden. Alle Kanäle sind mit der bereits am Pulsator eingesetzten automatischen Zählung der Interferenzstreifen ausgestattet.
- Für die Anfangsphase ist zu erwarten, daß die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte nicht nur durch die Ionisation von Wasserstoff, sondern wesentlich auch von leichten Verunreinigungen (O, C) bestimmt wird. Messung der Emission von H_α (Interferenzfilter) und typischer O- und C-Linien (Vakuum-UV-Monochromator) werden – zusammen mit der Kenntnis des zeitlichen Dichteverlaufs – zumindest qualitative Auskunft darüber geben.
- Die Energieverluste durch Strahlung und Umladungsneutrale werden mit Bolometern registriert. Ein für ASDEX neu entwickelter Bolometertyp wurde im vergangenen Jahr an Pulsator erprobt. Die erhofften Vorteile der Neuentwicklung wurden dabei bestätigt. Die Nachweisgrenze betrug $35 \mu W cm^{-2}$ bei einer Zeitauflösung von 10 ms.
- Zeitaufgelöste Messungen der weichen Röntgenstrahlung mit »surface barrier«-Dioden. Es wird zunächst möglich sein, das Auftreten von Sägezahnschwingungen zu beobachten und ggf. den Radius der $q = 1$-Fläche ungefähr zu bestimmen. Damit erhält man bereits grobe Informationen über die Stromdichteverteilung.
- Die durch runaways am Limiter ausgelöste harte Röntgenstrahlung wird mit hoher Zeitauflösung registriert. Ein bereits an Pulsator eingesetztes Szintillator-Teleskop ermöglicht zudem eine gewisse Raumauflösung. Zusätzlich stehen Plastik-Szintillatoren zur Verfügung.

Für die Inbetriebnahme von ASDEX reicht dieses Instrumentarium aus. Es wird im Lauf des ersten Quartals durch die folgenden Meßverfahren ergänzt werden:

- Mehrkanal-Thomson-Streuung. Sie liefert pro Schuß ein aus 10 Raumpunkten bestehendes Elektronentemperatur- und Dichteprofil.
- Interferometrie mit HCN-Laser. Justierung und Funktion der Auswerte-Elektronik wurden im Labor (Aufbau im Originalmaßstab) erfolgreich getestet. Das Verfahren ermöglicht die Registrierung einer zeitlichen Dichteänderung von maximal $6 \cdot 10^{13} cm^{-3} (ms)^{-1}$.
- Bestimmung der Ionentemperatur und des Flusses der schnellen Umladungsneutralen. Ein neuer 10-Kanal-Analysator wird in einem Schwenkgestell aufgestellt, das Profilmessungen ermöglicht. Das Gestell trägt einen weiteren Analysator zur Beobachtung des Divertorraumes.
- Erweiterung der spektroskopischen Diagnostik durch zwei Vakuum-UV-Spektrographen (normal und grazing incidence), ein Bragg-Spektrometer (Röntgenlinien) und ein Anti-Comton-Spektrometer für Röntgenstrahlen im MeV-Bereich.

Mit der dann insgesamt zur Verfügung stehenden Diagnostik wird es möglich sein, die wichtigsten Parameter zu bestimmen und auch den Einfluß des Divertors auf den heißen Kern der Entladung festzustellen.

Divertor- und Randschichtdiagnostik

Das physikalische Prinzip und der vorgesehene Einsatzbereich der einzelnen Divertor- und Randschichtdiagnostiken wurden im Jahresbericht 1978 ausführlich beschrieben. Folgender Stand wird zu Beginn des Tokamakbetriebs (Februar 1980) erreicht sein:

- Langmuir-Sonden: Sondenapparatur und Elektronik für 1 Meßstelle einsatzbereit.
- Divertor-Mikrowellen-Interferometer: Hörner und Hohlleiter sind innerhalb des Gefäßes montiert; die Elektronik wird im Februar 1980 fertiggestellt sein. Einwandfreies Funktionieren vorausgesetzt, ist der Einsatz zu Beginn des Divertorbetriebs möglich.
- Thomson-Streuung in der Randschicht: Die Konstruktion der Apparatur ist größtenteils fertiggestellt, teilweise ist die Apparatur bereits in der Fertigung. Der Laser und alle sonstigen Geräte sind vorhanden. Laborversuche sind noch notwendig.
- Ionisationsmanometer: 4 Prallplattenmanometer sind eingebaut; ein Prototyp der Elektronik ist vorhanden.
- Prallplattensonden: 2x8 Elektroden sind eingebaut. Inbetriebnahme ist mit vorhandenen Laborgeräten vorgesehen.
- Thermographie-System: Das System wurde bestellt; der Hersteller hat die Projektierung abgeschlossen. Einsatz an ASDEX im Herbst 1980.
- Thermoelemente: Meßstellen an Prallplatten und Limitern sind eingebaut. Eine Meßstelle wird mit Prototyp-Elektronik im Februar 1980 einsatzbereit sein.

Über die Untersuchungen zur Plasmawandwechselwirkung in ASDEX wird im Rahmen des Beitrages des Projektes Oberflächenphysik berichtet.

1.2 Diagnostikentwicklungen

Lyman α-Resonanzstreuung

Ein neuartiges Diagnostikverfahren, das an ASDEX erstmals eingesetzt werden soll, ist die Messung des atomaren Wasserstoffs im Plasma durch Resonanzstreuung mit einem Lyman-Alpha-Laser. Damit wird es möglich sein, die Teilcheneinschlußzeit räumlich aufgelöst zu messen (siehe dazu den Beitrag der Gruppe Laserdiagnostik im Bereich Hoch-Beta-Plasmen).

Laserfluoreszenzspektroskopie[3])
Mit Hilfe von laserangeregter Floureszenz sollen die Verunreinigungsflüsse von Metallen wie Fe und Ti vor der Gefäßwand und den Prallplatten bestimmt werden.

Die Voruntersuchungen für den Eisennachweis sind abgeschlossen, die noch offenen Fragen wie Sättigungsverhalten usw. konnten geklärt werden. Seitdem hat man sich hauptsächlich auf den Nachweis von Titan konzentriert und konnte geeignete Linien für Laserabsorption und Fluoreszenz finden. Es kann der gleiche Laser wie beim Eisennachweis verwendet werden; die Nachweisgrenze liegt etwa bei der von Fe (10^6 Teilchen/cm^3). Die Steuerapparatur ist weitgehend Vorbereitet.

Quasistationäre Streuung[4])
Ziel ist die Messung des Zeitverlaufs von Temperatur und Dichte mit einem repetierbaren Laser.

Der derzeit aussichtsreichste Laser für die quasistationäre Streuung an ASDEX ist der YAG-Laser. Ein entsprechender Laser mit einer Impulsfrequenz von 100 Hz und einer Impulsenergie von 1 J wurde bestellt und soll Mitte 1980 geliefert werden. In einem 90°-Thomsonstreuexperiment sollten sich für jeden Impuls Dichte und Temperatur und damit der zeitliche Verlauf bestimmen lassen.

Im IPF Stuttgart wird das Detektionssystem unter Verwendung von Avalanchedioden aufgebaut und getestet. Ein komplettes Nachweissystem soll an ASDEX so zeitig angebaut werden, daß bereits vor Lieferung des Lasers die Untergrundstrahlung im Bereich um 1.06 μ vermessen werden kann. In der ersten Ausbaustufe wird der Zeitverlauf von Dichte und Temperatur in der Plasmamitte bestimmt. Später soll das Verfahren auf mehrere Raumpunkte ausgedehnt werden.

Messung der Elektronentemperatur über die Zyklotronstrahlung

Über dieses Verfahren und seinen derzeitigen Stand wird im Beitrag des Bereichs Hoch-Beta-Plasmen berichtet.

Lithiumstrahl-Diagnostik[5])
Das lokale poloidale Magnetfeld an ASDEX soll, wie an Pulsator, mittels eines neutralen Lithiumstrahls gemessen werden. Voraussetzung ist eine hohe Strahlenergie (100 keV), um das Eindringen des Li-Strahls bis zur Torus-Seele von ASDEX bei Dichten $\leqslant 10^{14} cm^{-3}$ zu ermöglichen. Für den Einsatz an WVII-A und ASDEX wurde eine Kopie der an Pulsator getesteten Lithiumionenquelle weiterentwickelt, die bei Energien $\geqslant$ 100 keV in 260 cm Abstand von der Kathode eine Intensität von äquivalent ca. 3 mA/cm^2 bei einer Halbwertsbreite von ca. 6 mm liefert.

[3]) Dieses Verfahren wurde im IPP der KFA Jülich entwickelt.

[4]) Diese Methode wird in Zusammenarbeit mit dem IPF der Universität Stuttgart vorbereitet.

[5]) In Zusammenarbeit mit Projekt W VII A

[6]) Seit 1.4.1979 Bereich Hoch-Beta-Plasmen

1.2.3 Datenerfassung

Der Datenerfassungsrechner für ASDEX (PDP 11/70) wurde auf seine volle Leistungsfähigkeit ausgebaut und enthält jetzt: 1 MByte Hauptspeicher, einen Bulk Core Speicher (Festkopfplatten-Emulation) mit 1 MByte für die Datenaufnahme, zwei 88 MByte Plattenspeicher, ein Magnetbandgerät und 32 Terminal-Anschlüsse, davon 16 mit Direct Memory Access für die schnelle Ausgabe von Plots.

Um die Leistungsfähigkeit zu testen, wurde der auf dem Hauptrechner PDP 11/70 zu erwartende Rechenbetrieb simuliert. Es ergab sich, daß die Anlage etwa für die ersten 6–10 Monate ausreichen wird und danach eine Auslagerung eines Teils des Auswertebetriebes auf das Rechenzentrum bzw. auf einen lokalen Erweiterungsrechner erforderlich wird.

Der Unterrechner für die Protokollierung der Experimentsteuerung wurde teilweise in Betrieb genommen. Der Aufbau der Unterrechner einschließlich Software für das Thermographiesystem und für die Röntgendiagnostiken wurde spezifiziert und bei Industriefirmen in Auftrag gegeben.

Die CAMAC-Geräte sowie die Datenerfassungs- und Auswerteprogramme für folgende Diagnostiken sind einsatzbereit: Elektrische und magnetische Messungen, Mikrowellen (2 mm und 3 cm), Thomsonstreuung (Rubinlaser), Energiespektren von Umladungsneutralteilchen, sowie Spulenströme, OH-Spulen- und Titanverdampfer-Überwachung. Für die Vakuum-UV-Spektroskopie, Langmuir-Sonden, Ionisationsmanometer und die Thermoelemente ist die CAMAC-Instrumentierung und die Datenerfassungssoftware vorhanden.

Der ASDEX Rechner wurde über eine Remote-Job-Entry Leitung mit 9600 Bit/s an die AMDAHL 470 des Rechenzentrums angeschlossen; ein dringend benötigter leistungsfähiger Anschluß ist in Planung.

1.3. Theoretische Arbeiten

1.3.1 MHD-Gleichgewichtsrechnungen zur Bestimmung der Plasmalage

(H. Winter, D. Albert, K. Lackner[6]))

Zur Interpretation von Messungen in der Randschicht und im Divertorraum benötigt man Kenntnisse vom Verlauf der Feldlinien in der Nähe der Separatrix. Zu Ihrer Berechnung wurde ein Gleichgewichtscode erstellt, der jeweils zwischen zwei »Schüssen« auf dem ASDEX-Rechner laufen kann. Zur Festlegung der dabei benötigten, das Plasma beschreibenden Parameter werden direkt durch Fluß- und Feldstärkensonden gewonnene Daten benutzt. Die für Gleichgewichtsrechnungen als Funktion des poloidalen Flusses vorzugebenden Profile des Druckes bzw. der poloidalen Plasmaströme werden durch einen Polynom- oder Potenzansatz beschrieben, dessen freie Parameter während der Rechnung so bestimmt werden, daß mittlere quadratische Abweichungen zwischen vorhergesagten und gemessenen magnetischen Größen minimali-

siert werden. Der Plasmarand wird dabei entweder durch den Berührungspunkt mit einem Limiter oder durch die Separatrix festgelegt.

Zum Test dieses Programmes wurden durch Rechnungen mit anderen Gleichgewichtsprogrammen erhaltene, simulierte Meßdaten benützt. Dabei wurde festgestellt, daß zu einer eindeutigen Konvergenz des Verfahrens eine zusätzliche Aussage über β_p oder den Grad der Zuspitzung der Stromverteilung (beschrieben z. B. durch die innere Induktivität oder den Achsenwert von q) nötig ist. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit der analytischen Gleichgewichtstheorie für großes Aspektverhältnis, gemäß der die Feldverteilung außerhalb des Plasmas von β_p und l_i nur in der Kombination des Asymmetriekoeffizienten $\beta_p + {}^{i}i/2-1$ abhängt. Daraus folgt aber umgekehrt auch, daß der von dem Programm gefundene Feldlinienverlauf in der Separatrixnähe nur unwesentlich von der zusätzlichen Annahme über β_p beeinflußt wird.

1.3.2 Flußflächengemittelter Transport und FCT-Gleichgewichtsrechnungen

(D. Albert, H. Winter, K. Lackner[7])

Theoretische Berechnung des Transportes für Tokamakplasmen mit nichtkreisförmigen Querschnitten oder hohen Werten von β_p, wie sie in ASDEX durch entsprechende Verschaltung der Poloidalfeldspulen bzw. durch starke Zusatzheizung erzeugt werden können, erfordern die Berücksichtigung der zweidimensionalen Geometrie des Plasmaquerschnittes. Da gezeigt werden kann, daß die Transportgrößen auf Flußflächen im wesentlichen konstant sind*), kann diese Situation gut durch die Kombination einer eindimensionalen Berechnung des Transportes quer zu den Flußflächen mit einer zweidimensionalen Bestimmung der Entwicklung dieser Flußflächen beschrieben werden.

Die Arbeit an diesem Problem wurde mit der Entwicklung von Methoden zur Berechnung von Gleichgewichten mit freiem Plasmarand unter direkter Vorgabe der durch den Transport bestimmten Größen, d. h. der Profile des Plasmadrucks p und des Sicherheitsfaktors q als Funktionen des poloidalen Flusses begonnen. Unter diesen Bedingungen wird die Lösung der Gleichgewichtsbeziehung $\nabla p = j \times B$ eine verallgemeinerte Differentialgleichung**). Das Problem wird durch eine Methode gelöst, die zwischen der Lösung einer zweidimensionalen partiellen Differentialgleichung vom Poisson-Typ und einer eindimensionalen, über Flußflächen gemittelten Form der Gleichgewichtsbedingung alterniert.

Ergebnisse von ersten Anwendungen dieser Methode unter Benutzung eines adiabatischen Plasmamodells zur Untersuchung der Plasmakompression durch Verschiebung im großen Radius werden im Bericht über das Projekt ZEPHYR mitgeteilt.

---

[7]) Seit 1.4.1979 Bereich Hoch-Beta-Plasmen

···) H. Grad, J.T. Hogan, Phys. Rev. Lett. **24** 1337 (1970)

···) H. Grad, P.N. Hu, D.C. Stevens, Prov. US Nat. Acad. Science **72,** 3789 (1975)

1.3.3 Theoretische Untersuchung der Zündphase

(D. Albert)

Um die Zündung in ASDEX zu beschreiben, wurde ein numerisches Modell der Ionisations- und Stromanstiegsphase der Tokamakentladung entwickelt(**). Das null-dimensionale, zeitabhängige Modell besteht aus gekoppelten Kontinuitätsgleichungen für die Masse und Energie der fünf Plasmakomponenten e, H_1^+, H_2^+, H_1^0 und H_2^0. Folgende physikalische Prozesse werden in diesem Modell beschrieben: Ionisation, Dissoziation, Rekombination, Stoßanregung, Ladungsaustausch, ohmsche Heizung, Bremsstrahlung, Coulomb-Gleichverteilung, Teilchenrückfluß, Verunreinigungsionisation sowie einige einfache Verlustmodelle. Diese Gleichungen sind mit einem äquivalenten Schaltkreis der OH-Spulen des Tokamaks verbunden.

Der Einfluß des Divertormagnetfelds auf die Zündung wurde ebenfalls simuliert, um die Dynamik der frühen Entladungsphase mit magnetischem Limiter zu verfolgen. Das Modell berücksichtigt die Bilanz zwischen Teilchenverlusten entlang eines Quermagnetfeldes einerseits und dem magnetischen Einschluß durch den Plasmastrom andererseits.

Das Modell ermöglicht die Beschreibung des Plasmaaufbaus während der Zündphase und die Optimierung der Plasmabedingungen für eine wirksame Zündung der Entladung. Es ist vorgesehen, dieses Modell mit experimentellen Ergebnissen zu vergleichen, um die wichtigsten physikalischen Prozesse dieser Phase anschließend noch besser erfassen zu können.

1.3.4 Rechnungen zum Ohkawa-Strom in ASDEX

(W. Feneberg)

Zur Vorbereitung der an ASDEX geplanten Experimente mit Neutralinjektion wurde untersucht, ob es möglich ist, den beim Einschluß energiereicher Ionen zusätzlich induzierten Plasmastrom (Ohkawa-Strom) zu messen. Mit Hilfe injektionsgetriebener Ströme ist es im Prinzip möglich, einen Tokamak-Reaktor stationär zu betreiben, wenn man stationäre Teilchenquellen zur Aufrechterhaltung des Stromes besitzt.

Ein Nachweis dieses Ohkawa-Stromes soll in ASDEX versucht werden. Die Rechnungen zeigen, daß die uns zur Verfügung stehenden Quellen mit einer Leistung von 2 MW in Coinjektion einen Ohkawa-Strom von etwa 100 kA erwarten lassen (bei einer Elektronendichte von $n_{eo} = 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} auf der Achse). Der induzierte Strom ist dabei umgekehrt proportional zu n_{eo}.

Bei Entladungen in ASDEX mit $q_a = 4.5$ am Plasmarand beträgt der Plasmastrom etwa 300 kA und der Ohkawa-Strom damit etwa 30% des Gesamtstromes. Der experimentelle Nachweis kann eventuell dadurch erfolgen, daß die Änderung der Umfangsspannung gemessen wird, wenn die Neutralteilchenquellen plötzlich abgeschaltet werden. Die Abklingzeit des in-

---

···) IPP-Report: IPP III/54, »The Start-up Phase of ASDEX Tokamak«, January 1980

duzierten Stromes ist dann durch die Abbremszeit der schnellen Ionen im Plasma bestimmt. Diese beträgt bei einer Achsentemperatur von $T_{eo} = 1.5$ keV etwa 12 msec. Diese Zeit ist kurz gegen die Energieeinschlußzeit von $\tau_E = 35$ msec nach der $\tau_E \propto na^2$ Skalierung ($n_{eo} = 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}), so daß während der Abklingzeit des Ohkawa-Stromes die Plasmatemperatur als konstant angenommen werden kann.

Es wurden zeitabhängige Rechnungen zum Skin-Effekt durchgeführt, um die Änderung der Umfangsspannung am Plasmarand zu untersuchen, wenn während des Anstiegs bzw. Abklingens des Ohkawa-Stromes der Gesamtstrom festgehalten wird. Es zeigte sich, daß sich die Umfangsspannung am Plasmarand genau so schnell ändert wie der Ohkawa-Strom und daß sie sich sofort nach dessen Abklingen bzw. Ansteigen auf den stationären Wert einstellt. Die Umfangsspannung sollte sich dabei um das Verhältnis Ohkawa-Strom zu Gesamtstrom erhöhen oder erniedriegen, je nachdem, ob der Strom in Co- oder Counterinjektion induziert worden ist.

1.3.5 Einschuß geladener Teilchen

(G. Fußmann, H.-P. Zehrfeld)

Die Untersuchungen im Vorjahr hatten gezeigt, daß für hohe Teilchenenergien eine Aufspaltung der Driftflächen unter Ausbildung einer Separatrix einsetzt (s. Jahresbericht 1978). Das Auftreten einer Separatrix mit Staupunkt im Innern des Plasmas hat z. B. zur Folge, daß Runaway-Elektronen nicht mehr durch das Magnetfeld eingeschlossen werden und aus der Entladung herausfliegen. Umgekehrt bietet sich damit auch die Möglichkeit, geladene Teilchen zu Heiz- oder Diagnostikzwecken ins Plasma einzuschießen, was aus einigen Gründen sehr wünschenswert wäre. Der Leitgedanke ist hierbei, die Teilchen sehr nahe an den Staupunkt heranzuschießen, so daß sie ohne Abbremsung das Plasma erst nach vielen toroidalen Umläufen wieder verlassen, mit Abbremsung jedoch eingefangen werden. Abbildung 4 demonstriert diesen Vorgang für tangential eingeschossene Deuteronen von 2 MeV für ASDEX-Verhältnisse (ohne Divertor). Die Rechnungen hierzu (vergl. [57] zeigen jedoch auch, daß die Coulombwechselwirkung allein für praktische Anforderungen eine zu schwache Abbremsung liefert, so daß anomale Effekte wie Teilchen-Wellenwechselwirkung gefordert werden müssen. Darüberhinaus sind sehr hohe Teilchenenergien erforderlich. Näherungsweise sind die erforderlichen Energien für relativistische Elektronen

$$E = b\, A\, I_p/16{,}7 \text{ [MeV]}$$

und für Ionen der Massenzahl M und Ladungszahl Z

$$E = 1{,}93\, (AbZI_p)^2/M \text{ [eV]}.$$

Hierin ist b eine Zahl zwischen 1 und etwa 1,5, A das Aspektverhältnis und I_p der Plasmastrom in kA. Für ASDEX ($A = 4{,}1$; $I_p = 300$ kA) ergeben sich damit Einschußenergien von 74–103 MeV für Elektronen und 1.5–2.9 MeV für Deuteronen. Für derartig hohe Energien existieren derzeit keine geeigneten Hochleistungsquellen.

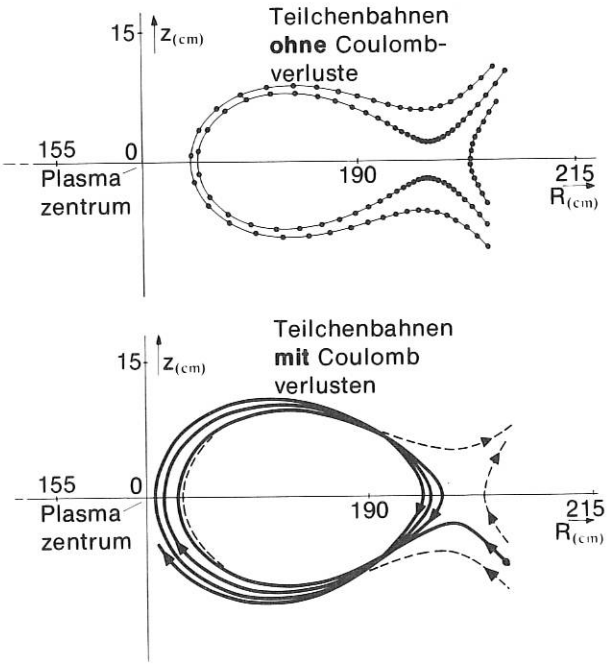


Abb. 4 Einfang von 2 MeV Deuteronen aufgrund von Coulombverlusten in der Nähe der Teilchenseparatrix.

1.3.6 Teilchentrajektorien in der Nähe der Separatrix

(G. Fußmann)

Zur Beurteilung der Frage, ob gegebenenfalls hochenergetische Ionen oder Runaway-Elektronen in der Nachbarschaft der magnetischen Separatrix Teilchenbahnen aufweisen, die die Divertorbleche durchsetzen und somit zu Beschädigungen führen können, wurden einige numerische Berechnungen durchgeführt. Im Falle der Ionen interessieren vor allem die durch tangentialen Neutralteilcheneinschuß an der Torusaußenseite entstehenden Protonen (bzw. Deuteronen).

Einige Ergebnisse der Berechnungen sind in Abb. 5 dargestellt. Sie zeigen die Projektionen von Separatrices für magnetische Feldlinien und Teilchentrajektorien für den Co- und Countereinschuß in eine meridionale Ebene, wobei die Strecke zwischen zwei markierten Kurvenpunkten dem 24. Teil eines Torusumlaufs entspricht. Die Teilchenbahnen beziehen sich auf 40 keV Protonen mit Startpunkt an der Torusaußenseite. Entsprechend der entgegengesetzt zum Plasmastrom gewählten Richtung des Hauptfeldes laufen die Protonen bei der Counterinjektion in die obere, bei der Coinjektion in die untere Divertorkammer. Während die Lage der Staupunkte und der Verlauf der Kurven für Feldlinien und Teilchenbahnen innerhalb der Divertorkammern nur unerheblich verschieden sind, ist der Ursprungsort der Teilchen merklich verschieden. Im Falle der Counterinjektion starten die Teilchen 2,7 cm innerhalb, bei der Coinjektion dagegen 3,2 cm außerhalb der magnetischen Separatrix. Protonen, die innerhalb des Zwischengebie-

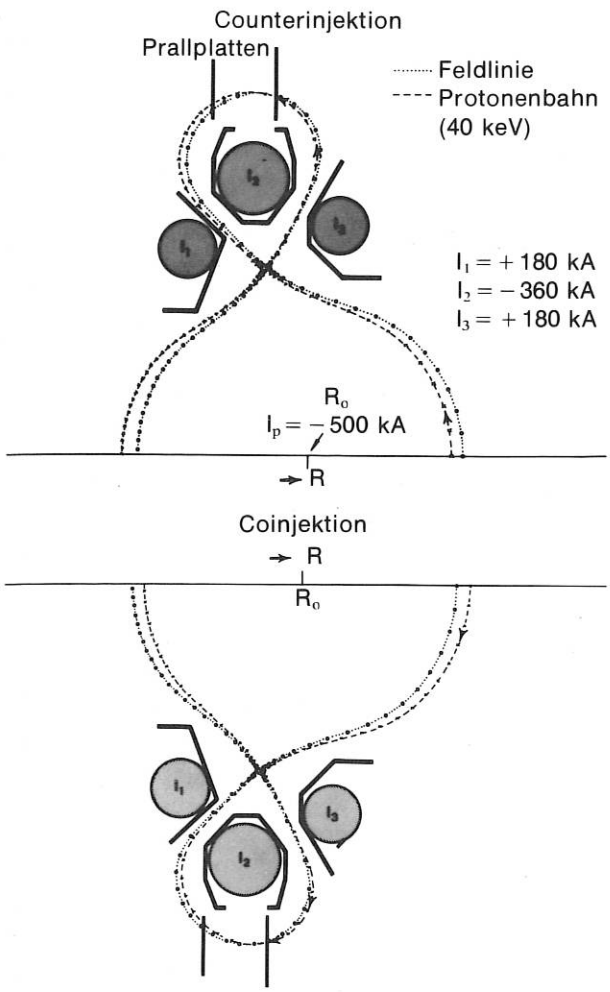


Abb. 5 Teilchenseparatrices für Co- und Counter-Neutralteilcheninjektion im Vergleich zur magnetischen Separatrix.

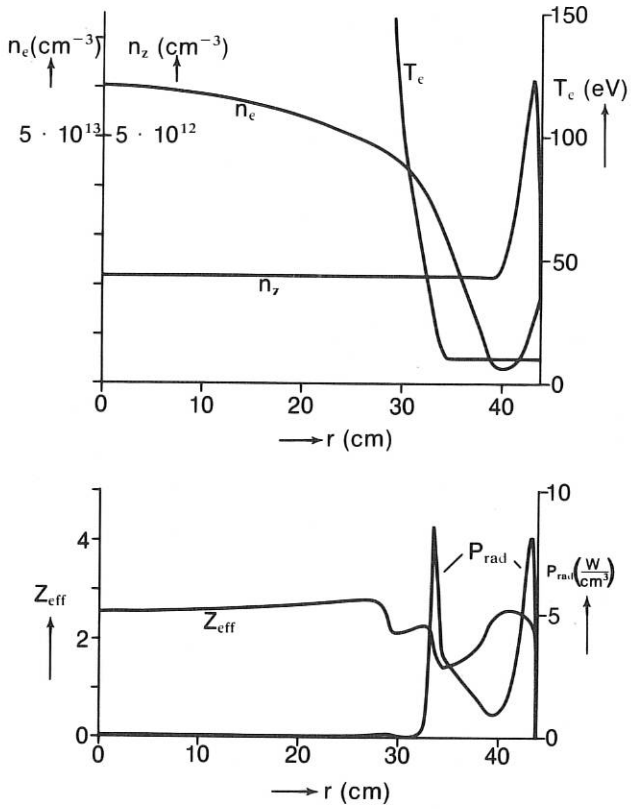


Abb. 6 Radiale Profile der Elektronendichte n_e, Elektronentemperatur T_e, Dichte der Sauerstoffverunreinigungen n_z, Strahlungsverluste P_{rad} und von Z_{eff} bei einer gemischten Nachfüllung mit Clustern und Kaltgas. Am Plasmarand ist ein Sauerstoffffluß von 7.3×10^{22} s^{-1} angenommen. Die Separatrix ist bei r = 40 cm.

tes von 5,9 cm durch Ionisation gebildet werden, geben im Falle der Coinjektion ihre Energie ans Plasma ab, während sie bei der Counterinjektion teils auf die Prallplatten, teils auf das Abschirmblech des Multipolleiters I_3 auftreffen. Für mittlere Plasmaströme von 250 kA vergrößert sich dieses Gebiet sogar auf 12 cm: Die Vorzüge der Coinjektion sind hiernach offensichtlich. Im übrigen folgt aus der Invarianz der Separatrixkurven im Divertorbereich, daß aus der Entladung herausdriftende Runaway-Elektronen wie gewünscht auf den Prallplatten enden.

1.3.7 Abschirmwirkung der Divertorabschälschicht gegen Verunreinigungen

(G. Haas, M. Keilhacker, K. Lackner)

In das stationäre Plasmamodell zur Untersuchung der Nachfüllung*) wurde die Diffusion von Verunreinigungen aufgenommen. Damit wird es möglich, aus einem vorgegebenen Zustrom von leichten Verunreinigungen und dem aus Zerstäubung resultierenden Zustrom von Metallatomen (im Modell selbstkonsistent berechnet) das Dichteprofil von Verunreinigungsionen, das Z_{eff}-Profil und die Strahlungskühlung zu bestimmen. Abb. 6 zeigt als Beispiel entsprechende Profile für ASDEX-Verhältnisse, die sich bei einer gemischten Nachfüllung mit Wasserstoff-Clustern (äquivalenter Teilchenstrom 1.3×10^{21} H/s, mittlere Energie 1 keV/H_2-Molekül) und Kaltgas (4.0×10^{21} H/s) ergeben. Als Verunreinigungsquelle ist am Plasmarand ein Sauerstoffffluß von 7.3×10^{22} s^{-1} angenommen. Die Tatsache, daß man bei einer derartigen Kombination zweier geeigneter Nachfüllmethoden eine »dicke« Randschicht bei gleichzeitig hoher Plasmadichte im Zentrum erzeugen kann (vgl. Jahresbericht 1978), führt zu einer deutlichen Abschirmung des Plasmakerns gegen den von der Wand kommenden Zustrom von Verunreinigungen.

*) G. Haas, M. Keilhacker, K. Lackner in »Plasma physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978«, Vol. I, 315 (1979)

1.4. Zusatzheizung und Teilchennachfüllung

Die für das ASDEX-Programm äußerst wichtigen Arbeiten zur Zusatzheizung (Neutralinjektion, Wellenheizung bei der unteren Hybriden-Frequenz) und Teilchennachfüllung (Einschuß von H_2- bzw. D_2-Pellets) werden in den Projekten »Neutralinjektion«, »Hoch-

frequenzheizung« und »Pelletbeschleunigung« durchgeführt und sind in den Beiträgen dieser Projekte beschrieben.

Neben der kalten Nachfüllung mittels Pellets ist für ASDEX auch der Einschuß von Wasserstoff-Clustern mit 10^3–10^5 Atomen vorgesehen, der im IKVT des Kernforschungszentrums Karlsruhe vorbereitet wird. Im Berichtsjahr wurde der im IKVT entwickelte Clusterinjektor mit einem neuen Ionisator ausgerüstet, bei dem der aus dem Düsensystem kommende Clusterstrahl von einem bandförmigen, in einem Magnetfeld geführten Elektronenstrahl gekreuzt wird. Die Ionisationszone hat eine Ausdehnung von ca. 2 mm in Richtung des Clusterstrahls, dessen Durchmesser in dieser Ebene ca. 30 mm beträgt.

Durch den Einsatz dieses Ionisators gelang es, den extrahierten und beschleunigten Clusterionenstrom um ca. eine Größenordnung zu steigern auf jetzt etwa 9 A_o (1 A_o = 6 x 10^{18} H-Atome/sec) bei 10 eV/Atom bzw. 2.7 A_o bei 100 eV/Atom bezogen auf 1 MW Beschleunigungsspannung. Der Durchmesser des beschleunigten Clusterstrahls beträgt etwa 70 mm in ca. 2,7 m Abstand vom Ionisator (vorgesehene Entfernung des Ionisators vom ASDEX-Gefäßflansch).

Die Abhängigkeit des beschleunigten Teilchenstroms von den Parametern des Ionisators und der Extraktionsstrecke läßt eine Raumladungsbegrenzung bei der Absaugung aus dem Plasma vermuten. Die systematische Untersuchung dieser Abhängigkeit ergab Hinweise, mit welchen Mitteln eine weitere Erhöhung des beschleunigten Teilchenstroms möglich sein sollte.

2. Projekt Pulsator

(S. Sesnic, R. Behn[12], W. Engelhardt, G. Fußmann[8], J. Gernhardt, E. Glock, S.v. Goeler[8], N. Gottardi[9], D.-E. Groening, Y.K. Hshie[9], F. Karger, M. Kick[11], O. Klüber[8], G.R. Müller[8], H. Röhr[10], N. Ruhs[8], K.-H. Steuer[8], F. Wagner[8], H.-P. Zehrfeld)

Im August 1979 mußte Pulsator wegen Personalmangels aufgrund der Vorbereitungen für ASDEX bis auf weiteres stillgelegt werden. Bis zu diesem Zeitpunkt konnten noch mehrere wichtige Ergebnisse erzielt werden:

- **Beweis der Anhäufung.** Die 1978 aus den Meßdaten der weichen Röntgenstrahlung erschlossene Anhäufung von schweren Verunreinigungen in der Mitte der Entladung wurde mit Hilfe verschiedenartiger Meßmethoden weiter gesichert.
- **Erweiterung der Dichtegrenze.** Erstmals konnte mit Hilfe des helikalen m = 2, n = 1-Feldes das Dichtelimit ($\bar{n}$ = 1,15 · 10^{14} cm^{-3}) um 20% überschritten werden.
- **Modell für Dichtelimit.** Plötzlich einsetzende Ergodisierung von Feldlinien durch Annäherung von magnetischen Flächen bei Erhöhung von β wurde als mögliche Ursache für das Dichtelimit gefunden; das Modell wird durch Ergebnisse mit dem helikalen m = 2, n = 1-Feld unterstützt.

Die beschränkte Zeit machte die Durchführung bzw. Zuendeführung folgender im Programm vorgesehener Arbeiten, die meist kurz vor dem Abschluß standen, für 1979 unmöglich:

- Weitere Prüfung des **Ergodisierungsmodells.**
- Test eines aus der Modenanalyse hervorgegangenen Modells der **Disruption.**
- Künstliche Intensitätsmodulation der harten Limiterstrahlung durch das äußere m = 2/n = 1-Feld zur Lokalisierung von **runaway-Driftflächen.**
- **Ortsaufgelöste** Messung der harten **Limiterstrahlung.**
- Modulation des Plasmastromes mit **nicht sinusförmigem** Wechselstrom und Kombination mit synchroner Modulation des m = 2/n = 1-Feldes.
- Messung des Temperaturabfalls bei verschiedenen Disruptionsarten und lokale Bestimmung der Temperaturfluktuation mittels **Vielpulslaser.**
- Einsatz der neuen **Lithiumstrahl-Quelle,** besonders im Zusammenhang mit der NF-Modulation des Plasmastromes.

Diese gewiß nicht vollständige Auflistung zeigt im Zusammenhang mit den folgenden Einzelergebnissen, daß sinnvollerweise die Stillegung von Pulsator so kurz wie möglich gehalten werden sollte.

2.1 Dichtelimit

2.1.1 Vergleich mit Anhäufungs-Stromabbruch

Die scharfe Dichtegrenze von 27 Streifen entsprechend $\bar{n}_{max}$ = 1,5 · 10^{14} cm^{-3} in Pulsator war auch für das Berichtsjahr ein wesentlicher Untersuchungsgegenstand. Dabei wurden u.a. die Unterschiede zwischen der Entladung, die am Dichtelimit abbricht (Sä-

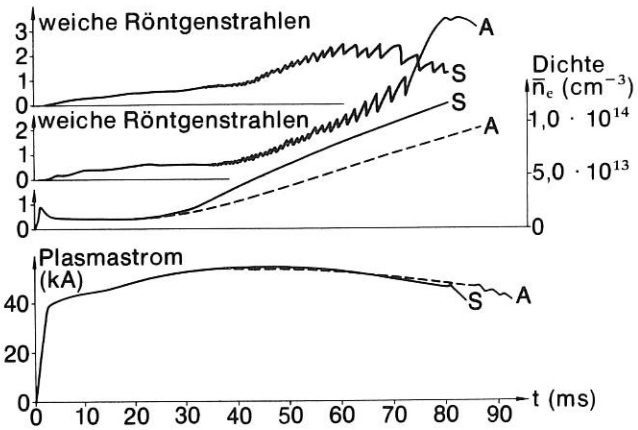


Abb. 7 Verlauf der weichen Röntgenstrahlung und Dichteanstieg für die Anhäufungsentladung (A) mit Abbruch durch Verunreinigungsanhäufung und für die Sägezahnentladung (S) mit Abbruch am Dichtelimit.

[8]) Projekt ASDEX
[9]) Gastforscher
[10]) Bereich Hoch-Beta-Plasmen
[11]) Projekt W VII A
[12]) IPF, Stuttgart

gezahn- od. S-Entladung), und der durch Anhäufung von Verunreinigungen limitierten Entladung (Anhäufungs- oder A-Entladung, s. u.) herausgearbeitet. In der A-Entladung, die bei mittleren Gaseinlaßraten ($dn_e/dt \lesssim 1{,}6 \cdot 10^{12}\ cm^{-3}\ s^{-1}$) auftritt, verschwinden die Sägezahnoszillationen ungefähr 10 ms vor der Disruption, d. h. q(o) wird größer als 1 (Abb. 7, A). Bei höheren Gaseinlaßraten dagegen tritt keine Anhäufung auf, die Sägezahnoszillationen dauern an; nur in diesen S-Entladungen wird das Dichtelimit erreicht.

In beiden Entladungstypen ist die m = 2/n = 1-tearing-mode ca. 20 ms vor der Disruption quasistationär. Die magnetischen Sonden liefern für diesen Zeitpunkt $\hat{B}_\Theta/B \lesssim 0{,}2\%$ und f = 20 bis 25 kHz (r_{sonde} = 13,6 cm, a = 11 cm, q(a) = 3,4). Nach tearing-mode-Rechnungen ist zu dieser Zeit die einzige instabile Mode die 2/1 mit $0{,}2\% < \hat{B}_\Theta/B < 0{,}4\%$ und Inseldicken von 1,7 bis 2,6 cm für $2{,}6 < q(a) < 5{,}2$, was mit den Beobachtungen übereinstimmt.

Im Experiment beginnt die 2/1-Mode etwa 1 bis 2 ms vor der Disruption zu wachsen und erreicht eine Amplitude von 0,5 bis 2% unmittelbar vor dem negativen Spannungsspike. Zu diesem Zeitpunkt betragen Anwachsrate bzw. Oszillations-Frequenz ca. $(150\ \mu s)^{-1}$/11 kHz bei der S-Entladung und ca. $(450\ \mu s)^{-1}$/13 kHz bei der A-Entladung, die Amplitude ist im Falle A höher als im Fall S.

In beiden Entladungstypen wächst die Intensität der harten Röntgenstrahlung vom Limiter (runaway-Elektronen-Verluste) während der Anwachszeit der Mode und ist mit der Modenfrequenz moduliert. Durch Einsatz von 6 Impulskonvolvern wurden erste Resultate einer ortsaufgelösten Messung erzielt, die auf die Rotation der Mode auch in der Röntgenintensität am Limiter hinweisen.

2.1.2 Zusammenhang mit Stromdichteprofil

Es gibt mehrere experimentelle Anzeichen, die einen Zusammenhang der Disruption beim Dichtelimit mit der Form des Stromdichteprofils nahelegen:

1) In den A-Entladungen reduziert die Anhäufung von Verunreinigungen die Stromdichte in der Mitte, so daß q(o) > 1 wird. Dies führt zu einer Erhöhung des Stromdichtegradienten in den Außenzonen und damit zum Anwachsen der 2/1-Mode und zum Abbruch. Bei den S-Entladungen produziert die interne Disruption periodisch diese Abflachung des Stromdichteprofils in der Mitte. In Übereinstimmung damit beobachtet man bei der Mehreit der S-Entladungen, daß die äußere Disruption kurz nach einer internen Disruption stattfindet.

2) Es ist schwieriger, die maximale Dichte bei niedrigem q(a) (d. h. q(a) ≈ 2) zu erreichen, als für q-Werte von ca. 4; denn die Profile der Niedrig-q-Entladung sind in der Mitte flacher und damit instabiler.

3) Nachdem mehrere Jahre hindurch der in 1.1 erwähnte Wert des Dichtelimits von 27 Streifen am Interferometer nicht überschritten werden konnte, war es im Berichtsjahr bei niedrigem q(a) gelungen, mit Hilfe des äußeren m = 2/n = 1 Feldes die maximale Dichte auf 34 Streifen (≙ $\bar{n} = 1{,}4 \cdot 10^{14}\ cm^{-3}$) zu erhöhen (Abb. 8). Die Stabilisierung der 2/1-Mode geschieht dabei durch eine lokale Abflachung des Stromdichteprofils an der q = 2-Fläche.

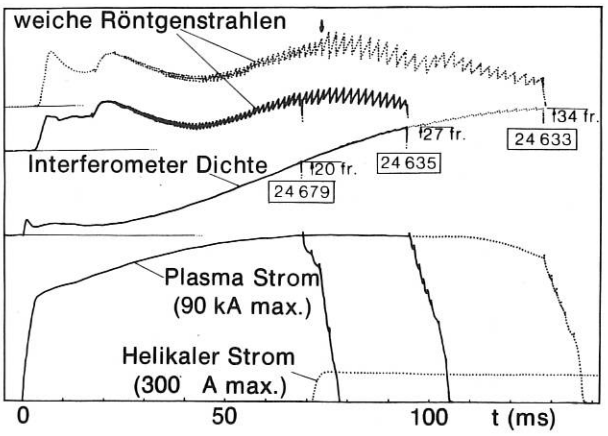


Abb. 8 Hochdichte-Entladungen mit niedrigem q(a) ohne (—) und mit (.....) stabilisierendem helikalen Feld.

Zu diesen Ergebnissen kommen jedoch starke Hinweise darauf, daß das Stromdichteprofil nicht die einzige Rolle spielen kann:

1) Die Stabilisierung durch lokale Profilformung (resonantes helikales Feld) führt zu einer Erhöhung des Dichtelimits von nur 20%, dann setzt wieder die Disruption ein.

2) Innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen von etwa ± 10% ändert sich das Stromprofil während der letzten 30 ms vor der Disruption nicht. Die Konstanz des Stromprofils wird auch durch die Konstanz der 2/1-Moden-Amplitude bis ca. 1 ms vor der Disruption angezeigt. Außerdem kann sich die Stromdichte auf der Achse nicht sehr ändern, da die Sägezahnoszillationen andauern.

3) Während des Dichteanstiegs durch Gaseinlaß durchläuft das Plasma Profile, die nach der tearing-mode-Theorie instabiler als das Profil unmittelbar vor der Disruption sein sollten.

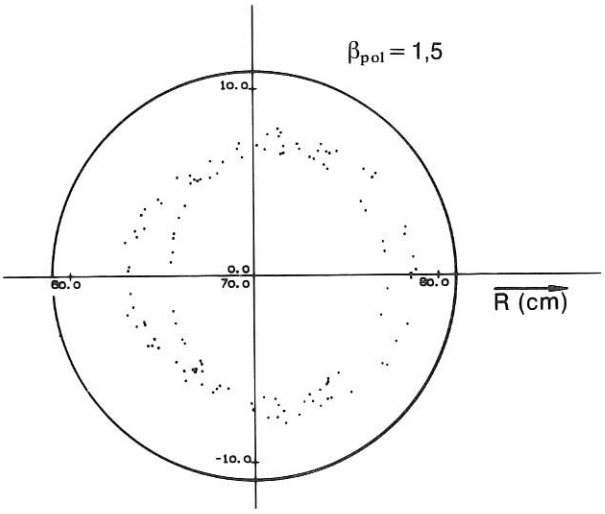
4) Eine ungünstige Profilformung durch Randkühlung ist sehr unwahrscheinlich, da das gleiche Dichtelimit für verschiedene Gaseinlaßraten erreicht wird, vorausgesetzt daß die Anhäufung vermieden wird.

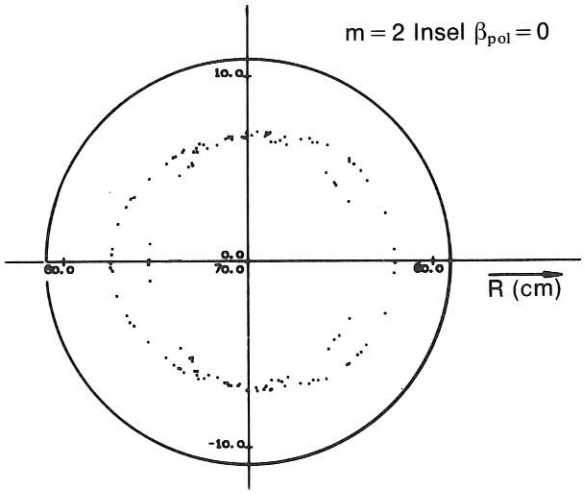
5) Starke Stromprofiländerungen durch induzierte Ströme bei Wechselstrom-Modulation (s. u.) triggern keine Disruption, wenn die Dichte nicht nahe am Limit ist.

2.1.3 Ergodisierungsmodell für das Dichtelimit

Ein Modell, das die in 1.2 aufgeführten, teilweise scheinbar widersprüchlichen Ergebnisse erklären kann, wurde entwickelt: Mit anwachsendem β_{pol} werden die magnetischen Oberflächen an der Außenseite des Torus zusammengedrückt. Bei gegebener Modenaktivität führt das zunehmende Aneinanderrücken der erzeugten Inseln bei einem mit q(a) ansteigendem

Wert von β_{pol} zur Ergodisierung von Feldlinien (»Überlappung von Inseln«). Übereinstimmend mit diesem Bild wird die maximale Dichte in einem weiten Bereich von $2{,}6 \leq q \leq 5{,}2$ bei $\beta_{pol}/q(a) = 0{,}36 \pm 0{,}03$ beobachtet. Außerdem wird dadurch plausibel, daß für den Abbruch am Dichtelimit eine kleinere Modenamplitude als beim Abbruch durch Anhäufung ausreicht, der bei niedrigerem β stattfindet. Zur Demonstration des Ergodisierungseffektes wurden Feldlinienverfolgungsrechnungen mit realistischen Strom- und Dichteprofilen für das Tokamakgleichgewicht von Pulsator durchgeführt, dem eine 2/1 Helix von außen überlagert wird. Abb. 9 zeigt, daß von $\beta_{pol} = 0$ bis $\beta_{pol} = 1{,}5$ die m = 2-Inseln gut zu erkennen sind. Die Überschreitung der Schwelle zu $\beta_{pol} = 1{,}6$ bringt jedoch eine starke Ergodisierung, die die Gebiete der m = 2 und m = 3-Insel miteinander verbindet.





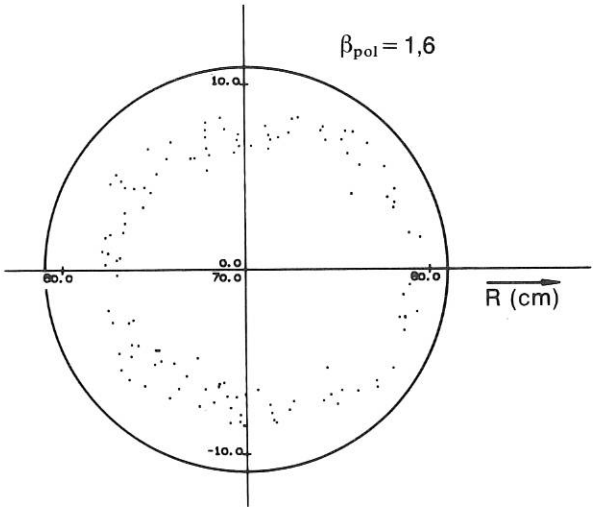


Abb. 9 Magnetfeldstruktur bei m = 2, n = 1-Störung für verschiedene Werte von β_{pol}.

Zum experimentellen Test des Ergodisierungsmodells wurden mit Hilfe der äußeren 2/1 Windung stationäre Inseln im Pulsatorplasma erzeugt und dadurch je nach Größe der Inseln Abbrüche zu verschiedenen Entladungszeiten (und damit Dichten) erzielt. Gemäß dem Modell sollte der kritische helikale Strom, der zur Erzeugung einer Disruption nötig ist, mit steigendem β_{pol} und damit steigender Dichte sinken. Diese Tendenz wird im Mittel und vor allem bei hohen Dichten auch experimentell gefunden (Abb. 10). Das die Tendenz verletzende Minimum bei $n_e = 4{,}5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ ist wahrscheinlich auf eine ungünstige Profilformung durch Randkühlung bei Beginn des Gaseinlasses zurückzuführen. Nicht nur die Tendenz ist richtig, sondern auch die Absolutwerte des kritischen helikalen Stromes stimmen bei hoher Dichte ziemlich gut mit denen überein, die in der Rechnung für die Ergodisierung benötigt werden.

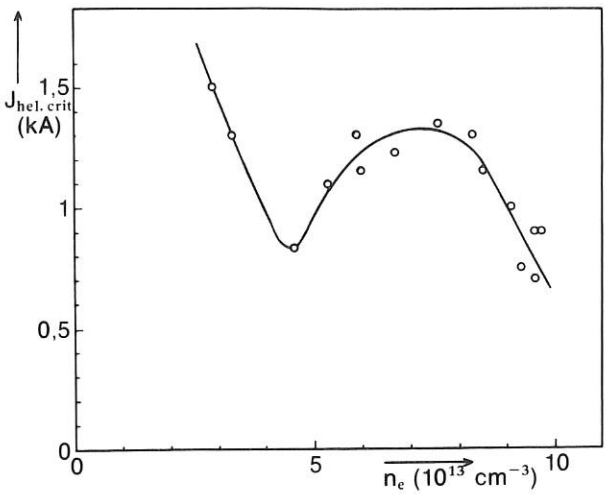


Abb. 10 Dichteabhängigkeit des helikalen Stromes $I_{hel.crit}$ in der m = 2, n = 1-Windung zur Erzeugung einer Disruption.

2.2. Anhäufung von Verunreinigungen

2.2.1 Untersuchung anderer Deutungen

Die Untersuchungen zur Anhäufung schwerer Verunreinigungen im Plasmazentrum wurden systematisch fortgesetzt und verfeinert. Mit Hilfe eines Satzes von Be-Filtern konnte eine grobe spektrale Auflösung der erhöhten Röntgenemission aus dem Plasmazentrum gegen Ende der Entladung erreicht werden (Abb. 11).

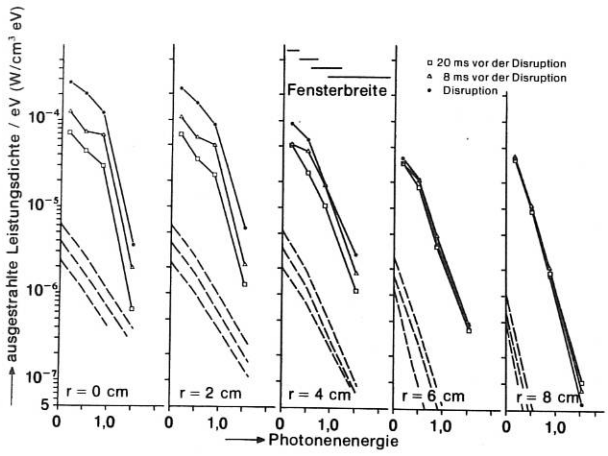


Abb. 11 Emissionsspektrum des Plasmas an 5 Radien zu 3 Zeitpunkten, gemessen mit Röntgendioden mit verschiedenen Beryllium-Filtern

Es zeigte sich, daß das Spektrum von Linienstrahlung dominiert wird, die im gesamten Spektralbereich von 100 eV bis 2 keV während der letzten 20 ms vor Entladungsende im Plasmazentrum zu- und in den Randgebieten abnimmt. Damit kann ausgeschlossen werden, daß die erhöhte Emission, die zunächst nur in einem beschränkten Spektralbereich $h\nu > 1$ keV gefunden worden war (Jahresbericht 1978), durch eine Verschiebung des Ionisationsgleichgewichts zustande kommt.

Mit Hilfe eines Braggspektrometers wurden weiterhin Emissionsprofile von Linien leichter und schwerer Verunreinigungsionen gemessen. Die erhöhte Emission wurde bei Fe XVII, XVIII, XIX gefunden. Ein Vergleich mit den Röntgenprofilen (Abb. 12) ergab, daß diese offenbar durch die Linienstrahlung des Eisens dominiert sind. Da die Breite des Filters vor den Röntgendioden die gleichzeitige Beobachtung vieler Linien zuläßt, ist die von den Dioden gemessene Intensität um etwa einen Faktor 30 höher, als die Intensität in der Fe XVII-Linie bei 17.05 Å. Durch Messungen an O VIII 18.97 Å (Abb. 13) wurde gefunden, daß der Anhäufungseffekt nur bei den Metallionen auftritt, nicht dagegen bei den leichten Verunreinigungen.

Schließlich konnte durch die Beobachtung einer Linie mit geringer Anregungsenergie von Fe XVIII im VUV-Bereich ein weiteres Indiz gefunden werden, daß die erhöhte Emission tatsächlich auf eine Anhäufung der Ionen selbst und nicht auf eine Veränderung in den Anregungsbedingungen zurückzuführen ist (Abb. 14).

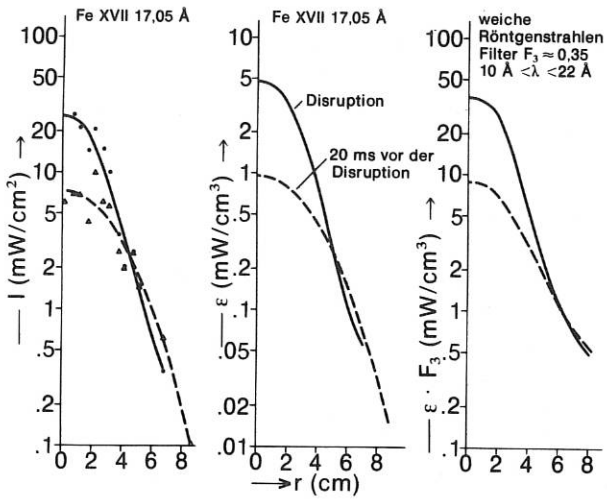


Abb. 12 Vergleich der Emissionsprofile einer Eisen-Linie mit den Profilen der weichen Röntgenstrahlung zu 2 Zeitpunkten

Eine Störung der Elektronenenergieverteilung etwa würde sich in ganz verschiedener Weise auf die beiden Linien des Ions bei 975 Å und bei 15.3 Å auswirken.

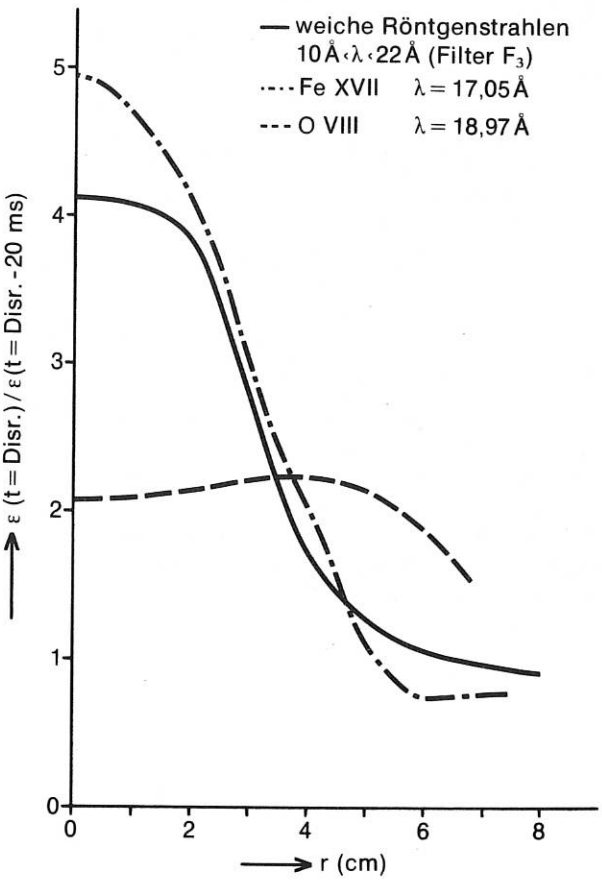


Abb. 13 Verhältnisse der Emissionsprofile für eine Eisenlinie, eine Sauerstofflinie und für die weiche Röntgenstrahlung unmittelbar vor der Disruption zu den Profilen 20 ms davor.

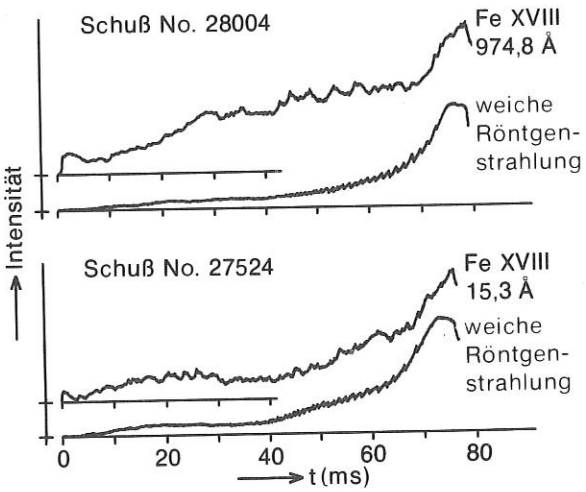


Abb. 14 Vergleich des Intensitätsverlaufes von 2 Eisen-XVIII-Linien mit dem Verlauf der weichen Röntgenstrahlung.

2.2.2 Bedingungen für das Auftreten der Anhäufung

Die Bedingungen, unter denen Anhäufung auftritt, wurden systematisch untersucht. Die stärkste Abhängigkeit ergibt sich in Bezug auf die Dichte und ihre zeitliche Änderung. Dies wird illustriert durch Abb. 15, in der die kritische Dichte, bei der Anhäufung auftritt, über der Dichteänderung (die für diese Entladungen durch programmierten Gaseinlaß konstant gehalten wurde) aufgetragen ist. Unterhalb einer Schwelle von $\bar{n}_e < 4 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} wird niemals Anhäufung beobachtet. Oberhalb dieser Schwelle nimmt die kritische Dichte mit $d\bar{n}_e/dt$ zu. Bei zu starkem Gaseinlaß ($d\bar{n}_e/dt > 1{,}8 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}s^{-1}) wird der Effekt nicht mehr beobachtet und man erreicht das Dichtelimit von Pulsator bei $\bar{n}_e = 1{,}15 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}. Das gilt für Entladungen mit mittlerem q(a) zwischen 3 und 5 und guter Zentrierung. Wird das Plasma nach innen oder außen um etwa 0,5 cm verschoben, so bricht die Entladung ab, bevor die kritische Dichte nach Abb. 15 erreicht wird, ohne daß der Anhäufungseffekt auftritt.

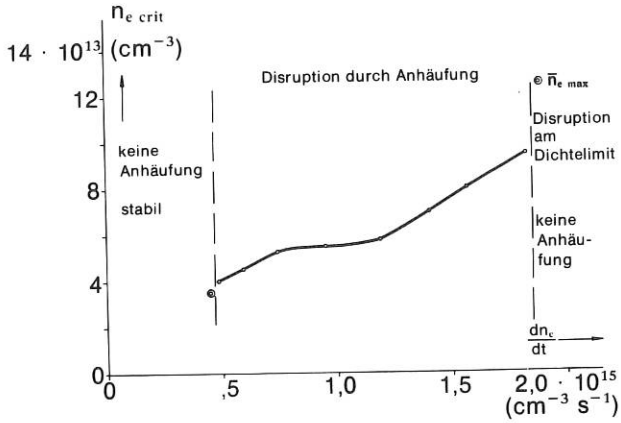


Abb. 15 Abhängigkeit der kritischen mittleren Dichte für Anhäufungsabbruch von der Höhe des Dichteanstiegs.

2.2.3 Theoretisches Modell für die Anhäufung

Mit Hilfe eines qualitativen Transportmodells kann man die beobachteten Phänomene weitgehend erklären. Bei niedrigen Dichten ist die Teilchendiffusion überwiegend anomal, so daß die neoklassische Diffusion vernachlässigbar ist. Steigt die Dichte, so nimmt die neoklassische Diffusion nach innen zu, während der anomale Diffusionskoeffizient abnimmt. Solange allerdings im Innern des Plasmas noch starker Transport nach außen durch interne Abbrüche stattfindet, kann die neoklassische Diffusion noch nicht zur Anhäufung führen. Erst wenn während der ruhigen Phase des ansteigenden Sägezahns genügend Verunreinigungen ins Zentrum gelangen können, so daß der nächste innere Abbruch wegen der Erniedrigung der Leitfähigkeit nicht mehr auftritt, kann sich die Anhäufung voll ausbilden. Dieses Modell erklärt, weshalb es eine Schwelle für die kritische Dichte gibt. Es erklärt weiterhin, weshalb die Anhäufung plötzlich auftritt, auch wenn Dichte und Temperatur sich nicht stark ändern: Das prekäre Gleichgewicht zwischen Transport nach außen durch innere Abbrüche und Transport nach innen durch neoklassische Diffusion kann durch kleine Änderungen etwa im Dichtegradienten der Protonen oder im Stromprofil zugunsten der Anhäufung umschlagen. Schließlich wird auch plausibel, weshalb eine Anhäufung nur bei den hoch geladenen Metallionen beobachtet wird: Da die Diffusionsgeschwindigkeit nach innen mit der Ionenladung ansteigt, können nur schwere Verunreinigungen während der ruhigen Phase zwischen zwei inneren Abbrüchen in genügender Menge ins Zentrum gelangen, um den nächsten Abbruch zu verhindern, und damit die Bedingungen für ungehinderte Anhäufung schaffen. Eine quantitative Abschätzung zeigt, daß insbesondere bei Pulsator wegen des kleinen Radius, des kleinen magnetischen Feldes und der hohen Dichte die neoklassische Diffusionszeit der Relaxationszeit für innere Abbrüche nahekommt und damit gerade in diesem Tokamak optimale Bedingungen herrschen, den Anhäufungseffekt zu beobachten.

2.3. NF-Modulation des Plasmastromes

Die Ende 1978 begonnenen Experimente zur NF-Modulation des Plasmastromes wurden im Bereich 100 Hz $\leq f \leq$ 2 kHz fortgesetzt. Da nur sehr kleine Heizeffekte mit den Röntgen-Dioden festgestellt werden konnten, wurde vor allem der Einfluß der Änderung des Stromprofils auf die Stabilität des Plasmas untersucht. Dabei wurden folgende Resultate erzielt:

Kleine Modulationen des Plasmastromes ($\Delta I_{pl} < 10$ kA) haben keinen Effekt bei mittleren Dichten, $q(a) \gtrsim 4$ und $I_{pl} \approx 50$ kA. Die Modenamplitude wird manchmal etwas moduliert, bleibt aber in der gleichen Größenordnung wie ohne NF. Dies ist bemerkenswert, da man schon bei einer 10 kA-Modulation beträchtliche Änderungen im Stromprofil erwartet. Bei niedrigem q(a) und nahe am Dichtelimit hingegen ist die Entladung gegen jede Störung empfindlich, hier führen schon kleine NF-Modulationen zur Disruption.

Bei starken Strom-Modulationen (10 kA $< \Delta I_{pl} <$ 40 kA) wird ein Anwachsen der m = 2-Oszillationen beobachtet, was zu Stromabbrüchen führt. Die Amplitude dieser Oszillationen ist vergleichbar mit solchen, die eine spontane Disruption (ohne NF) zur Folge haben. Oft ist das Anwachsen mit der Phase der NF korreliert, gleichzeitig wächst aber auch die über eine NF-Periode gemittelte Amplitude an.

Zum Vergleich der experimentellen Resultate mit den Vorhersagen der tearing-mode-Theorie wurden der Instabilitätsparameter Δ' und die Inselbreite w für die modulierten Stromprofile in Abhängigkeit von der Zeit gerechnet. Dabei wurde folgendes gefunden:

Δ' (t) oszilliert sinusförmig um den Gleichstromwert für kleine Wechselstromamplituden. Bei großen Wechselstromamplituden wird Δ' (t) nicht-sinusförmig und $\langle \Delta' \rangle$ (gemittelt über eine Wechselstromperiode) wird viel größer als der Gleichstromwert. Für $\Delta' < 0$ bildet sich eine Insel. Schon für kleine Δ' ist deren Breite relativ groß und hängt nicht stark von Δ' ab. Deshalb wird mit steigender NF-Amplitude Δ' sehr groß, aber w steigt nur langsam.

Während der NF-Modulation des Stromprofils ändert sich der Abstand zwischen den Flächen q = 2 und q = 1,5 periodisch. Für große Modulationen führen schließlich die Annäherung der beiden resonanten Flächen und das erwähnte leichte Anwachsen der Entsprechenden Inseln zu deren »Überlappung«.

Die Modulation des Stromprofils verschlechtert und verbessert die Stabilität des Plasmas periodisch. Mit einer nicht sinusförmigen Modulation sollte es möglich sein, die Verschlechterung der Stabilität zumindest im Zeitmittel zu minimalisieren. Es wurde deshalb

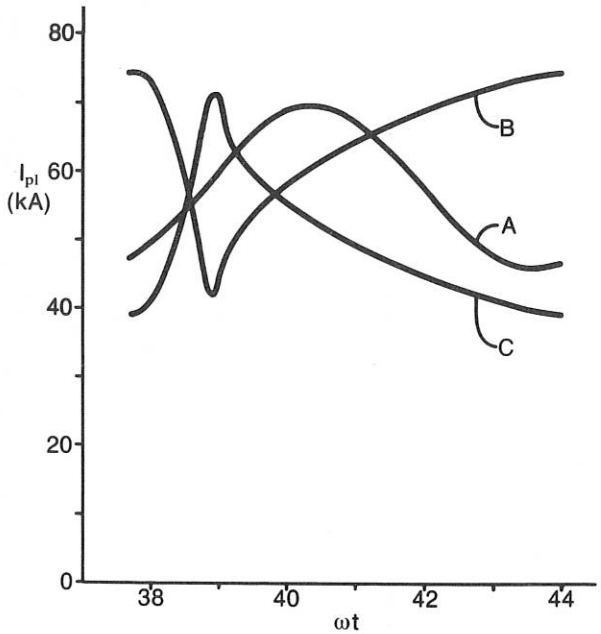


Abb. 16 Plasmastromschwingung (1 Periode) für sinusförmige (A), Sägezahn- (B) und invertierte Sägezahn- (C) Modulation.

der Einfluß einer Sinus-Schwingung (Abb. 16, A), einer Sägezahn-Schwingung (B) und einer invertierten Sägezahnschwingung (C) untersucht. Abb. 17, 18 und 19 bringen den Vergleich für den eingeschwungenen Zustand während der 6. Periode, wobei jeweils das Teilbild a Δ' für die 3 untersuchten Moden und das Teilbild b die Lage der resonanten Flächen und die Inselbreiten zeigt. Die sinusförmige Modulation (Abb. 17) läßt $\langle \Delta' \rangle$ stark ansteigen und bringt eine beträchtliche

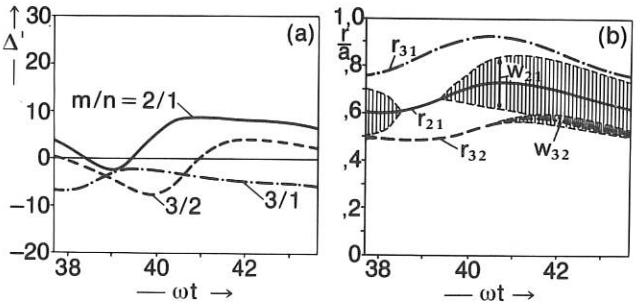


Abb. 17 (a) Instabilitätsparameter Δ' b) Radien der Resonanzflächen und Inselbreiten der 3/2, 2/1 und 3/1 Mode während einer Periode bei sinusförmiger Modulation (f = 200 Hz) des Plasmastromes.

Überlappung der 2/1- und 3/2-Insel. Für die Sägezahn-Modulation (Abb. 18) dagegen ist $\langle \Delta' \rangle$ vergleichbar mit dem Gleichstromwert 4,4, also günstig. Trotzdem wird eine starke Überlappung der 2/1- und 3/2-Inseln erzeugt (Abb. 18b), da beide Moden gleichzeitig stark instabil werden und die q-Flächen sich annähern. Im Falle der invertierten Sägezahnmodulation (Abb. 19) ist die Stabilitätssituation für alle 3 Moden schlecht. Dennoch findet man keine starke Überlappung der Inseln, da diese Modulation die resonanten Flächen weiter auseinander drückt.

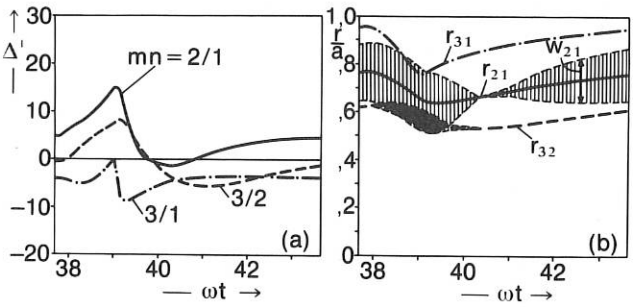


Abb. 18 wie Abb. 17 aber für Sägezahnmodulation (Abb. 10, Fall B).

Das Experiment bestätigt einen Zusammenhang zwischen Inselabstand und Modenamplitude: Im Falle der Sägezahnschwingung ist während der Inselüberlappung ein starkes Anwachsen des B -Signals zu beobachten (Abb. 20a). Die invertierte Sägezahnschwingung dagegen bringt ein Minimum der Modeamplitude, wenn die resonanten Flächen maximalen Abstand haben (Abb. 20b).

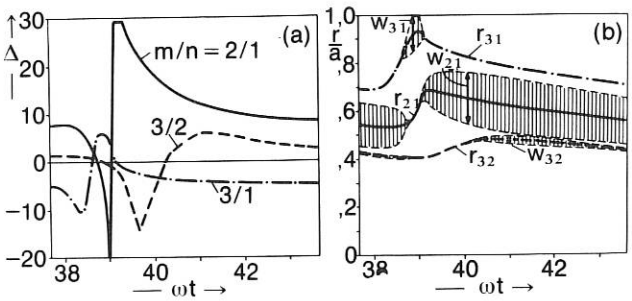


Abb. 19 wie Abb. 17 aber für invertierte Sägezahnmodulation (Abb. 16, Fall C).

Die Rechnungen zeigen, daß nicht-sinusförmige Modulationen eine beträchtliche Verbesserung gegenüber sinusförmiger Modulation bringen sollten. Die Einzelheiten hängen natürlich auch stark von der genauen Form des Stromprofils ab.

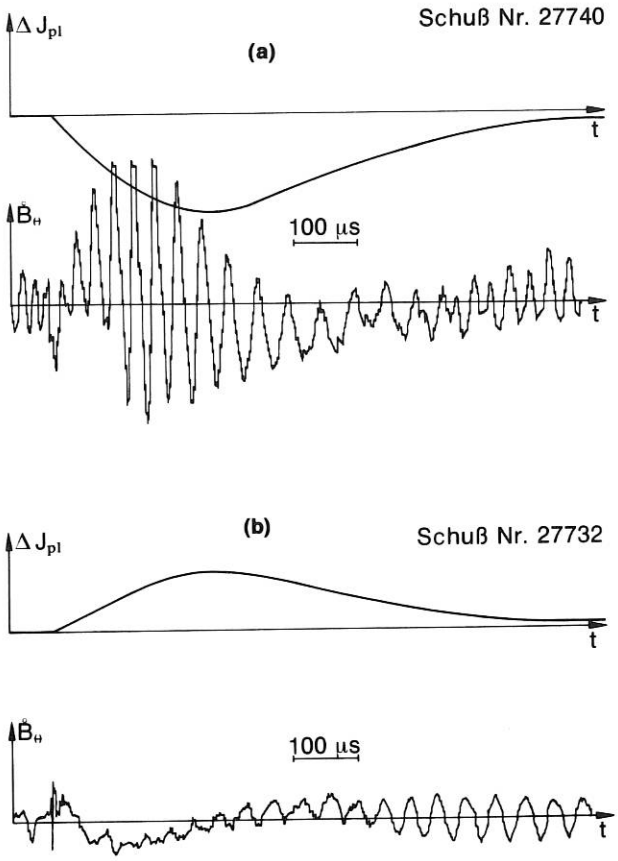


Abb. 20 Gemessene Plasmastromschwingung (1 Periode) und Modensignal für Sägezahn-(a) und invertierte Sägezahnmodulation (b).

2.4. Modenanalyse

2.4.1 Magnetische Sonden

Die unmittelbare Vorgeschichte einer Disruption ($\Delta t \lesssim 5$ msec) ist dadurch gekennzeichnet, daß in praktisch allen Fällen eine Störung des Poloidalfeldes anwächst, die die Grundstruktur $m = 2$, $n = 1$ besitzt und vermutlich von der $q = 2$ Fläche ausgeht. Allerdings kann diese Störung nicht durch einen Ausdruck der Art $\dot{B}_\Theta(r) \sin(m\Theta + n\varphi + \omega t)$ beschrieben werden, da sie weder die entsprechende räumliche Symmetrie aufweist, noch einen rein sinusförmigen Zeitverlauf besitzt. Wenn beispielsweise ein Maximum der Störung auf der Außenseite des Torus ($\Theta = 0$) auftritt, so ist das zweite Maximum nicht bei $\Theta = 180°$ auf der Innenseite zu finden, sondern z.B. bei $\Theta = 135°$, also bis zu 45° versetzt. Die Abweichungen von der Sinusform des Zeitverlaufs hängen vom räumlichen Phasenwinkel ($m\Theta + n\varphi$) ab, so daß die Modenstruktur nicht als Summe von Produkten aus Orts- und Zeitfunktionen, d.h. nicht als einheitliche Fourierreihe dargestellt werden kann. Weiterhin findet man, daß die Linien gleicher Phase nahezu (aber nicht exakt) mit den Feldlinien auf der $q = 2$-Fläche zusammenfallen. Damit muß eine lediglich starre Rotation eines helikal verformten Plasmas, sei es in poloidaler oder in toroidaler Richtung, ausgeschlossen werden. Es erscheint am plausibelsten, die Ausbreitung der Stromstörung, die zu den poloidalen Feldänderungen führt, als einen Wellenvorgang aufzufassen, der sich im wesentlichen senkrecht zum Magnetfeld auf der $q = 2$-Fläche in Richtung der Elektronendrift fortpflanzt. Allerdings ist die Phasengeschwindigkeit weder dem Betrag noch der Richtung nach exakt konstant, sondern variiert periodisch beim Umlauf der Welle um den kleinen Torusumfang. Auf diese Weise sind sowohl die Verformungen der $m = 2$ Grundstruktur als auch die vom Phasenwinkel abhängige Nichtsinusförmigkeit der Signale verständlich.

Da Stromstörungen der beschriebenen Art rotierende Inseln zur Folge haben, muß man annehmen, daß durch den erhöhten Transport in einer Insel auch der Druckgradient in der Nähe der $q = 2$-Fläche periodisch moduliert wird. Dies hat Einfluß auf die Elektronendriftgeschwindigkeit, welche dem Druckgradienten proportional ist, und damit vermutlich auch auf die Phasengeschwindigkeit des Wellenvorgangs. Es ist nicht ausgeschlossen, daß eine solche Kopplung zwischen Amplitude und Phasengeschwindigkeit der Welle zu einer Aufsteilung führt, die schließlich die Disruption einleitet. Wie weit diese qualitative Vorstellung zutreffend ist, kann allerdings erst entschieden werden, wenn eine detaillierte nichtlineare Theorie der Tearing-Moden unter Einschluß der Rotation vorliegt.

2.4.2 Siliziumdioden

Mit drei Siliziumdiodensätzen, die extrem weiche Röntgenstrahlung aufnehmen können, wurde ebenfalls die Modenaktivität unmittelbar vor der externen Disruption beobachtet. Diodensatz 1 blickt von außen

auf das Plasma (Norden), Diodensatz 2 an der gleichen toroidalen Stelle (Norden) von oben (um 90° poloidal versetzt) und Diodensatz 3 um 90° toroidal versetzt (Osten) von außen aus gleichem poloidalem Winkel wie Diodensatz 1.

Die radialen Änderungen der Phase $\Delta\varphi$ und der relativen Modulation $\Delta\hat{A}/A_0$ sind in den Abbildungen 21 (a) bis (d) für den Fall des Verunreinigungsabbruches gezeigt. Im Fall des Dichtelimits sind die Amplituden kleiner, aber die sonstigen Verhältnisse sehr ähnlich. Aus den Abbildungen geht folgendes hervor:

- Wie bei den magnetischen Sondensignalen sind die Oszillationen nicht sinusförmig und weisen starke Verzerrungen in Abhängigkeit von r und φ auf.
- Im Plasmainneren ($r<7$ cm) zeigt die Fluktuation 2 starke Moden, eine gerade und eine ungerade. Am wahrscheinlichsten erscheint eine Kopplung von zwei Moden mit der Grundstruktur 2/1 bzw. 1/1, wobei sich der Kopplungspunkt außen in der toroidalen Ebene befindet. Die Signale können auch durch eine Modulation der 2/1 durch die 1/1 beschrieben werden, die auf hohes β_p und toroidale Effekte (1/0) zurückzuführen wäre.
- Im Außenbereich ($r\approx 9$ cm) ist noch eine Mode erkennbar (Abb. 21a und d), die an die inneren Moden wie die 2/1 mit der 1/1 gekoppelt ist. Diese Mode hat ihr Fluktuationsmaximum etwa bei $q=3$; deshalb wird hier eine 3/1 vermutet.

2.4.3 Berechnung der Magnetfeldstörung durch Tearing-Moden

Für Tokamakgleichgewichte mit kreisförmigen magnetischen Flächen wurde die Überlagerung des Gleichgewichtsmagnetfeldes mit dem Magnetfeld zusätzlicher Parallelströme auf einer resonanten Fläche berechnet. Sowohl diese Überlagerung als auch das von solchen Strömen allein erzeugte magnetische Feld sind für die Untersuchung des Einschlußverhaltens und für die Plasmadiagnostik von besonderer Wichtigkeit:

1) Die quantitative Behandlung des Problems gestattet (für **eine** resonante Fläche) eine genaue Bestimmung der Inselstruktur und des auf der resonanten Fläche fließenden Parallelstromes in Abhängigkeit von außerhalb des Plasmas gemessenen Sondensignalen.

2) Der Einfluß von Toruskrümmung und von Strom- und Druckverteilung im Plasma auf Inselstruktur und Ergodisierung von Feldlinien kann untersucht werden.

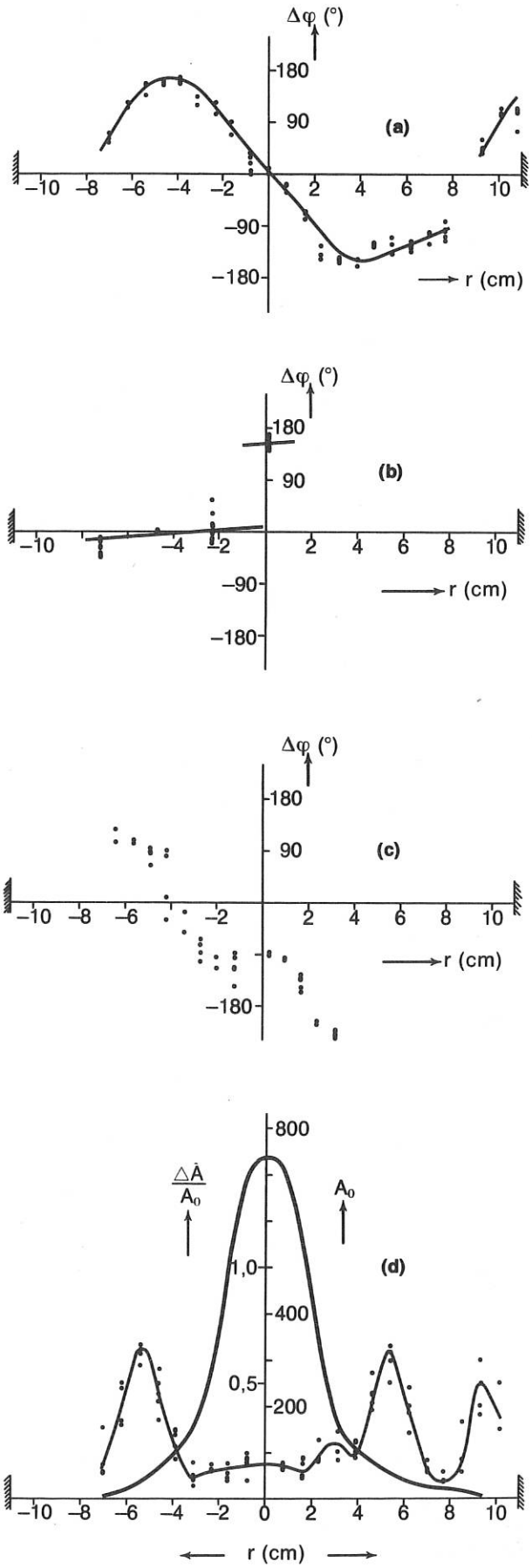


Abb. 21 Phasen ($\Delta\varphi$)- und Intensitäts ($\Delta\hat{A}$)-Profile der Modenaktivität in der weichen Röntgenstrahlung unmittelbar vor der Disruption an folgenden Positionen:
(a) Diodensatz 1, $\Theta=0$, $\varphi=0$
(b) Diodensatz 2, $\Theta=0$, $\varphi=90°$
(c) Diodensatz 3, $\Theta=90°$, $\varphi=0$
(d) Diodensatz 1, $\Theta=0$, $\varphi=0$

Unter Benützung der modifizierten Legendre-Funktionen ist eine quasi-analytische Behandlung des Problems möglich. Bei Vernachlässigung von Krümmungs- und Plasmaverschiebungseffekten ergeben sich helikalsymmetrische Magnetfelder, die sich mit Hilfe der Funktion des helikalen Flusses einfach beschreiben lassen. Wir haben zunächst diesen einfachen Fall betrachtet, der sich exakt behandeln läßt. Die Abbildungen 22 (a und b) zeigen magnetische Flächen und Inseln für eine nichtflache Stromverteilung im Plasma, wenn auf der q = 2-Fläche sinusförmig verteilte helikale Ströme I_H von 0,5 bzw. 10% des Plasmagesamtstromes I_T parallel und antiparallel zum Gleichgewichtsplasmastrom addiert werden. Die Fälle wurden für PULSATOR-Verhältnisse berechnet (I_T = 70 kA, q(0) = 0,85, q(a) = 3,4). Es ist zu sehen, daß solche Oberflächenströme ein m = 2-Inselpaar erzeugen (Abb. 22a). Für starke Störströme ergibt sich eine Einbuchtung der Inselspitzen (Abb. 22b). Ursache hierfür ist der Sprung der magnetischen Verscherung, der gewöhnlich vernachlässigt wird.

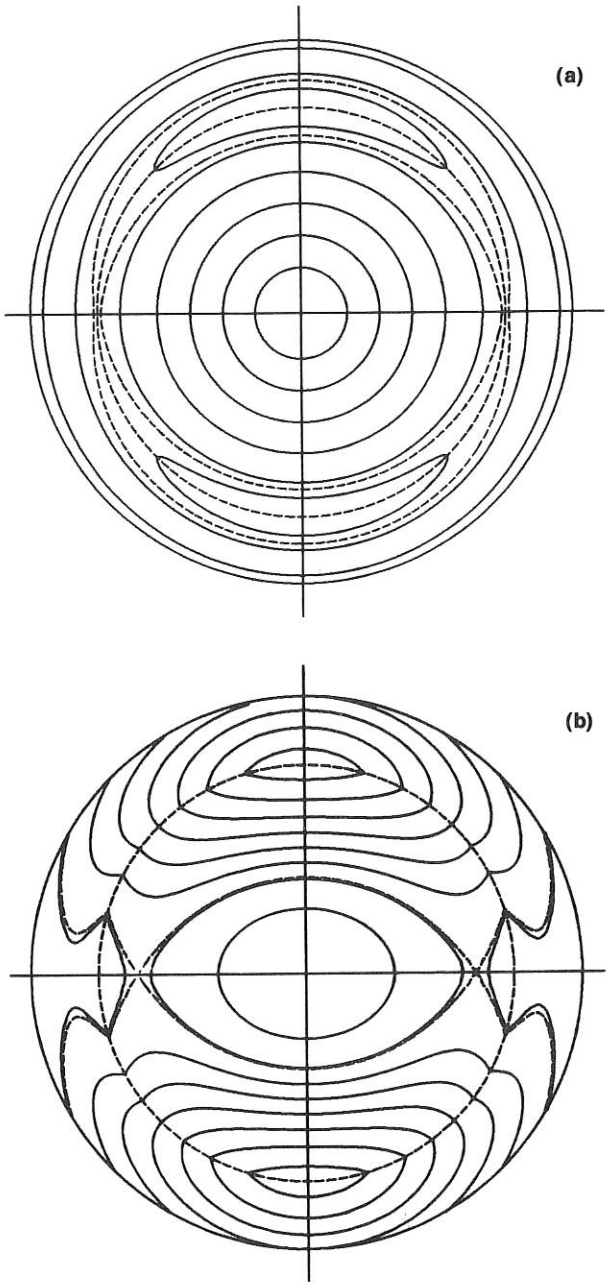


Abb. 22 Inselbildung durch nettostromfreie helikale Oberflächenströme auf der q = 2-Fläche (Pulsatorgeometrie, q(0) = 0,85, q(a) = 3,4 Plasmastrom 69 kA, Strom auf der Resonanzfläche: 0,34 kA (a), 6,9 kA (b)).

2.5 Vielpulslaser

Mit Hilfe einer speziellen Beschaltung der Pockelszelle, die im IPF Stuttgart entwickelt wurde, kann ein Runbinlaser so betrieben werden, daß er während der Dauer des Blitzlampenpulses von ca. 1 ms eine Folge von etwa 25 äquidistanten Laserimpulsen mit einer Spitzenleistung von je 15 MW emittiert. Diese Leistung reicht aus, um mit jedem der Laserpulse Streumessungen an Tokamakplasmen durchzuführen. Der Vorteil des Multi-Puls Lasers besteht darin, daß sich Vorgänge, die sich innerhalb einer Millisekunde abspielen, mit einem Laserpulszug untersuchen lassen. Interessiert nur der Mittelwert während der einen Millisekunde, so ist dieser erheblich genauer als der mit einem Einschußlaser gewonnene Wert.

Der Laser wurde erstmals angewandt, um an PULSATOR Dichte- und Temperaturverlauf in einer Anhäufungs-Disruption zu beobachten. Durch die Akkumulation der Verunreinigungen steigt die weiche Röntgenstrahlung einige Millisekunden vor dem Einsetzen

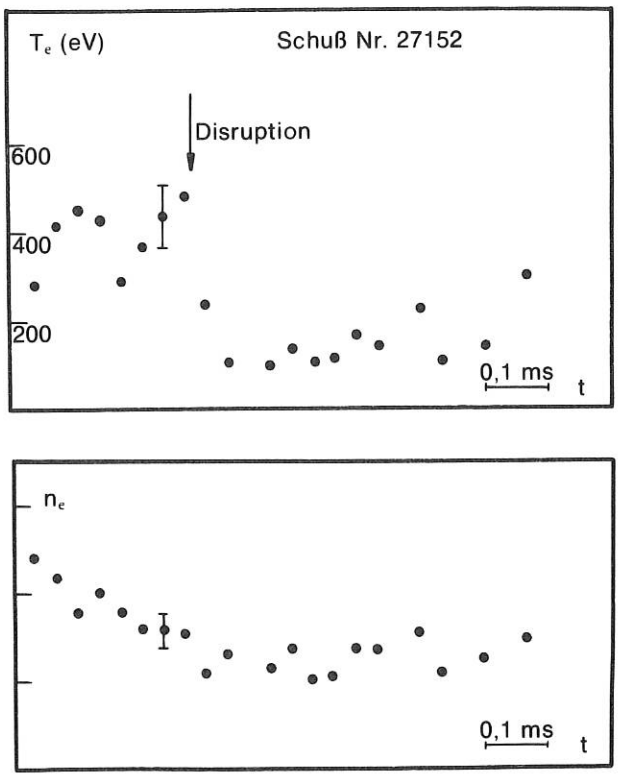


Abb. 23 Verlauf der lokalen Größen T_e und n_e bei r = 0 während einer Disruption.

der Disruption stark an. Dieser Anstieg wurde als Trigger für den Laser verwendet, wodurch eine Trefferwahrscheinlichkeit von nahezu 100% erreicht wurde.

Abbildung 23 zeigt als Beispiel den Verlauf von Te und n_e in der Plasmamitte während einer Disruption (Schuß Nr. 27152). Jeder der Temperatur- und Dichtewerte wurde mit je einem der alle 40 μs aufeinanderfolgenden Laserimpulse ermittelt. Der Zeitpunkt der Disruption ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Die Elektronentemperatur fällt, abhängig von der Stärke der Disruption, linear von 400 eV auf 100 eV innerhalb von weniger als 80 μs ab, während kein scharfer Dichteabfall beobachtet wird. Das vor der Disruption beobachtete Absinken der Dichte rührt von einer der Hauptdisruption vorausgehenden »weichen« Disruption her. Temperaturschwankungen im Bereich vom 8 kHz, die in fast allen beobachteten Fällen der Disruption vorausgehen, sind wahrscheinlich mit den MHD-Moden korreliert. Weitere Untersuchungen wurden durch die Stillegung von PULSATOR abgebrochen.

2.6. Lithium-Strahl-Diagnostik

Die Arbeiten für den Einsatz der Lithiumstrahldiagnostik an PULSATOR, W VII a und ASDEX wurden fortgesetzt. Eine neu entwickelte Lithium-Ionen-Quelle ist im Sommer 1979 an PULSATOR montiert worden. Die Daten der neuen Quelle sind (Daten der alten Quelle zum Vergleich in Klammern): Strahlenergie 66 keV (25 keV), Neutralteilchenintensität äquivalent 2 mA/cm² (300 μA/cm²), Halbwertsbreite 8 mm auf Torus-Seele. Die Daten dieser Quelle lassen eine erheblich erhöhte Genauigkeit der Poloidalfeldmessung auch bei höheren Dichten erwarten, was für alle Stabilitätsuntersuchungen und speziell für die NF-Modulations-Experimente von ausschlaggebender Bedeutung ist. Durch die Stillegung von PULSATOR konnte die Quelle nicht mehr zum Einsatz gebracht werden.

3. JET Joint European Torus

3.1 JET-Aufbau

G. Düsing[13], S. Füss[14], B.J. Green[15], G. Mannhardt[16], A. Nowak[17], W. Obert[13], R. Pöhlchen[18], J. Saffert[19], V. Schmidt[19], G. Venus[13], R. Usselmann[13]

Im Berichtsjahr wurde das Personal in erheblichem Umfang vergrößert. Für die meisten Gruppen wurden Leiter bestimmt und alle Gruppen haben an Umfang zugenommen. Zum Jahresende arbeiteten am Projekt 136 Mitglieder, die zusätzlich von Hilfs- und Kontraktpersonal unterstützt werden.

Mehrere kleine Laboratorien wurden aufgebaut (Vakuum, Magnete, zentrales Steuerungs- und Datenerfassungssystem – »Codas« – und Fernsteuerung).

Das gemeinsame JET Unternehmen hat ein neues Mitglied bekommen, nämlich die Schweiz, deren formale Mitgliedschaft vom zuständigen Ministerrat im August 1979 bestätigt wurde.

Im Berichtszeitraum wurden weitere Kontrakte für die Grundapparatur von JET vergeben, so daß sie jetzt (in allen Phasen) mehr als 82% der Gesamtkosten in Anspruch nehmen.

Unter diesen neuen Kontrakten sind solche für die Poloidalfeldspulen Nr. 2, 3 und 4, außerdem für den Innenzylinder des Gerüsts und den magnetischen Stromkreis.

Es wurden auch Kontrakte für Zusatzeinrichtungen vergeben, z.B. für den spannungssenkenden Haupttransformator (400/33 kV), für das 132/11 kV Verteilersystems, für »Codas«-Computer, für CAMAC-Einschübe, für Montagevorrichtungen und für die Haupt- und Zusatz-Hebevorrichtungen. Im besonderen kam es im Rahmen des Baus des JET Laboratoriums zu einer Reihe von Kontrakten, die die Standorterschließung, die Pfeiler des Fundaments, den Einbau der Trennwände, die Herstellung und Errichtung von Stahlgerüsten für die JET-spezifischen Gebäude betreffen. Der Hauptkontrakt für die Ingenieurarbeiten hatte eine Reihe von Unterkontrakten zur Folge.

Für die Plasmadiagnostik an JET wurden Forschungskontrakte an die assozierten Laboratorien vergeben. Das IPP ist an 5 von 25 laufenden Studien beteiligt. (siehe Beitrag: JET-Diagnostikvorbereitung)

Im Laufe des Jahres 1979 erreichte die Arbeit der Konstruktionsabteilung ein Stadium, wo eine regelmäßige Kontrolle der Auswirkungen technischer Änderungen nötig wurde. Dazu wurden wöchentliche Koordinierungstreffen und ein System für Dokumentierung der technischen Unterlagen eingeführt. Außerdem wurden regelmäßige Planungs- und Statustreffen abgehalten.

Im März wurde mit ersten Arbeiten am Bauplatz von JET begonnen. Die Baugenehmigung für die Gebäude war erteilt worden und es wurden rasche Fortschritte erzielt. Im Mai fand die Feier für die Grundsteinlegung des Experiment-Gebäudes J1 statt, an der viele prominente Gäste teilnahmen. Dr. G. Brunner, Mitglied der Kommission der Europäischen Gemeinschaft und dort verantwortlich für Energie, Forschung, Wissenschaft und Erziehung, legte den Grundstein.

Die erste maschinen-orientierte Hardware traf im September am Bauplatz ein, zusammen mit 4 »Codas«-Computern, außerdem kamen im November die ersten 4 Toroidalfeldspulen an. Der weitere Bauplan sieht die Beendigung des Zusammenbaus der Maschine und die vorläufige Inbetriebnahme in einer Weise vor, daß rechtzeitig Anfang 83 die Experimente beginnen können. Die Einhaltung dieses Zeitplans hängt in erheblichem Maße davon ab, ob weitere Verzögerungen vermieden und eine strikte Kontrolle der Projektabwicklung eingehalten werden können.

---

[13]) Plasma Systems Division
[14]) Contracts Service
[15]) Directorate of the Construction Department
[16]) Site and Buildings Division
[17]) Assembly Division
[18]) Magnet Systems Divison
[19]) Control and Data Acquisition Systems (CODAS) Division

3.2 JET Diagnostikvorbereitung (Design-Studien)

(K.-H. Steuer[20]), R. Behrisch[21]), K. Hirsch[20]), W. Hofer[21]), R. Müller[20]), H. Röhr[22]), H. Salzmann[27])

JET hat Anfang des Jahres 1979 die assoziierten Institute aufgefordert, Vorschläge für Meßmethoden zu machen, die in den Instituten für JET entwickelt werden können. Nach einer eingehenden Diskussion mit den Diagnostikgruppen im Institut wurde eine Liste von Meßverfahren zusammengestellt, über die im Institut hinreichende Erfahrung existiert und die sich als Beitrag für das JET-Diagnostikprogramm eignen. JET hat daraufhin 5 Meßmethoden ausgewählt und das IPP gebeten, über diese Verfahren Design-Studien anzufertigen. In diesen Design-Studien sollen detaillierte Vorschläge erarbeitet werden, wie die betreffenden Meßmethoden an JET angewandt werden können unter Berücksichtigung der JET-spezifischen Anforderungen wie zuverlässiges Funktionieren in Gegenwart starker Neutronen- und γ-Strahlung sowie »Remote Control« und »Remote Handling« der Meßeinrichtungen. Zur Lösung der mit dem Tritiumbetrieb entstehenden Probleme sind hohe personelle und finanzielle Anstrengungen nötig, was sich bereits in dem beachtlichen Personalaufwand für die Design-Studien bemerkbar machte.

Bis zum Jahresende wurden 3 Studien abgeschlossen, 2 weitere – Lyman α Resonanzstreuung und Pelletinjektion – werden im Laufe von 1980 angefertigt.

3.2.1 Studie: Quasistationäre Streuung

Ziel dieser Meßmethode ist es, den zeitlichen Verlauf der Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe eines periodisch emittierenden Lasers zu bestimmen. Die Studie wurde gemeinsam mit dem IPF Stuttgart ausgearbeitet. Sie enthält einen Vorschlag für ein Vorwärtsstreuexperiment, das mit einem ähnlichen Nd-YAG-Laser betrieben werden kann, wie er für ASDEX bestellt wurde. Auch die Möglichkeit der Verwendung von Exziplexlasern wurde diskutiert. Der Vorteil der Vorwärtsstreuung liegt darin, daß durch die im Vergleich zur 90 °-Streuung geringere Dopplerverschiebung sehr hohe Temperaturen meßbar werden, ohne daß die Anforderungen an den Laser steigen. Durch Verwendung einer Spiegeloptik kann das Detektionssystem (Avalanchedioden) außerhalb des Strahlungsfeldes installiert werden. Alle optischen Komponenten in der Torushalle sind automatisch justierbar.

3.2.2 Studie: Bolometer-Scan-Diagnostik

Aufgabe dieser Diagnostik ist es, mit Hilfe von raum- und zeitaufgelösten Messungen der Plasmastrahlung eine lokale Energiebilanz als Funktion der Zeit zu erstellen. Die Studie zeigt, wie die an ASDEX installierte Meßanordnung auf JET übertragen werden kann. Um räumliche Asymmetrien des Plasmas zu erfassen, sollen 4 Lochkameras in einer meridionalen Ebene von JET angeordnet werden. Jede besteht aus einem System von Metallschichtbolometern, die an Pulsator getestet wurden und die weitgehend den Spezifikationen von JET bezüglich Strahlenverträglichkeit genügen sollten. Noch ungelöst ist das Problem der Strahlungsschäden von Vorverstärkern und sonstiger Elektronik, die direkt im Strahlungsfeld installiert sein müssen. Ein großer technischer Aufwand wird notwendig durch die hohe Ausheiztemperatur von JET sowie durch das remote handling der 4 direkt am Gefäß angeflanschten Lochkameras.

3.2.3 Studie: Aufbau einer Oberflächenanalysenstation

Ziel dieser Diagnostik sind Untersuchungen der Oberfläche von Proben, die dem JET-Plasma ausgesetzt waren. Diese Studie wurde in Zusammenarbeit mit der Surface Analysis Group des Culham Laboratory's und unter Mitarbeit von Leybold-Heraeus, Köln ausgearbeitet. Culham bearbeitet die Transferlinie der Proben vom Plasmarand zur Analysenstation und Garching den Aufbau der Analysenstation mit den verschiedenen Untersuchungsmethoden (Beschleuniger, SIMS, AES usw.)

---

[20]) Projekt ASDEX
[21]) Projekt PWW
[22]) Projekt ZEPHYR
[23]) IPF Stuttgart

Bereich Theorie

(Prof. Dr. Dieter Pfirsch)

Von den im Hinblick auf die Realisierbarkeit eines ökonomischen Reaktors grundlegenden physikalischen Problemen bildeten das β- und das Transportproblem, die beide aus einer Vielzahl einzelner Probleme bestehen, den Hauptteil der theoretischen Arbeiten. Dabei wurde insbesondere versucht, durch weitergehende Theorien und neue analytische und numerische Verfahren im Rahmen zwei- oder dreidimensionaler idealer oder nichtidealer Magnetohydrodynamik und von Fokker-Planck-Theorien realistischere Aussagen als bisher möglich zu gewinnen. Zur Verbesserung der theoretischen Beschreibung von Experimenten und der Vorhersagen bei der Planung neuer Experimente gehörte auch eine noch genauere Berücksichtigung atomphysikalicher Prozesse und die Einbeziehung neuer Erkenntnisse hinsichtlich anomalen Transports in die numerischen Transport-Codes sowie der Versuch, den anomalen Transport besser zu verstehen.

Bei der Durchführung verschiedener Arbeiten war die Mitwirkung von Gästen aus Brasilien, Canada, Japan und den USA außerordentlich hilfreich.

1. Makroskopische Theorie

(D. Biskamp, I. L. Caldas[1]), D. Correa Restrepo, W. Kerner, D. Lortz, J. Nührenberg, A. Salat, G. Spies, H. Tasso, J. T. Virtamo[2]), H. Welter)

1.1 Stabilität interner MHD Moden in kreisförmig zylindrischen Gleichgewichten

Es wurde eine analytische Entwicklung für das Problem der Stabilität interner MHD-Moden gefunden, bei der nur das Gleichgewicht entwickelt, die volle Modenstruktur, insbesondere endliche poloidale und longitudinale Modenzahl und endliche radiale Modenausdehnung, aber beibehalten wird. Trotzdem konnte das Stabilitätsproblem vollständig analytisch gelöst und insbesondere Suydam's Kriterium verschärft werden, siehe Abb. 1. (D. Lortz, J. Nührenberg)

1.2 Stabilität interner MHD Moden in Konfigurationen mit flachem Druckprofil

Ein zu der unter 1.1 beschriebenen Entwicklung analoges Verfahren kann auf eine große Klasse toroidaler Gleichgewichte angewandt werden; die einzigen Einschränkungen sind $dp/dV = 0$ auf der magnetischen Achse (V Flußflächenvolumen) und kreisförmiger Querschnitt nahe der magnetischen Achse. (Hierbei kann wahrscheinlich die den Druck betreffende Einschränkung noch fallen gelassen werden, falls mit

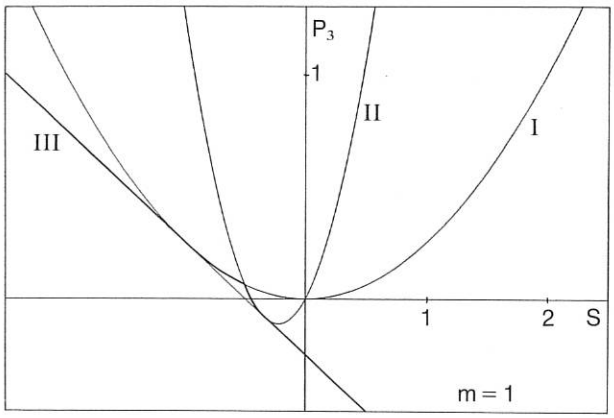


Abb. 1 Stabilitätsdiagramm des diffusen linearen Pinches. Die Kurven zeigen die Marginalitätsbedingung für den Druckgradienten in Abhängigkeit von der Verscherung für verschiedene Typen der m = 1 Mode. Das stabile Gebiet liegt unterhalb der dick ausgezogenen Linie.

Hilfe eines anderen Gleichgewichtsparameters die Marginalitätsbedingung auf der Seele für Stabilität erfüllt wird.) Ähnlich wie für den Zylinder lassen sich die Ergebnisse in Abhängigkeit von zwei Parametern darstellen, von denen der eine das Produkt aus Druckgradient und magnetischer Mulde und der andere den Quotienten aus toroidalem Stromdichtegradienten und magnetischer Verscherung charakterisiert. Z. B. erweist sich der I = 3 Stellarator mit flachem Druckprofil als stabil. (D. Lortz, J. Nührenberg)

[1]) Universidade de Sao Paulo, Brasil

[2]) Technical Research Centre of Finland, Helsinki

1.3 Analytische Untersuchungen zu MHD Gleichgewicht und Stabilität dreidimensionaler Konfigurationen

Optimalisierungsstudien, denen die Entwicklung eines MHD-Gleichgewichtes um seine magnetische Achse zugrunde liegt, haben für dreidimensionale toroidale Konfigurationen ohne Ohm'schen Heizstrom eine weitere Erhöhung der stabil erreichbaren β-Werte ergeben: In einer Konfiguration mit 10 Perioden, in der die Reduktion der vom Toruseffekt stammenden Parallelstromdichte mittels $l = 1, 2$ Feldern bewirkt wird, konnte $\beta \sim 10\%$ nach einem notwendigen Stabilitätskriterium zusammen mit einem Aspektverhältnis von 20 erreicht werden. (J. Nührenberg)

1.4 MHD-Stabilität von Tokamak- und Spheromak-Gleichgewichten mit Oberflächenstrom

Für axialsymmetrische Gleichgewichte mit Oberflächenstrom wurde mit Hilfe des Energieprinzips die Stabilität von $n = 0$ und $n \neq 0$ Moden untersucht, um für Tokamak- und Spheromak-Konfigurationen einen Überblick über erreichbare β-Werte zu erhalten. Als optimale Tokamakquerschnitte ergaben sich, wie in einer früheren auf $n = 0$ beschränkten Arbeit, Kombinationen von race-track und D-Form für Aspektverhältnis $A \gtrsim 3.8$ und doublet-artige Form für $A \lesssim 3.8$. Stabile Spheromak Gleichgewichte bei $A \cong 1.05$ erlauben ein $\beta \cong 0.15 - 0.2$. Ein in der Literatur vorkommender Fehler bei der Behandlung des Vakuumterms wurde korrigiert. (E. Rebhan[3]), A. Salat)

1.5 Erweiterung des 2-D MHD-Stabilitätscodes

Die Zusammenarbeit zwischen Lausanne und Garching zur Untersuchung von axial- und helikalsymmetrischen Gleichgewichten im Rahmen der idealen MHD-Theorie wurde fortgesetzt. Bei der Erweiterung auf helikale Konfigurationen wurde der Teil des Programms, in dem die Gleichgewichtsgrößen in Flußkoordinaten berechnet werden (mapping), auch für Tokamak-Gleichgewichte neu geschrieben. Die dadurch erzielte höhere Genauigkeit führt zu einem besseren Konvergenzverhalten. Spheromak-Konfigurationen konnten ebenfalls behandelt werden. Der Code wurde neu organisiert und steht auch anderen Benutzern zur Verfügung. Er arbeitet auch auf der CRAY.

Eine schnelle Version von ERATO, welche den Stabilitätsindex (d. h. eine Aussage, ob Stabilität vorliegt) berechnet, wurde eintwickelt. Die Ersetzung von $\vec{\xi}$ durch die Normalkomponente ξ_ψ in der Norm ändert den Stabilitätsindex nicht. Das Eigenwertproblem wird in zwei Schritten gelöst, a) die poloidale Komponente ξ_θ wird auf jeder Flußfläche eliminiert; b) das Eigenwertproblem für ξ_ψ wird gelöst. Diese Methode reduziert die Rechenzeit um etwa eine Größenordnung. (R. Gruber[4]), F. Troyon[4]), P. Gautier[5]), W. Kerner[5]), W. Schneider[5]), E. Schwarz)

[3]) Universität Düsseldorf

[4]) CRPP Lausanne

[5]) Bereich Hoch-Beta-Plasmen

1.6 Zur Peeling Instabilität

Das Peeling-Stabilitätskriterium, das sich auf lokalisierte externe MHD-Moden bezieht, konnte durch Betrachtung von Störungen, deren singuläre Fläche im Vakuum liegt, verschärft werden. Das am Plasmarand anzuwendende Kriterium fällt jetzt zusammen mit der Anwendbarkeitsbedingung für ein hinreichendes Stabilitätskriterium. Verschwindende Stromdichte am Plasmarand ist hinreichend zur Erfüllung des Peeling-Kriteriums. (D. Lortz)

Die Peeling Mode wurde für ballooning stabile axialsymmetrische Gleichgewichte ausgewertet. Schon diese einfache Mode führt zu einer Reduktion der stabil erreichbaren β-Werte. In diesem Zusammenhang machte sich die Entwicklung eines allgemeinen Gleichgewichtscodes für quasi-analytische Axialsymmetrische Gleichgewichte bezahlt, der nichtlineare Profile zuläßt. Mit solchen Profilen war es möglich, im kreisförmigen Tokamak, unterhalb des ballooning Instabilitätsbandes einen β-Wert von 3% zu erreichen, der ballooning und peeling stabil ist. Die dabei gefundenen Profile sind gekennzeichnet durch eine flache toroidale Stromdichte nahe der magnetischen Achse und verschwindende Stromdichte am Plasmarand. (D. Lortz, J. Nührenberg)

1.7 Hinreichendes MHD Stabilitätskriterium und Stabilität bei kleiner Verscherung

Für beliebige toroidale MHD Gleichgewichte wurde ein hinreichendes Stabilitätskriterium hergeleitet, zu dessen Auswertung lediglich ein eindimensionales Problem auf jeder geschlossenen Feldlinie zu lösen ist. Dieses Kriterium ist weniger einschränkend als die bisher bekannten Kriterien, wenn alle Feldlinien geschlossen sind. Durch Vergleich mit einem notwendigen Kriterium wurde gezeigt, daß die Stabilitätsgrenze im Grenzfall einer konstanten rationalen Rotationszahl unstetig ist, wobei rationale Zahlen niedriger Ordnung größere Stabilität als benachbarte irrationale Zahlen haben. (G. Spies)

1.8 Korrekte und inkorrekte Nebenbedingungen in der Theorie von FCT-Gleichgewichten

Zur Berechnung flußerhaltender Tokamak-(FCT) Gleichgewichte muß man neben dem Profil der Rotationstransformation noch ein zweites Profil vorgeben. Wählt man hierfür (wie es üblich ist) den Druck als Funktion des magnetischen Flusses $p(\psi)$, so führt dies zu einem kritischen Beta oberhalb dessen das Gleichgewichtsproblem unphysikalisch wird: Es tritt eine entartete Separatrix (d. h. eine Flußfläche mit Feldumkehr) auf, auf der die Entropiedichte divergiert, und der Fluß nimmt Werte außerhalb des vorgeschriebenen Bereichs ein. Diese Schwierigkeit tritt nicht auf, wenn man an Stelle des Druckes die Adiabatenfunktion $p(\psi)\,[d\psi/dV]^{-\gamma}$ vorgibt, wie es auch zur Simulation der zeitlichen Entwicklung eines geheizten Gleichgewichtes notwendig ist. (G. Spies)

1.9 Vollständige Lösung des MHD Stabilitätsproblems für starr rotierende axialsymmetrische Multipole

Für beliebige axialsymmetrische isentrope Gleichgewichte mit rein poloidalen Magnetfeldern und rein toroidalen starren Massenströmung wurde das MHD Stabilitätsproblem auf gewöhnliche Differentialgleichungen zurückgeführt. Eine Anwendung auf Multipole mit kleinem beta zeigte, daß sich der Effekt der Feldlinienkrümmung umkehren kann, wenn die Rotationsenergie die thermische Energie überschreitet, vorausgesetzt die inneren Leiter sind so angeordnet, daß das Magnetfeld auf der Außenseite des Torus hinreichend schwach ist. (G. Spies)

1.10 Ballooning-stabile Profile im kreisförmigen Tokamak

Die Ballooning Stabilitätseigenschaften axialsymmetrischer Gleichgewichte werden durch ein ballooning instabiles Band in der Ebene poloidales β gegen Verscherung bestimmt. Es wurde ein Code entwickelt, der das ballooning Stabilitätskriterium über den ganzen Querschnitt eines beliebigen axialsymmetrischen Gleichgewichts auswertet. Für Gleichgewichte mit nahezu kreisförmigem Querschnitt konnten stabile Profile oberhalb und unterhalb des Bandes gefunden werden, mit denen β-Werte von 25% bzw. 8% erreicht werden konnten. Unterhalb des Bandes hat die optimale Konfiguration kleines Aspektverhältnis ($A \gtrsim 2$) und relativ kleines β_p ($\beta_p \sim 0.4$). Aus diesen Ergebnissen folgt u. a., daß unterhalb des Bandes der erreichbare β-Wert durch das Auftreten von externen Moden begrenzt wird. (D. Lortz, J. Nührenberg)

1.11 Instabiles Kontinuum und Ballooning Moden

In MHD Gleichgewichten mit geschlossenen Feldlinien wurden die Teile des Kontinuums untersucht, die Singularitäten quer zum Druckgradienten entsprechen. Im Gegensatz zu den bekannten Alfvén- und Cusp Kontinua können diese neuen Kontinua instabil sein. Ihre Stabilität hängt vom »Ballooning« Kriterium ab, und die Anwachsraten sind die Eigenwerte eines gewöhnlichen Differentialoperators vierter Ordnung. (G. Spies)

1.12 Balloning Stabilität von idealen und resistiven MHD-Gleichgewichten

Für 3-D, ideale MHD Gleichgewichte mit geschlossenen Feldlinien wurde durch Lokalisierung der Störungen quer zu den Druckflächen eine Klasse von Stabilitätskriterien abgeleitet. Wie von Spies gezeigt wurde, stimmen diese Kriterien mit einer Bedingung für die Stabilität derjeniger kontinuierlicher Spektren überein, die Singularitäten quer zur Richtung des Druckgradienten entsprechen.

Im Fall von 3-D, MHD Gleichgewichten mit endlichem Shear und kleinem elektrischem Widerstand wurde ein Kriterium gegenüber Ballooning Störungen abgeleitet. Dieses Kriterium, in der Gestalt von zwei gekoppelten, gewöhnlichen Differentialgleichungen zweiter Ordnung stimmt im axialsymmetrischen Fall mit einem schon bekannten Kriterium überein. (D. Correa-Restrepo)

1.13 Energieprinzip für resistive Moden in Tokamak Plasmen

Das Energieprinzip zur Untersuchung der Stabilität gegenüber resistiven Moden wurde auf Tokamak-Plasmen mit beliebigem Qerschnitt erweitert. Die einzige Näherung ist die Tokamak-Skalierung $B_t/B_p \sim A \gg 1$. Zwei verschiedene Widerstandsmodelle wurden untersucht. Im ersten Fall ist der Widerstand für jedes Plasmaelement zeitlich konstant. Dies führt zu verallgemeinerten Tearing und Rippling Moden. Im zweiten Fall ist der Widerstand eine Funktion des magnetischen Flusses. Hier ist nur Tearing Mode instabil. (H. Tasso, J. Virtamo)

1.14 Verschmelzen von magnetischen Inseln

Der Prozeß der Verschmelzung von magnetischen Inseln, der in der Anfangsphase einer Tokamakentladung oder während der $m = 1$ internen Disruption auftritt, wurde in einem ebenen Modell untersucht. Für nicht zu kleine Werte des Plasmawiderstands η ist die magnetische Verschmelzungsrate (merging rate) M unabhängig von η wie im Petschek Modell, obwohl sich der Vorgang grundlegend von dem in Petscheks Modell postulierten unterscheidet. Für sehr kleine Werte von η ist das dynamische Verhalten des Inselverschmelzungsprozesses komplexer. Der Vorgang ist nicht mehr monoton. Die mittlere Verschmelzungsrate skaliert wie $M \sim \eta^{1/2}$. Außerdem können Tearing Moden in der Neutralschicht zwischen den Inseln angeregt werden, die zu sekundären Inseln führen. (D. Biskamp, H. Welter)

1.15 Einfluß der Elektronenviskosität bei der Abbruchinstabilität

Die relative Bedeutung von elektrischem Widerstand und senkrechter Elektronenviskosität bei der Abbruchinstabilität in tokamakähnlichen Plasmen wurde mit dem dreidimensionalen reduzierten MHD-Programm untersucht. Die Elektronenviskosität ist für $\mu_e > 10^2$–10^3 mal dem (sehr kleinen) klassischen Wert dominierend. In diesem Regime ist die nichtlineare Anwachsrate der $(m, n) = (3,2)$ Mode bei Anwesenheit von großen (2,1) Inseln fast unabhängig vom Dissipationsprozess, $\gamma \propto \mu_e^{1/6}$. (D. Biskamp, H. Welter)

2. Mikroskopische Theorie und Transport

(D. Biskamp, I.L. Caldas, D. Correa-Restrepo, R. Croci, D. Düchs, H. Griem[6]), A. McKenney[7]), R. Meyer-Spasche, F. Pohl, A. Salat, F. Sardei, J. Teichmann[8]), S. Uchikawa[9]), H.K. Wimmel)

2.1 Zum Mercier Kriterium in der Guiding Center Theorie

Es wurde versucht, in der Guiding Center Theorie ein Stabilitätskriterium für lokalisierte Moden herzuleiten, das dem Mercierkriterium in der MHD-Theorie entspricht. Dabei ergab sich, daß es bei anisotropem Druck, $P_\parallel \neq P_\perp$, i.a. keine Mercier-artig lokalisierten Moden gibt. Für den Spezialfall $\sigma(\psi, B) \equiv 1 - (P_\parallel - P_\perp)/B^2 = \sigma(B)$ existieren zwar die Moden, aber es läßt sich kein explizites Kriterium herleiten. Für $\sigma(B) =$ const und bei Vernachlässigung von gefangenen Teilchen erhält man als Stabilitätsbedingung das Mercierkriterium, in dem der Druck durch $(P_\parallel + P_\perp) / (2\sigma)$ ersetzt ist. $P_\perp > P_\parallel$ erlaubt dann ein höheres »Mercier-stabiles« β, $\beta = 2(P_\parallel + 2P_\perp)/(3B^2)$, als $P_\perp < P_\parallel$. (A. Salat)

2.2 Numerische Parameterstudie für anomale Diffusion gefangener Ionen in Tokamaks ohne magnetische Verscherung

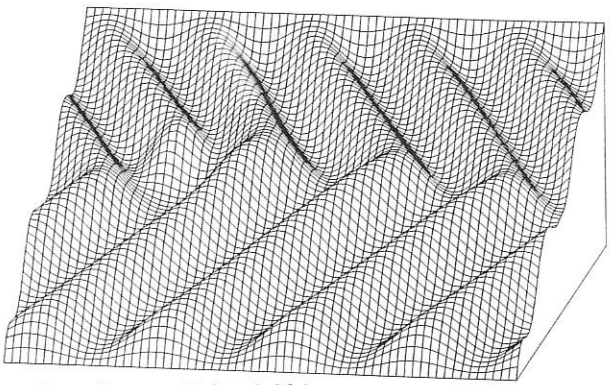
Genauere Lösungen der 2D-Kadomtsev-Pogutse-Flüssigkeitsgleichungen wurden folgendermaßen erzielt:

a) Regularisierung der Gleichungen (spektrales Abschneiden der zeitlichen Inkremente der Dichten),

b) Verfeinerung des numerischen Gitters,

c) Erweiterung des Parameterbereiches.

Es wurde eine neue Parameterstudie durchgeführt für $0{,}25 \leq m_{marg} \leq 6$ (m_{marg} = marginal stabile Modenzahl). Anfangsstörungen mit breitem Spektrum wurden verwendet. Es ergibt sich jeweils eine annähernd monochromatische, kohärente Wellenstruktur mit dominanter Modenzahl $m \cong 4\, m_{marg}$ (Abb. 2). Der mittlere anomale Diffusionskoeffizient ergibt sich zu $D \cong 3{,}46 \cdot 10^{-2}\, \delta_0 a^2 \nu_i$ abweichend von den früheren Rechnungen (δ_0 = Anteil der gefangenen Teilchen im Gleichgewicht, a = Plasmaradius, ν_i = effektive Stoßfrequenz der gefangenen Ionen). Zum Vergleich wurden auch 2D-Rechnungen mit monochromatischen Anfangsbedingungen ($m = 4\, m_{marg}$) gemacht. Hier bleibt das k_y–Spektrum bis auf Harmonische kleiner Amplitude monochromatisch, und der Diffusionskoeffizient ist näherungsweise derselbe wie bei allgemeinen Anfangsbedingungen. Diese monochromatischen Lösungen erscheinen besonders geeignet für numerische Konvergenzstudien. (F. Sardei, H.K. Wimmel)



n_i-Verteilung Zeit = 8.001 ms

Abb. 2 Dichteverteilung der gefangenen Ionen in der x-y-Ebene für m_{marg} = 1. Beispiel eines gesättigten Zustands der Trapped-Ion-Instabilität zu späten Zeiten.

2.3 Konvergenzstudie für die numerische Berechnung der anomalen Diffusion

Für eine Konvergenzstudie wurden die monochromatischen Lösungen der Kadomtsev-Pogutse-Gleichungen herangezogen. Es wurde ein 1D-Problem durch Fourier-Transformation in y-Richtung und Berücksichtigung nur der Fourier-Komponenten m = 0 und $m = \pm m_{dom}$ erzeugt. Wegen des numerischen Stabilitätsproblems wurde versucht, dieses System von 6 quasilinearen partiellen Differentialgleichungen auf charakteristische Form zu bringen. Die Lösung ergab 6 Eigenwerte, 4 davon zusammenfallend, aber nur 5 linear unabhängige Eigenlösungen (= charakteristische Kurven). Das 1D-System ist also entartet und läßt sich nicht auf charakteristische Form bringen. Die mit den zunächst verwendeten Verfahren (u.a. Lax-Wendroff, explizites, halbimplizites, vollimplitites Verfahren) erhaltenen Resultate legen den Schluß nahe, daß diese Verfahren angewendet auf das obige Gleichungssystem alle numerisch instabil sind. Dieses ungewöhnliche Verhalten kann durch das scharfe k_y-Abschneiden und/oder durch die Entartung des Systems bedingt sein. Ein neuartiges, anscheinend stabiles Verfahren ist in der Erprobung. (F. Sardei, H.K. Wimmel)

2.4 Analytische Herleitung der verbesserten Trapped-Ion-Transportskalierung ohne Verscherung

Das verbesserte numerische Ergebnis für den anomalen Trapped-Ion-Diffusionskoeffizienten ohne magnetische Verscherung, $D \cong 3{,}46 \cdot 10^{-2}\, \delta_0\, a^2 \nu_i$ kann auch analytisch hergeleitet werden, und zwar mit zwei verschiedenen Methoden. Die erste Methode benutzt die früher schon durchgeführte Ähnlichkeitsanalyse und die numerisch gefundenen Tatsache, daß in azimutaler Richtung eine m-fache Periodizität der Lösung genähert vorliegt, mit $m \cong 4\, m_{marg}$. Die andere Methode benutzt den numerisch nahegelegten, monochromatischen Lösungsansatz für die gefangenen Teilchendichten $n_j = n_0(x) + [n_{j1}(x) + n_{j2}(x) \exp(iky - i\omega t) + c.c.]$; unter Vernachlässigung des Gauß-Abschneidens in x-Richtung lassen sich dann die Flüssigkeitsgleichungen genähert lösen und ein Teil der Randbedingungen erfüllen. Für den Transport folgt

---

[6]) University of Maryland

[7]) PPPL Princeton

[8]) University of Montreal, Canada

[9]) Energy Research Lab., Hitachi, Ltd, Japan

dann: $D \cong (1/12)\,\delta_0\, a^2 \nu_i$, was in der Skalierung mit dem numerischen Ergebnis übereinstimmt, aber um einen Faktor $\cong 2$ größer ist. (F. Sardei, H.K. Wimmel)

2.5 Verbesserte Trapped-Ion-Transportformel für Tokamaks mit Verscherung

Nach einer früher publizierten Methode wurde aus der neuen Skalierung ohne Verscherung ($D \propto \delta_0 a^2 \nu_i$) eine verbesserte Transportskalierung für den Fall mit magnetischer Verscherung hergeleitet. Die Methode benutzt eine Ähnlichkeitsanalyse und berücksichtigt die Einschließung der Trapped-Ion-Moden zwischen mode-rational surfaces. In einem weiten Parameterbereich folgt eine anomale Diffusionsformel der Form $D_s \cong 2{,}16 \cdot 10^{-3} \delta_0\, (r_q/r)^2\, (v_0^2/\nu_e)$,
mit r = kleiner Radius, r_q = charakteristische Länge der q-Variation, q = Sicherheitsfaktor, δ_0 = relative Zahl der gefangenen Teilchen, v_0 = diamagnetische Drift der gefangenen Teilchen, ν_e = effektive Stoßfrequenz der gefangenen Elektronen. Es wurde ein numerisches Programm erstellt zur Auswertung der neuen Diffusionsformel für eine Reihe von Tokamakexperimenten. (H.K. Wimmel)

2.6 Unterdrückung der Trapped-Ion Instabilität durch Driftwellen Turbulenz

Die Wechselwirkung von Trapped-Ion Moden mit turbulenten Driftwellen wurde untersucht. Die Verschiedenheit der Frequenzen und Wellenlängen der beiden Klassen von Moden erlaubt die Nährung, in der hochfrequente Driftmoden ähnlich wie Teilchenstöße auf eine Trapped-Ion Mode wirken, während letztere eine adiabatische Hintergundsänderung für Driftwellenpakete bedeutet. So erhält man eine relativ einfache nichtlineare Dispersionsrelation für Trapped-Ion Wellen. Sie zeigt, daß Driftwellen einen signifikanten stabilisierenden Einfluß auf Trapped-Ion Wellen haben, wenn ihre Amplitude so groß ist, daß die nichtlineare E x B Dopplerverschiebung von der Ordnung der diamagnetischen Frequenz ist. Ein solches Driftwellen-Fluktuationsniveau wird oft in Experimenten beobachtet. Der Effekt hängt auch etwas von der Form des Driftwellen-Spektrums ab. Bei stark gepeaktem Spektrum könnten Trapped-Ion Wellen auch angeregt werden. (W. Horton[10]), D.I. Choi[10]), P. Terry[10]), D. Biskamp)

2.7 Numerische Simulation von η_i-getriebenen Driftmoden

Bei großem Ionendruckgradient, $\eta_i = d\ln T_i/d\ln \varrho > 1$, wie z. B. in den durch Neutralteilcheneinschuß geheizten PLT-Plasmen, werden kurzwellige Driftmoden angeregt, die einen erhöhten Ionenenergietransport bewirken. Diese Dirftwellen können gut durch Flüssigkeitsgleichungen beschrieben werden. Das nichtlineare Verhalten wurde mit einem dreidimensionalen Programm numerisch untersucht. Der dominante Sättigungsmechanismus ist die turbulente E x B – Bewegung des Ionendrucks, die zu einem quasistationärem Spectrum führt. Abschätzungen für den anomalen Ionenwärmeleitungskoeffizienten wurden angegeben. (D. Biskamp, R. Estes[10]), W. Horton[10])

[10]) University of Texas, Austin

2.8 Drift-Instabilität in einem toroidalen Plasma

Im TFR wurden Dichtefluktuationen gemessen, die zunächst als stromgetriebene elektrostatische Moden interpretiert worden waren. Es wurde nun gezeigt, daß die Fluktuationen besser durch eine Driftinstabilität interpretiert werden können, die sich vor allem in der Äquatorebene entwickelt. (R. Croci)

2.9 Skalierungsgesetze für den Elektronenenergietransport in Tokamaks

Es wurde gezeigt, daß globale Elektronenenergieeinschlußzeiten und die lokale Elektronenwärmeleitung von Plasmen in Tokamaks mit ohmischer Heizung sowie die Elektronenwärmeleitung von Plasmen in Experimenten mit Neutralinjektionsheizung (PLT, W VIIA) derzeit mit am besten durch folgende Skalierungsformeln dargestellt werden, die im Gegensatz etwa zur Coppi-Mazzucato-Skalierung[11]), Frascati-Skalierung[12]) oder Chu-Lee-Skalierung[13]) den Ähnlichkeitsgesetzen einer Fokker-Planck-Theorie ohne Debeyelängeneffekten genügen

für $A < 10$

$$\tau_{eE} = 20 \cdot \langle T_e \rangle \cdot \langle n_e \rangle^{0.84} \cdot q_a \cdot A^{1.7} \cdot a^{2.3} \cdot B_t^{-0.9} \cdot Z_{eff}^{-0.5}$$

und

$$\chi_e \sim \frac{Z_{eff}^{0.5}(r)}{n_e^{0.84}(r) \cdot T_e(r)} \cdot \frac{B_t^{0.9}}{q_a \cdot A^{1.7} \cdot a^{0.3}} \;;$$

für $A \geqslant 10$

$$\tau_{eE} = 446 \cdot \langle T_e \rangle^{2/3} \cdot \langle n_e \rangle^{0.8} \cdot q_a^{0.4} \cdot A^{0.6} \cdot a^{2.6} \cdot B_t^{-0.5} \cdot Z_{eff}^{-0.5}$$

und

$$\chi_e \sim \frac{Z_{eff}^{0.5}(r)}{n_e^{0.8}(r) \cdot T_e^{2/3}(r)} \cdot \frac{B_t^{0.5}}{q_a^{0.4} \cdot A^{0.6} \cdot a^{0.6}} \,.$$

τ : ms, a = kleiner Radius : m, $\langle T_e \rangle$: keV, $\langle n_e \rangle$: 10^{13} cm^{-3}, B_t : T

Die sogenannte Alcatorskalierung ist nur für einzelne Experimente in einem beschränkten Parameterbereich zutreffend, aber auch nur für die globalen Einschlußzeiten, keinesfalls für die lokalen Größen. Bei Experimenten mit Zusatzheizung wäre sie höchstens dort anwendbar, wo die Ungenauigkeit der experimentellen Daten keine Aussagen mehr zuläßt. Sie ist für Extrapolationen gänzlich unbrauchbar.

Die neuen für die Fusion sehr positiven Beziehungen lassen in JET bis zu 10 mal längere Elektronenenergieeinschlußzeiten erwarten, so daß selbst bei einer Abweichung der wirklichen Einschlußzeiten bis zu einem Faktor 10 noch Zündung in JET möglich sein könnte, sofern zusätzliche Effekte wie MHD-Fluktuationen und Strahlungsverluste durch Verunreinigungen dies nicht verhindern. Bei Zutreffen der neuen

[11]) B. Coppi, E. Mazzucato, Phys. Letters **71A**, 337 (1979)

[12]) T.K.Chu, Y.C. Lee, Princeton Report PPPL **1618** Nov. 1979

[13]) U. Ascoli-Bartoli et al., Nuclear Fusion Suppl. 1979 Vol. **I**, S. 149

Skalierung könnte, jedenfalls bis zur Zündung, mit Dichten und β-Werten gearbeitet werden, die bis zu einem Faktor 4 niedriger als bisher vorgesehen sein dürften. Damit sollte die Murakami-Grenze für die Dichte keine Schwierigkeit mehr darstellen. Außerdem könnte die Injektionsenergie der Neutralteilchen wesentlich herabgesetzt werden. Da die alten β-Werte jedoch vom Reaktorstandpunkt aus gesehen die eigentlich interessanten sind, sollte das Experiment weiterhin diese Werte erlauben.
(D. Pfirsch, D. Düchs, H. Ringler, H. Wobig)

2.10 Radialer Transport in Tokamak Plasmen

In den verschiedenen Transportprogrammen wurden eine Reihe von Änderungen durchgeführt. a) Bei der Berechnung der Nachfüllung durch Pelleteinschuß wurde in der Umgebung des Pellets ein feines mit dem Pellet mitbewegtes Gitter eingeführt, um dort auftretende scharfe, schnell veränderliche Dichte- und Temperaturgradienten gut auflösen zu können. b) In der hier vorliegenden Form des »Baldur«-Programms stellte sich das Monte-Carlo-Neutralgasmodell als verbesserungsbedürftig heraus. Außerdem wurden neue, in Princeton entwickelte, einfache Modelle für die α-Teilchen-Quellstärke und -Abkühlung geprüft und in das Programm aufgenommen. c) Ein Vergleich am PULSATOR gemessener Dichte- und Temperaturprofile mit empirischen Skalierungsformeln für Diffusion und Elektronenwärmeleitung ergab, daß die »INTOR-Skalierung« um etwa einen Faktor 2 zu pessimistisch ist.

Die Transportcodes wurden in großem Umfang zur Planung von zukünftigen Tokamakexperimenten (ZEPHYR, JET, INTOR usw.) eingesetzt. Eine Reihe von Mechanismen, die für das Erreichen von Zündung und langer Brenndauer wichtig sind, konnten aufgezeigt werden. Für den Zustrom von Verunreinigungen ist die Aufheizung des Plasmas und der neutralen Atome im Randgebiet kritisch, die sich bei Neutraleinschuß kaum vermeiden läßt. Schon die durch den Einschuß erzeugte Dichteerhöhung verschiebt die Energieabsorption nach außen. In einem gezündeten Plasma entsteht durch Fusionsprozesse ein schwaches Hohlprofil für die D^+/T^+ Dichte. Nach heutigen Theorien für die Verunreinigungsdiffusion führt dies zu einer günstigen Bewegung der Verunreinigung einschließlich der α-Teilchen in die Randzone, was längere Brennzeiten zuläßt. Mit optimistischen Annahmen über den Plasmaeinschluß kann man zwar mit geringerer Zusatzheizleistung Zündung erreichen. Nach Abschalten der Heizung wird jedoch nicht genügend viel Energie in die Randzone transportiert, um die Verunreinigungen (vor allem Fe) in hohem Ionisationszustand zu halten. Dadurch steigt die Abstrahlung aus der Randzone stark an und die Entladung schrumpft. (D. Düchs, A. McKenney)

2.11 Verunreinigungen: Diffusion und Strahlung

Ein Programm zur numerischen Berechnung der radialen und zeitabhängigen Dichteverteilungen $n_i(r, t)$ in einem Tokamakplasma für i (1 bis 35) verschiedene Ionensorten (z. B. Ionisierungsstufen von Fe, He, O, C) wurde erstellt. Dabei wurden Plasmatemperatur- und Magnetfeldprofil konstant gehalten, die Diffusionsflüsse wurden als neoklassisch angenommen. Die neuesten atomphysikalischen Daten, besonders für schwerere Elemente wie Fe, wurden zusammengestellt, wobei jedoch Unsicherheiten von Faktoren 2–5, besonders in Rekombinations- und Anregungskoeffizienten vorkommen. Für die (mittleren) Strahlungsverluste wurden Formeln hergeleitet, die auch außerhalb des Corona-Gleichgewichts angewandt werden können. In den Randzonen, wo die Temperatur abfällt und viele Ionisierungsstufen nebeneinander auftreten, erzwingen steile Gradienten eine feine Ortsauflösung. In dieser Zone sind auch Annahmen für Corona-Gleichgewicht nicht erfüllt.

Vergleiche von Rechnungen mit gemessenen, radial aufgelösten Intensitäten von Sauerstofflinien an W-VIII A liefern für neoklassische Diffusion recht gute Übereinstimmung. Ähnlich detaillierte Vergleiche werden für TFR-Daten vorgenommen.

Der Zusatz von anomalen Diffusionstermen ist vorbereitet. Das Programm in der gegenwärtigen Form ist zum direkten Anschluß an einen Transportcode zu aufwendig. Es wird als Prüfprogramm für vereinfachte Modelle für Verunreinigungen benutzt. (D. Düchs, H. R. Griem, S. Uchikawa)

2.12 Transport bei gestörter Magnetfeldsymmetrie

Die (heute notwendige) Verwendung von empirischen Formeln für »anomalen« Teilchen- und Elektronenenergietransport ist unbefriedigend. Als eine mögliche Ursache für Anomalien können Feldstörungen betrachtet werden. Es wurde versucht, die bereits in der Literatur vorhandenen Theorien zu verallgemeinern, insbesondere die der Diffusion von schnellen α-Teilchen in gestörten Feldern (»ripple diffusion«). (D. Correa-Restrepo, D. Düchs)

2.13 WKB-Methode für Systeme von Integralgleichungen

Es wurde die WKB-Theorie für Systeme von Integralgleichungen entwickelt. Mit einem Variationsverfahren wurden die Gleichungen für die WKB-Amplituden im **x**- und **k**-Raum hergeleitet. Für 1-dimensionale Probleme werden explizite Lösungen angegeben. Die Fortsetzung durch Wendepunkte im **x**-Raum wird durch die Lösungen im **k**-Raum bewirkt. Die Fortsetzungsbeziehungen entsprechen den nach der Furry-Methode erhaltenen Regeln. Mit diesen Beziehungen werden allgemeine globale Dispersionsrelationen konstruiert. (H. L. Berk[14], D. Pfirsch)

2.14 Adiabatische Invariante für Driftwellen

Im Zusammenhang mit der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Trapped Ion Wellen und Driftwellen wurde die adiabatische Invariante oder Wirkungsdichte A für Driftwellen in einem magnetisierten

[14]) LLL, Livermore

Plasma betrachtet. Anstelle der üblichen Relation $A = W/\omega$, W = Energiedichte, ω = Frequenz, findet man, daß hier $A = W$ gilt. (D. Biskamp, W. Horton).

2.15 Über nichtlineare Wellengleichungen

Die Einführung von verallgemeinerten Poisson Klammern erlaubt ein besseres Verständnis der Invarianten von Wellengleichungen. An Hand einer Modellgleichung wurde der Formalismus geprüft. (I. L. Caldas, H. Tasso) Es wurden Systeme von nichtlinearen dissipativen Wellengleichungen eingeführt, deren Lösungen auf diejenigen linearer Systeme reduziert werden können. Das Verfahren ist eine weitgehende Verallgemeinerung der Cole-Hopf Methode zur Lösung der Burgers Gleichung (H. Tasso, J. Teichmann)

2.16 Synchrotronstrahlung in nicht-Maxwell'schen Plasmen

Eine gegenüber dem konventionellen Synchrotronstrahlungsmodell verallgemeinerte Theorie wurde hergeleitet. Jedes Plasmaelektron wird zunächst als Testteilchen betrachtet, daß sich in einem Plasma mit gegebenem Dielektrizitätstensor bewegt. Anschließend wird die abgestrahlte Energie über die Elektronenverteilungsfunktion gemittelt. Die Emission ist wesentlich gegenüber einem thermischen Plasma erhöht, wenn die sich im Plasma ausbreitenden Wellen vor allem vom nicht-Maxwell'schen Teil der Verteilungsfunktion absorbiert werden. Die bisher vorliegenden qualitativen Ergebnisse sind im Einklang mit experimentellen Beobachtungen, die mit dem konventionellen Modell nicht erklärt werden können. (R. Croci)

2.17 Pulshöhenanalyse von Röntgensignalen

Metallische Verunreinigungen verursachen in bestimmten Quantenenergie-Bereichen Linien und Rekombinations-Stufen. Es wurde ein Programm entwickelt, welches aus den Röntgenspektren, Blenden- und Filterparametern usw. die Elektronentemperatur sowie den ζ-Faktor und die Dichte der Metallionen berechnet. Dafür werden allerdings als Eingabedaten Wirkungsquerschnitte, z. B. für $K\alpha$-Emission, benötigt, welche nur sehr schlecht bekannt sind; dieser Umstand dürfte die Anwendbarkeit des Programms stark beeinträchtigen. (F. Pohl)

2.18 Tearing Instabilität des PULSATOR Plasmas bei Strommodulation

An Hand von Modell-Rechnungen wurde die Tearing Instabilität von zylindrischen Plasmen bei Modulation der Umfangspannung untersucht. Die Rechnungen dienten der Interpretation von Experimenten am PULSATOR. In Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen zeigten die Rechnungen das Auftreten von Tearing Instabilität (vor allem $m = 2$) schon bei Modulationsamplituden von wenigen Prozent. (S. v. Goeler[15], F. Pohl)

[15]) PPPL Princeton

[16]) Bereich 0

3. Entwicklung numerischer Methoden

(D. Düchs, R. Meyer-Spasche, F. Pohl, F. Sardei, U. Schwenn, H. K. Wimmel)

3.1 Numerische Berechnung von dreidimensionalen MHD-Gleichgewichten

Zur Bestimmung von Zuständen minimaler Energie eines torusförmigen Plasmas wird eine Lagrange Formulierung des Variationsprinzips verwendet. Das Torusgebiet wird auf einen Einheitswürfel mit den unabhängigen Variablen U, V, S abgebildet. S kennzeichnet einen Satz von ineinander geschachtelten torusförmigen Flußflächen, V ist der toroidale Winkel. Die Invarianten des Variationsprinzips sind die beiden magnetischen Flüsse innerhalb der Flußflächen und die zwischen zwei Flußflächen eingeschlossene Masse. Das Minimum der Energie wird bei vorgegebener Form der Randfläche durch die Eulergleichungen für die abhängigen Variablen R und Z bestimmt.

Bei der Diskretisierung wird das Integral der potentiellen Energie durch eine Summe über die Gitterzellen ersetzt, in denen der Integrand durch Differenzen angenähert wird. Die den Eulergleichungen entsprechenden Ableitungen der diskreten Summe nach den abhängigen Variablen an den Gitterpunkten verschwinden im numerischen Gleichgewicht.

Zur Iteration wird die Energie nach einem Satz von Parametern entwickelt, die mit den diskreten Flußflächen und der magnetischen Achse verknüpft sind. Geht man bis zur zweiten Ordnung, wird das Minimum dieser Entwicklung durch Auflösung eines linearen Gleichungssystems für die Parameter bestimmt. Die Koeffizienten dieses symmetrischen Systems werden durch Differenzenapproximationen für die zweiten Ableitungen der Energie bestimmt. Als Testverschiebungen werden die diskreten Eulergleichungen verwendet, die auch die Berechnung der ersten Ableitungen erlauben. Die so gefundenen Parameter bilden dann den jeweiligen Iterationsschritt.

Die Behandlung axialsymmetrischer Gleichgewichte vom Solov'ev Typ erforderte einige Erweiterungen des Verfahrens: Die Schrittweiten in der poloidalen Koordinate U wurden zur Minimierung der Diskretisierungsfehler nicht äquidistant gewählt, die Konvergenz konnte durch Glättung der Testverschiebungen deutlich verbessert und die Behandlung negativer Eigenwerte, also instabiler Konfigurationen, ermöglicht werden.

Bei einem Benchmark Test auf einer Cray 1 ergab sich eine Reduzierung der Rechenzeit auf 1/15 bis 1/20 des Wertes auf den beiden IPP Maschinen 360/91 und 470 V6 (A. Schlüter[15]), U. Schwenn[16]))

3.2 Verfahren 2. Ordnung zur numerischen Behandlung der Kadomtsev-Pogutse-Gleichungen

Eine Konvergenzstudie für die Kadomtsev-Pogutse-Flüssigkeitsgleichungen ist bei Verwendung eines nur von erster Ordnung genauen Codes kaum möglich, da

die erforderlichen Rechenzeiten sehr groß sind. Andererseits hat sich gezeigt, daß die verwendbaren Standardverfahren zweiter Ordnung für dieses Problem instabil sind. Daraufhin wurde eine neue quadratische Methode entwickelt, die aus einer abgeänderten Version des Lax-Wendroff-Verfahrens mit einem nichtlinearen Korrekturterm zur Stabilisierung besteht. Das Verfahren ist zur Beschreibung der Konvektionsterme gut geeignet. (F. Sardei)

3.3 Exakte diskretisierte Darstellung allgemeiner spektraler Abschneideoperatoren

Die zur Lösung der Kadomtsev-Pogutse Gleichungen erforderliche Rechenzeit wird im allgemeinen durch das zweidimensionale spektrale Abschneiden bestimmt. Diese Rechenzeit konnte folgendermaßen stark reduziert werden:

a) Das zweidimensionale Abschneiden wurde durch zweimaliges eindimensionales Abschneiden ersetzt. Diese Ersetzung ist exakt, wenn die benutzte Abschneidefunktion ein Produkt zweier eindimensionaler Funktionen ist.

b) Der Abschneideoperator wurde im Ortsraum durch das entsprechende Faltungsintegral berechnet. Für dieses Integral wurde eine diskretisierte Darstellung hergeleitet, die alle vom Gitter getragenen Fourier-Komponenten der gegebenen Funktion exakt abschneidet. Diese Rechenvorschrift ist auf beliebige Abschneidefunktionen anwendbar. (F. Sardei, H.K. Wimmel)

3.4 Kinetisches Modell für die Plasmarandschicht

Als erste Stufe in der Entwicklung einer Theorie für die Plasmarandzone werden für die Ionen eine Verteilungsfunktion f_i (x, u_x, u_y, u_z) aus einer Fokker-Planck-Gleichung und für die Elektronen die Flüssigkeitsgrößen $n_e(x)$, $T_e(x)$ berechnet. Der Stoßterm der Fokker-Planck-Gleichung kann entweder in Integralform oder mit Hilfe von schnellen Lösungsprogrammen für Poissongleichungen für die Rosenbluthpotentiale behandelt werden. Numerische Untersuchungen zeigen, daß bei Verwendung der Integralform selbst auf der CRAY-1 nur etwa 20 Gitterpunkte pro Koordinate zugelassen werden können. Bei der Verwendung von schnellen Poisson-Lösern stellt sich die Wahl der Randwerte als schwierig heraus. (G. Bekker[17]) D. Düchs, R. Meyer-Spasche, F. Pohl)

3.5 3-D Plot-Programm

Nachdem sich bei mehreren Benutzern herausgestellt hatte, daß die im IPP verfügbaren 3-D Plotroutinen entweder nicht zuverlässig arbeiten oder in ihren Anwendungsmöglichkeiten zu beschränkt sind, wurde ein neues 3-D Plot-Programm entwickelt. Dieser Code ist als Amos-Segment abrufbar und wurde von mehreren Benutzern innerhalb und außerhalb des IPP übernommen. (M. Richter-Glötzl, F. Sardei)

4. Bibliothek, Dokumentation

4.1 Bibliothek

(L. Johannsen)

Bestand der Hauptbibliothek und der zehn Handbibliotheken (ohne PLF) am 13. 12. 1979:
30 665 Monographien, Konferenzberichte, Loseblattsammlungen
36 593 Reports, Dissertationen, Patentschriften
1 635 Microfiches
115 Mikrofilme
14 610 Zeitschriftenbände
575 Laufende Zeitschriftenabonnements

Davon Neuzugänge im Berichtsjahr:
3 190 Monographien, Zeitschriftenbände etc.
2 361 Relev. Reports, Dissertationen, Patentschriften

Die Bibliothek erstellte und verteilte Informationsdienste, veranlaßte Übersetzungen, bearbeitete Veröffentlichungen, versandte IPP-Berichte und Sonderdrucke. Für die PLF tätigte sie die Literaturbeschaffung und alle obigen Arbeiten ebenso.

4.2 Dokumentation

(D. Düchs, M. Müller-Verweyen)

Im Rahmen der Dokumentation des IPP wurden
6085 Arbeiten aus der Plasmaphysik,
2556 Arbeiten aus der Oberflächen- und Vakuumphysik, und
2903 Arbeiten aus der Technologie
klassifiziert, die die ZAD in Monatsheften herausgibt. Es wurden 84 Literaturrecherchen im Institut erstellt.

[17]) Zur Zeit im Direktorium

Bereich Oberflächenphysik

(Professor Dr. D. Pfirsch – kommissarisch)

Die Messungen zur Diagnostik der Randschicht in Tokamaks wurden erweitert und vertieft. Eine genaue Analyse der aufgesammelten Deuterium- und Metallatommengen auf Kohlenstoff- und Siliziumproben, welche dem Randplasma im Limiterschatten exponiert waren, erlaubt Rückschlüsse auf die Ionendichten und Temperaturen. Um solche Messungen an ASDEX auszuführen, wurden die Apparaturen aufgebaut und getestet. In Zusammenarbeit mit der Oberflächenphysikgruppe in Culham wurde ein Vorschlag für die Plasmarandschichtdiagnostik bei JET ausgearbeitet. Für INTOR wurde der europäische Beitrag bezüglich »Impurity Control, Refuelling und Exhaust« zusammengestellt.

Die Kenntnisse der Elementarprozesse bei Niedrig-Energie-Ionenbeschuß wurden erweitert. Zerstäubungsmessungen mit Hilfe der Laserresonanzfluoreszenz zum Nachweis der abgetragenen Atome lieferten wichtige Ergebnisse über Anlaufeffekte. Die bei Zerstäubung auftretende Entmischung von Legierungen wurde weiter untersucht und Desorptionsquerschnitte in Abhängigkeit von der Bindungsenergie der Sorbate gemessen. Als Voruntersuchung für den Bau eines Neutralteilchendetektors wurde die Ionenrückstreuung an Cs-bedeckten Oberlächen bestimmt. Für Wasserstoffbeschuß wurde die Diffusion durch Edelstahl gemessen sowie der Austausch des eingeschossenen Gases mit nachgeschossenem Helium. Die Anwendung der Sekundärionen-Massenspektroskopie wurde für die Messungen von Wasserstofftiefenprofilen weiter ausgebaut. Rechnungen über die Verfälschung solcher Profile infolge ioneninduzierter Durchmischung der Oberflächenschichten wurden durchgeführt. Die Zusammenarbeit mit dem Sonderforschungsbereich SFB 128 wurde ebenso weitergeführt wie die Zusammenarbeit mit der TU München auf dem Gebiet der Vakuumbögen, der Desorption durch Photonen und der Zerstäubung.

Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung

(R. Behrisch, H. Vernickel[1]), P. Bauer[4]), B. Bentz[2]), R. Bhattacharya[2]), R. Blume[3]), J. Bohdansky, J. Brunnhuber[3]), W. Eckstein, J. Ehrenberg[3]), W. Englert[3]), K. Ertl[4]), J. Giber[2]), W. Heiland, W. O. Hofer, H. Liebl, A. P. Martinelli, W. Möller[2]), N. Müller[4]), J. Onsgaard[2]), W. Poschenrieder, G. Ritter[3]), J. Roth, B. M. U. Scherzer, R. Schulz[3]), K. J. Snowdon[2]), Ph. Staib[5]), G. Staudenmaier, E. Taglauer, H. Verbeek.)

1. Messungen an Plasmamaschinen

Plasmaparameter in der Randschicht von TFR 600 konnten mit dem Experiment QWAASS gemessen werden. Es wurden zwei neue Meßverfahren getestet.

[1]) Projektleiter bis 1. Juli 1979
[2]) Gast
[3]) Stipendiat
[4]) SFB 128
[5]) vom 1.3.79 – 31.12.79 Abordnung nach Princeton, USA

Beim ersten Verfahren wurden Silizium- und Kohlenstoffproben in der Randschicht für verschiedene Anzahlen von Entladungen exponiert. Die Menge des auf

TABELLE 1: Parameter des Randschichtplasmas von TFR 600

Radius r(cm) (Limiter bei 20 cm)	20,1	22,1	23,6
Ionenfluß (10^{17}D/cm^{2}s)	1,2 ± 0,5	$0{,}8\ ^{+0{,}6}_{-0{,}3}$	0,4 ± 0,1
Ionentemperatur kT_i (eV)	70 ± 20	40 ± 10	20 ± 10
Ionendichte (10^{10} D/cm^3)	6,0 ± 2	$4{,}6\ ^{+4}_{-2}$	3,4 ± 1

den Proben aufgesammelten Deuteriums wurde anschließend mit Hilfe der Kernreaktion D (^{3}He, p.) ^{4}He bestimmt. Da die aufgesammelten Mengen in charakteristischer Weise von der Primärfluenz und der Energie abhängen [126, IPP9/30], lassen sich direkt die Temperatur, der Fluß und die Dichte der Ionen ermitteln [125, 128, IPP 9/30]. Die Ergebnisse für drei verschiedene Radien sind in Tab. 1 zusammengestellt (G. Staudenmaier, P. Staib).

In einem zweiten Experiment wurde der Fluß parallel zum toroidalen Feld hinter einer Blende (3 mm Durchmesser) relativ zum Fluß vor der Blende gemessen, siehe Abb. 1. Durch einen Vergleich der auf den

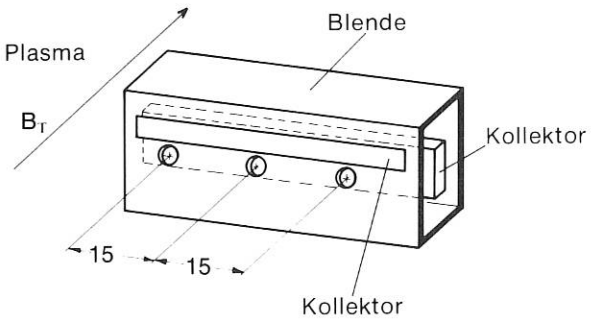


Abb. 1 Geometrie der Silizium-Kollektoren und der Blenden zur Messung der Ionentemperatur in der Randschicht von TFR 600.

Proben vor und hinter den Blenden aufgesammelten Mengen (Abb. 2) läßt sich nach einem einfachen Modell ebenfalls die Ionentemperatur des Deuteriums sowie der Verunreinigungen ermitteln [127]. Deuterium wurde wieder mittels Kernreaktion nachgewie-

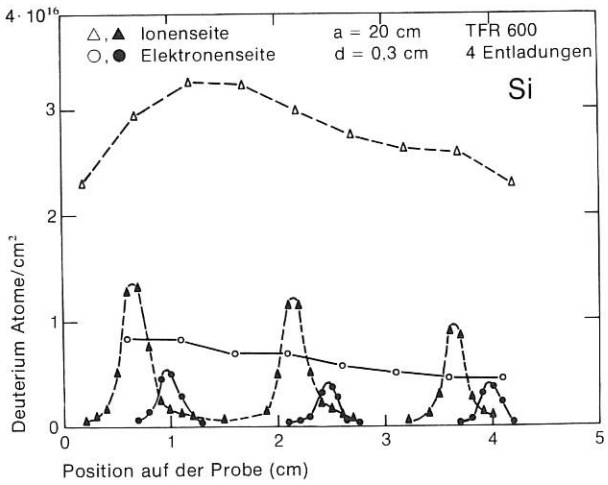


Abb. 2 Die auf einer Si-Probe aufgesammelte Deuteriummenge nach vier Entladungen mit Blende (●, ▲) und ohne Blende (○, △) für die Ionenseite (△, ▲) und Elektronenseite (○, ●). Die Verschiebung der Maxima zwischen Elektronen- und Ionenseite ist ein geometrischer Effekt, da die Probe nicht exakt senkrecht zum toroidalen Feld B_T orientiert war.

sen, die Metallverunreinigungen (Fe, Cr, Ni) mit Röntgenmikroanalyse (1000 Å laterale Auflösung) in der kombinierten Rasteranalge (KORA) und mit Rutherfordrückstreuung. Für Deuterium ergeben sich höhere Ionentemperaturen (150–400 eV) als die aus den Aufsammelmessungen erhaltenen. Die Ionentemperatur der Verunreinigung kann nur bestimmt werden, wenn der Ionisierungszustand bekannt ist. Für einfach geladenen Ni-Ionen ergäbe sich eine Temperatur von 5 eV auf der Elektronenseite und ca. 20 eV auf der Ionenseite, für Ni^{2+} 20 eV bzw. 80 eV. Nimmt man an, daß die Verunreinigungen die Temperatur des Deuteriums haben, so entspräche das zwei- bis vierfach ionisiertem Nickel. Auf der Ionenseite wurden immer höhere Ionentemperaturen beobachtet als auf der Elektronenseite. Entsprechende Beobachtungen an PLT und ISX B bestätigen dieses Verhalten.

Darüber hinaus konnte der Einfluß des poloidalen Feldes auf die Richtung des parallelen Verunreinigungsflusses gemessen werden. Bei geeigneter Geometrie kann dieser Effekt dazu ausgenützt werden, um auf einfache Weise die Verunreinigungsflüsse während des Plateaus der Entladung und der Anfangs- bzw. Endphase separat zu messen. Die Kenntnis des Ionenflusses entlang magnetischer Feldlinien durch Blenden ist von Bedeutung für zeitaufgelöste Messungen mit Aufsammelsonden und für in-situ Teilchenspektrometer (G. Staudenmaier, P. Staib). Die Beziehungen zwischen Plasmaparametern, wie Dichte, Temperatur, Transportkoeffizienten und Randschichtpotentialen und der räumlichen Verteilung der Teilchenflüsse hinter einer Blende senkrecht zum Magnetfeld wurde theoretisch behandelt (W. Poschenrieder).

Es wurden eine Reihe von Messungen zur **Analyse eines Mo-Limiters von PULSATOR** sowie Untersuchungen der Oberflächenstruktur durchgeführt. Dies geschah an der kombinierten Anlage KORA mittels Rasterelektronenmikroskopie (REM) und Röntgenmikrostrahlanalyse (RMA). Die Elektronen- und Ionenseite des Limiters unterscheiden sich in der Oberflächenstruktur und in der Verteilung der Elemente sehr stark voneinander. So wurde auf der Elektronenseite ein deutlich höherer Gehalt an Cr, Fe, Ni (Wandmaterial) gegenüber der Ionenseite festgestellt. Ebenso wurden Veränderungen der Oberflächenstruktur auf der Elektronenseite gegenüber der Ionenseite gefunden [IPP 9/28] (H. Kukral, P. Staib).

Die Verantwortung für das **Vakuumsystem** und die Reinigung vom ASDEX durch **Glimmentladungen** lag bei einem Mitarbeiter des Projekts. Das Pumpsystem arbeitet einwandfrei, bei den Glimmentladungen wurden erste Erfahrungen gewonnen (W. Poschenrieder).

Noch vor Jahresende wurde ein **schnelles Massenspektrometer** in der ersten Ausbaustufe an ASDEX installiert. Es dient vorerst zur Kontrolle und Optimierung der Reinigungsentladungen, später soll es auch zur Untersuchung des »recycling« bei den Tokamakentladungen dienen (W. Poschenrieder).

Für **ASDEX wurde die neue QWAASS-Apparatur** aufgebaut und die Oberflächendiagnostiken eingebaut

und getestet. Ein System mit transportablen Vakuumschleusen für erste Untersuchungen während der Glimmentladung wurde an ASDEX installiert. Die Analysen werden in KORA durchgeführt (G. Staudenmaier, P. Staib).

Weiterhin wurden die Messungen mit **mehreren stationären Manipulatoren** an ASDEX vorbereitet (J. Roth, B. M. U. Scherzer). Zur Analyse von exponierten Wandproben aus Plasmamaschinen wurde eine weitgehend automatische Meßeinrichtung mit rechnergesteuerter Probenverstellung und Datenerfassung aufgebaut (R. Behrisch, B. M. U. Scherzer, H. Schmidl).

Ein **Vorschlag für die Randschichtdiagnostik bei JET** wurde in Zusammenarbeit mit der Surface Analysis Group des Culham Laboratory[6]), JET[7]) und unter Mitarbeit von Leybold-Heraeus GmbH, Köln[8]), ausgearbeitet. Diese Diagnostik basiert überwiegend auf Oberflächenanalysen von Proben, die dem Plasma ausgesetzt waren. Zusätzlich ist geplant, Proben über längere Zeit im Torus zu belassen und diese dann hinsichtlich strahlungsinduzierter Eigenschaftsänderungen zu untersuchen, z. B. bezüglich mechanischer und elektrischer Festigkeit, Gefüge-, Struktur- und Dimensionsänderungen u. Ä. (W. Hofer, R. Behrisch).

Das Projekt PWW war mit fünf Mitarbeitern am Chapter III, **Impurity Control, Refuelling and Exhaust** bei INTOR beteiligt. W. Heiland war »Teamleader« dieser Arbeitsgruppe, die außerdem von weiteren Mitarbeitern des Instituts, sowie von Wissenschaftlern aus Culham, Jülich, Jutphaas und Stockholm gebildet wurde.

2. Messung atomarer Daten

Die **experimentellen Untersuchungen zur Zerstäubung** wurden auf **Schutzschichten** aus niedrig-Z-Materialien ausgedehnt, die in Zusammenarbeit mit dem CCR Ispra[9]) hergestellt wurden. Während die Zerstäubungsausbeute nicht sehr stark von den Herstellungsbedingungen abhängt (Variation kleiner als der Faktor 2), haben diese einen starken Einfluß auf Oberflächenstruktur und Haltbarkeit der Schichten [95].

In Zusammenarbeit mit der KFA Jülich[10]) wurden **Zerstäubungsmessungen an Eisen bei sehr kleinen Beschußdosen,** so wie sie während einer Entladung auf die Tokamakwände treffen, bestimmt. Bei den Messungen wurde die in Jülich für die Randschichtdiagnostik in Tokamaks entwickelte Laser-Fluoreszenzspektrometrie zum Nachweis der abgestäubten Teilchen angewandt. Mit dieser Methode wird die Dichte der neutralen Atome im Grundzustand innerhalb des Beobachtungsvolumens bestimmt.

Die Messungen ergaben, daß wie erhofft, das Fluoreszenzsignal unabhängig von der Intensität des Lasers und proportional zur Zerstäubungsausbeute ist, d. h. alle durch Zerstäubung abgetragenen Atome im Beobachtungsvolumen nachgewiesen wurden, siehe Abb. 3.

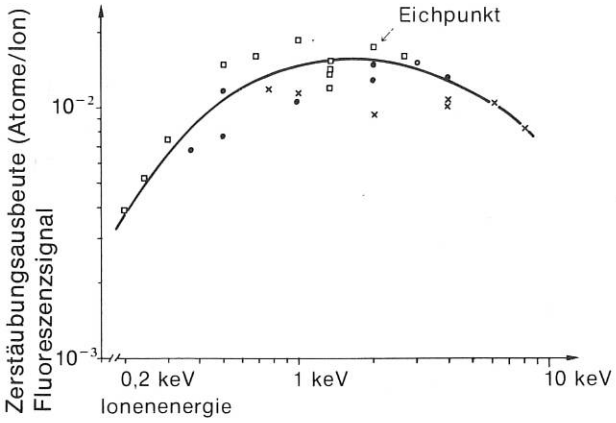


Abb. 3 Vergleich der Zerstäubungswerte von Eisen durch Wasserstoff gemessen mit Hilfe der Gewichtsverlustmethode (–) und der Laserfluoreszenzmethode (□ ○ ×).

Weiter zeigte sich, daß Oxidschichten die Zerstäubungsausbeute anfangs sehr stark verkleinern. Abb. 4 zeigt die gemessenen Zerstäubungsausbeuten von Eisen in Abhängigkeit von der Beschußdosis für H, D und He-Ionen. Erst nach einer Beschußdosis von etwa

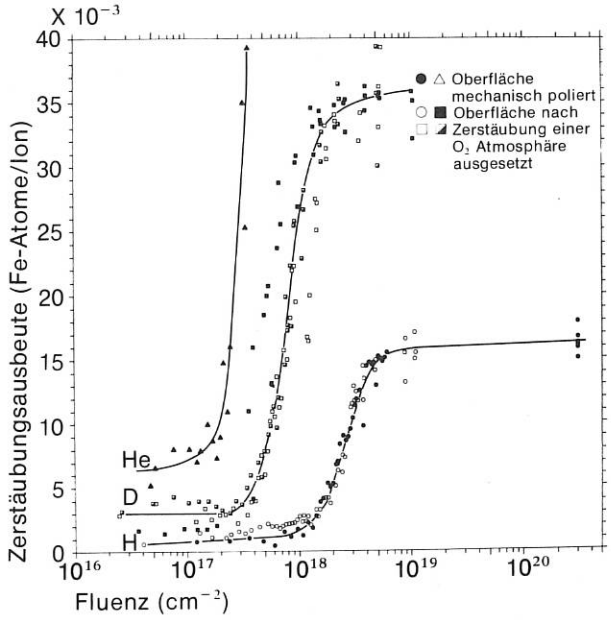


Abb. 4 Zerstäubungsausbeute von Eisen bei Beschuß mit He-, D- und H-Ionen in Abhängigkeit von der Fluenz. Die Eisenoberfläche wurde vor dem Beschuß einer Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt.

10^{17} Teilchen/cm^2 setzt die Zerstäubung von Fe-Atomen richtig ein. Diese Dosis entspricht etwa der Abtragung einer monoatomaren Schicht, hier wahrscheinlich Sauerstoff. Dieses Ergebnis liefert eine

---

[6]) G. M. McCracken, K. Erent, D. Goodall
[7]) J. Dietz, P. E. Stott
[8]) F. Thum
[9]) F. Brossa
[10]) H. Hintz, H. Rüsbüldt, J. Schwer

mögliche Erklärung dafür, daß in älteren Fusionsexperimenten Sauerstoff, hingegen in neueren Experimenten mit relativ sauberen Wänden Metalle die dominierenden Verunreinigungen sind (J. Bohdansky, A. P. Martinelli, J. Roth).

Die Ergebnisse aller bis jetzt vorliegenden Zerstäubungsmessungen mit niederenergetischen Ionen wurden in einem Laborbericht zusammengefaßt [IPP 9/26]. Diese Ergebnisse erlaubten ein besseres physikalisches Verständnis des Zerstäubungsprozesses und der hierbei dominierenden Stoßprozesse (J. Roth, J. Bohdansky).

Die Hochstromquelle wurde neben den bereits diskutierten Zerstäubungsmessungen zur **Implantation von hohen Dosen Wasserstoff und Helium in verschiedene Materialien** benützt im Rahmen von gemeinsamen Projekten mit der KFA Jülich[11]), mit den Sandia Laboratories, Albuquerque[12]) und mit der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung, Neuherberg[13]) (J. Roth).

Die **Zerstäubungsmessungen an Oxiden und Karbiden** wurden im Experiment DESPERADO weitergeführt. Es zeigt sich, daß beim Beschuß dieser Materialien mit leichten Ionen mit Energien unterhalb 1 keV eine drastische Verarmung der leichten Komponente (O oder C) an der Oberfläche auftritt. Die Metall-Sauerstoff oder Metall-Kohlenstoffverhältnisse in der Oberflächenzusammensetzung können sich um fast eine Größenordnung verändern [130, 133]. Ausschlaggebend für diesen Effekt ist neben den Massen- und Bindungsverhältnissen auch die unbegrenzte Mischbarkeit beider Komponenten. So tritt bei Beschuß von BeO keine wesentliche Sauerstoffanreicherung an der Oberfläche auf (W. Heiland, E. Taglauer).

Bei der Weiterführung der Messungen mit Molekülionen [101] zeigte sich, daß bei Verwendung von N_2^- oder CO^+ zur Zerstäubung von Si unerwartete Schwelleneffekte auftreten, die sich im Energiespektrum von Si^- äußern und Rückschlüsse auf die Entwicklung oberflächennaher Stoßkaskaden zulassen (W. Heiland, K. J. Snowdon, E. Taglauer).

Untersuchungen zur **Desorption durch Ionenbeschuß** wurden weiterhin an verschiedenen Apparaturen durchgeführt. Die deutliche Abhängigkeit des Desorptionsquerschnitts von der Oberflächenbindungsenergie konnte in der Apparatur DESPERADO nachgewiesen werden. Es zeigte sich im wesentlichen, daß Desorptionsquerschnitte umgekehrt proportional zur Bindungsenergie sind, siehe Abb. 5 [132]. Wie aus den Resultaten außerdem zu entnehmen ist, spielen jedoch auch die Massenverhältnisse eine wesentliche Rolle. Materialien mit höherer Masse ergeben einen höheren Fluß reflektierter Teilchen und damit einen höheren Desorptionsquerschnitt als Materialien aus leichteren Massen aber mit vergleichbarer Bindungsenergie. Dieses Resultat wird auch durch Rechnungen mit dem Programm MARLOWE bestä-

[11]) W. Schilling, W. Jaeger

[12]) R. S. Blewer, S. T. Picraux, W. Wampler

[13]) H. Wittmaack

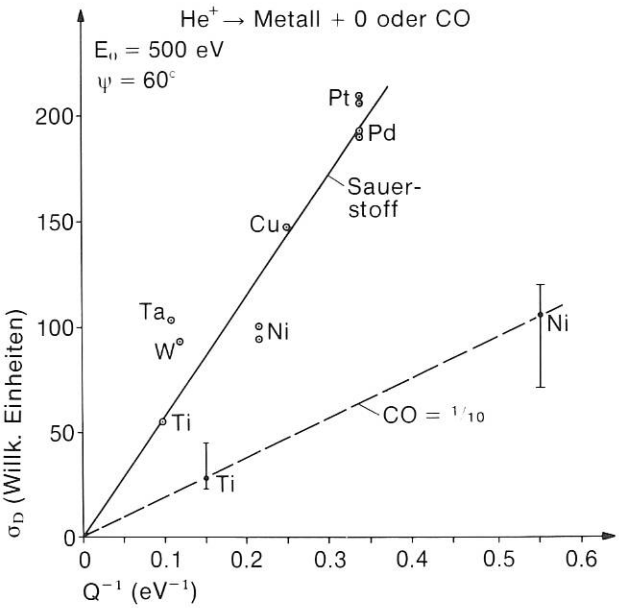


Abb. 5 Abhängigkeit der Desorptionsquerschnitte für Sauerstoff und Kohlenmonoxid auf verschiedenen Metallen als Funktion der reziproken Adsorptionsenergie.

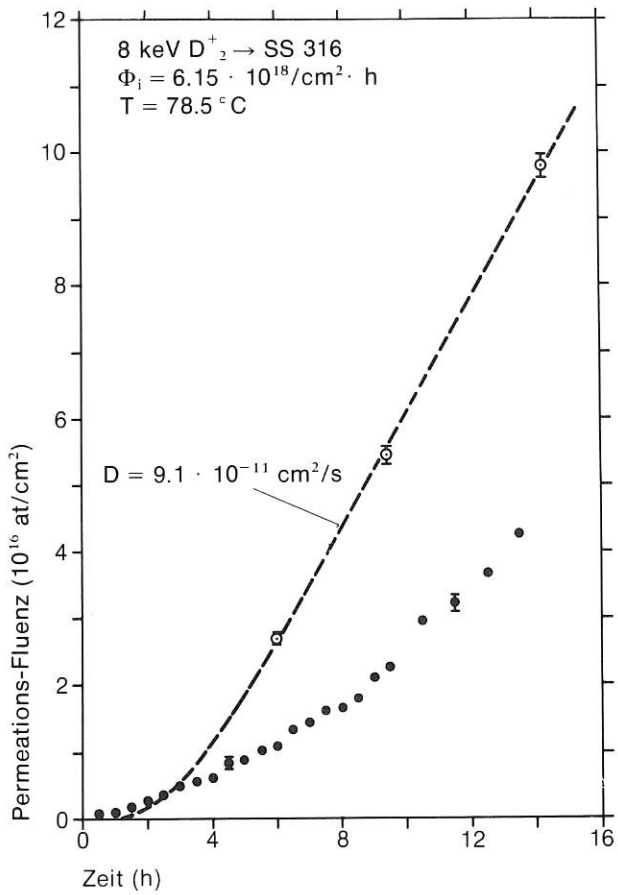


Abb. 6 Deuteriumfluenz, die durch eine 25 μm dicke 316 SS Folie permeiert, als Funktion der Beschußzeit. Der Beschuß erfolgt von einer Seite mit 8 keV D_2^-. (– – O – –) strahlenschädenfreie Folie, (● ● ●) Folie mit Strahlenschäden.

tigt. Desorptionsquerschnitte für leichte Primärteilchen (H^+, He^+) liegen für die untersuchten Fälle von H, O und CO auf Metallen im Bereich von $10^{-16} - 10^{-14}$ cm² [133]. Die starke Abhängigkeit von der Einfallsrichtung mit einem Maximum bei etwa 25° zur Oberfläche konnte am Experiment JUSO bestätigt werden. Außerdem zeigt sich im allgemeinen ein Einfluß der Oberflächenstruktur (W. Heiland, J. Onsgaard, E. Taglauer).

Die **Permeation von Deuterium durch 316 SS bei** Temperaturen zwischen 70 °C und 120 °C wurde unter ähnlichen Bedingungen wie sie in einem Fusionsreaktor auftreten können in einer neuartigen Meßanordnung untersucht. Dabei wird das Deuterium mit einer Energie von 4 keV auf 25 μm dicke Folien aus 316 SS mit konstanter Stromdichte aufgeschossen und das durch die Folie diffundierende Deuterium auf der Rückseite in einer aufgedampften Getterschicht aus Ti aufgesammelt. Die aufgesammelte Deuteriummenge wird mit der D (^{3}He, p) ^{4}He-Kernreaktionsmethode bestimmt. Abb. 6 zeigt den Anstieg der diffundierten und in der Ti-Schicht aufgesammelten Deuteriummenge mit der Zeit für eine Temperatur T = 78,5 °C. Aus dem Kurvenverlauf (gestrichelte Linie) läßt sich die Diffusionskonstante und die auf der Einschußseite sich aufbauende Deuteriumkonzentration bestimmen. Der Permeationsstrom wird durch Strahlenschäden, z. B. implantiertes He (gefüllte Punkte), erniedrigt und durch Oberflächenschichten (Oxid, Kohlenwasserstoffe) auf der Implantationsseite erhöht (W. Möller, B. Scherzer, R. Behrisch).

Das **Aufsammeln von 4 – 8 keV Deuterium und Helium** in Molybdän sowie **deren wechselseitiger Austausch** wurde untersucht (Abb. 7). Die ersten Messungen, die bei – 120 °C ausgeführt wurden, ergaben eine Sättigungskonzentration für He von $n_{He}/n_{Mo} \cong 0{,}5$ und für D um einen Faktor 3 größer. Die gewichtete Summenkonzentration $(n_D + 3n_{He})/n_{Mo}$ für gesättigte D-He-Gemische ist nahezu konstant [121]. Eine detailliertere Untersuchung des Austauschprozesses zeigt erstens, daß ein Teil des implantierten Deuteriums an zusätzlichen Bindungsplätzen aufgesammelt wird, die kein He binden und zweitens, daß der Austausch von He durch D in einem gewissen Fluenzbereich dem Verhältnis der Kovolumina von He-Atomen und D-Molekülen entspricht. Dies deutet auf Austausch in Gasblasen hin (R. Schulz, R. Behrisch, B. Scherzer).

Der **Austausch von implantierten Wasserstoffisotopen** (H, D) in Graphit bei Zimmertemperatur wurde in Zusammenarbeit mit Sandia-Albuquerque[14]) untersucht. Die Implantationsprofile von 1 keV Wasserstoff und Deuterium wurden durch Messung elastisch angestoßener Atome mit 2.6 MeV He gemessen. Sättigungskonzentrationen $n_{H,D}/n_C \cong 0{,}4$ und Austauschkoeffizienten $n_H/n_D \cong 1$ wurden gemessen. Ferner wurde die **angeregte Emission** von D durch Hochenergieionenbeschuß (400 – 2500 keV) als Funktion der Energie und der Ionenart (H, He, N) gemessen. Die Emission steigt mit wachsender Ordnungszahl stark

[14]) R. S. Blewer, S. T. Picraux, W. Wampler

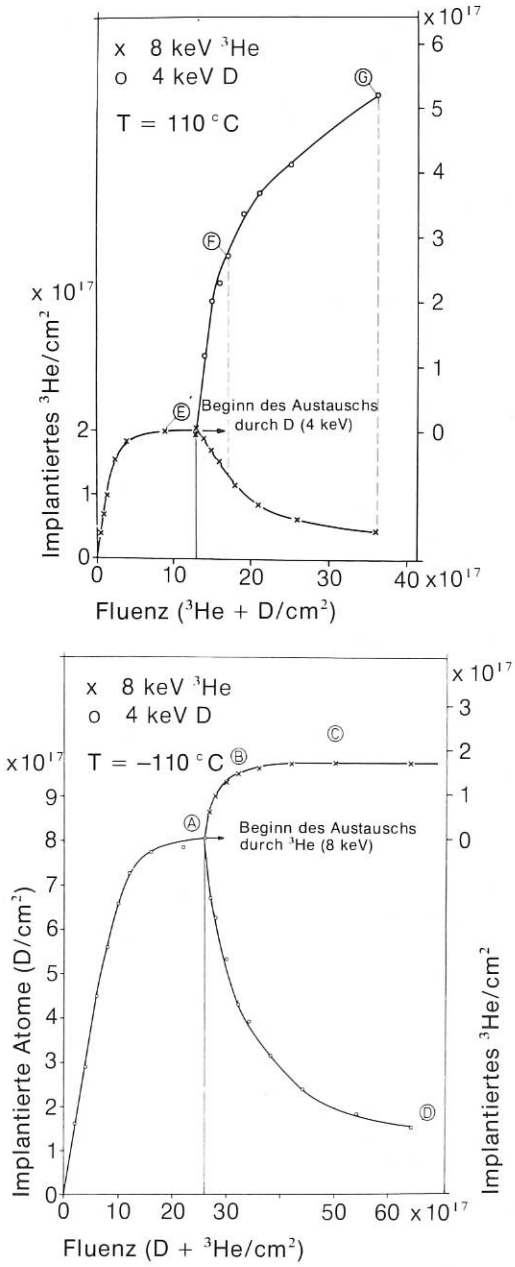


Abb. 7 Aufsammeln und Austausch von D und ^{3}He in Mo (–110 °C). Linke Seite: erste Implantation ^{3}He, Austausch mit D; rechte Seite: erste Implantation D, Austausch mit ^{3}He.

an. Ein einfacher Zusammenhang zwischen Emission und Energieverlust wurde nicht beobachtet (J. Roth, B. M. U. Scherzer).

Zur Untersuchung des Zusammenhanges zwischen **Gasemission und Oberflächenstruktur** beim Beschuß von Festkörperoberflächen mit H, D, und He-Ionen wurde eine Meßanordnung fertiggestellt, in der die Gasemissions-Massenspektrometrie gleichzeitig mit der Entwicklung der Oberflächenstruktur (Laserstreuung) verfolgt werden kann. Erste Messungen mit 50 keV He auf Ni zeigen einen Emissionspeak beim Auftreten von Blistern an der Oberfläche (J. Ehrenberg, R. Behrisch, B. Scherzer).

Die Untersuchungen zur **Rückstreuung niederenergetischer leichter Ionen** von Festkörpern bei senkrechtem Einschuß wurden auf **winkelabhängige Messungen** ausgedehnt. Die Kenntnis der Winkelverteilung der rückgestreuten Teilchen ist wichtig, weil diese neben der Energieverteilung und der Gesamtzahl der reflektierten Teilchen direkt in das »recycling« eingeht. Außerdem braucht man sie zur Berechnung der Rückstreukoeffizienten aus den Messungen der unter einem bestimmten Winkel rückgestreuten Teilchen. Für an Gold gestreuten Wasserstoff und Helium zeigte sich, daß die Winkelverteilung der Rückgestreuten für senkrechten Einfall eine Cosinus-Verteilung ist.

Die experimentellen Ergebnisse stimmen recht gut mit denen aus der Computer-Simulation überein. Dabei wurde vorwiegend das Programm TRIM verwendet, da es wesentlich schneller als das bisher benutzte MARLOWE ist.

Im Hinblick auf den Bau eines Neutralteilchendetektors für sehr niedrige Energien wurde die **Rückstreuung von Wasserstoff von Cs-bedeckten Oberflächen** untersucht. Es zeigte sich, daß sowohl der Anteil der positiven als auch der negativen rückgestreuten Teilchen wesentlich anders als bei der Streuung von allen anderen bisher untersuchten Materialien ist. Der Anteil der negativen Ionen steigt mit fallender Energie stark an und beträgt 50% bei 500 eV. Bei streifendem Einfall sind die Energie- und Winkelverteilungen sehr schmal. Der Anteil der Negativen ist viel kleiner, jedoch immer noch ausreichend, um die Verwendung der Streuung zum Nachweis von Neutralteilchen aussichtsreich erscheinen zu lassen (R. Bhattacharya, W. Eckstein, H. Verbeek).

3. Längerfristige Entwicklungen und Grundlagenuntersuchungen

Im Zuge der methodischen und **instrumentellen Weiterentwicklung der Ionenstrahlmikroanalyse,** insbesondere auch im Hinblick auf Verteilungsanalysen von Wasserstoff in Festkörpern, wurde eine Cs-Ionenquelle sehr kleiner virtueller Ausdehnung (10 μm) gebaut. Die Erprobung und Optimierung ist noch im Gange. Die Berechnungen von verbesserten elektrostatischen Linsensystemen zur Primärstrahlfokussierung und Sekundärionenextraktion wurden fortgeführt (Abb. 8), (H. Liebl, G. Ritter, B. Bentz).

Die theoretische Behandlung der **Kaskadenmischprozesse** [110, 111] in Festkörpern, die unter energiereichem Teilchenbeschuß stehen, wurde verallgemeinert. Es ist nun möglich, die sukzessive Verformung eines beliebigen Konzentrationsprofiles zu bestimmen (Abb. 9) und zwar auch für anisotrope Kaskaden sowie unter Berücksichtigung der implantierten Geschoßteilchen. Damit gelang auch die Berechnung von Reichweiteverteilungen bei Hochfluenz-Implantation. Es zeigt sich eine Veränderung sowohl des Implantationsprofiles als auch der Aufsammelkurven. Hauptanwendungsgebiet der Rechnungen ist jedoch weiterhin die quantitative Erfassung der Verfälschung

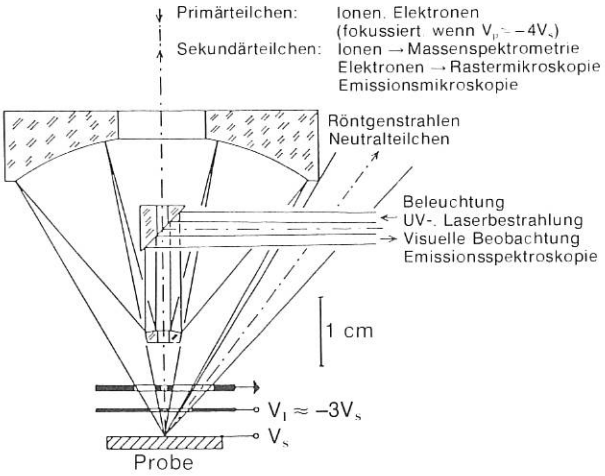


Abb. 8 »Light, Ion and Electron Backfocal Lens«, eine Kombination von elektrostatischer Objektiv- und Emissionslinse mit einem optischen Spiegelobjektiv, welche die Anwendung verschiedener mikroanalytischer Methoden ermöglicht.

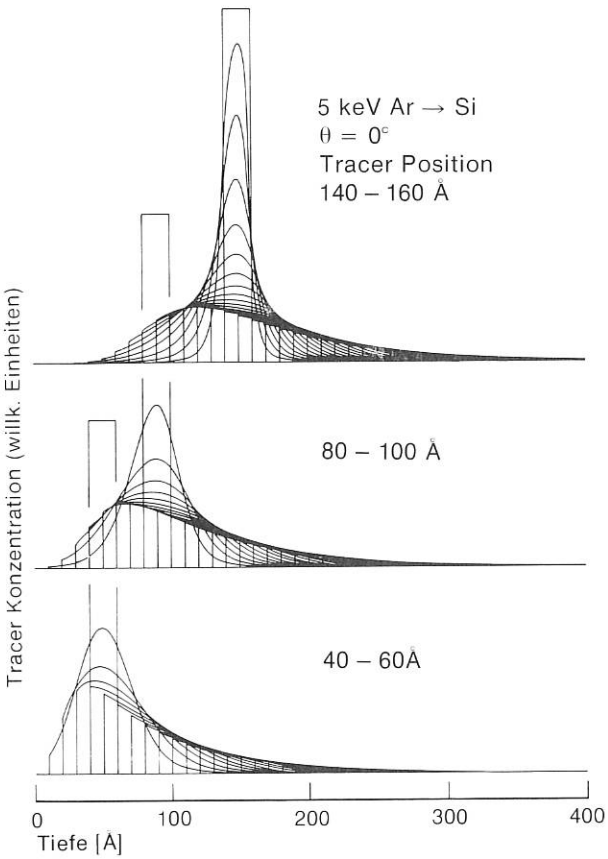


Abb. 9 Veränderungen von Konzentrationsprofilen in Festkörpern durch energiereichen Teilchenbeschuß. Am Beispiel eines in verschiedenen Ausgangstiefen angeordneten, kastenförmigen Tracers in Silizium ist die sukzessive Verbreiterung des ursprünglichen Profiles dargestellt. Der Beschuß mit 5 keV Argonionen bei senkrechter Inzidenz ist repräsentativ für Bedingungen wie sie bei der Festkörpertiefenanalyse mittels kontrollierter Zerstäubung üblicherweise gewählt werden.

der Festkörper-Tiefenanalyse durch Zerstäubungserosion infolge dieser Mischprozesse (W. O. Hofer und U. Littmark).

Mit Hilfe des Spiegelkonverters[15]) ist es möglich, ein konventionelles **Restgas-Massenspektrometer** für SIMS-Analysen zu verwenden; der Ionen-Elektronenkonverter arbeitet hierbei nicht nur als Ionen-Detektor, sondern auch als Tiefpass-Energiefilter. Diese Kombination ermöglicht es, zusätzlich auch die im neutralen Ladungszustand emittierten Atome und Moleküle der Analyse zugänglich zu machen. Die ersten Vorversuche zeigten, daß die Nachionisation mit besonders hoher Effektivität für Moleküle und Cluster durchgeführt werden kann, und daß der Elektronenstoß-Ionisator auch zur Kompensation positiver Oberflächenladungen auf elektrisch isolierenden Proben verwendet werden kann (J. Giber und W. O. Hofer).

Die **Untersuchungen zur Ionenrückstreuung** und insbesondere zur Neutralisation von Oberflächen zeitigten einige beachtliche Ergebnisse. Die Oszillationen der Ionenausbeute [134] bei der Streuung von He^- an freien oder an oberflächengebundenen Pb-Atomen konnten durch quantenmechanische Modelle gedeutet werden. Neben dem Nachweis, daß es sich in beiden Fällen um einen atomaren Effekt handelt, konnte gezeigt werden, daß typische Unterschiede auf Änderungen in der elektronischen Abschirmung zurückgehen. Interessant ist auch die erstmalige Beobachtung von Oszillationen bei der Rückstreuung an Metallen, die mit weniger als einer Monolage Blei bedeckt sind. Für diese Ergebnisse (Doktorarbeit Zartner [171]) wurde die Otto-Hahn-Medaille der MPG verliehen. Die Rückstreuung von Li^+-Ionen an Metalloberflächen ergab charakteristische Unterschiede zu He^+ in den Energiespektren, die auf die wesentlich geringere Neuralisation von Li^+ zurückgeführt werden konnte (W. Englert, W. Heiland, E. Taglauer, A. Zartner).

Im Rahmen des SFB 128 wurden die Spinpolarisationsmessungen bei der Beugung langsamer Elektronen an der Pt(111)-Oberfläche fortgeführt. Diese Oberfläche eignet sich besonders für einen Vergleich mit theoretischen Ergebnissen, weil diese Oberfläche keine Rekonstruktion zeigt. Einige auffällige Strukturen in der Spinpolarisation konnten mit der Kristallsymmetrie in Verbindung gebracht werden. Die Messungen bei der Feldemission des Systems EuS auf W wurden abgeschlossen (P. Bauer, W. Eckstein, K. Ertl, N. Müller).

[15]) IPP-Patent DPA 25 34 796, 1979.

Bereich Informatik

(Prof. Dr. Friedrich Hertweck)

Im Bereich Informatik werden folgende Aktivitäten zusammengefaßt: Betrieb der Rechenanlagen AMDAHL 470 V/6 und IBM 360/91, die Entwicklung des Betriebssystems AMOS und das Projekt DATENERFASSUNG. Ende 1979 wurde das Rechenzentrum um eine CRAY-1 erweitert.

Im Berichtsjahr wurden die gekoppelten Anlagen AMDAHL/IBM 8048 Std. betrieben. Die verbrauchten CPU-Zeiten waren 4480 Std. auf dem AMDAHL-Rechner und 5148 Std. auf dem IBM-Rechner. Das IPP hatte davon einen Anteil von 60% bzw. 48%.

Durch im Juli des Jahres 1979 installierte (von uns neu entwickelte) Koppel-Software wurde der Betrieb der Anlagen merklich stabiler. Ansonsten beschränkten sich die Systemarbeiten im wesentlichen auf die Implementierung neuer Versionen des VM/370 auf der AMDAHL, sowie den Anschluß neuer Peripheriegeräte.

Ende des Jahres wurde ein Rechner CRAY-1 installiert. Er konnte in den Monaten November/Dezember bereits benutzt werden, wobei Ein- und Ausgabe-Daten noch über Magnetbänder zwischen der CRAY-1 und den anderen Rechnern transportiert werden müssen. Die verbrauchte Rechenzeit auf dem CRAY-Rechner, der am 9. 11. in Betrieb ging, betrug bis Ende des Jahres 280 Std. Die Arbeiten für eine virtuelle Frontend-Maschine unter VM/370 wurden angefangen mit dem Ziel, mittelfristig den Zugang zur CRAY-1 auf ähnliche Weise wie bei den anderen Rechnern (AMOS Editor für interaktive Programmvorbereitung, RJE-Stationen für Massenausgabe) zu gestalten.

Ein neues System- AMOS 3 genannt, welches die herkömmlichen RJE-Stationen und interaktive Terminals miteinander kombiniert, wurde fertiggestellt und in Betrieb genommen. Es hat sich als sehr zuverlässig erwiesen und wird möglicherweise die bisherigen RJE-Stationen ablösen.

Das Datenerfassungssystem GALE wurde weiterentwickelt für die Anforderungen des ASDEX-Experiments, die einzelnen Diagnostiken wurden über Serielles CAMAC angeschlossen und das Gesamtsystem in Zusammenarbeit mit dem ASDEX-Projekt in Betrieb genommen.

Erste Auswerteprogramme sind entwickelt worden. Die Auswerte-Rechnungen können – wie auch beim Experiment WVIIA – entweder am lokalen Rechner oder über Rechnerkopplung zum Rechenzentrum am Großrechner durchgeführt werden.

1. Betrieb der Rechenanlage

(K. H. Goihl, R. Pocock – K. Breitsameter, J. Cox, M.-G. Croci, E. Fisser, H. Fisser, M. Glandien, S. Heinzel, W. Hüngsberg, J. G. Müller, J. Schneider, H. Sygulla)

1.1 Betriebsstatistik

Während des Jahres 1979 war die Rechenanlage in der Regel mit vier Schichten ausgelastet. Die globale Betriebsstatistik ist aus folgender Tabelle zu entnehmen:

	IBM 360/91	AMDAHL 470
Betriebszeit	7963:20	8048:16
CPU-Zeit (Stapel)	5148:15	4480: 6
Anteil IPP	48,7%	60,2%
Anzahl der Jobs	150318	268583

1.2 Betrieb der gekoppelten Anlagen AMDAHL 470 V/6 und IBM 360/91

Während des Jahres 1979 wurden am Betriebssystem MVT der 360/91 praktisch keine Änderungen durchgeführt, da geplant ist, diese Anlage im Laufe des Jahres 1980 zu ersetzen. Die einzige Ausnahme ist die Inbetriebnahme einer neuen Software für die Koppelung AMDAHL – IBM, die auf beiden Rechnern installiert wurde und eine deutliche Verbesserung bezüglich des Auftretens von Hardware-Fehlern gebracht hat. Die Betriebsstatistik des Jahres 1979 zeigt, daß die 360/91 eine etwa 10 mal größere Ausfallzeit hat als die 470. Die neue Software verhindert, daß bei Ausfall der 91 der 470-Betrieb in Mitleidenschaft gezogen wird. Im Laufe des Jahres wurden die Trommelspeicher IBM 2301 abgebaut, da sie nicht mehr zuverlässig waren und in neueren Versionen der Betriebssysteme nicht mehr unterstützt werden. Dies hatte zur Folge, daß Arbeiten für die Verbesserung der Perfomance durchgeführt werden mußten, um die langsameren Plattenspeicher anstelle der Trommeln verwenden zu können.

Im Laufe des Jahres wurden 25 Datagraphix Bildschirmterminals beschafft und sowohl an das AMOS Terminal System als auch das VM/370-CMS angeschlossen. Mitte des Jahres wurde eine zusätzliche Datenfernsteuereinheit vom Typ ITT 3805 beschafft, die eine IBM 3705 ablöste, und die an beide Rechner angeschlossen werden kann. Es wurden überdies 6 neue RJE Terminals im IPP, 1 beim Max-Planck-Institut für Astrophysik (auch auf dem Gelände) sowie weitere Stationen in München-Freimann, Heidelberg, Stuttgart und Hamburg angeschlossen. Ende des Jahres konnte außerdem der Plattenspeicherbestand um 4 MEMOREX-Laufwerke mit je 300 MByte erweitert werden.

1.3 Betriebssysteme VM/370, AMOS, OS/MVT

Die wesentlichen Arbeiten am VM/370 waren der Übergang von Release 3 auf Release 5 und intensive Studien des VM/370 Schedulers mit dem Ziel, die Performance zu verbessern. Dies konnte durch einige Modifikationen erreicht werden. Um einen stabileren Betrieb zu gewährleisten, wurden für die Einführung neuer Betriebssystemkomponenten strengere Testverfahren verwendet; es wurde dabei in Kauf genommen, daß als notwendig erkannte Änderungen eine längere Zeit bis zur Implementierung brauchen. Für den Anschluß der neuen RJE-Terminals waren Erweiterungen am HASP System notwendig. Die Software für die Interdata RJE-Station wurde vereinheitlicht; insbesondere wurde die Systemgenerierung verbessert und die Dokumentation vervollständigt. Der PL/360 Compiler wurde so umgestellt, daß er direkt AMOS-Files verwenden kann und in das AMOS wurde der WATFIV Compiler als Syntax Checker eingebaut. Er ermöglicht eine Syntax-Prüfung von FORTRAN Programmen (mit einer Antwortzeit von 2–3 sec. für je 1000 FORTRAN Statements).

1.4 Benutzerunterstützung

Es wurde versucht, die Benutzerunterstützung unter der Randbedingung des zu knappen Personals zu verbessern. Es wurden regelmäßig Ergänzungen zum Programmier-Handbuch herausgebracht, in das Rechenzentrums-Bulletin »Bits & Bytes« wurden Anfragen von Benutzern sowie Antworten des Rechenzentrums aufgenommen und ein jährliches Gesamtinhaltsverzeichnis herausgegeben. Um die interaktive Entwicklung von FORTRAN Programmen zu fördern, wurden WATFIV und das IBM FORTRAN Debug Pakkage unter CMS implementiert. Eine wichtige Testhilfe, insbesondere für Systemarbeiten, ist ein von der University of Maine übernommenes Programm zur Unterstützung des »Program Event Recording«, einer Hardware Feature des AMDAHL Rechners. Dieses Programm-Paket wurde auf Release 5 umgestellt und in Betrieb genommen.

Im Rahmen der Ausbildung für Mathem.-Techn. Assistenten wurden FORTAN und PASCAL Kurse abgehalten. Im übrigen hat sich das Rechenzentrum an der Organisation der IFIP Working Conference on Command Languages in Berchtesgaden beteiligt.

1.5 Ausbau-Planung

Gegen Ende 1979 wurde zusätzlich zu den beiden vorhandenen Rechnern ein Rechner vom Typ CRAY-1 installiert (vgl. Abschnitt 2.). Dieser Rechner soll in einer Triplex-Konfiguration mit der AMDAHL 470 und einem weiteren Rechner, der die IBM 360/91 ablösen soll, betrieben werden. Die zwei »Frontend-Rechner«, die für allgemeine Datenverarbeitungsaufgaben zur Verfügung stehen werden, werden auch die Ein- und Ausgabe für die CRAY-1 übernehmen. Die CRAY-1 wird als Hintergrund-Rechner, vor allem für rechenintensive Aufgaben, zur Verfügung stehen. Die Betriebssysteme der Frontend-Rechner werden VM/370 mit geeigneten Untersystemen sein. In jedem Falle wird das AMOS-Terminal-System weiter benutzt werden sowie eine neuere Version des AMOS, AMOS 2 genannt, als virtuelle Frontend-Maschine für die CRAY-1. Es sind Studien angelaufen, um ein geeignetes Batch-System auszuwählen, welches das OS/MVT ersetzen soll. Die Alternativen sind MVS, VS1 und CMS-Batch. Wegen der Komplexität der Probleme werden diese Studien noch bis ins Jahr 1980 fortgesetzt werden müssen.

Die Planung für den Ersatz der IBM 360/91 wurde Ende des Jahres abgeschlossen. Nach Begutachtung durch den Beratenden Ausschuß für Rechenanlagen (BAR) der MPG wurde beschlossen, einen Rechner vom Typ SIEMENS 7.870S zu beschaffen. Ebenfalls abgeschlossen wurden die Planungsarbeiten für die Beschaffung eines Massenspeicher vom Typ CD 38500. Ferner ist geplant, vier weitere Laufwerke vom Typ IBM 3350 (je 300 MByte) sowie 64 Terminals vom Typ IBM 3278 zu beschaffen. Für letztere wurde bereits die Software für den Anschluß an AMOS fertiggestellt.

2. Installation des Rechners CRAY-1

(K.-H. Goihl)

Aufgrund der Anforderungen durch das neue Institutsprogramm, insbesondere der umfangreichen Vorarbeiten für das Experiment ZEPHYR sowie allgemeiner theoretischer Studien, wurde es notwendig, die Rechenkapazität des Rechenzentrums wesentlich zu erweitern. Es wurden deshalb Anfang des Jahres Benchmark-Versuche auf einer CRAY-1 durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten, daß dieser Rechner eine etwa 5–10-fache Leistung gegenüber der IBM 360/91 für einen großen Teil der typischen Aufgaben des IPP aufweist (im Verhältnis zur AMDAHL 470 kann der Leistungsfaktor für intensive Gleitkomma-Rechnungen sogar bei 8–15 liegen). Nachdem in sehr kurzer Zeit die Zustimmung des Geldgebers gegeben wurde, wurde beschlossen, eine CRAY-1 mit 8 MByte Hauptspeicher zu beschaffen. Die Maschine wurde im August geliefert und im September installiert, so daß ab Oktober der Probebetrieb beginnen konnte. Sie wurde im November abgenommen. Die bisherigen Erfahrungen zeigen eine sehr hohe Zuverlässigkeit der Anlage.

Bereits bei den Testversuchen wurde festgestellt, daß die Konversion von FORTRAN Programmen keine großen Schwierigkeiten bereitete. Dies hat sich nach Inbetriebnahme bestätigt: Die meisten Benutzer konnten ihre Programme sehr schnell auf die CRAY-1 umstellen, so daß bereits im November etwa 130 Std. nützliche CPU-Zeit ausgenutzt werden konnte bei etwa 50 Jobs/Tag. Im Dezember waren es über 100 Jobs/Tag und insgesamt 167 Std. CPU-Zeit. Zu berücksichtigen ist dabei, daß der Anfangsbetrieb unter besonderen Eingabe-/Ausgabe-Problemen zu leiden hatte. Da die Koppelung der CRAY-1 an die AMDAHL noch nicht verfügbar war, mußten sowohl Eingabe-Programme und Daten als auch Rechenergebnisse über Magnetbänder zwischen der IBM 360/91 und der CRAY-1 transportiert werden.

Die CRAY Installation des IPP ist eine der ersten, die eine Koppelung an eine IBM Maschine benutzt, so daß noch keine geeignete Software zur Verfügung steht. Da wir auf den Frontend-Rechnern VM/370 verwenden wollen, erschien auch die Beschaffung eines von CRAY bei einem Software-Haus in Auftrag gegebenen Programmpakets zur Ankoppelung der CRAY-1 an IBM Batch-Systeme nicht sinnvoll. Stattdessen wurden Arbeiten aufgenommen, um die CRAY-1 an eine eigene »virtuelle Frontend-Maschine«, die auf AMDAHL 470 unter VM/370 betrieben wird, anzukoppeln. Diese Ankopplung der CRAY-1 an ein VM/370 Front-End-System ist die erste ihrer Art.

3. AMOS Entwicklung

(F. Hertweck – A. Döderlein. A. Hackl[1]), A. Maier[2]), I. Precht, U. Schneider)

Mitte des Jahres wurde eine erweiterte und verbesserte Version des AMOS Context Editors in Betrieb genommen. Ebenfalls wurde die Dokumentation erweitert und auf den neuesten Stand gebracht. Die Arbeiten im File Management für eine neuere AMOS-Version wurden Mitte des Jahres zunächst zurückgestellt; statt dessen wurde begonnen, die Software für die virtuelle Frontend-Maschine zur CRAY-1, genannt AMOS 2, zu planen und zu implementieren. Zu diesem Zweck wurde der LINKER/LADER für PLX-Programme, der Implementationssprache für das neue System, so erweitert, daß er in der Lage ist, als Bootstraplader« für das neue System zu arbeiten. Im übrigen wurden die Dokumentation für das PLX vervollständigt und einige Erweiterungen, die durch die Entwicklungsarbeiten nahegelegt wurden, durchgeführt. Insbesondere wurde die Cross-Reference-Liste so erweitert, daß sie ein Maximum an Information liefert. Bis Ende des Jahres konnte der Nukleus für das neue AMOS 2-System fertiggestellt werden (Task Management, Virtual Memory Management, I/0 Scheduler).

Die Arbeiten am AMOS 3-System, einer Kombination aus einer RJE-Station und interaktiven Terminals, wurden abgeschlossen. Das System wurde so erweitert, daß statt bisher je 16 nun 32 CPU Prozesse und 32 Eingabe-/Ausgabe-Geräte betrieben werden können. Der »Message Transmission Controller«, der für die Abwicklung des X.25 Protokolls und der höheren Protokolle zuständig ist, wurde fertiggestellt, ebenso ein »Virtual Terminal Protocol« für DatagraphiX Terminals. An die AMOS 3-Station können mehrere DatagraphiX Terminals, ein Tektronix Terminal für graphische Datenausgabe, ein Zeilendrucker sowie ein Magnetbandgerät angeschlossen werden. Das Laden des Systems erfolgt über ein einfaches Kassettenbandgerät, welches bei Bedarf an die Interdata 8/16 (der Rechner, auf dem das AMOS 3-System läuft) angeschlossen werden kann. Wegen der erfreulichen Stabilität des Systems sind diese Fälle jedoch sehr selten.

Ein komplettes System ist seit Spätsommer 1979 im Test; es ist geplant, dieses System in Heidelberg und Stuttgart zu betreiben. Gegenüber herkömmlichen RJE-Systemen bietet es den Vorteil, daß Ausgabedaten zunächst am Terminal angesehen werden können, so daß sie nur bei Bedarf auf dem Zeilendrucker ausgedruckt werden. Außerdem werden die Übertragungswege der Post besser genützt. Im Zusammenhang mit dem Anschluß der AMOS 3-Station an das AMOS-System wurden am AMOS-System Änderungen durchgeführt, um die HDLC-Protokolle, das X.25 Protocol sowie das »Message Link Protocol« betreiben zu können.

---

[1]) [2]) abgeordnet vom MPI für Astrophysik

4. Projekt Datenerfassung

(F. Hofmeister, H. Kroiss[3]), R. Lathe[4]), J. Steuerwald, Ch. Tichmann, D. Zimmermann)

4.1 Datenerfassung und Datenauswertung für das ASDEX-Experiment

Mit der geplanten Inbetriebnahme von ASDEX Ende des Jahres 1979 wurden die Arbeiten voll auf die Fertigstellung des Datenerfassungssystems für ASDEX konzentriert.

Schwerpunkte waren:
- Steuerprogramme für neue Datenerfassungsgeräte
- Einsatz des Seriellen CAMAC-Systems
- Auswerteprogramme
- Anpassung des GALE-Systems an die Anforderungen des vergleichsweise zu WVIIA wesentlich größeren ASDEX-Experiments.

Das Datenerfassungssystem GALE wurde auf triggerlosen Betrieb und auf Unterstützung mehrerer Experimente umgestellt, gleichzeitig die Generierung des Systems vereinfacht. Intensive Rechenzeituntersuchungen führten zur Beschleunigung der Erfassung und Auswertung der Experimentdaten, um die komplexe Verarbeitung großer Datenmengen zwischen zwei Schüssen sicherzustellen.

4.1.1 Arbeiten bei ASDEX und Aufbau des ASDEX-GALE-Systems

Weitere Arbeiten wurden im Rahmen einer Abordung von Mitarbeitern zum ASDEX-Projekt durchgeführt. Für die am ASDEX neu verwendeten CAMAC-Geräte wurden GALE-Steuerprogramme entwickelt und in das GALE-Datenerfassungssystem einbezogen. Ferner wurde eine spezielle GALE-Konfiguration für ASDEX erstellt, mit den neuen Gerätesteuerprogrammen versehen und über das Serielle CAMAC-System in Betrieb genommen.

4.1.2 Das Serielle CAMAC-System

Im Laufe des Jahres wurde die serielle Ringleitung für ASDEX geplant und am ASDEX-Rechner in Betrieb genommen. Der Schwerpunkt der Arbeiten lag auf dem Austesten der Komponenten und der Entwicklung von Online-Testmethoden. An ASDEX wurden mit Hilfe des GALE-Systems und der seriellen Ringleitung erste Probedaten aufgenommen.

Um die Verfügbarkeit der Datenübertragungsleitung zu erhöhen, wurde besonderes Gewicht auf einfache und schnelle Fehlerdiagnose gelegt. Dabei zeigte sich, daß die derzeit verfügbaren Komponenten hohe Anforderungen an Testprogramme und Testgeräte stellen. Bei der Entwicklung der Testsoftware wurde ausschließlich die interpretative Sprache MUMTI verwendet.

4.1.3 Auswerteprogramme für ASDEX

Die Auswertung der bei ASDEX zu gewinnenden Daten erfolgt in drei verschiedenen Organisationsstufen.

Einfachere Rechenverfahren laufen im ASDEX-Hauptrechner 11/70 ab und erzeugen schon rechtzeitig vor dem nächsten Schuß graphische Darstellungen der einzelnen Diagnostik-Ergebnisse oder Sammelinformationen/Protokolle.

Diagnostiken mit großen Datenmengen sind an Unterrechner angeschlossen und dort wird dann eine Datenverarbeitung/Kompression vorgenommen.

Schließlich ist in Fällen großer Datenmengen, z. B. angesammelt aus Schuß-Reihen und mathematisch aufwendigen Rechengängen eine Bearbeitung durch die Großrechner des Rechenzentrums (RZ) vorgesehen. Die funktionelle Trennung erforderte einen besonderen Arbeitsaufwand in der Organisation der Daten und der Methodik der Auswertung.

Im einzelnen wurde an der Datenauswertung für die Diagnostiken Röntgen-Dioden, Mikrowellen, Titanverdampfer, Ionisationsmanometer und UV-Spektroskopie gearbeitet.

4.2 Datenerfassung für WVIIA

Das Datenerfassungssystem wurde durch bei PDE neuentwickelte und neugebaute Geräte erweitert. Die 1,25 mikrosec Analog-Digital-Wandler wurden ausgetestet und beim WVIIA in größeren Stückzahlen eingesetzt.

Das Spektrum der während des Experimentes autonom arbeitenden CAMAC-Digitalisier-Geräte enthält jetzt auch Pufferspeicher ausbaubar bis 16 K Worte bei 16 bit Wortlänge. Insgesamt werden pro Schuß ca. 150 KByte, fast ausschließlich mit Geräten von PDE, digitalisiert und gespeichert.

Die Ankopplung des WVIIA-Experimentrechners an das Rechenzentrum wurde in Zusammenarbeit mit WVIIA so erweitert, daß jetzt die Experimentdaten automatisiert ans RZ übertragen und dort archiviert werden können.

4.3 Datenerfassungssysteme für PWW, Bereich 1 und Technologie

Das vorhandene Rechnersystem bei PWW mit der PDP 11/34 wurde mit dem Betriebssystem RSX 11M Version 3.1 ausgestattet und durch Steuerprogramme für NICOLET- und ORTEC-Vielkanalanalysatoren erweitert. Für das geplante größere Rechnersystem bei PWW mit der 11/60 ist der Rechner jetzt geliefert worden und ein Prototyp der Hardware für die Ankopplung der vorgesehenen 5 VKAs ist von PDE entwickelt worden. Eine externe Firma hat in Zusammenarbeit mit PDE eine für die zukünftige Vergabe von Programmierarbeiten wichtige Dokumentation erarbeitet und ein Pflichtenheft für das ebenfalls extern zu vergebende GALE-Driver-Programm erstellt.

Für das Laser-Pellet-Projekt (Abt. Technologie wurde ein »Driver«-Programm zum CAMAC/FORTRAN-Anschluß eines 20 MHz-ADC (Typ 2256 Lecroy) angefertigt.

---

[3]) zur Abt. 3 (ASDEX-Projekt) abgeordnet seit 1.4.79

[4]) bis 31.3.79

Außerdem ist beim Neutral-Injektions-Projekt ein Laborrechner System (MINC) zur Bearbeitung von NICOLET-Oszillograf-Daten geplant worden.

Bei der Arbeitsgruppe Optische Diagnostik des Bereichs wurde ein 11/34-Rechner-System mit Geräten zur sehr schnellen Digitalisierung von Laserdaten aufgebaut und ein GALE-Datenerfassungssystem soweit generiert, daß Laserdaten von 2 TEK 7912 Geräten archiviert werden können.

4.4 Allgemeinere Entwicklungsaufgaben

Auch dieses Jahr mußten mittelfristig wichtige Aufgaben zugunsten dringender Arbeiten, vor allem für ASDEX, zurückgestellt werden.

Die Konzepte für die Erweiterung des Systems EDDAR zur Dokumentation von Ergebnisdaten, für die Neugestaltung einer Experiment-Datenbank, für APIS (A Programming Information System) zur Definition von DV-Aufgaben im Experiment-Sektor und für GAP (GALE-Precompiler) zur Vereinfachung der Verarbeitung von Gerätedaten wurden erarbeitet.

Die im HMI Berlin entwickelte Sprache MUMTI wurde in Zusammenarbeit mit dem HMI weiterentwickelt und auf mehreren IPP-Rechnern implementiert.

Die Rechner-Netz-Software DECNET wurde zur Verbindung der beiden Rechner von PDE implementiert und dann weiter eine Rechnerkopplung aufgebaut, um den Transfer von Software zu erleichtern. Momentan werden Erfahrungen mit Kommunikation zwischen Tasks, die auf zwei verschiedenen, durch DECNET verbundenen Rechnern ablaufen, erarbeitet. Diese Methoden werden bei der Anbindung von Unterrechnern im ASDEX-System Anwendung finden und werden mit den Erweiterungen, die für eine Version des DECNET-Pakets angekündigt sind, neue Möglichkeiten für interaktives Arbeiten über einen einzelnen Rechner hinaus schaffen.

5. EDV für das Rechnungswesen

(D. Seewald, L. Döring)

Im Berichtsjahr wurden neben der laufenden Programmpflege folgende Erweiterungen des EDV-Systems durchgeführt:

- Die Haushaltsüberwachung wurde auf veränderliche Planzahlen erweitert und die Eigenfertigung mit einbezogen.
- In der Anlagenverwaltung wurden nach den Richtlinien des BMFT die Anlagengüter unter DM 800,– ausgegliedert und getrennt geführt.
- Vorbereitungsarbeiten zur Umstellung auf einen dedizierten Verwaltungsrechner.
- Die Dokumentation erfolgte dem Fortschritt der Arbeit entsprechend.

Abb. 1 Der Rechner CRAY-1 wurde im Oktober 1979 im IPP in Betrieb genommen.

Bereich Beschleunigung Dreidimensionale Systeme

(Prof. Dr. Arnulf Schlüter)

Der Bereich war am 1. Oktober 1968 gegründet worden und hatte zunächst allein die Entwicklung und Untersuchung von relativistischen Plasmen zur kollektiven Beschleunigung von Ionen durch Elektronenringe zur Aufgabe. Diese Untersuchungen führten verhältnismäßig schnell zu den ersten erfolgreichen Beschleunigungen von Ionen (1974). Da zur Erzeugung und zur Beschleunigung der Ringe dieselbe Spule mit zeitlich schnell ansteigendem Magnetfeld verwendet wurde, waren größere Beschleunigungsstrecken, höhere Repetitionsraten und längere Parkzeiten zur Durchionisation schwererer Ionen nicht erreichbar.

Im Jahre 1976 wurde daher mit dem Bau der Apparatur PUSTAREX begonnen, mit der diese Ziele erreicht werden sollten. Wegen der zunehmenden Konzentration der Arbeiten des Instituts auf die Probleme der thermonuklearen Fusion wurde die Zahl der Mitarbeiter an dem PUSTAREX-Projekt laufend verringert und das Experiment schließlich im August des Berichtsjahres eingestellt, nachdem das Funktionieren des Betriebs gezeigt worden war, bevor aber die erwünschten Parameter erreicht werden konnten.

Im Jahre 1978 wurden die Arbeiten zur Pelletbeschleunigung in dem Bereich aufgenommen. Sie sollen im Laufe des Jahres 1980 bei den Experimenten Wendelstein VII A und ASDEX zum Einsatz kommen.

Im Oktober des Berichtsjahres wurden aus verschiedenen Bereichen des Instituts Theoretiker und Numeriker, die vor allem mit Hilfe der Rechenanlage Gleichgewichts-, Stabilitäts- und Teilcheneinschlußprobleme in dreidimensionalen Systemen behandelt hatten, in den Bereich versetzt. Sie werden hier Probleme bearbeiten, die im Zusammenhang mit dem Stellarator und allgemein beim nettostromfreien Einschluß sowie beim realen Tokamak entstehen.

1. Elektronenring-Beschleuniger

(C. Andelfinger, J. Fink, W. Herrmann, P. Merkel, H.-B. Schilling, U. Schumacher, E. Springmann, M. Ulrich, G. Weber)

1.1 Experimente mit PUSTAREX

Die Arbeiten an PUSTAREX waren im Berichtsjahr durch den Beschluß des Direktoriums beeinflußt, das Experiment Mitte des Jahres (14.8.1979) einzustellen, um den Personalbedarf für das geplante Experiment ZEPHYR befriedigen zu können. Deshalb wurden Versuche zur Ionenbeschleunigung unternommen, bevor noch die erwünschte »holding power« erreicht werden konnte.

Nachdem es im vorhergehenden Jahr gelungen war, Elektronenringe mit kleinen Teilchenzahlen als Einheit über den Spillpunkt zu bringen und zu beschleunigen, wurde nun versucht, Ringbeschleunigung auch bei größeren Teilchenzahlen zu erreichen. Dafür war die Beseitigung der radialen Torkelschwingungen notwendig. Bei der Verwendung der kapazitiven Wände (Jahresbericht 1978) anstatt der früher benutzten resistiven Wände zur Reduktion der Kopplungsimpedanz war sowohl die resistive Instabilität als Ursache ausgeschlossen, als auch Unsymmetrien in Feldern, die durch Spiegeleffekte an unsymmetrisch angeordneten Wänden entstehen könnten: Die Anordnung der kapazitiven Wände und deren Eigenfrequenz war so gewählt, daß weder Spiegelströme noch Spiegelladungen am Ringort nennenswerte niederfrequente Felder erzeugen konnten. Um auch Unsymmetrien äußerer Felder als Ursache auszuschließen, wurden die gepulsten Spulen 6, 7 und 8 mit Blindanschlüssen auf eine Dreifachsymmetrie umgearbei-

tet. Gleichzeitig wurde der Radius und die z-Lage von Spule 5 und 6 so geändert, daß der Feldindex größer blieb und der Landaudämpfungskoeffizient für die 1. Mode der radialen Torkelschwingung nicht mehr durch 0 ging. Da ein innerer squirrel cage den Dämpfungskoeffizienten negativer macht, und bei größeren Teilchenzahlen dann wieder Nulldurchgänge vorkommen, wurde im kritischen Bereich nur noch ein äußerer squirrel cage benutzt. **Abb. 1** zeigt den Dämpfungskoeffizienten bei alter und neuer Spule 6 mit innerem und mit äußerem squirrel cage.

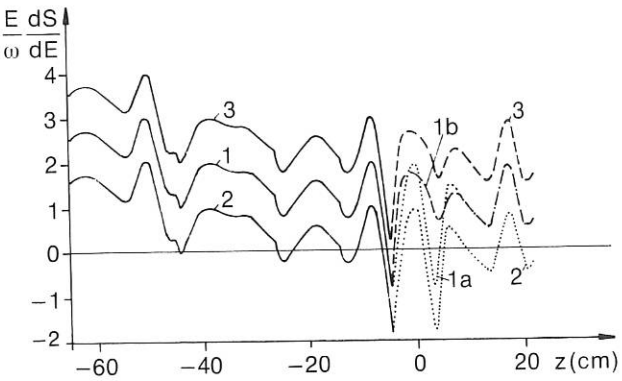


Abb. 1 Landaudämpfungskoeffizient $\frac{E}{\omega} \cdot \frac{dS}{dE}$ für verschiedene Ringpositionen z während der Kompression. Kurve 1: ohne squirrel cage; Kurve 1a + 1b: für alte und neue Spule 6; Kurve 2: Innen-squirrel cage mit alter Spule 6, Kurve 3: Außen-squirrel cage mit neuer Spule 6.

Alle diese Maßnahmen brachten keinen Erfolg. Entweder gibt es noch Störungen in der Symmetrie des äußeren squirrel cage oder der übrigen Felder oder es handelt sich um eine Ionen-Elektronen-Instabilität. Mehrere Versuche mit Ringen im Wartesaal bei verschiedenem Druck schienen darauf hinzudeuten, daß die Instabilität um so früher auftrat, je höher der Druck war. Andererseits konnten Ringe an Stellen, an denen sie bei geringfügig größerer Elektronenzahl instabil wurden, für lange Zeiten (weit länger als die übliche Gesamtkompressionszeit), das heißt auch mit höheren Ionenbeladungen, stabil gehalten werden. Es muß damit gerechnet werden, daß unter wenig verschiedenen Bedingungen verschiedene Ursachen für die Torkelschwingung wirksam sind.

Obwohl die kapazitiven Wände im wesentlichen erfolgreich waren, scheinen sie doch einen Nachteil zu besitzen, wenn zur Fokussierung ein squirrel cage nötig ist: die Kopplungsimpedanz eines kombinierten Systems von leitendem Zylinder und squirrel cage ist größer als die eines Zylinders allein. Sobald der Ring bei kapazitiven Wänden in den Bereich des squirrel cage eintrat, wurden die Frequenzen einer negative mass Instabilität beobachtet. Größere Teilchenverluste traten allerdings nicht auf. Es könnte aber sein, daß solche Effekte für eine langsame Kompression sprechen, bei der schwach resistive Wände verwendet werden könnten.

Wegen der beschränkten Zeit konnten detaillierte Untersuchungen der Torkelschwingungen nicht mehr durchgeführt werden, da noch geklärt werden sollte, ob bei der Beschleunigung von Ringen mit kleinen Teilchenzahlen auch Ionen mitgenommen wurden. Zu diesem Zweck wurde mit Faraday cups (FC) (aber auch mit magnetischen Sonden) in oder am Ende der Beschleunigungsstrecke der auflaufende Elektronenstrom als Funktion der Zeit gemessen und so ein Maß für Teilchenzahl und Ringintegrität erhalten. Gleichzeitig wurden Zellulosenitratfolien durch den Ring bestrahlt und später auf Ionen untersucht.

Nachdem in der Beschleunigungsstrecke Korrektspulen eingebaut und die radiale Feldkomponente im Ringbereich auf etwa 1 Gauß reduziert war, wurden zunächst auf dem FC Mehrfachsignale im Abstand von ca. 100 ns wie bei den Experimenten in Dubna beobachtet. Sie wurden durch Reflexionen der Ringe (mit $\sim 5 \cdot 10^{11}$ Elektronen!) am Ende des squirrel cage verursacht und verschwanden, wenn der FC in den squirrel cage hineingeschoben wurde bzw. nach Verlängerung des squirrel cage bis zum Ende der Beschleunigungsstrecke.

Auf den Zellulosenitratfolien konnten Spuren von Ionen festgestellt werden. Allerdings muß ausgeschlossen werden, daß die Ionen über eine längere Beschleunigungsstrecke im Ring gehalten wurden. An Stellen, an denen die Zellulosenitratfolie durch eine Hostafanfolie von 3,5 μm Stärke abgedeckt war, konnten keine Spuren festgestellt werden. Das bedeutet, daß die Protonenenergie kleiner als 450 keV war.

Am 14.8.79 wurde das Experiment eingestellt. Zusammenfassend kann gesagt werden: Das Experiment hat für Einzelteilchen den Rechnungen entsprochen. Schwierigkeiten ergaben sich aus kollektiven Effekten, deren Ursache nicht gefunden werden konnte. Mit schwachen Ringen ($\sim 5 \cdot 10^{11}$ Elektronen), die sich in vielem wie Einzelteilchen verhalten, konnten Ionen kollektiv beschleunigt werden. Insgesamt wurden keine Effekte entdeckt, die für PUSTAREX spezifisch waren und einen Erfolg des Experimentes nicht zugelassen hätten.

1.2 Entwicklung einer Elektronenquelle mit instantaner Energiebreite und kleiner Emittanz

Bei den Erfahrungen, die mit Elektronenring-Experimenten hier oder anderswo gemacht wurden, trat zu Tage, daß zur Bekämpfung der kollektiven Instabilitäten eine instantane Energiestreuung von einigen Prozent wünschenwert ist, da die Gesamtzahl der möglichen Elektronen N_e im Ring proportional mit $(\triangle E/E)^2$ geht.

In vorangegangenen Experimenten wurde die endliche Energiebreite mit Hilfe dünner Polyäthylenfolien mit pyramidenförmiger oder streifenförmiger Oberflächenstruktur erzeugt; mit der Verbreiterung der Elektronen-Energieverteilung wird dabei jedoch auch die Strahlemittanz in unerwünschter Weise vergrößert. Ziel der Untersuchungen war daher die Entwicklung eines intensiven relativistischen Elektronen-

strahls mit instantaner Energieverbreiterung $\Delta E/E$ im Bereich von wenigen Prozent und möglichst kleiner Strahl-Emittanz. Um darüber hinaus die radialen Betatronschwingungsamplituden klein zu halten, sollte bei der Elektronenstrahlinjektion ins Magnetfeld zur Ringbildung der Injektionsradius (als Funktion der Elektronenenergie) dem entsprechenden Gyrationsradius möglichst nahekommen.

Diese Forderungen konnten bei den Untersuchungen mit dem Elektronenstrahl-Generator Febetron 705 (2 MeV) nahezu erfüllt werden. Die vorgebbare Energiebreite des Elektronenstrahls wird bereits in der Elektronenquelle erzeugt, indem die verschiedenen Kathodenflächen über Widerstände mit der Hochspannungselektrode verbunden werden. Die Anordnung der Kathodenflächen nebeneinander macht es möglich, daß die Elektronen nach Durchlaufen des Strahlführungssystems näherungsweise auf den ihrer jeweiligen Energie zugehörigen Sollkreis ins Magnetfeld eingeschossen werden können.

Zuerst wurde in einer vereinfachten Anordnung mit nur 0,5 MV Spannung (am masseseitigen Ende des Febetrons) die Erzeugung zweier getrennter Elektronenstrahlen untersucht. **Abb. 2** zeigt schematisch den Aufbau. Während die eine Kathodenhälfte (links) direkt mit der Hochspannungselektrode verbunden ist, befindet sich für die andere Kathode (rechts) ein Widerstand R in dieser Verbindung, um dessen Spannungsabfall $R \cdot I_2$ die Energie der hier emittierten Elektronen kleiner ist.

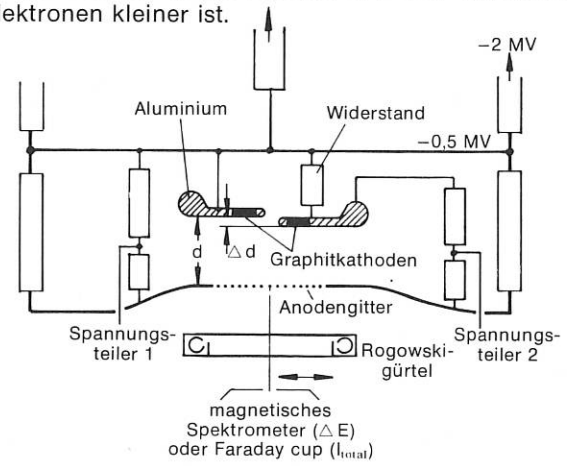


Abb. 2 Schematischer Aufbau der Elektronenquelle mit instantaner Energiebreite.

Die beiden Kathodenflächen haben einen verschiedenen Abstand von dem Anodengitter, um den Verlauf der elektrischen Feldstärke für beide Hälften möglichst homogen zu machen. Diesem Zweck dienen auch die Aluminiumflächen, die die eigentlichen aus Graphit bestehenden Emissionsflächen umgeben und den Potentialverlauf günstig formen. Wesentliche Untersuchungen galten der Unterdrückung unerwünschter Elektronenemission von den Aluminiumflächen. Bei Experimenten mit verschiedenen Metallflächen und unterschiedlichen Beschichtungen zeigen eloxierte Rein-Aluminiumoberflächen bis zu Feldstärken von etwa 1,3 MV/cm keine parasitäre Elektronenemission mehr.

Die Graphit-Kathodenplättchen als Ersatz für die bisher verwendeten Kathoden-Elemente aus nebeneinandergesetzten Nadelspitzen führten zu wesentlich verbesserter Strahlemittanz.

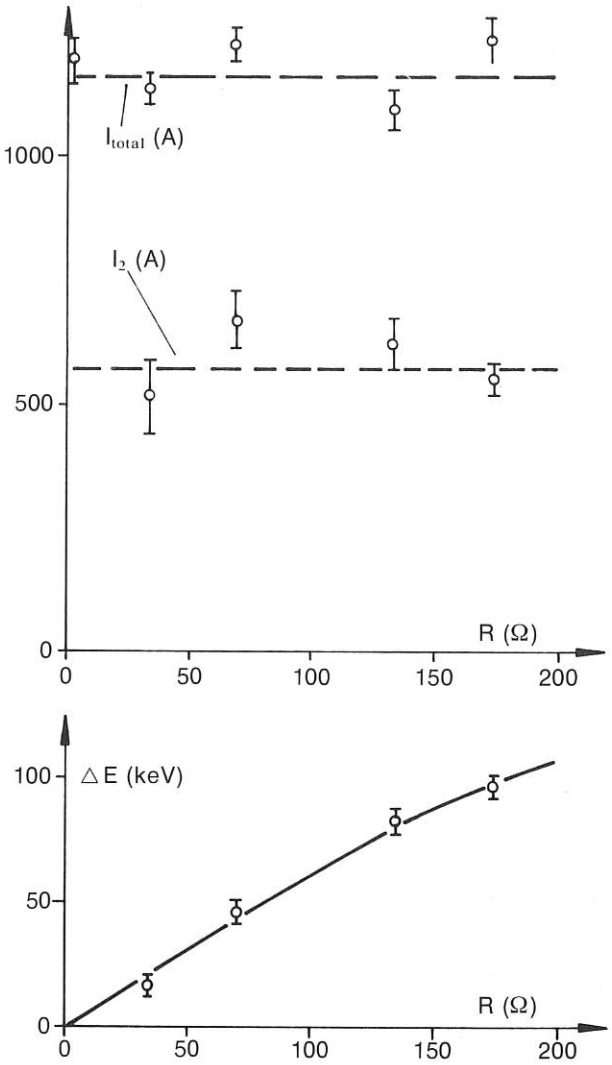


Abb. 3 Gesamtstrom, Strom I_2 von der den Widerstand enthaltenden Kathodenhälfte und Elektronen-Energiedifferenz als Funktion des Widerstandes R.

In **Abb. 3** sind der Gesamtstrom I_{total}, der von der den Widerstand enthaltenden Kathodenhälfte emittierte Teilstrom I_2 sowie die Energiedifferenz als Funktion des Widerstandes R aufgetragen. Es zeigt sich, daß sowohl der Gesamtstrom als auch I_2 nahezu von R unabhängig sind und daß beide Teilströme etwa gleich groß sind. Die Energiedifferenz der Elektronen nimmt – wie zu erwarten – linear mit R zu (mit einem Anstieg von 0,6 keV/Ω) und erreicht bei etwa R = 170 Ω den Wert von 100 keV, was etwa der gewünschten Energieverbreiterung von 5% bei 2 MeV Maximalenergie entspricht.

In **Abb. 4** ist der Teilstrom I_2 über dem Kathodenabstand Δd bezogen auf den Abstand d und den Widerstand R aufgetragen. Die Meßwerte – gleiche Symbole gehören zu demselben Widerstandswert – können gut

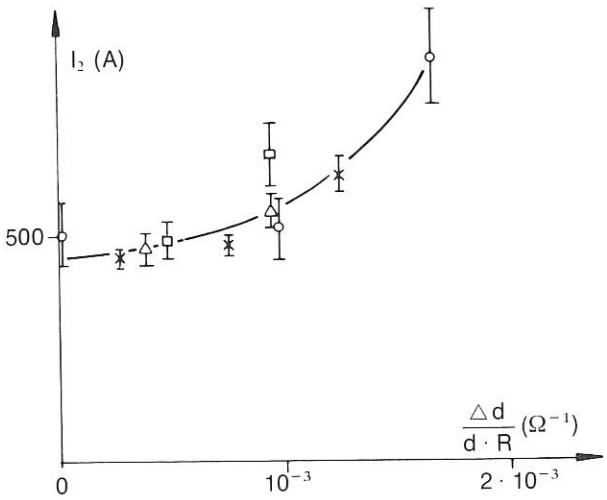


Abb. 4 Teilstrom I_2 als Funktion des relativen Kathodenabstands

durch eine Meßkurve repräsentiert werden. Der Strom I_2 erreicht etwa den halben Wert des Gesamtstroms für $\Delta d/(R \cdot d) \approx 10^{-3}\ \Omega^{-1}$, was genau dem Kathodenabstand entspricht, bei dem die mittlere elektrische Feldstärke in beiden Diodenhälften gleich ist. Wie man aus Teilchenbahnrechnungen zu dieser Geometrie entnimmt, besitzt die Strahlemittanz auch genau in diesem Fall ein Minimum.

In der anschließenden Experimentserie wurde die beschriebene Kathodenanordnung auf das volle Febetron-Potential von −2 MV (und damit das Gitter auf −1,5 MV) gebracht, um den Strahltransport zur Einschußöffnung im Magnetfeld und die Strahlemittanz in dieser Injektionsebene zu untersuchen. Dabei zeigte sich, daß die beiden Teilstrahlen sehr gut getrennt und scharf in die Einschußebene abbildbar sind. Durch entsprechende Drehung der Kathodenhalterung wurde es möglich, die Teilstrahlen übereinander abzubilden, so daß die Elektronen mit der höheren Energie auf den größeren Radius, die mit der kleineren entsprechend auf den kleineren Radius eingeschossen werden können, wobei der radiale Strahlschwerpunktabstand von etwa 1,2 cm dem Sollkreisunterschied $\Delta R = R \cdot \Delta E/E \cdot (1-n)^{-1}$ bei $R = 16$ cm, $n = 0{,}4$ und $\Delta E/E = 0{,}04$ entspricht.

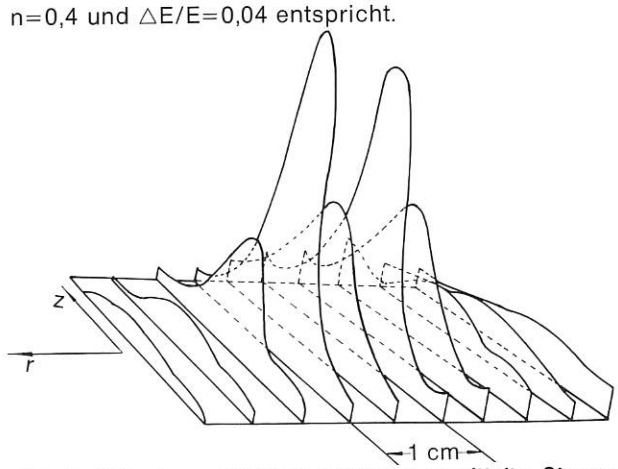


Abb. 5 Mit einem Vielfach-Auffänger ermittelte Stromdichteverteilung

Mit einem Vielfach-Auffänger (fast 100 Faraday-cups) wurde in der Injektionsebene die Stromdichteverteilung ermittelt, die zwei deutlich getrennte Maxima mit dem gewünschten Energieunterschied von bis zu etwa 5% aufweist. Die **Abb. 5** gibt einen Eindruck von der Stromdichteverteilung in der Injektionsebene, obwohl die Randbereiche durch die verwendete zeitliche Integration überbetont erschienen. Die Stromstärke in beiden Hälften beträgt je etwa 400 A.

Die **Abb. 6** gibt als ein Ergebnis dieser Messungen die Strahlemittanz in Richtung der Verbindungslinie beider Teilstrahlen und in axialer Richtung. Die Fläche innerhalb der gestrichelten Linie, für die die Strom-

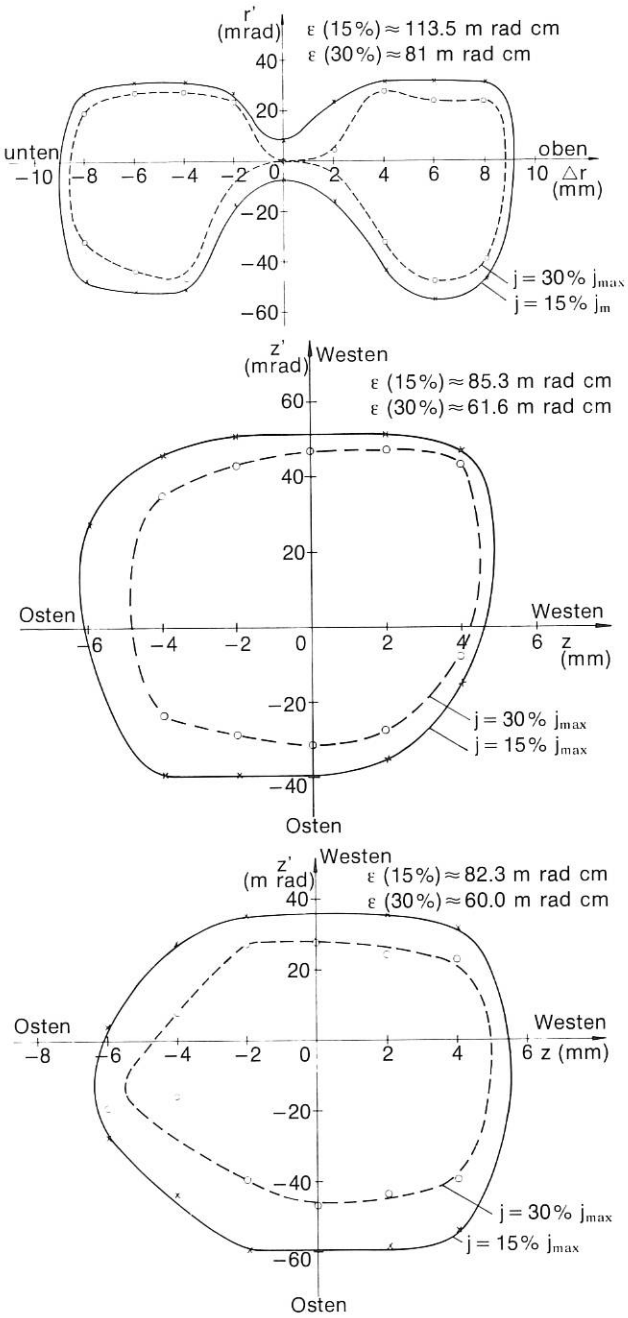


Abb. 6 Strahlemittanz in Richtung der Verbindungslinie beider Teilstrahlen (oben) und in axialer Richtung (unten)

dichte größer als 30% der Maximalstromdichte ist, beträgt nur etwa 80 mrad cm (bzw. 60 mrad cm) und ist damit deutlich kleiner als für die früher mit Spitzenkathoden erzeugten Elektronenstrahlen. Innerhalb der gestrichelten Kurve fließen etwa 75% des Gesamtstroms.

1.3 Die Kopplungsimpedanz eines Elektronenringes in squirrel cage Anordnungen

Zur Unterdrückung der negative mass Instabilität sind leitende Strukturen in Ringnähe mit kleiner Kopplungsimpedanz $|Z_n|$ (n = Modenzahl) notwendig. Zur Ringfokussierung sind koaxiale längsgeschlitzte leitende Zylinder geeignet, und so stellte sich die Frage, ob die Kopplungsimpedanz auch solcher geschlitzter Anordnungen hinreichend klein ist. Modellrechnungen, in denen der squirrel cage durch einen anisotrop leitfähigen Zylinder angenähert wurde, ergaben unerwartet hohe Impedanzwerte vergleichbar mit der Impedanz des Ringes im freien Raum. Neben den TM- und den TE-Moden tritt in diesem Fall auch eine entartete TEM-Mode auf, die sich ungedämpft längs des squirrel cage ausbreitet und die eine drastische Erhöhung des Realteils der Kopplungsimpedanz bewirkt. Dieses Resultat machte es wünschenswert, die Impedanz eines squirrel cage ohne jede Näherung zu berechnen, um die Abhängigkeit der Impedanz, z.B. von Schlitzbreite und Schlitzzahl im einzelnen untersuchen zu können. Es wurde daher die Impedanz für eine Konfiguration berechnet, die aus dem Elektronenring, einem squirrel cage und einem leitenden Zylinder bestand, beide beliebig koaxial angeordnet **(Abb. 7).**

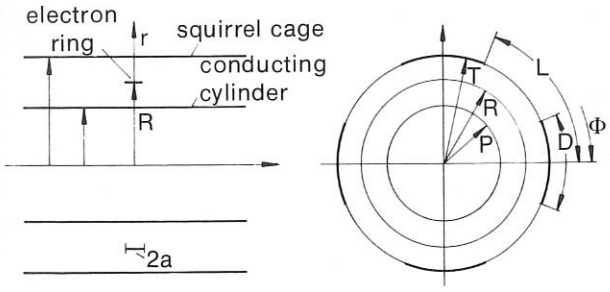


Abb. 7 Schematische Darstellung der Konfiguration

Ein typisches Ergebnis ist in **Abb. 8** dargestellt: Für eine Anordnung Ring – squirrel cage wird die Impedanz am größten, größer als für den Ring im freien Raum, am kleinsten wird die Impedanz für die Anordnung Ring – Zylinder, während sich für die Kombination Ring – Zylinder – squirrel cage mittlere Werte ergeben. Im einzelnen hängen die Werte stark von der Geometrie ab, wie vom Abstand der leitenden Strukturen vom Ring. Von der Schlitzbreite hängt die Impedanz nur schwach ab. Der Grenzfall des leitenden Zylinders wird erst für sehr schmale Schlitze erreicht. Für die Abhängigkeit der Impedanz von der Schlitzzahl N erhält man für N>> n ein schwaches Anwachsen von $|Z_{n,n}|/n$, während der Verlauf für N≤n in komplizierter Weise von der Geometrie abhängt.

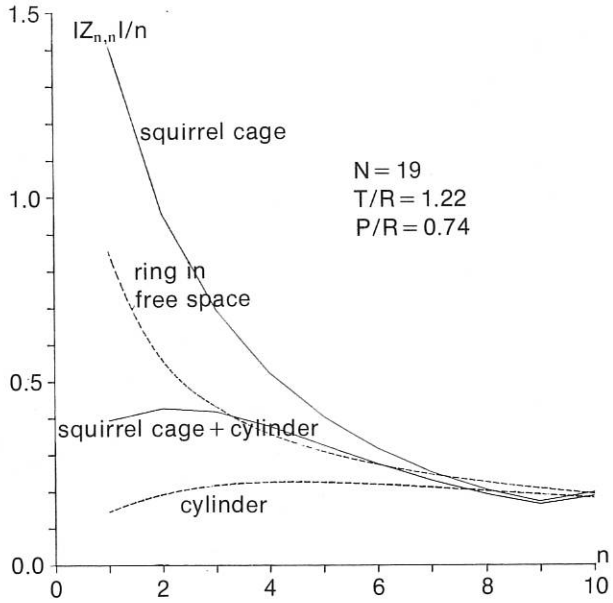


Abb. 8 Die Impedanz $|Z_{n,n}|/n$ (in Einheiten von Z_0 [= 377 Ω]) ist in Abhängigkeit von der Modenzahl n für verschiedene Konfigurationen dargestellt: Ring in freiem Raum, Ring-Zylinder, Ring-squirrel cage, Ring-squirrel cage-Zylinder. R = Ringradius, T = squirrel cage-Radius, P = Zylinderradius. Anzahl der Schlitze N = 19, Verhältnis von Schlitz zu Streifenbreite D = 1.

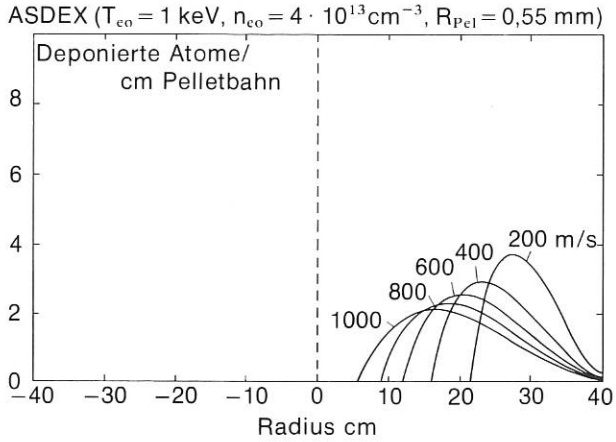
2. Pelletbeschleunigung

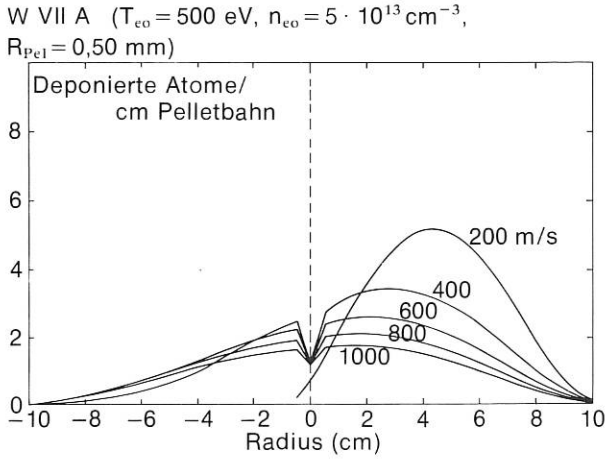
(W. Amenda, C. Andelfinger, E. Buchelt, K. Büchl, D. Jacobi, R. Lang, G. Prausner, M. Thöner)

Die Entwicklung der Pelletbeschleunigung wurde fortgesetzt. Am weitesten fortgeschritten ist die Leichtgaskanone, die im kommenden Jahr bei W VII A und ASDEX eingesetzt werden soll. Die Arbeiten am Wirbelstrombeschleuniger wurden eingestellt, da sich wesentliche Nachteile gegenüber der Gaskanone herausstellten. Bei der Zentrifuge konnten Fortschritte erzielt werden, ein Einsatz an ASDEX ist jedoch vor 1981 nicht zu erwarten.

Für D_2-Pellets wurden mit Hilfe des in Oak Ridge entwickelten Codes[1]) die Ablation im Plasma von W VII A, ASDEX und JET berechnet. Für 1 mm ∅ Pellets zeigte sich bei W VII A, daß für größere Geschwindigkeiten (≥ 400 m/s) die Pellets das Plasma durchqueren und auf die Innenwand des Torus treffen sollten, während bei ASDEX gleiche Pellets bei 1000 m/s Geschwindigkeit die Achse noch nicht erreichen. Für JET wurden größere Pellets von 3 mm Durchmesser angenommen. Bei Geschwindigkeiten bis 1000 m/s dringen diese dann gerade in die Randschichten ein. Um die Mitte des Plasmas zu erreichen, sind wesentlich größere Geschwindigkeiten notwendig.

[1]) W. A. Holberg, M. A. Iskra, H. C. Howe, S. E. Attenberger, ORNL/TM-6549





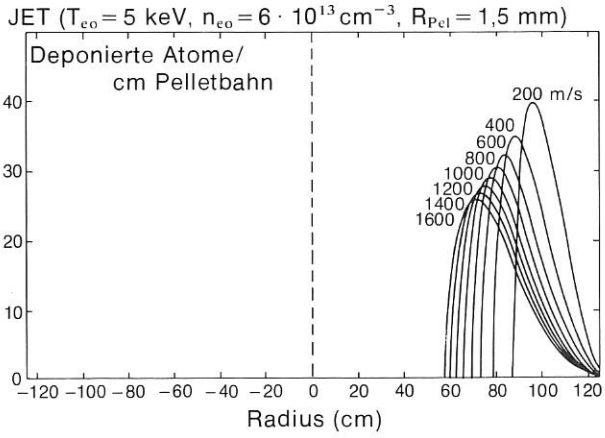


Abb. 9–11 Berechnete Deposition von Atomen im Plasma längs der Bahn des eingeschossenen Pellets für verschiedene Pelletgeschwindigkeiten

*** (a) ASDEX T_{eo} = 1 keV n_{eo} = 4 · 10^{13}cm^{-3} R_{Pel} = 0,55 mm**
(b) WVIIA T_{eo} = 500 eV n_{eo} = 5 · 10^{13}cm^{-3} R_{Pel} = 0,5 mm
(c) JET T_{eo} = 5 keV n_{eo} = 6 · 10^{13}cm^{-3} R_{Pel} = 1,5 mm
*** nach dem Modell von Milora und Foster mit Rückkopplung auf das Plasma**

2.1 Wirbelstrombeschleuniger

Für die Beschleunigerspulen von 36 mm ∅ hatten sich Aluminiumringe von 30 mm äußerem Durchmesser und 5 mm Breite als optimale Treiber in Übereinstimmung mit der Rechnung ergeben. Damit konnten maximale Geschwindigkeiten von 1000 m/s bei minimaler Deformation der Treiber erzielt werden. Die Treiber erfuhren dabei Beschleunigungen von $1 \cdot 10^7$ – $4 \cdot 10^7$ m/s^2. Als Begrenzung erwies sich die mechanische Festigkeit der Beschleunigungsspulen, die bei Strömen ≥ 30 kA nach wenigen Schuß zerstört waren.

Die Pellets müssen nach dem Erreichen der maximalen Treiber-Geschwindigkeit vom Träger getrennt werden. Versuche, den Treiber mit einem Magnetfeld abzubremsen, scheiterten, da keine Magnetfelder genügender Stärke verfügbar waren. Bei mechanischer Abbremsung auf Prallplatten wurden die Treiber teilweise zerstört. Von der Oberfläche verdampft dabei eine größere Menge Material. In Experimenten, bei denen Glaskugeln (1 mm∅) mit kreisringförmigen Treibern beschleunigt wurden, hatten sich die Glaspellets am Ende der Beschleunigungsphase vom Treiber getrennt, ohne daß der Treiber von außen gebremst wurde. Der Treiber wird während der Beschleunigung zu elastischen Schwingungen angeregt, wodurch die Pellets je nach ihrer Lage auf dem Treiber zu verschiedenen Zeitpunkten und in verschiedene Richtung abheben. Eine kontrollierte Schußrichtung in einen engen Winkelbereich scheint nicht möglich zu sein.

Die Schwierigkeiten bei der Abbremsung des Treibers, der Trennung von Pellet und Treiber und der Lebensdauer der Beschleunigerspulen für die beabsichtigten Geschwindigkeiten veranlaßten uns, die Entwicklung des Wirbelstrombeschleunigers zu Gunsten der Leichtgaskanone einzustellen.

Der Wirbelstrombeschleuniger wird zur Zeit im Rahmen einer Doktorarbeit zur Untersuchung der mechanischen Eigenschaften von gefrorenen Deuteriumpellets verwendet.

2.2 (a) Leichtgaskanone für W VII A

Die Gaskanone wurde bis zum Sommer 79 von W. Riedmüller entwickelt. Es wurden mit 4 MPa Wasserstoff als Treibgas Deuterium-Pellets von 1 mm ∅ und 1 mm Länge auf Geschwindigkeiten bis 1000 m/s beschleunigt.

Um aus dem Labormodell ein für den Betrieb an W VII A geeignetes Gerät zu schaffen, wurde die Gaskanone auf Fernbedienung umgebaut. Für die Beobachtung der D_2-Extrusion wurde eine TV-Kamera installiert. Das Füllen des Kryostaten mit festem D_2, Extrudieren und Drehen des Schlosses erfolgt jetzt von einem Steuerstand aus. Die Geschwindigkeit der Pellets wird mit Lichtschranken gemessen. Die Bestimmung der Pelletgröße ist in Vorbereitung. Als Hauptproblem hat sich die Aufrechterhaltung des Isoliervakuums des Kryostaten beim Schuß herausgestellt. Durch das Drehschloß der Gaskanone dringt ein Teil des Treibgases (H_2) in das Isoliervakuum ein, durch

den Druckanstieg ergibt sich ein Temperaturanstieg (erhöhte Wärmeleitung, Kondensationswärme) der Pelletquelle. Bei den Treibgasdrücken für hohe Geschwindigkeiten kann die Kryostatentemperatur so hoch steigen, daß das im festen Zustand gespeicherte Deuterium verdampft und ins Vakuum ausströmt. Den Druckanstieg im Isoliervakuum mittels einer Titanpumpe zu verkleinern, scheiterte an der unzureichenden Getterkapazität der Pumpe. Es wird nun versucht, mit einer Badkryopumpe zumindest einen Teil des Wasserstoffs wegzupumpen. Dann sollte es möglich sein, optimale Betriebsdaten für die Gaskanone einzustellen und halten zu können. Das aus einem differentiellen Pumpsystem und einem von der Gaskanone zu steuernden System schneller Ventile bestehende Pelleteinschußrohr wurde aufgebaut und getestet. Der Test wurde mit direktem Einschuß von Treibgas (4 MPa für 10 msec) in das Vakuumsystem ohne Pelleteinschuß durchgeführt. Es zeigte sich, daß das System die gestellten Anforderungen, das Treibgas nicht in den Torus einströmen zu lassen, erfüllt. Der Druck hinter dem Einschußrohr in der Meßkammer stieg von $1 \cdot 10^{-7}$ mb auf $4 \cdot 10^{-5}$ mb, während unmittelbar hinter dem Lauf ein Druck von 1 mb gemessen wurde.

(b) Leichtgaskanone für ASDEX

Entwicklung und Bau von 2 Leichtgaskanonen wurde an die Firma Leybold-Heraeus, Köln vergeben. Ende des Jahres wurde die Konstruktionsphase abgeschlossen. Die vorgesehenen Daten entsprechen der Gaskanone für W VII A. Das Pump- und Ventilsystem des Einschußrohres ist in Vorbereitung. Weitere begonnene Vorbereitungen betreffen die Pelletdiagnostik (Geschwindigkeit und Größe) sowie die Heliumversorgung der Kanonen.

2.3 Zentrifugenexperiment

Daten zur IPP-Zentrifuge (s. Jhrb. 78) mit geradem Beschleunigungssteg:

Scheibenmaterial:	Al-Legierung ($\sigma = 2{,}8 \cdot 10^8$ N/m^2)
Scheibendurchmesser:	$\varnothing = 0{,}24$ m
Steghöhe:	h = 0,01 m
maximale Umfangsgeschwindigkeit:	$v_U = 377$ m/s bei 500 Hz
variable Umfangsgeschwindigkeit:	$75 \leqslant v_U \leqslant 377$ m/s
Pelletgeschwindigkeit:	$v_P \leqslant 533$ m/s
Pelletquelle:	IPP-Schneidequelle mit einer Pelletfrequenz von $f_P \approx 1$ Pellet/min

Mit dieser Zentrifuge wurden erste Versuche zur Pelletbeschleunigung durchgeführt. Bei einer Rotorumfangsgeschwindigkeit von 235 m/s wurde eine Pelletgeschwindigkeit von $v_P = 330$ m/s erreicht. Das entspricht dem von der einfachen, die Reibung vernachlässigenden Theorie vorhergesagten Wert. Daraus kann man schließen, daß bei warmer Beschleunigungsscheibe die Reibung keine Rolle spielt. Da sich bei der verwendeten Einfütterungstechnik und geradem Beschleunigungssteg die Austrittswinkelstreuung der beschleunigten Pellets als zu groß erwies (10°–15°), wurden diese Versuche zunächst eingestellt.

Bei der Firma Leybold-Heraeus wurde der Bau einer Ersatzzentrifuge in Auftrag gegeben. Der Zentrifugenteller wird mit einem halbkreisförmigen Rohr als Beschleunigungsstrecke ausgerüstet. Es wird erwartet, daß der Pelletstreuwinkel mit so einem Beschleunigungskanal deutlich kleiner sein wird als der des ersten Aufbaus.

Im Mai 1979 wurde die Entwicklung einer Quelle zur schnellen Extrusion von festem Deuterium (Fadenstärke = 1 mm) aufgenommen. Ziel ist eine Extrusionsgeschwindigkeit von 10–50 cm/s. Die für die Laserplasmaerzeugung entwickelten Schneidequellen gestatten eine Extrusionsgeschwindigkeit von höchstens 1 cm/s. Es stellte sich heraus, daß die Verwirklichung größerer Extrusionsgeschwindigkeiten erhebliche Schwierigkeiten bereitet. Einzelergebnisse deuten an, daß eine Geschwindigkeit von 20 cm/s möglich sein sollte. Zum Ende des Berichtszeitraumes wurden 5 cm/s erreicht. Weitere Untersuchungen zur Bestimmung der optimalen Extrusionsparameter sind notwendig.

Parallel dazu wurde ein elektromagnetischer Zerhakker gebaut, der mit einer Frequenz bis zu 100 Hz Pellets von einer vorzufertigenden Deuteriumeisstange abhacken und auf die Zentrifuge bringen soll.

3. Theorie dreidimensionaler Systeme

(W. Dommaschk, F. Herrnegger, W. Lotz, P. Merkel, J. Nührenberg, U. Schwenn, E. Springmann)

3.1 Dreidimensionale Konfigurationen

3.1.1 Vakuumfeldkonfigurationen für geringe Sekundärströme

Das im Jahresbericht 78, S. 58, skizzierte Rechenverfahren wurde zur Auffindung von Vakuumfeldkonfigurationen verwandt, die nettostromfreie Niedrig-β Gleichgewichte mit geringen Sekundärströmen erlauben. Bisherige Ergebnisse zeigen, daß auf einer magnetischen Fläche mit vorgegebenem Aspektverhältnis und vorgegebener Rotationstransformation das (für die Größe der Sekundärströme maßgebende) Streuquadrat

$$S = \langle (\int dl/B)^2 \rangle - \langle \int dl/B \rangle^2$$

(Bogenlängenintegral längs Feldlinie über eine Feldperiode) gegenüber dem entsprechenden Wert des einfachen $l = 2$ Stellarators erheblich verkleinert werden kann. Für nicht zu große Rotationstransformation ($\leqslant 1$) kann dabei auch die Stabilitätsforderung nach einer magnetischen Mulde erfüllt werden. Es wurde auch gezeigt, daß innerhalb der Rechengenauigkeit $S_{rel} = 0$ ($< 10^{-4}$ relativ zum $l = 2$ Stellarator) erreicht werden kann, zur Zeit allerdings noch ohne magnetische Mulde. Ein Beispiel mit 10 Feldperioden, $l = 1, 2$

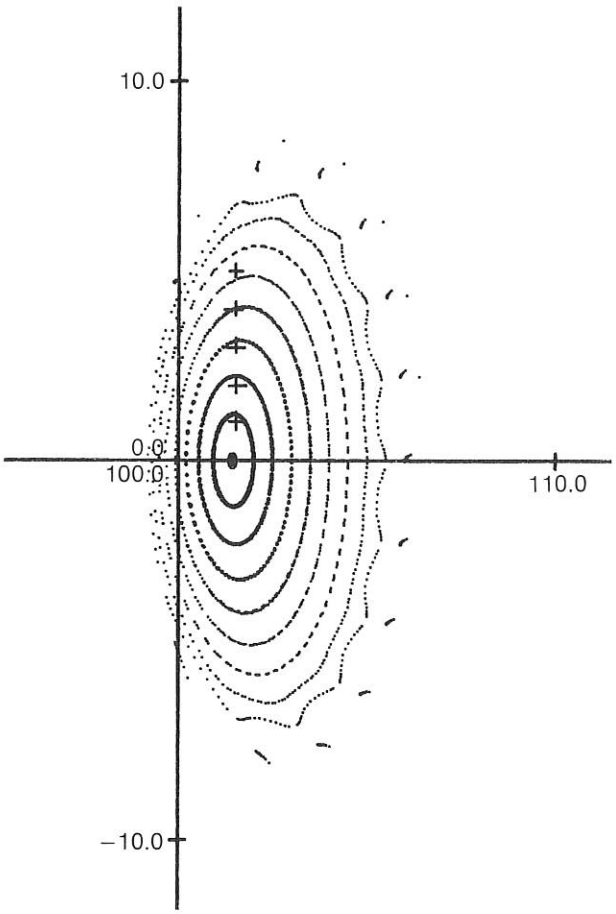


Abb. 12 Flußflächen in einem meridionalen Schnitt einer Vakuumfeldkonfiguration für geringe Sekundärströme mit 10 Perioden. Aspektverhältnis 20, Rotationstransformation 0.8. Auf den Flächen, die mit + gekennzeichnet sind, beträgt (für abnehtndes Aspektverhältnis) das Maß für die Sekundärströme relativ zu denen des reinen $l = 2$ Stellarators $1.5 \cdot 10^{-3}$, $4 \cdot 10^{-4}$, 10^{-4}, $2.4 \cdot 10^{-3}$, $1.3 \cdot 10^{-2}$.

Felder, $\iota \approx 0.8$ zeigt die **Abb. 12,** in der man auch erkennt, daß S_{rel} über dem ganzen nutzbaren Querschnitt klein ist.

Im allgemeinen wurden Grundfelder mit $l = 0$ bis $l = 3$ und toroidaler Wellenzahl bis zur doppelten Periodenzahl zugelassen, so daß die Optimierung in einem Parameterraum bis zu 20 Dimensionen erfolgt. Das Optimierungsverfahren konnte in Bezug auf seine numerischen Konvergenz- und Stabilitätseigenschaften verbessert werden. Manuelle Eingriffe und alternativer Einsatz verschiedener Suchstrategien müssen jedoch noch in Kauf genommen werden.

3.1.2 Berechnung der felderzeugenden Ströme

Es wurde ein Programm entwickelt, das auf einer vorgebbaren toroidalen Fläche diejenige Flächenstromverteilung berechnet, die innerhalb der Fläche ein vorgebbares Vakuumfeld erzeugt. Das Verfahren benutzt eine außerhalb der Fläche reguläre Linearkombination geeigneter Vakuumfelder, deren Koeffizienten so bestimmt werden, daß auf der Fläche die Normalkomponente der Außenfelder mit der Normalkomponente des Innenfeldes übereinstimmt. Die Flächenstromdichte ergibt sich dann aus der Differenz der inneren und äußeren Tangentialkomponenten. Der Stromlinienverlauf läßt sich darstellen als Niveauliniendiagramm der Differenz zwischen innerem und äußerem Skalarpotential auf der Fläche.

3.1.3 Behandlung der Randbedingungen und Konvergenztests im 3-D MHD Lagrange'schen Code

Das Programm wurde für verschiedene Geometrien erfolgreich getestet. Allerdings traten am Plasmarand Konvergenzprobleme auf, die für toroidale Konfigurationen und Anordnungen mit stark nichtkreisförmigem Querschnitt besonders deutlich waren.

Zur Aufklärung dieses Sachverhalts wurde das analytisch gut bekannte, gerade, schwach elliptische z-Pinch Gleichgewicht sehr detailliert untersucht. Die Energie konvergiert mit Gitterverfeinerung gegen den analytischen Wert, wobei die Konvergenz in poloidaler Richtung eine Ordnung höher als in radialer Richtung war. Aber auch hier wurde die starke Abweichung der Randpunkte von der analytisch bestimmten Lage beobachtet. Es wird vermutet, daß durch die Diskretisierung Variationen, die die Energie ungeändert lassen, ihre Marginalität verlieren und daß dadurch eine bestimmte Lage der Gitterpunkte auf dem Rand ausgezeichnet ist.

3.1.4 Vergleich von 3D-Gleichgewichtsergebnissen

Nach dem Vergleich toroidaler Gleichgewichtsergebnisse des NYU-Codes (P. Garabedian et al) mit dem Isar T1-B Experiment (Jahresbericht 78, S. 9) sind nun Vergleichsrechnungen von dreidimensionalen Gleichgewichtslösungen des NYU-Codes und des Eulerschen 3D Codes (R. Chodura, A. Schlüter) angefangen worden. Zunächst soll der ausiterierte Gleichgewichtszustand des NYU-Codes als Anfangsbedingung für den Euler'schen 3D Code benutzt werden.

3.1.5 Exakte dreidimensionale kraftfreie Gleichgewichte[1])

Die Gleichungen für kraftfreie Gleichgewichte rot $\vec{B} = \gamma \vec{B}$ konnten für konstantes γ durch Separation der Zylindervariablen φ, z auf Besselfunktionen in r zurückgeführt werden. Es wurden Flußflächen des Magnetfeldes dieser dreidimensionalen Gleichgewichte, insbesondere Inselbildung und Zerstörung des Feldlinieneinschlusses mittels numerischer Feldlinienintegration untersucht. **Abb. 13** zeigt die Flußflächen eines außen näherungsweise axialsymmetrischen Gleichgewichts, das eine n = 1, m = 1 Gleichgewichtsstruktur einhüllt.

3.2 Helikale Konfigurationen

MHD-Gleichgewichte mit helikaler Symmetrie und geschlossenen Linien des elektrischen Stromes (»nettostromfrei«) sind für eine Reihe von Fragen das den to-

[2]) (Zusammen mit F. Cap, Universität Innsbruck und D. Lortz, Bereich Theorie)

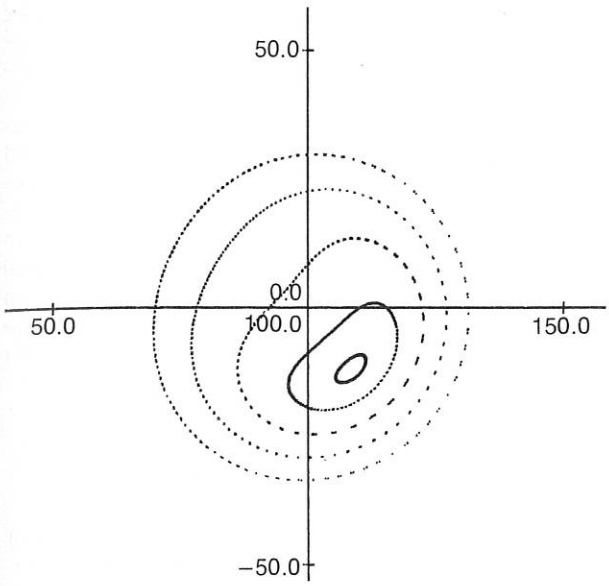


Abb. 13 Flußflächen in einem meridionalen Schnitt eines analytischen kraftfreien dreidimensionalen Gleichgewichts, das außen näherungsweise axialsymmetrisch ist und eine n = 1, m = 1 (toroidale und poloidale Wellenzahl) Gleichgewichtsstruktur einhüllt. Die Rotationstransformation ist ungefähr 1, das Aspektverhältnis 3.

roidalen Stellaratoren nächstliegende zweidimensionale Modellsystem, und sie approximieren speziell solche toroidalen Konfigurationen mit vielen Perioden, die näherungsweise helikal sind.

3.2.1. Helikale $l = 2$ Gleichgewichte mit und ohne Nettostrom

Für helikalsymmetrische $l = 2$ Gleichgewichte ist der Einfluß des Nettostromes auf die Gleichgewichtslösungen bei mittlerem β (~ 0.2) untersucht worden. Dazu wurde die Grad-Shafranov Gleichung auf einem rechteckigen Gebiet gelöst, wobei eine der beiden freien Funktionen so aus einer integralen Nebenbedingung iterativ ermittelt wird, daß das Profil des Nettostroms eine vorgebbare Funktion ist. In Übereinstimmung mit analytischer Theorie werden die magnetischen Flächen elliptischer, wenn die Rotationstransformation des Stromes und des Stellaratorfeldes additiv sind. Es können auch Lösungen mit interner Separatrix entstehen.

3.2.2 Stabilitätsrechnungen zu m = 2 Moden

Die Stabilität nettostromfreier $l = 2$ Gleichgewichte wurde mit Hilfe eines Anfangswert-Stabilitätscodes[3]) untersucht. Die Wellenzahl der Mode wurde in einem Bereich variiert, der Resonanz der Mode mit der Rotationstransformation für poloidale Wellenzahl mit m = 2 zuläßt. **Abb. 14** zeigt normierte Anwachsraten als Funktion der Wellenzahl für verschiedene Gitter. Ein Vergleich (zusammen mit R. Chodura[2]) dieser Ergebnisse mit denen eines Eulerschen 3D-Codes [3]

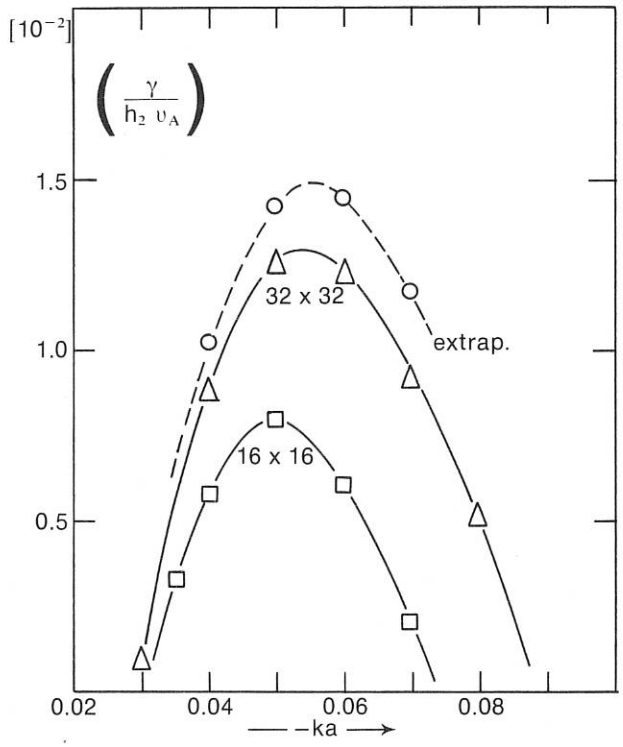


Abb. 14 Normierte Anwachsraten als Funktion der longitudinalen Wellenzahl und in Abhängigkeit vom Diskretisierungsfehler. Es handelt sich um m = 2 Moden in einem nettostromfreien helikalen $l = 2$ Gleichgewicht mit Rotationstransformation 0.06 per Periode und Plasma-Beta 0.25.

zeigte, wie schwierig es ist, mit einem 3D Code korrekte Anwachsraten zu bekommen.

3.2.3 Zur Erweiterung des ERATO Codes

Es wurde ein Verfahren entwickelt, um die helikale Version des Lausanner 2D-Stabilitätscodes ERATO auf Gleichgewichte mit umgebendem Vakuum zu erweitern. Es muß dazu zusätzlich zur Plasmastörenergie der Beitrag der magnetischen Energie des Vakuums berechnet werden, das durch den Plasmarand und eine leitende Wand begrenzt wird. Diese Energie, die durch die Verschiebung des Plasmarandes bestimmt ist, wird mit Hilfe einer Greens Funktionsmethode berechnet, bei der ein System von Integralgleichungen auf den Rändern zu lösen ist.

3.2.4 Gleichgewicht und »ballooning«-Stabilität

Es wurde ein Gleichgewichtscode geschrieben, der quasianalytische symmetrische Gleichgewichte berechnet und nichtlineare Profile zuläßt. Die Gleichgewichte werden durch Aspektverhältnisentwicklung um die magnetische Achse bis zu beliebiger Ordnung gewonnen. Die magnetische Achse wird durch konstante Krümmung $\varkappa$ und konstante Torsion τ charakterisiert. $\tau = 0$ liefert Axialsymmetrie, $\tau \neq 0$ helikale Symmetrie, $\varkappa = \tau = 0$ ebene Symmetrie. Ebenso wie das Gleichgewicht läßt sich die Stabilitätsrechnung bzgl. ballooning Moden einheitlich formulieren, so daß insbesondere nun die ballooning Stabilität helikaler Gleichgewichte untersucht werden kann.

---

[3]) F. Herrnegger, W. Schneider, Nucl. Fusion **16** (1976) 925

[4]) Bereich Hoch-Beta-Plasmen

4. Transport intensiver Ionenstrahlen

(I. Hofmann)

Im Rahmen einer Projektförderung des BMFT zur Eignung von Schwerionenstrahlen für den Trägheitseinschluß wurden die im Vorjahr begonnenen theoretischen Untersuchungen zum Strahltransport intensiver Ionenstrahlen fortgesetzt. Ziel dieser Arbeiten ist es, mittels analytischer und numerischer Methoden die Beschränkungen festzulegen, denen der Transport intensiver Ionenstrahlen in der Endstufe eines Beschleunigers und in der Targetkammer unterworfen ist.

Das Gesamtvorhaben, an dem unter Federführung der GSI Darmstadt eine Reihe von experimentellen und theoretischen Teilprojekten an Hochschulen und Forschungszentren beteiligt sind, soll bis 1984 klären, ob der Trägheitseinschluß mit Schwerionenstrahlen in der Bundesrepublik als alternativer Weg zum Fusionsreaktor aufgegriffen werden kann. Dabei steht die Frage im Vordergrund, ob die vom Pellet her zu setzenden Forderungen an Strahlleistung und Strahlqualität (Fokussierbarkeit über 10 m Entfernung) eingehalten werden können.

4.1 Raumladungsinstabilität durch Anisotropie

Computersimulationsrechnungen für bereits existierende Protonenlinearbeschleuniger gaben zu der Vermutung Anlaß, daß eine wichtige Ursache für Emittanzverschlechterung im Ionenstrahl in der durch nichtlineare Raumladungskräfte bedingten Kopplung zwischen longitudinaler und transversaler Phasenebene liegt, sofern die Ausgangsemittanzen in beiden Richtungen ($\varepsilon_\parallel$ bzw. $\varepsilon_\perp$) sich beträchtlich voneinander unterscheiden. Dieser Anisotropieeffekt wurde analytisch untersucht durch Vlasovanalyse der Eigenschwingungen einer zweidimensionalen Raumladungswolke (nichtneutrales Plasma), deren Coulombabstoßung durch ein von außen angelegtes Feld kompensiert wird. Das Modell zeigte, daß bei hinreichend starker Raumladung eine (lineare) Modenkopplung eintritt, die zu exponentiellem Anwachsen einer infinitesimalen Anfangsfluktuation führt. Dabei wurde als ungefähres Kriterium gefunden, daß diese kohärente Raumladungsinstabilität auftritt, wenn die (abstoßenden) Raumladungskräfte mehr als 50% der äußeren Fokussierungskräfte ausmachen.

4.2 Longitudinale Instabilität von Strahlpulsen endlicher Länge

Für unendlich lange Teilchenstrahlen ist bekannt, daß in longitudinaler Richtung eine langsame und eine schnelle Raumladungswelle möglich sind, wobei erstere bei resistiver Ankopplung an die Wände instabil sein kann. Bei endlicher Pulslänge ist die Frage noch ungeklärt, was passiert, wenn eine instabile Welle das Pulsende erreicht, vor allem unter Berücksichtigung der am Pulsende starken longitudinaltransversalen Kopplung. Zu diesem Problem wurden eindimensionale analytisch-numerische Vorstudien durchgeführt, bei denen sich zeigte, daß bei den in Induktionsbeschleunigern zu erwartenden resistiven Kopplungsimpedanzen von ca. 100 Ω/m gefährliche Instabilitäten auftreten können. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus eindimensionaler Computersimulation am Lawrence Berkeley Laboratory ist beabsichtigt.

Bereich Technologie

(Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter)

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Frage, ob CO_2-Laserenergie mit gutem Wirkungsgrad in Plasmaenergie umzuwandeln ist, gehörten zu den wichtigsten Arbeiten des Projektes Pellet-Plasma-Quelle. Diese Frage fand eine positive Antwort. Auch Aussagen über die Rekombinationsverluste während der Plasmaexpansion, die aus Modellrechnungen gewonnen wurden, waren positiv.

Die Fortsetzung der Entwicklungsarbeiten an der Leichtgaskanone für die Pelletbeschleunigung hatte ein bemerkenswertes Ergebnis: Deuteriumpellets konnten bis zu einer Geschwindigkeit von 1000 m/s beschleunigt werden. Die Weiterentwicklung liegt seit Juli 1979 in den Händen des Bereichs Beschleunigung.

Beim Projekt Neutralinjektion standen die ersten experimentellen Erfolge der Injektion an W VII A im Vordergrund: Neben dem technischen Erfolg, bisher unerreichte Leistungsdichten (6 kW/cm^2) erzielt zu haben, ist hier vor allem der unerwartet ausgeprägte Heizeffekt auf das W VII A-Plasma trotz des niedrigen Wirkungsgrades und das Ausbleiben des befürchteten Verunreinigungseinstroms hervorzuheben. Die wichtigsten Punkte bei der Vorbereitung der ASDEX-Injektion waren die Bestellung aller Komponenten wie Strahlführungskammern und Quellenversorgungen und die guten Ergebnisse der Ionenquellentests in Fontenay-aux-Roses. Untersuchungen der ZEPHYR-Injektion betrafen u. a. die Frage der technischen Machbarkeit.

Mitte des Berichtsjahres wurde ein Projekt HF-Heizung eingerichtet mit der Aufgabe, alle HF-Heizung für Einschlußexperimente vorzubereiten, zu entwickeln, zu fertigen und zu betreiben. Unmittelbarer Auftrag ist die Erstellung eines Lower-Hybrid-HF-Heizexperiments an ASDEX im Megawattbereich, das unter Beteiligung von CEA-Grenoble durchgeführt werden soll. Das Senderkonzept wurde soweit entwickelt, daß die Ausschreibung der Leistungsstufen noch vor Ende des Jahres erfolgen konnte.

Zum Thema »Magnete für die Fusion« sind neben den LCT-Aktivitäten im Rahmen der IPP-KfK-Zusammenarbeit auch Beiträge für den INTOR-Workshop zu den Problemkreisen »power supply and transfer« sowie »cost, schedule and manpower assessment« zu erwähnen.

Die während der vergangenen Jahre erarbeiteten Grundlagen für Systemstudien fanden 1979 in größerem Umfang für ZEPHYR und INTOR Anwendung. Der Kreis der behandelten Probleme erstreckte sich dabei von der Magnetfeldauslegung über die Brennkontrolle bis hin zur Konzeptauslegung und Empfindlichkeitsanalyse. Daneben wurde aber der weitere Ausbau des Rechenprogramms SYSIFUS nicht vernachlässigt: Mit dem Blanketmodell BLANK können nun auch elliptische Querschnitte behandelt werden, oder NUDIPLAS gestattet nun, den Betrieb beim unteren Brennpunkt unter Einschluß seiner Regelung zu behandeln. Einzeluntersuchungen zu verschiedenen wichtigen Reaktorfragen wie Leistungsdichte, Strukturmaterialien und maximales Feld am Leiter von Torusmagneten rundeten die Aktivitäten des Projektes Systemstudien ab. Die experimentellen Arbeiten zur Tritiumtechnologie (ZTE) betrafen in der Hauptsache die Tritiumpermeation durch Niob. Außerdem wurde die Diffusion von Lithium und Lithiumtritiden durch Niob untersucht.

1. Neutralinjektion

(E. Speth, J. Bäumler, R. Borde, D. Cooper, J. E. Faulkner[1]), J.-H. Feist, K. Freudenberger, W. Herrmann, J. Kolos, R.-C. Kunze, G. Lister[1]), H. Lohnert, W. Melkus[2]), W. Ott, A. Stäbler, O. Vollmer, G. Wulff).

1.1 W VII A-Heizung

1.1.1 Ionenquellen

Vier Ionenquellen für je 30 A bei 30 kV waren beim Culham Laboratory in England bestellt worden. Sie sollten in Garching getestet werden. Die erste Quelle war schon 1978 abgenommen worden mit einer fokussierten Leistung von 500 kW (Ionen + Neutrale). Die letzten drei Quellen konnten inzwischen ebenfalls mit Leistungen von 510, 450 und 430 kW abgenommen werden. Die Leistung lag also in allen Fällen deutlich über dem geforderten Minimum von 360 kW, allerdings auch unter dem Zielwert von 600 kW.

1.1.2 Erfahrungen mit den Injektoren

Nachdem schon im Sommer 1978 ein erster Test zur Injektion ins W VII-Plasma gemacht werden konnte, brachte das vergangene Jahr eine längere Test- und Meß-Serie.

Trotz einiger technischer Schwierigkeiten war es möglich, innerhalb von ca. 8 Wochen in einer Reihe von Meß-Serien mit teilweise über 100 Schuß pro Tag (siehe Abb. 1) und zwei Injektoren die Heizexperimente in W VII A durchzuführen. Darüber hinaus war

Schußzahl in W VII A an verschiedenen Experimentiertagen

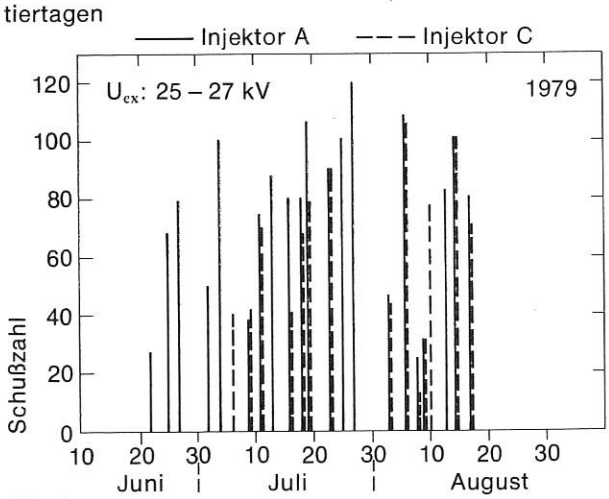


Abb. 1

ein – wenn auch kleiner – Teil der Zeit den Messungen zur Physik der Injektoren gewidmet. Diese sind deswegen besonders interessant, weil sie beim Vergleich mit den Vorhersagen des Injektor-Codes Aufschlüsse geben, wieweit der Code realistisch rechnet und für die Dimensionierung größerer Injektorsysteme verwendet werden kann (z. B. ZEPHYR). Im folgenden einige Beispiele:

[1]) Gastforscher
[2]) ZTE

Wegen der kurzen Baulänge der Injektoren sind auch die Neutralisatoren recht kurz. Einlaß von zusätzlichem Wasserstoff in die Neutralisatoren war deshalb vorgesehen und hat die Neutralisation verbessert, wenn auch etwas schwächer als erwartet (siehe Abb. 2).

Neutralleistung in den Torus als Funktion des Gasflusses in den Neutralisator

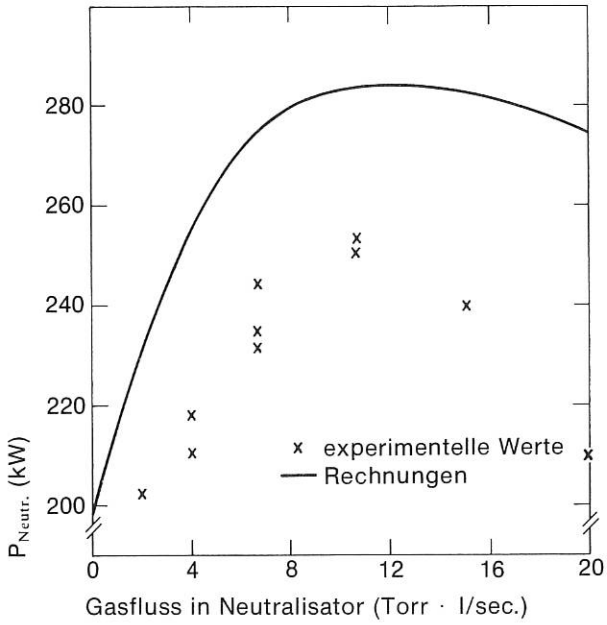


Abb. 2

Neutralleistung in den Torus als Funktion der Pulslänge

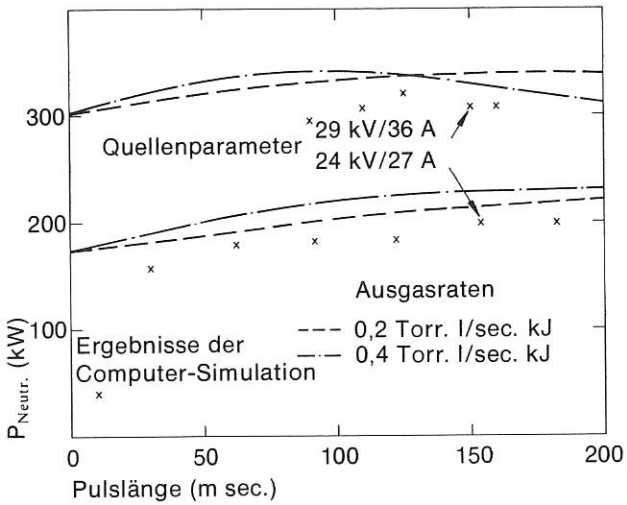


Abb. 3

Die in den Torus injizierte Neutralleistung, gemessen mit dem Toruskalorimeter, lag bei 200 bis 330 kW im Spannungsbereich 24 bis 29 kV und erreichte damit nur ca. 80% der erwarteten Leistung. Der Grund hierfür liegt teilweise in der noch nicht vollständigen Optimierung aller Parameter.

Eine weitere interessante Frage war, inwieweit ein von dem Strahl verursachter Druckanstieg in den Driftkammern und damit verstärkte Reionisation auftritt (»beam blocking«). Nach den zur Zeit gängigen Modellvorstellungen sollten schnelle Neutralteilchen, die unmittelbar auf Wände von Driftröhren gelangen, einen Temperaturanstieg, damit thermisches Ausgasen und mit der Pulsdauer ansteigende Strahlverluste verursachen.

Dies ist bei den W VII-Injektoren nicht beobachtet worden, obwohl die Vorhersagen für das Verbindungsrohr zwischen Injektoren und Torus recht ungünstig waren. Im Gegensatz zu den Erwartungen nahm die mittlere Neutralleistung mit der Pulsdauer leicht zu, siehe Abb. 3. Offenbar dominieren andere Effekte, die noch nicht ganz verstanden sind.

Leider kann die instantane Neutralleistung nicht direkt gemessen werden. Es wird vielmehr nur die Temperaturerhöhung des Toruskalorimeters nach dem Puls gemessen, woraus allein die mittlere Leistung bestimmt werden kann.

Ergebnisse der Injektionsexperimente sowie die zugehörigen Rechnungen sind bei W VII A beschrieben.

1.2 Neutralinjektion an ASDEX

1.2.1 Ionenquellen

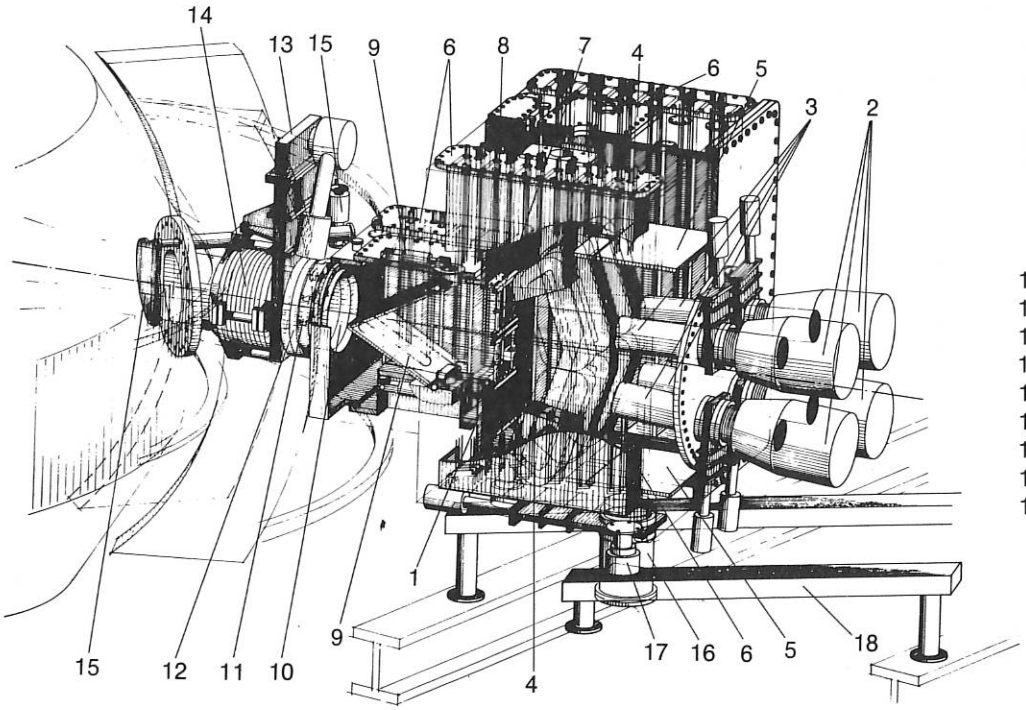
Die Ionenquellen für die Neutralinjektion an ASDEX werden aus Fontenayaux-Roses geliefert. Mitte des Jahres stand dort eine erste Ionenquelle zur Verfügung, mit der die Demonstration der Mindestleistungswerte durchgeführt werden konnte. Die Betriebsparameter 40 kV, 24 A wurden dabei in zuverlässiger Betriebsweise erreicht. Die vier Quellen für den ersten Injektor sollen bis Oktober 1980, die restlichen vier Quellen bis Januar 1981 ausgeliefert werden.

Ein Vertrag für Lieferung, Montage und Inbetriebnahme der elektrischen Versorgungen der Plasmaquellen wurde Ende des Jahres an die Industrie vergeben.

Dieser Vertrag enthält nicht die Hochspannungskreise zur Versorgung der Beschleunigungs- und Decelelektroden, die im IPP gebaut und installiert werden müssen. Dazu wurden für die Röhren-Schnellabschaltung 5 HV-Schaltröhren bestellt. Die Versorgung und Steuerung dieser Röhren – eine Modifikation der bereits am W VII eingesetzten Anlagen – befindet sich in der Entwicklung. Die zur Installation der Quellenversorgungen nötigen Baumaßnahmen sind im wesentlichen abgeschlossen.

1.2.2 Strahlführungssysteme

Die Arbeiten an den Strahlführungssystemen wurden so weit vorangetrieben, daß die einzelnen Komponenten entweder in Auftrag gegeben werden konnten oder kurz vor der Auftragsvergabe stehen. Im einzelnen läßt sich der Stand wie folgt beschreiben:
Die Konstruktion der Strahlführungskammern wurde abgeschlossen. Die maximalen Abmessungen betragen: Höhe: 1,80 m, Breite: 1,60 m und Länge: 2,00 m. Der Fertigungsauftrag wurde Anfang November vergeben (Abb. 4).



1 Vakuumkammer
2 Ionenquelle
3 Neutralisator
4 Ablenkmagnet
5 Ionensumpf
6 Titanverd.-Pumpe
7 Justierkalorimeter
8 Blende 1
9 Strahlführungskal.
10 Blende 2
11 Haupttrennflansch
12 Isolierflansch
13 Vakuumschieber
14 Federbalg
15 Toruskalorimeter
16 Grundpumpsyst.
17 Kugelkissen-Stütz.
18 Schiene

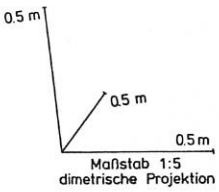


Abb. 4 **ASDEX-Neutralteilcheninjektor Ausf. NW**

Die Verbindung zwischen ASDEX-Gefäß und Strahlführungskammer wird durch den Anschluß-Sektor hergestellt. Dieser enthält einen Schieber (NW 400), einen Balg sowie einen Isolierflansch. Die Fertigung dieser Einheit ist seit Juli in Arbeit.

In den Injektoren müssen hohe Saugleistungen (ca. 350 000 l/s für H_2 pro Injektor) bereitgestellt werden. Als denkbare Systeme dafür wurden untersucht: Kryopumpen, anhand zweier Studienaufträge mit der Industrie, Zr/Al-Volumengetter-Panels der Fa. SAES durch einen ausführlichen Text eines Panels sowie Titanverdampfer-Pumpen ähnlich denen, die in den W VII-Injektoren im Einsatz sind. Die Entscheidung fiel zugunsten von Ti-Verdampfern. Wesentliche Gründe dafür waren: (i) Mit Ti-Verdampfern lassen sich die höchsten Saugleistungen installieren, (ii) Investitions- und Betriebskosten sind für diese Systeme am geringsten, (iii) die positiven Betriebserfahrungen an WVII lassen erwarten, daß diese Systeme in den ASDEX-Injektoren rasch und zuverlässig in Betrieb genommen werden können. Inzwischen ist das Design der Pumpeinsätze nahezu abgeschlossen und ein Test einer Untereinheit in Angriff genommen worden.

Der nicht neutralisierte Anteil der extrahierten Leistung soll durch magnetische Felder in den rückwärtigen Anteil der Kammer abgelenkt werden und dort auf Ionensümpfe deponiert werden. Ein Prototyp der Magnetspulen wurde gebaut und dessen Feld vermessen. Die Gehäuse für die Spulen sind konstruiert und in Auftrag gegeben worden.

Zur Messung der Strahlleistung sind zwei bewegliche Kalorimeter vorgesehen, eines im Injektor und ein zweites im ASDEX-Gefäß. Die Antriebe dieser Kalorimeter sind konstruiert und teilweise gebaut. Prototypen der Meßplatten, die im Teststand untersucht werden sollten, sind ebenfalls in der Fertigung.

1.2.3 Teststand

In der Experimentierhalle des I-Gebäudes wurde ein Teststand für die ASDEX-Ionenquellen aufgebaut. Die zum Betrieb einer Quelle benötigte hohe Pumpgeschwindigkeit wird mit einer im IPP gefertigten Titanverdampferpumpe erreicht. Die erforderlichen Versorgungen für die Plasmaquelle und die Hochspannungskreise – HV-Schnellabschaltung und Decelversorgung – wurden installiert und sind betriebsbereit. Zur Verarbeitung der großen Anzahl von Meßsignalen, die am Teststand anfallen, wurde ein kleines Datenaufnahmesystem bestellt. Dabei wurde wegen der hohen Störeinstreuung die Kombination eines Digitaloszillographen (Explorer) mit einem Microcomputersystem (MINC-11) gewählt. Der Microcomputer ist ausgeliefert und wird im Augenblick mit Hilfe des Projekts Datenerfassung in Betrieb genommen.

Neben dem Betrieb von Ionenquellen ermöglicht der Teststand auch Untersuchungen an Komponenten der Strahlführungskammern.

1.2.4 Erhöhung der Injektionsleistung

Die Grundlage für die Arbeiten an einem Ausbau der Neutralinjektion an ASDEX bildete die Aufforderung der Wissenschaftlichen Leitung, »die Möglichkeiten und Implikationen einer Duplizierung der jetzt vorgesehenen Neutralleistung an ASDEX zu prüfen«. Die bisherigen Überlegungen wurden zum großen Teil in Zusammenarbeit mit dem Projekt ASDEX durchgeführt. Sie erstrecken sich auf folgende Fragenkomplexe:

- Leistungsdeposition, Leistungseinkopplung und daraus abzuleitende Injektionsparameter,
- Skalierung von Plasmaparametern, insbesondere des β-Wertes, mit der Heizleistung,
- Rechnungen zu injektionsgetriebenen Strömen (Ohkawa-Strom),
- Abschätzungen zu Erzeugungsraten von Fusionsneutronen, wenn Strahl und/oder Plasma aus Deuterium besteht.

Bei der Erstellung der »hardware« für die 1. Ausbaustufe wurden mögliche Forderungen für eine Erhöhung der Injektionsleistung in den folgenden Punkten berücksichtigt:

- Die Rückwand der Strahlführungskammer ist abnehmbar; das System ist also flexibel für die Aufnahme beliebiger Ionenquellen.
- Das schnelle Pumpsystem wurde so dimensioniert, daß es auch bei größerem Gasanfall und längeren Pulsen ausreichend sein wird.
- Das Isolationsniveau der elektrischen Versorgungen ist auf 80 kV ausgelegt.
- Die Hochspannungsversorgung kann so zusammengeschaltet werden, daß höhere Spannungen möglich sind.

All diese Punkte zielen darauf ab, den Ausbau mit minimalem Aufwand an Zeit und Geld bewerkstelligen zu können. Insbesondere sollten dazu keine zusätzlichen Injektoren notwendig sein.

1.3 Neutralinjektion für ZEPHYR

Für ZEPHYR wird eine injizierte Neutralteilchenleistung von 20 MW bei 160 kV für mindestens 1 s gefordert. Von dieser Leistung sollen mindestens 60 % in D^0 stecken. Die vom Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) für TFTR entwickelten Quellen kommen diesen Forderungen am nächsten, wenn mindestens 12 Quellen mit je 50 A verwendet werden. Es wurde daher eine enge Zusammenarbeit mit dem LBL angestrebt mit dem Ziel, das LBL für die volle Übernahme der NI an ZEPHYR zu gewinnen. Für eine Studie zu Machbarkeit und Kosten der Neutralinjektion, die in Zusammenarbeit mit dem LBL erstellt wird, wurden die entsprechenden Daten zusammengestellt.

Rechnungen zur Transmission von Teilchenstrahlen durch Blenden und Einschußstutzen zeigten, daß wegen der begrenzten Raumverhältnisse an ZEPHYR die TFTR Beamline verkürzt werden sollte, um hohe Transmissionsverluste zu vermeiden. Konstruktive Überlegungen zur Strahlführung hatten besonders das Ziel, das Verbindungsstück zwischen Vakuumbox und Gefäßstutzen kurz zu halten. Zur Zeit wird erwartet, daß der Abstand Quelle-Gefäßstutzen von 10 m bei TFTR auf 8 m reduziert werden kann. Für einen ersten Bedarfsplan von ZEPHYR wurden Schätzungen des

gesamten Leistungsbedarfs für NI, des Bedarfs an Kühlwasser und des Platzbedarfs erstellt.

Penetrations- und Energiedepositionsstudien mit dem FREYA-Code wurden durchgeführt sowohl für die Phase vor der Kompression als auch nach der Kompression, wobei Tokamak-Modellfelder ohne toroidalen Feldripple benutzt wurden. Diese Rechnungen dienten als Grundlage für die Untersuchung der Rippleeffekte, die zur Zeit in Arbeit ist. Unter dem Gesichtspunkt hinreichender Penetration wäre Injektion tangential an R = 81 cm und ein Inklinationswinkel der Strahlen gegenüber der Mittelebene von 3,5° adäquat. Diese Zahlen können sich jedoch noch ändern in Abhängigkeit von den Ergebnissen der Ripplerechnungen, insbesondere da der Magnetfeldripple recht hoch ist (12% peak to peak).

First-orbit-Rechnungen wurden ebenfalls durchgeführt, um Quell- und Verlustfunktionen für Fusionsalphateilchen in ZEPHYR zu finden. Die Rechnungen zeigen, daß etwa 7% der verfügbaren α-Teilchenenergie durch Bahnverluste verloren geht.

2. Hochfrequenzheizung

(K. H. Schmitter, H. Derfler[3]), D. Eckhartt, F. Leuterer, M. Münich, S. Puri)

Die Anwendung hochfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder zur Heizung magnetisch eingeschlossener Plasmen auf fusionsrelevante Temperaturen ist (neben der aufwendigen Kompressionsheizung) die einzige Alternative zur Heizung durch Neutralinjektion. Das Studium des Potentials dieser Heizmethode wird um so dringlicher, je mehr man sich den Grenzen des Einsatzes der Neutalinjektionsheizung nähert, die durch Plasmadichte und -abmessungen vorgegeben sind. Dabei ist zu bedenken, daß die Physik der HF-Heizung als »kollektives Phänomen« im Vergleich zur Heizung durch hochenergetische Neutralteilchen noch wenig verstanden ist, was mit ein Grund dafür ist, daß der Nachweis ihrer Verwendungsfähigkeit bei hohen Heizleistungen noch aussteht.

Um die Bemühungen des IPP auf diesem Gebiet zu koordinieren, wurde in der Mitte des Berichtsjahres das Projekt HF-Heizung eingerichtet »mit der Aufgabe, alle HF-Heizung für Einschlußexperimente vorzubereiten, zu entwickeln, zu fertigen und zu betreiben«. Unmittelbarer Auftrag des Projekts ist die Erstellung eines HF-Heizexperiments an ASDEX im Megawatt-Leistungsbereich. Längerfristig spielen die Zuarbeiten für die Plasmaheizung in den geplanten Anlagen Zündexperiment und nettostromfreie Konfigurationen eine wichtige Rolle.

Bei der HF-Heizung magnetisch eingeschlossener Plasmen werden die Frequenzen der einzukoppelnden HF-Leistung auf charakteristische Plasmaresonanzen abgestimmt, beispielsweise auf die Zyklotronfrequenz der Elektronen (ω_{ce}), der Ionen (ω_{ci}) oder ihrer Harmonischen, oder auf die sogenannte »untere Hybridfrequenz« ($\omega_{LH} \lesssim \sqrt{\omega_{ce} \cdot \omega_{ci}}$). Aus verschiedenen (teilweise historisch bedingten) Gründen ist der Kenntnisstand bei der Ionenzyklotronresonanzheizung am weitesten fortgeschritten. Als weiterer aussichtsreicher Kandidat gilt die Heizung bei der unteren Hybridfrequenz ω_{LH}, zumal in diesem Frequenzbereich (ca. ein Gigahertz) leistungsstarke Generatoren zur Verfügung stehen.

Nach eingehenden Diskussionen wurde daher für ASDEX ein Vorschlag zur HF-Heizung im LH-Bereich ausgearbeitet und der Institutsöffentlichkeit vorgestellt. Ziel dieses Experiments ist es, ein durch Ohm'sche Heizung erzeugtes »Targetplasma« auf möglichst hohe Plasmatemperaturen zu heizen, die Physik der Wellenheizung (Einkopplung, Wellenfortpflanung, Absorptionsmechanismen) zu untersuchen sowie die Extrapolierbarkeit dieses Heizverfahrens auf reaktorrelevante Plasmabedingungen zu prüfen. Die Parameter des Targetplasmas wurden durch numerische Rechnungen[4]) im Dichtebereich $n_{eo} = 3{,}7 \ldots 14{,}7 \times 10^{13}$ cm^{-3} ermittelt. Aufgrund dieser Resultate wurde eine Senderfrequenz von 1,25 GHz gewählt. Mit diesem Wert sollte es möglich sein, bei Verwendung geeigneter Koppelstrukturen (»Grills«) bevorzugt entweder die Ionen (durch Modenkonversion) oder die Elektronen (durch Laundau-Dämpfung) zu heizen. Die berechneten Energieeinschlußzeiten der Targetplasmen (58 . . . 155 ms) deuten an, daß die vorgesehene Zeitdauer des HF-Heizimpulses von ca. 1 Sekunde (mit HF-Generatorleistungen von 1,5 bis 2 MW) gerechtfertigt ist.

Es ist geplant, den HF-Sender in modularer Bauweise durch die Industrie anfertigen zu lassen. Die Komponenten mit langfristiger Entwicklung (Klystrons, Zirkulatoren) wurden Ende 1979 ausgeschrieben. Die endgültige Festlegung der Parameter des HF-Heizexperiments erfolgt im Abstimmung bzw. durch Zusammenarbeit mit CEN Grenoble. Von dieser Seite ist auch Unterstützung bei der Dimensionierung der Grills durch numerische Rechnungen zugesagt. Zur Erprobung der Grills wie auch anderer Komponenten (HF-Fenster etc.) muß ein Teststand gebaut werden. Die Entwicklung HF-spezifischer Diagnostiken (Streuexperimente, HF-Sonden) soll innerhalb des Projektes betrieben werden. Numerische Methoden müssen erarbeitet werden, um die Fortpflanzung der Strahlenbündel und die Deposition der Wellenenergie im Targetplasma voraussagen zu können.

---

[3]) z. Zt. abgeordnet zur Fa. Varian Inc., Palo Alto (USA)

[4]) Für die Durchführung dieser Rechnungen mit dem BALDUR-Code nach Pulsator-Skalierung sind wir Herrn Dr. Düchs zu Dank verpflichtet.

3. Pellet-Plasma-Quelle

(M. Salvat, H. Baumhacker, I. Bozsik, H. Brinkschulte, Tse-Po Chang[5]), Ch. Grein, L. Lengyel, W. Riedmüller[6]), S. Sudo)

3.1 Lasererzeugte Plasmen

Bei den bisher durchgeführten Experimenten waren die Bedingungen gefunden worden, bei denen ein Pellet mit 1,5 x 10^{18} Deuteriumatomen mit Hilfe von Neodymlaserstrahlung vollständig ionisiert wird. Die Messungen hatten allerdings auch ergeben, daß ein Teil des Plasmas während der Expansion durch Rekombination verloren geht. Da diese Verluste kleiner sein werden, wenn man einen Laser mit größerer Wellenlänge benutzt, wurden Untersuchungen bei Verwendung eines CO_2-Lasers in Angriff genommen. Außerdem wurde experimentell geklärt, welchen Einfluß hohe Neodymlaserenergien (bis 140 J) und große Pulslängen zwischen 100 und 200 ns) auf die Ionisierung des Pellets haben. Die Arbeiten bezüglich der Plasmaexpansion im Magnetfeld wurden fortgesetzt. Neue Diagnostikmethoden wurden entwickelt bzw. bestehende verbessert. Vorarbeiten für die symmetrische Bestrahlung von Deuteriumpellets durch Nd- und CO_2-Laser in den Stellaratoren W II B und W VII A wurden durchgeführt.

3.1.1 Ionisierungsgrad in Abhängigkeit von der Laserenergie

Während im Vorjahr die Gesamtzahl der produzierten Elektronen (N_e) und Ionen (N_i) bis zu eingestrahlten Laserenergien von 100 J gemessen werden konnte, wurden nun die Messungen mit höheren Laserenergien bis zu 135 J fortgesetzt. Dazu mußte zunächst die gesamte Nd-Laseranlage überholt werden. Die Untersuchungen wurden unter den als optimal gefundenen Bedingungen für den Strahldurchmesser von 3 mm am Pelletort, der Leistungsdichte im Vorpuls von 4 x 10^9 W/cm^2 und dem zeitlichen Abstand von 400 – 500 ns zwischen Vor- und Hauptpuls ausgeführt und brachten im wesentlichen die folgenden Ergebnisse:

- Die vom D_2-Pellet absorbierte Laserenergie bleibt ab 100 J eingestrahlter Laserenergie konstant und beträgt max. 70 J.
- N_e, interferometrisch am Pelletort gemessen, ändert sich über 80 J eingestrahlter Laserenergie nicht mehr ($N_{e\,max} = 1{,}1 \cdot 10^{18}$).
- N_i, mit elektrostatischen Sonden in 20 cm Abstand vom Pelletort gemessen, steigt bis zu 100 J proportional zur eingestrahlten Laserenergie und bleibt darüber konstant ($N_{i\,max} = 7 \cdot 10^{17}$).
- Keine Änderung des Verhältnisses von N_e zu N_i ab 100 J eingestrahlter Laserenergie, d. h. die Rekombinationsrate ändert sich bei höherer eingestrahlter Laserenergie nicht.
- Der Ionisierungsgrad wurde aus dem Verhältnis N_e/N_{Pellet} errechnet. Er beträgt 80 ± 20% und verbessert sich nicht mit höherer eingestrahlter Laserenergie (Abb. 5).

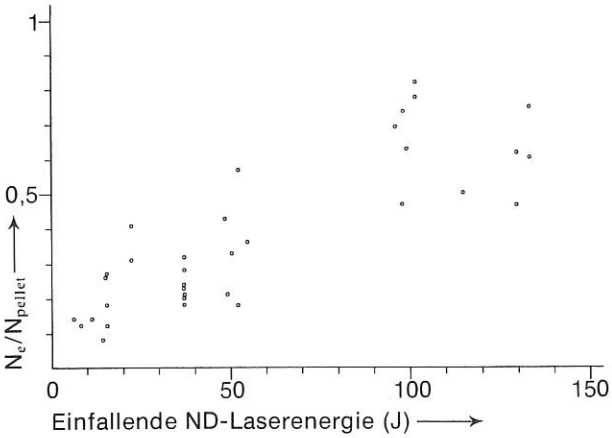


Abb. 5 Ionisation des Pellets in Abhängigkeit von der einfallenden Nd-Laserenergie. Meßgenauigkeit ± 20%

Diese Ergebnisse zeigen, daß es zur Erzielung eines größtmöglichen Ionisierungsgrades von 80 ± 20% unter den o. g. optimalen Bedingungen ausreichend ist, einem Pellet mit 1,5 · 10^{18} D-Atomen eine Laserenergie von ca. 100 J zuzuführen.

In einer theoretischen Arbeit, in der berücksichtigt wird, daß sich die Pelletmaterie während des Heizvorganges ausbreitet, werden die im Experiment gefundenen Ergebnisse, insbesondere die Tatsache, daß durch Änderung des Anfangsradius der Pelletmaterie durch einen Laservorpuls und Änderung des Laserstrahldurchmessers die Laserenergie optimal zugeführt werden kann, qualitativ gut beschrieben.

3.1.2 Experimente mit langem Nd-Laserpuls

Frühere Berechnungen der Laser-Pellet-Wechselwirkung hatten gezeigt, daß ein hoher Absorptionswirkungsgrad und Ionisierungsgrad mit Laserpulsen von > 100 ns erreicht werden kann. Um dies experimentell zu prüfen, wurde der vorhandene Nd-Glaslaser weiterentwickelt, so daß Pulslängen zwischen 100 und 200 ns eingestellt werden können. Die Experimente, die mit Hauptpulsenergien von 55 J ausgeführt wurden, zeigten, daß auch bei langen Laserpulsen die absorbierte Energie stark zunimmt, wenn – wie bei kurzen Pulsen – die Dichte des D_2-Pellets durch einen Vorpuls abgebaut wird. Die maximal absorbierte Energie betrug 45% der eingestrahlten Laserenergie bei einem optimalen zeitlichen Abstand von 500 ns zwischen Vor- und Hauptpuls. Der erzielte Ionisierungsgrad von 44% liegt weit unter dem theoretisch zu erwartenden und dem bei kurzen Laserpulsen erreichten. Die Ergebnisse mit langem Nd-Hauptpuls können allerdings noch nicht endgültig bewertet werden, da wegen einiger Zerstörungen in den Laserverstärkerstäben die Verteilung der Laserenergie in der Pelletebene nicht homogen, sondern ringförmig war.

---

[5]) Gastforscher von der Chinesischen Akademie in Peking, März–Mai 1979

[6]) gestorben Juli 1979

3.1.3 Heizung mit CO_2-Laser

Die Heizung mit CO_2-Laserstrahlung ist hauptsächlich aus zwei Gründen von großem Interesse:

- Da die Wellenlänge des CO_2-Lasers länger ist als die des Nd-Lasers, wird die Laserenergie bei geringerer Dichte absorbiert als im Falle der Nd-Laserheizung. Damit werden die Plasmaverluste infolge von Rekombination während der Expansion geringer sein.
- Für die Füllung größerer Plasmamaschinen kommt aus Kostengründen zur Zeit nur der CO_2-Laser als Heizquelle in Frage. Deshalb muß bekannt sein, ob CO_2-Laserenergie effektiv in Plasmaenergie umgewandelt werden kann und was die dazu erforderlichen Laserparameter sind.

Um diese Fragen zu klären, wurden im abgelaufenen Berichtszeitraum experimentelle Untersuchungen in Angriff genommen. Mit Hilfe eines Rechenprogrammes konnte – bei gegebenen Anfangsbedingungen für Temperatur- und Dichteverteilungen – der Einfluß eines CO_2-Laserheizpulses berechnet werden. Außerdem können die dazu erforderlichen Laserparameter (Energie und Pulslänge) bestimmt werden. Abb. 6 ist ein typisches Beispiel, in dem die Plasmaeigenschaften in Abhängigkeit des Abstands vom Pelletort für drei verschiedene Zeiten dargestellt sind. Der obere Plot zeigt die vorgegebenen Anfangsbedingungen zu Beginn des CO_2-Laserpulses, der mittlere die Zustandsgrößen gegen Ende und der untere 50 ns nach dem Ende des Heizpulses. Das für uns wichtigste Ergebnis ist, daß die Pelletmaterie durch den Heizpuls vollständig ionisiert wird, und daß dieser Zustand für lange Zeit aufrechterhalten bleibt. Unter diesen Bedingungen spielen Rekombinationseffekte offensichtlich keine große Rolle. Die vom CO_2-Laser gelieferte Plasmaenergie ist 41.4 J, was einem Wirkungsgrad für die Umwandlung von Laser- in Plasmaenergie von 69% entspricht.

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ein Doppelstrahl-CO_2-Laser gebaut, der eine Energie von maximal 35 J pro Strahl liefert. Ungefähr die Hälfte der Energie wird in 100 ns emittiert, der Rest in den folgenden 1000 ns. Beide Strahlen wurden aus entgegengesetzten Richtungen auf das vom Nd-Laser erzeugte Plasma fokussiert. Mit Hilfe von Kalorimetern und Dioden wurde die Energiebilanz bzw. das zeitliche Verhalten der Absorption bestimmt. Zunächst wurde der Durchmesser des Laserstrahls am Ort des Pellets und der zeitliche Abstand zum Nd-Laserpuls

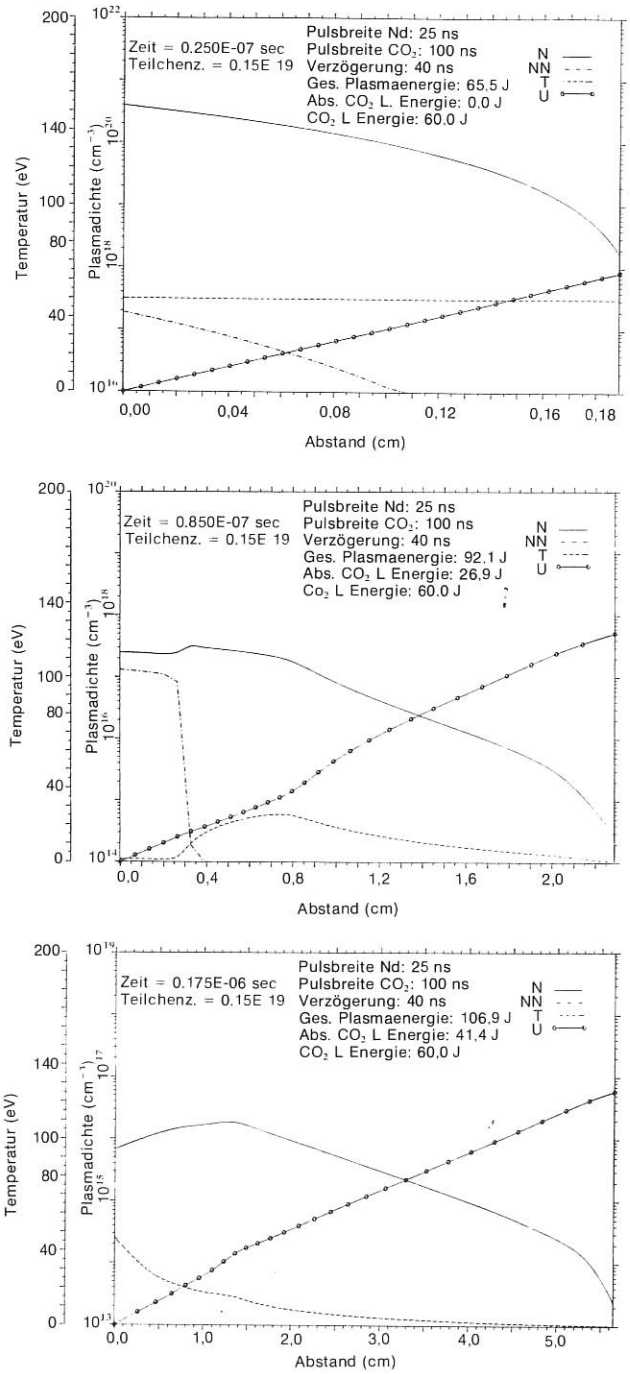


Abb. 6 Zustandsgröße des Plasmas in Abhängigkeit des Abstands vom Pelletort zu 3 verschiedenen Zeitpunkten in Bezug auf den CO_2-Laserheizpuls. Oben: zu Beginn; Mitte: gegen Ende; unten: 50 ns nach dem 60 J/100 ns CO_2-Laserpuls.

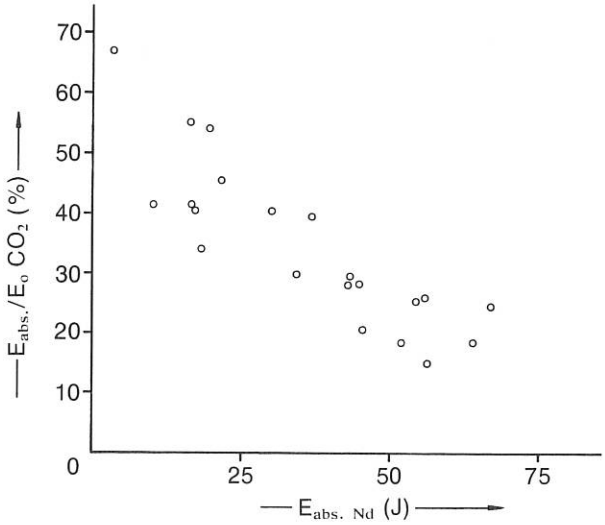


Abb. 7 Prozentual absorbierte CO_2-Laserenergie in Abhängigkeit von der zuvor vom Pellet absorbierten Nd-Laserenergie.

variiert. Bei 5 mm Durchmesser und 500 ns Pulsabstand war die größte Absorption. Sie hängt jedoch stark von den Anfangsbedingungen ab, d. h. davon wieviel Energie des Nd-Vorpulses vom Pellet absorbiert wird. Dies ist in Abb. 7 dargestellt. Die Abnahme der Absorption mit zunehmender absorbierter Nd-Laserenergie (entsprechend höherer Energie des Targetplasmas) ist erklärlich, da gleichzeitig das zu heizende Plasma schneller expandiert, d. h. schneller für die CO_2-Laserstrahlung transparent wird und somit weniger Energie absorbiert wird. Diese Beobachtung wird unterstützt durch die zeitlich aufgelöste Messung der Transmission des CO_2-Laserlichts in Abhängigkeit vom absorbierten Nd-Laserlicht und ist dargestellt in Abb. 8.

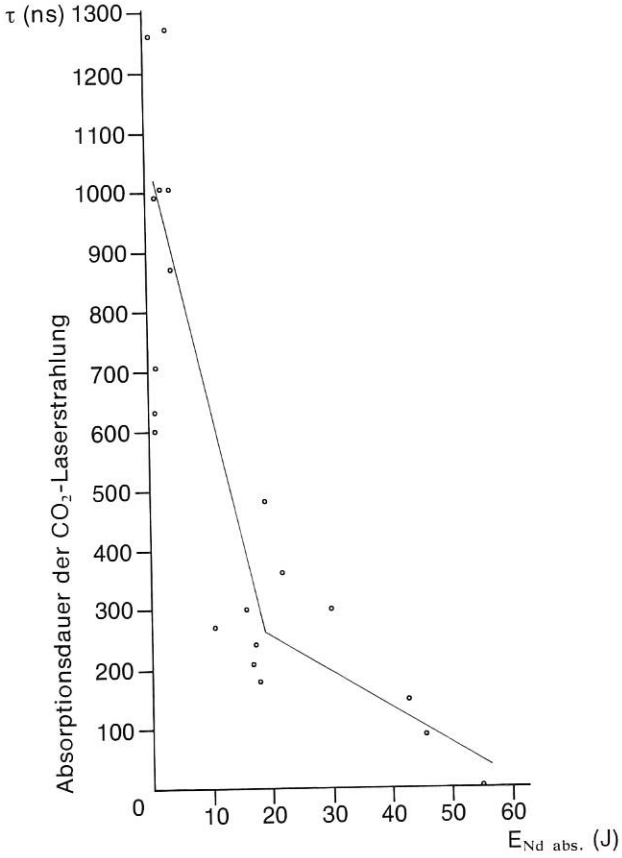


Abb. 8 Absorptionsdauer für die CO_2-Laserstrahlung als Funktion der zuvor absorbierten Nd-Laserenergie.

Man sieht, daß für optimale Absorption der CO_2-Laserstrahlung die Pulslänge des CO_2-Lasers den durch die ND-Laserstrahlung gegebenen Anfangsbedingungen angepaßt werden muß. Zum Beispiel sollte bei einem Plasma mit einer Anfangsenergie von $\approx$ 50 J die Energie des CO_2-Lasers in 100 ns zugeführt werden. Abb. 9 zeigt die mit Faradaysonden gemessene Energie des Plasmas in Abhängigkeit von der absorbierten Nd-Laserenergie. Verglichen mit unseren früheren Messungen sieht man, daß durch den Einsatz des CO_2-Lasers die Ionenenergie erhöht wird.

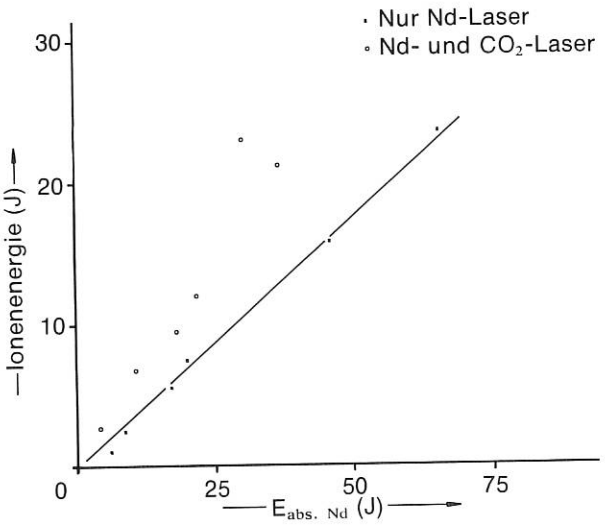


Abb. 9 Ionenenergie in Abhängigkeit von der absorbierten Nd-Laserenergie bei Bestrahlung mit dem Nd-Laser und Nd- plus CO_2-Laser.

Die bisherigen Experimente lassen schon jetzt den Schluß zu, daß auch CO_2-Laserenergie effektiv in Plasmaenergie umgewandelt werden kann. Ob dieses Plasma auch noch günstigere Eigenschaften im Hinblick auf die Füllung von Plasmamaschinen hat, d. h. in Übereinstimmung mit unseren Rechnungen auch tatsächlich geringere Rekombinationsverluste währen der Expansion erleidet, konnte bisher noch nicht experimentell bewiesen werden. Erste Messungen hierzu (durch interferometrische Bestimmung der Zahl der Elektronen am Beginn der Expansion und dessen Vergleich mit der zu einem späteren Zeitpunkt gemessenen Zahl der Ionen mit Faradaysonden) wurden begonnen; sie lassen aber noch kein schlüssiges Urteil zu. Es wird vorgeschlagen, die Experimente fortzusetzen und dabei einen CO_2-Laser mit höherer Energie, möglichst mit variabler Pulslänge, einzusetzen. Die Interferometrie zur Bestimmung von N_e sollte bei längerer Wellenlänge betrieben werden.

3.1.4 Laserplasma in Magnetfeldern

In diesem Jahr wurde eine Analyse der bereits 1978 abgeschlossenen Experimente durchgeführt. Das Ziel des Experiments war es, die Abbremsung und Ausbreitung eines lasererzeugten Plasmas im Magnetfeld zu untersuchen und festzustellen, ob dabei die relative Richtung vom Magnetfeld zu der des Laserstrahls eine Rolle spielt. Das Plasma wurde durch Bestrahlung von Polyäthylenkügelchen mit einem Nd-Laser erzeugt. Die Pellets wurden an Glasfäden aufgehängt und befanden sich in einem linearen homogenen Magnetfeld (Pelletdurchmesser 200 μm, Nd-Laserenergie 10 J in 50 ns, B = 0,8 T). Die aus den interferometrischen Untersuchungen bestimmte untere Grenze für den Ionisierungsgrad beträgt 10%, wobei etwa 40% der Nd-Laserenergie von dem erzeugten Plasma absorbiert wird. Unabhängig von der Richtung des Laserstrahls zu der des Magnetfeldes wird das Plasma nach 200 ns in der Richtung senkrecht zum Magnetfeld abge-

bremst. Die Elektronendichte ist am Rand wesentlich höher als in der Mitte und beträgt maximal 10^{16} cm^{-3}. Wird das Plasma durch Bestrahlung des Pellets parallel zum Magnetfeld erzeugt, werden – verglichen zur Bestrahlungsrichtung senkrecht zum Feld – etwa zweimal so viele Elektronen in einem zylindrischen Bereich mit einem Durchmesser von $R \cong 0{,}6$ cm eingefangen. Innerhalb der ersten Mikrosekunde nach der Abbremsung konnten für beide Fälle weder Verluste senkrecht zum Feld noch Schwingungen der Plasmagrenze festgestellt werden.

Neben den experimentellen wurden auch die theoretischen Untersuchungen der Expansion eines Laserplasmas im Magnetfeld fortgeführt. Aufbauend auf den Erfahrungen mit dem im Laufe des Jahres 1978 entwickelten eindimensionalen Programm zur Verfolgung der Expansion und Abbremsung ($\beta \approx 1$) des Plasmas in homogenen linearen Magnetfeldern wurde ein neues zweidimensionales Programm entwickelt. Es kann zusätzlich zur Bewegung senkrecht zum Magnetfeld die Expansion parallel zum Feld berücksichtigen, welche ähnlich wie im feldfreien Vakuum erfolgt. Weiterhin konnte durch eine konservative Diskretisierung die Erfüllung der Erhaltungssätze für Masse und Energie sichergestellt werden.

Zur Vereinfachung der Fehlerdiagnose und Überprüfung der Ergebnisse wurden mit diesem zweidimensionalen Programm vorerst hauptsächlich eindimensionale Berechnungen durchgeführt. Betrachtet wird hierbei ein unendlich langer Plasmazylinder, Bewegungen parallel zum Magnetfeld bleiben unberücksichtigt. Diese Testphase konnte zum Jahreswechsel nahezu abgeschlossen werden. Die Abbildung 10 zeigt die Zeitabhängigkeit des Plasmaradius für unterschiedliche Anfangsbedingungen. Diese Schwingungen werden vom Magnetfeld hervorgerufen, welches wie ein elastisches Medium wirkt.

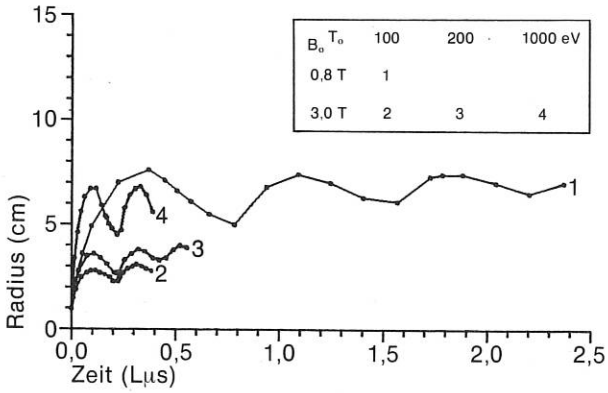


Abb. 10 Abbremsradius des Plasmas und darauffolgende, langsam abklingende Oszillationen der Plasmaoberfläche.
Anfangsbedingungen: Radius der Plasmawolke $r_o = 0{,}01$ m; gaußförmiges Dichteprofil mit 3×10^{24} m^{-3} in der Mitte; $T_{eo} = T_{io} = T_o$; $B_z = B_o$; Radius des Gefäßes $r_w = 0{,}15$ m.

3.1.5 Vorbereitung neuer Diagnostiken

Zur Bestimmung des Ionisierungsgrades wurde eine Piezosonde gebaut, die es ermöglicht, den Neutralgasanteil zu messen. Mit Hilfe eines kleinen Permanentmagneten und eines elektrischen Feldes vor der Sonde werden die geladenen Teilchen abgelenkt, so daß nur der ungeladene Anteil des expandierenden Plasmas auf die Sondenoberfläche aufprallen kann. Zur Eichung der Sonde wurde ein kleines Stoßrohr aufgebaut, in dem Geschwindigkeiten mit Machzahlen bis zu 4 erzielt werden.

Außerdem wurde eine Sonde gebaut, mit der die Ionenenergieverteilung analysiert werden kann. Die Sonde ist ein elektrostatischer Analysator, der, vereinfacht gesagt, aus zwei Planparallelplatten besteht. Ein dünner Plasmastrahl ($\varnothing \approx 1$ mm) wird in das elektrostatische Feld zwischen den beiden Platten eingeführt, wobei die Ionen und Elektronen unmittelbar getrennt werden. Zur Bestimmung der Ionenenergien dienen isolierte schmale Meßelektroden, die sich in einer Aussparung der geerdeten Elektrode befinden. Die Lage dieser Elektroden ist ein Maß für die Energie der Ionen, und durch die Größe des Signals der einzelnen Elektroden kann die Ionenzahl ermittelt werden. Der Analysator wurde mit Hilfe einer Ionenquelle geeicht und danach im Kesselexperiment eingesetzt. Endgültige Ergebnisse über die Teilchenzahl als Funktion der Energie liegen noch nicht vor.

3.1.6 Entwicklung von Optiken für symmetrische Pelletbestrahlung

Bei der Expansion eines lasererzeugten Plasmas im Magnetfeld treten die geringsten Verluste auf, wenn der Laser parallel zu den Magnetfeldlinien eingestrahlt wird. Für den W II b-Stellarator wurden Optiken entwickelt, mit deren Hilfe sowohl Nd- als auch CO_2-Laserstrahlen so umgelenkt werden, daß sie von zwei gegenüberliegenden Seiten aus entlang der Magnetfeldlinien auf die Deuteriumpellets treffen.

3.2 Brennstoffzufuhr mittels Pelletinjektion

Das Problem der Brennstoffzufuhr wurde, wie bereits im vergangenen Jahr, im Hinblick auf seine Wichtigkeit für größere Tokamak-Anlagen und zukünftige Fusionsreaktoren weiterbehandelt. Die Entwicklung einer Leichtgaskanone wurde bis zum plötzlichen Ableben des zuständigen Physikers (Dr. Wolfgang Riedmüller, † Juli 1979) im Bereich Technologie fortgesetzt. Ab Juli 1979 wurde diese Arbeit im Bereich Beschleunigung weitergeführt.

3.2.1 Analyse von Ablationsmodellen

Zur Beschreibung der Ablation von Pellets aus Wasserstoffisotopen in heißen Plasmen sind in der Fachliteratur im Laufe der letzten Jahre verschiedene Ablationsmodelle angeboten worden. Die Anwendbarkeitsgrenzen der einzelnen Modelle wurden systematisch untersucht. Eine Analyse des sogenannten »Neutral Gas Shielding«-Modells, in dem der Wärmefluß an der Pelletoberfläche als vernachlässigbar an-

genommen wurde, hat gezeigt, daß dieses Modell nur beschränkt anwendbar ist. Die durch dieses Modell für die Pelletoberfläche berechneten Temperaturgradienten, und damit der lokale Wärmefluß, sind bei niedrigen Plasmatemperaturen vergleichbar mit dem thermischen Energiefluß im ungestörten Plasma. Unverträglichkeiten wurden auch in dem sogenannten »Magnetic Nozzle«-Modell festgestellt.

3.2.2 Übersichtsstudie der Brennstoffzufuhr in Fusionsreaktoren mittels Pelletinjektion (in Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern aus Ris, Dänemark)

In der bereits im letzten Jahr angefangenen Studie wird die Anwendbarkeit der Pelletinjektionsmethode zur Nachfüllung von Tokamak-Reaktoren analysiert. Die erste Fassung der Studie mit einer detaillierten Analyse der Probleme der Pelletablation, Pellet-Plasma-Wechselwirkung, Pelletbeschleunigung und der Injektionsverfahren wurde fertiggestellt.

3.2.3 Pelletinjektion in INTOR und JET

Für die zum INTOR-Entwurf notwendige Brennstoffzufuhrstudie wurde ein Vorschlag ausgearbeitet. In dem Vorschlag, der als Grundlage für weitere Arbeiten angenommen wurde, wird die Notwendigkeit der Entwicklung von zuverlässigen Skalierungsgesetzen bezüglich der Pelletablation, die offensichtlich in erster Linie durch verbesserte Pellet-Plasma-Transportberechnungen gewonnen werden können, betont. Auch die Entwicklung von Pelletinjektoren, die bei Pelletfrequenzen von ca. 100 Hz Pelletgeschwindigkeiten über 1000 m/s gewährleisten können, scheint notwendig zu sein. Ähnliche Überlegungen wurden auch für das JET-Projekt gemacht.

3.2.4 Leichtgaskanone

Durch technische Verbesserungen (vor allem in der Kühlung des drehbaren Gewehrschlosses (siehe Jahresbericht 1978)) ist es gelungen, die Pelletgeschwindigkeit bis zu 1000 m/s zu erhöhen. Die weiteren Entwicklungsarbeiten, die zum Einsatz der Leichtgaskanone am Stellarator W VII notwendig sind, werden seit Juli 1979 im Rahmen des Projektes Pelletbeschleunigung (Bereich Beschleunigung) weitergeführt.

3.2.5 Kaltgasmantelanalyse für ZEPHYR

Eine Studie wurde angefangen, deren Ziel es ist, die Wirkung eines Kaltgasmantels für ZEPHYR abzuschätzen. Durch die Erzeugung einer Gasschicht zwischen dem Plasma und der Wand könnten die Verunreinigungen des Plasmas vermindert und das Problem der Brennstoffzufuhr eventuell gelöst werden. Die ersten Ergebnisse dieser Studie deuten darauf hin, daß die zur Verfügung stehenden Skalierungsgesetze keine eindeutigen Aussagen über die Anwendbarkeit der Methode liefern. Zuverlässige Aussagen verlangen umfangreichere Transportberechnungen unter Berücksichtigung der Plasma-Kaltgas-Wand-Wechselwirkung.

4. Programm »Magnete für die Fusion«

Im Berichtsjahr wurden abgesehen von der Abstimmung des Programmes im KFK die Diskussionen zur Weiterführung der Kooperation im Zeitraum 1980 – 85 abgeschlossen und in einem entsprechenden Rahmenprogramm zur Vorlage bei den beiden Geschäftsführungen zusammengefaßt. Wesentlicher Inhalt sind die Fertigstellung der LCT-Spule und ihr Test in Oak Ridge, die Durchführung und der Abschluß des TESPE-Programms, das Anlaufen der Aktivitäten hinsichtlich einer Hochfeld-Testspule für bis zu 12 T Maximalfeld sowie erste Arbeiten an einem Programm zur Entwicklung supraleitender Poloidalfeldmagnete. Die Definition der neu aufzunehmenden Programmteile wird sich an den Vorarbeiten zu den internationalen Tokamakentwürfen NET und INTOR zu orientieren haben (Koordination auf Seiten des IPP: A. Knobloch).

4.1 Arbeiten im KfK

(P. Komarek, F. Arendt, C. H. Dustmann, J. Erb, N. Fessler-Wilhelmi, K. P. Jüngst, H. Katheder, G. Krafft, H. Krauth, W. Maurer, W. Nick, A. Nyilas, G. Nöther, G. Ries, C. Schmidt, A. Ulbricht, H. Drolshammer, R. Krieg, H. Zehlein).

4.1.1 Das Experiment »TESPE«

Die Arbeiten im Berichtszeitraum umfaßten den weiteren Aufbau des Experiments sowie Prüfungen von Komponenten (Beschreibung siehe IPP-Jahresbericht 1978). Von den 30 zu wickelnden Doppelpancakes sind 20 fertiggestellt. Die restlichen Spulen erhalten eine Ausstattung mit Meßfühlern, deren Anbringung vor Ort zur Zeit an Dummyspulen erprobt wird.

Die kryotechnischen Einrichtungen für das im Refrigeratorkreislauf mit der Messer Griesheim-Kälteanlage bei 4,3 K zu betreibende toroidale Experiment wurden nahezu fertiggestellt. Anfang 1980 kann ein erster kryotechnischer Kältebetrieb erfolgen.

4.1.2 Das Projekt »Large Coil Task«

Das Ziel des Projekts ist die Demonstration der Baubarkeit und des sicheren Betriebs von supraleitenden Toroidalfeldspulen für Fusionsexperimente. Die Testanordnung besteht aus einem Kompakttorus mit 6 Spulen. Dabei wird jede einzelne Spule, die von einem Vertragspartner hergestellt wird, einem umfangreichen, die Bedingungen in einem Tokamak simulierenden Testprogramm unterzogen. Sie dient andererseits jedoch auch dazu, die Tokamakbedingungen für die übrigen Spulen zu simulieren.

Im Berichtszeitaum wurden die Arbeiten zum Bau und Test der D-förmigen supraleitenden Toroidalfeldspule (2,5 x 3,5 m^2 Bohrung) weitergeführt. In Zusammenarbeit mit den internationalen Vertragspartnern wurden die wichtigsten Parameter und Randbedingungen festgelegt, die den gemeinsamen Betrieb und den möglichst umfassenden Test aller 6 Spulen (USA 3

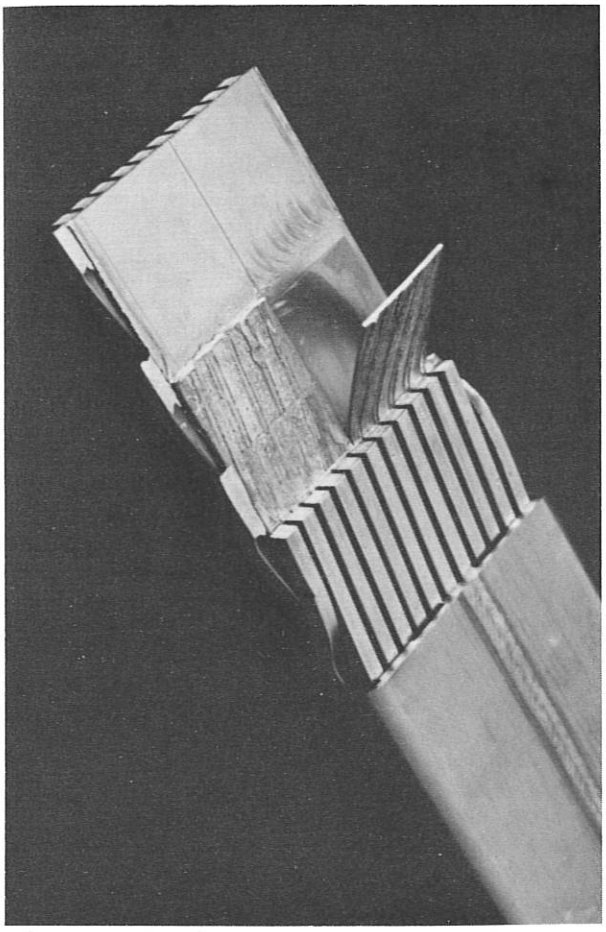


Abb. 11 LCT-Leiter

Spulen, EURATOM vertreten durch KfK/IPP, Japan, Schweiz je eine Spule) in der »Large Coil Test Facility« (LCTF) ermöglichen und sicherstellen.

Abb. 11 zeigt ein Probestück und die Komponenten des Leiters für die vom KfK beizustellende Spule. Während des Berichtszeitraums wurde (in Zusammenarbeit mit dem industriellen Vertragspartner Vacuumschmelze/Hanau) hauptsächlich an der Weiterentwicklung der Fertigungsschritte zur Herstellung des Leiters in großen Längen gearbeitet. Die Fertigungsstrasse zur Fertigung einer Prototyplänge des Gesamtleiters befindet sich im Aufbau.

Die theoretischen Untersuchungen zum forciert gekühlten Supraleiter wurden vertieft. Berechnungen der Wechselfeldverluste wurden durchgeführt und lieferten gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Der Vergleich mit den Leiterkonzepten der anderen LCT-Spulen bestätigte auch, daß unser Leiter zusammen mit dem Nb_3Sn-Leiter von Westinghouse die weitaus geringsten AC-Verluste aller LCT-Leiter hat.

Für den integralen elektrischen Test des Leiters unter realistischen mechanischen und thermischen Bedingungen ist eine bereits im letzten Jahresbericht beschriebene Testanordnung vorgesehen. Ihre Konstruktion ist abgeschlossen, die Hauptkomponenten sind gefertigt und mit dem Aufbau wurde begonnen.

Nach Auswertung der Industrie-Angebote zur Spulenkonstruktion und -fertigung wurde der Auftrag an die Firma SIEMENS AG (Erlangen) vergeben.

Die Spulenkonstruktion wurde, bezogen auf die bisherigen Entwürfe, nur unwesentlich verändert.

Zur Absicherung der Spulenkonstruktion und der Gewährleistung der Funktionstüchtigkeit der Spule unter allen Betriebsbelastungen wurde mit einem umfangreichen Testprogramm zur Überprüfung der Eignung von Werkstoffen und Komponenten begonnen. Die für mechanische Tests vorgesehene Universalprüfmaschine (200 kN) konnte bei 4 K in Betrieb genommen werden. Zug- und Biegeversuche an Leiter- und Spulenbauteilen wurden durchgeführt. Messungen der Bruchzähigkeit (K_{IC}) am Gehäusematerial und dessen Schweißverbindungen sind in Vorbereitung. Mit Hochspannungstests an Prototypen von elektrischen Potentialtrennern für die Heliumeinspeisungen wurde begonnen. Strömungstechnische Untersuchungen am Leiter und an He-Einspeisestellen wurden im Rahmen des Helitex-Experiments durchgeführt. Die Berechnungen zum Spulenverhalten befaßten sich schwerpunktmäßig mit kryotechnischen und strukturmechanischen Aspekten.

Bezüglich der Abkühlung der Spule von 300 K auf 4 K wurde dabei gezeigt, daß die Wicklung sowohl mit Hilfe einer indirekten Kühlung über Wärmeleitung vom Gehäuse aus als auch durch direkte Durchströmung des Leiters mit kaltem He-Gas abgekühlt werden kann. Wegen der Ausbildung des Leiters als nahezu idealer Wärmetauscher erfolgt dabei die Abkühlung in Form der Ausbreitung einer steilen Kaltfront entlang des Leiters.

In einer umfangreichen Parameterstudie wurde der Einfluß der Abstützung der Wicklung auf deren Verformung und mechanische Beanspruchung untersucht. Durch Variation von Bettungslänge sowie Form und Amplitude der Verteilungsfunktion für die Bettungssteifigkeit konnten Hinweise für die optimale Auslegung der Stahlkissen zwischen Wicklung und Gehäuse gewonnen werden.

Als Vorbereitung für den Einstieg in die modelltheoretische Beschreibung der mechanischen Anisotropie der Wicklung wurden erste Rechnungen mit einer Viererpackung von LCT-Leitern durchgeführt.

Vor ihrer Verschiffung zur LCTF in Oak Ridge wird die fertige Spule einem Vortest in Karlsruhe unterworfen werden. Hierzu ist eine Testeinrichtung (**To**roidalfeld-**S**pulentest **Ka**rlsruhe, TOSKA) im Aufbau. Diese Einrichtung ist so ausgelegt, daß sie auch über diesen Test hinaus längerfristig als Testeinrichtung großer Fusionsmagnetspulen dienen kann.

Zur Reduzierung des magnetischen Streufeldeinflusses in den Arbeitsebenen wird der Testkryostat mit Magnet in einer Testgrube unter Erdbodenniveau eingebracht sein (Abb. 12). Mit dem Entwurf des kryotechnischen Verfahrensschemas (Versorgung durch die beiden vorhandenen Kälteanlagen) und der elektischen Versorgung der Testeinrichtung wurde begonnen.

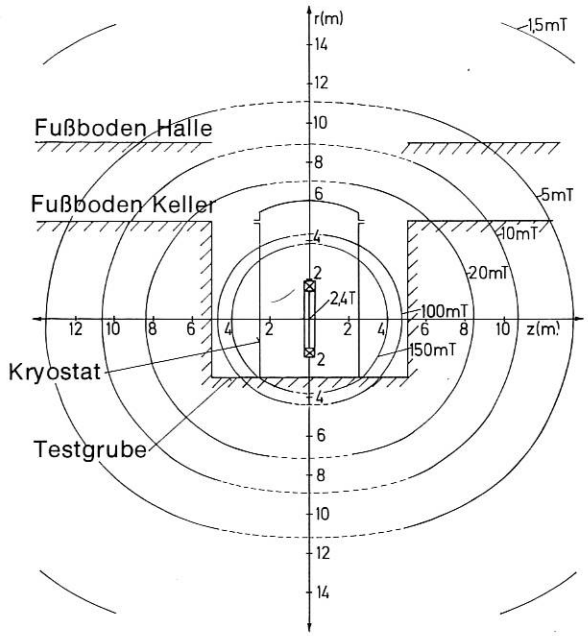


Abb. 12 TOSKA: Verteilung des Streufeldes (Linien konstanter Feldstärke) der LCT-Spule im Bereich der Grube, des Kellers und der Halle.

KfK-Veröffentlichungen 1979:

ITP: Nick, W.: »Kryogene Stabilität badgekühlter Supraleiter«. Diplomarbeit, Univ. Karlsruhe 1979; KfK-2792 (April 1979)

ITP: Rudolph, J., Ries, G., Dustmann, C. H.: »Bandförmiger Supraleiter«. DE-As 26 26 384 (29.3.1979), DE-OS 26 26 384 (15.12.1977)

ITP: Dustmann, C. H., Krafft, G., Krauth, H., Komarek, P.: »Der Beitrag des KfK zur Entwicklung supraleitender Magnete für die Kernfusion«. KfK-Nachrichten, 11 (1979) No. 2, S. 10–24.

IRE; ITP; IT: Erb, J., Gruenhagen, A., Messemer, G., Zehlein, H.: »Finite element structural analysis of coil and casing of a large superconducting toroidal LCT-magnet«.

Jaeger, T. A., Boley, B. A. (Hrsg.): »Transactions of the 5th Internat. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology, Berlin, August 13–17, 1979. Vol. N. Luxembourg: Commission of the European Communities 1979. S. N2. 1/4, 1–8.

ITP: Erb, J., Mauer, W.: »Method for determining the magnet shape in toroidal arrangement«.

Jager, T. A., Boley, B. A. (Hrsg.): Transactions of the 5th Internat. Conf. on Structural Mechanical in Reactor Technology, Berlin, August 13–17, 1979. Vol. N. Luxembourg: Commission of the European Communities 1979. S. N2. 1/6., 1–7.

ITP: Krafft, G., Krauth, H., Nick, W., Ries, G.: »Design aspects for forced booled superconductors for large fusion magnets«. 8th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco, Nov. 13–16, 1979.

ITP: Krauth, H., Nyilas, G., Ries, G., Schmidt, C., Hillmann, H., Rudolph, J.: »Development and testing of a forced flow cooled superconductor for LCT«. 8th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco, Nov. 13–16, 1979.

IRE; ITP: Krauth, H., Erb, J., Foerster, S., Katheder, H., Messemer, G., Nyilas, A., Ulbricht, A., Zehlein, H.: »Design of the Euratom test coil for the large coil task«. 8th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, November 13–16, 1979.

4.2 INTOR-Beiträge

(A. Knobloch)

Im Rahmen der INTOR-Vorstudien wurden als Beitrag seitens EURATOMs zum INTOR Workshop in Wien die Themen "power supply and transfer" sowie "cost, schedule and manpower assessment" behandelt.

Unter Mitarbeit von U. Braunsberger (TU Braunschweig), A. M. von Ingen (FOM Jutphaas) und K. Selin (JET Culham) wurden die Anforderungen eines Tokamaks der Nach-JET-Generation hinsichtlich seiner elektrotechnischen Ausrüstung zusammengestellt. Die heute existierende Technologie großer Impulsstromgeneratoren als Drehstrom-Schwungradmaschinen erscheint auch für INTOR adäquat, insbesondere wegen der erwiesenen Zuverlässigkeit dieser Systeme. Solche Generatoren sollen sowohl zur Stromversorgung des INTOR-Poloidalfeldsystems als auch der Plasmaheizquellen (Neutralinjektoren oder Hochfrequenzsysteme) Verwendung finden. Leistungsfähige Abschalter, wie sie in großen Tokamak-Experimenten allgemein zur Zündung der Plasmaentladung und zum Aufbau des Plasmastromes eingesetzt werden, können auch bei INTOR Verwendung finden, da einerseits ihre Wartung mit dem geplanten INTOR-Betrieb verträglich, andererseits die Alternative der verlustarmen Zwischenspeicherung der Energie des OH-Magneten in supraleitenden Energiespeichern noch lange nicht in dem erforderlichen Maße entwikkelt ist.

Unter Verwendung von Beiträgen von R. Aymar (CEA Fontenay-aux-Roses), A. M. van Ingen (FOM Jutphaas), P. Reynolds (UKAEA Culham) und P. Schiller (EURATOM Ispra) wurde für INTOR eine Aufwandsschätzung versuchsweise unternommen. Dabei fanden auch Ergebnisse verschiedener Konzeptentwürfe der zurückliegenden Jahre Verwendung. In weitgehender Übereinstimmung – die sich dann zeigte – mit den Abschätzungen der anderen INTOR-Partner ergeben sich die Herstellungskosten und eine Realisierungszeit von rd. 10 Jahren für eine Apparatur mit den sog. Guiding Parameters, einem Datensatz, der als Kompromiß unter den INTOR-Partnern vorläufig aufgestellt worden war. Entsprechend der fortschreitenden Definition von INTOR müssen derartige Schätzungen entsprechend verbessert werden.

5. Systemstudien

(J. Raeder, K. Borraß, R. Bünde, W. Dänner, G. Müller, L. Rossi[7]), M. Söll, P. Ulbricht[8]), H. Weichselgartner[9])).

Das Hauptgewicht der Arbeiten im Jahr 1979 lag auf der Anwendung der Untersuchungsmethoden, Rechenprogramme und Erkenntnisse über die Zusammenhänge zwischen den wesentlichen Parametern eines Tokamak-Fusionskraftwerkes. Diese Grundlagen waren während der ersten Phase der Systemstudien in den vergangenen Jahren erarbeitet worden. Dabei hatte sich insbesondere ergeben, daß der gepulste Betrieb von Tokamakreaktoren, der durch die Akkumulation von Verunreinigungen erzwungen werden kann, dann keine besonders gravierenden Nachteile bei der Energiebilanz des Kraftwerkes nach sich zieht, wenn eine mäßige Verminderung der Verunreinigung des Plasmas durch Wandmaterial möglich ist. Beispielsweise genügt eine Reduktion des Verhältnisses der einströmenden Verunreinigungen zu den auswärts strömenden Brennstoffionen um etwa den Faktor 10 gegenüber der maximalen Zerstäubungsausbeute bei einer Stahlwand. Dieses und auch noch andere Ergebnisse hatten dazu geführt, daß das Hauptschwergewicht der Arbeiten auf nichtenergetische Implikationen (z. B. Ermüdungsverhalten der 1. Wand) des gepulsten Betriebs verlagert worden war. Es war deshalb möglich, nicht nur die erforderlichen Empfindlichkeitsanalysen für INTOR durchzuführen, die wesentlich auf der Energiebilanz aufbauen, sondern auch Aussagen zur Lebensdauer der 1. Wand von INTOR zu machen und das Problem der Brennpunktstabilisierung für INTOR und ZEPHYR ausführlich zu bearbeiten.

5.1 Arbeiten für INTOR und ZEPHYR

Auf der Basis der Empfehlungen des INTOR-Workshops in Wien wurde ein Referenzfall für die Auslegung von INTOR mit Hilfe der Rechenprogramme NUDIPLAS und SISYFUS-TE ausgearbeitet ([148] und IPP 4/178). Dabei wurde die Aufstellung eines vollständigen Brennzyklus besonders betont: Um relevant für einen Reaktor zu sein, sollten die bis zur Zündung durch Neutralinjektion zugeführte Heizenergie, die Strahlteilchenenergie, die Strahlleistung und die Leistung zur Stabilisierung des unteren Arbeitspunktes während der Brennphase so niedrig wie möglich sein. Gleichzeitig sollte das toroidale β möglichst lange seinen zulässigen Maximalwert behalten. Der vorgeschlagenen Zyklus beginnt mit niedriger Teilchendichte, erreicht einen Punkt leicht oberhalb der Zündung, erhöht dann die Teilchendichte und verwendet die überschüssige Leistung der α-Teilchen zur Aufheizung des frischen Brennstoffes. Die Stabilisierung des unteren Brennpunktes bei Annahme der empirischen Einschlußkalierung erfolgt durch eine Regelung des Vertikalfeldes und damit im Zeitmittel praktisch ohne Aufwand an Energie (Details in [149]). Auch die sog. »subignition control« wurde in diesem Zusammenhang bearbeitet, jedoch als nicht attraktiv bewertet.

Die Regelschwingungen sind mit einer typischen Periodendauer von etwa 1 s ziemlich langsam (s. Abb. 13).

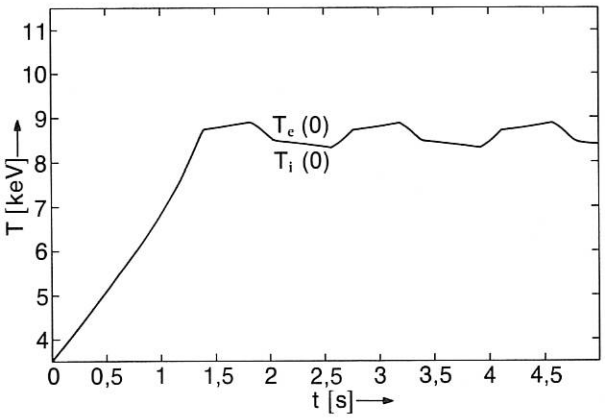


Abb. 13 Typischer zeitlicher Verlauf der Elektronen- und Ionentemperatur auf der Achse bei Stabilisierung des unteren Brennpunktes von INTOR durch einen Kompressions-Zyklus.

Sie entstehen, weil berücksichtigt wird, daß Abweichungen der Energiebilanz vom Gleichgewicht nur mit einer begrenzten Genauigkeit diagnostiziert werden können (typisch 5–10% der α-Heizleistung). Die Regelschwingungen sind dem Fusionsleistungspuls überlagert, dessen Dauer τ_b – je nach Annahmen – durch die Akkumulation von Verunreinigungen und α-Teilchen oder durch den Transformator bestimmt wird. Typisch für τ_b ist der Wert 60 s, der sich für einen der Referenzfälle des INTOR-Workshops (vollständige α-Akkumulation, keine Verunreinigungen des Plasmas durch Wandmaterial) ergibt. Eine gleichzeitige Akkumulation von Verunreinigungen, die von einer Stahlwand ohne wesentliche Schutzmaßnahmen in das Plasma emittiert werden und dort verbleiben, würde τ_b auf etwa 10 s herabsetzen.

Der Einfluß der begrenzten Pulsdauer und der Regelschwingungen auf die Lebensdauer einer 1. Wand aus Stahl wurde mit dem Rechenprogramm FWLTB [151] für den Fall der Materialermüdung untersucht. Es ergeben sich für Wandstärken von 2–6 mm Zykluszahlen von $4 \cdot 10^7$–$2 \cdot 10^5$ bis zum Bruch des Materials. Die Regelschwingungen kosten dabei maximal 5% der Lebensdauer.

Die Auslegung von INTOR war auf der Basis vieler Vorgaben des INTOR-Workshops durchgeführt worden. Es war deshalb notwendig, die Empfindlichkeit der Auslegung durch Variation der Annahmen zu analysieren. Diese Analyse wurde mit SISYFUS-TE durchgeführt. Dabei dienten der zeitlich gemittelte Wert der totalen Wandbelastung, die thermische Reaktorleistung, die elektrische Nettoleistung und die Brenn-

[7]) Als MPG-Stipendiat für drei Monate im Projekt Systemstudien

[8]) Bis Ende Juni 1979 im Projekt Systemstudien

[9]) Im Rahmen eines Auftrages an die Zentralen Technischen Einrichtungen des IPP

dauer als Indikatoren. Variiert wurden die Annahmen über die α- und Verunreinigungsakkumulation, die zulässigen β-Werte ($4{,}5\% \leq \beta_T \leq 9\%$), der kleine Plasmaradius ($1{,}2\ m \leq a \leq 2\ m$), das toroidale Magnetfeld auf der Achse ($4{,}5\ T \leq B_T \leq 5{,}5\ T$; entsprechende Felder am Leiter: $8{,}46\,T \leq B_{max} \leq 10{,}34\,T$) und die räumlichen Dichteprofile (»flach« bzw. »spitz«) der Brennstoffionen. Aufgrund der Empfindlichkeitsanalyse wurde die Empfehlung gegeben, den kleinen Radius um etwa 10% zu vergrößern und außerdem die Wandverunreinigungen – allerdings um etwa eine Größenordnung in ihrer Einströmrate reduziert – bei der Auslegung in Rechnung zu stellen. Diesen Vorgaben entspricht eine Auslegung für eine Brenndauer τ_b von etwa 30 s, die zu einem Reaktor führt, der vergleichsweise unempfindlich auf Parameterabweichungen reagiert. Abschließend wurden die verschiedenen Auslegungsvorschläge, die für den endgültigen INTOR-Referenzfall (Festlegung im Dezember 1979) gemacht worden waren, mit SISYFUS-TE nachgerechnet und auf Konsistenz hin überprüft.

Wesentlich erweitert wurden die Arbeiten zur Brennkontrolle im Rahmen der Mitarbeit bei ZEPHYR. Sie fallen alle unter das Stichwort »Brennkontrolle durch Regelung des Vertikalfeldes«. Die verschiedenen Regelschemata wurden nach den Trajektorien in einem Zustandsraum klassifiziert, der durch den großen Plasmaradius R und durch einen dimensionslosen Parameter ε aufgespannt wurd (ε ist die Summe aller Leistungsdichten bezogen auf die α-Leistungsdichte). Dem Gleichgewicht entspricht $\varepsilon = 0$; die endlichen Meßgenauigkeiten verursachen i. a. $\varepsilon \neq 0$. Aus den prinzipiell möglichen Trajektorien, die ein gestörtes System in seine Gleichgewichtslage zurückführen, wurden solche ausgewählt, die zu akzeptablen Werten des Vertikalfeldes B_V sowie der Regelabweichungen $\triangle B_V$ und $\triangle R$ und damit zu Auslegungsdaten für ZEPHYR führten. Speziell für den Kompressions-Dekompressions-Zyklus wurden analytische Untersuchungen des linearisierten Problems durchgeführt, um den Zusammenhang zwischen $\triangle R$, der notwendigen elektrischen Maximalleistung P_{el}, der pro Zyklus transferierten Energie E_{el}, der mittleren Leistung $\overline{P}_{el}$ und dem Parameter ε zu klären. Es ergaben sich folgende Relationen: $\triangle R/R \approx \varepsilon$, $P_{el}/P_\alpha \approx \varepsilon$, $E_{el}/E_{pl} \approx \varepsilon$, $P_{el}/P_\alpha \approx \varepsilon_2$ (E_{pl} = thermische Energie des Plasmas). Diese Untersuchungen wurden durch numerische Rechnungen ergänzt, die insbesondere dem Studium des nichtlinearen Verhaltens bei größeren Regelabweichungen dienten.

Bei der bisher beschriebenen Klasse von Regelungen werden sowohl die Energiebilanz wie auch der große Plasmaradius R mit der Genauigkeit ε stabilisiert. Für ein Kompressionsexperiment wie ZEPHYR kann man die Fixierung von R stark lockern, da radialer Spielraum ausreichend zur Verfügung steht. Allein die Existenz eines Feldindexes n des Vertikalfeldes innerhalb eines bestimmten n-Bereiches führt zur Stabilisierung der Energiebilanz (Vorschlag von E. Minardi und R. Wilhelm). Der Vorteil dabei ist, daß nur die Energiebilanz gemessen werden muß. Es zeigte sich, daß das System stark nichtlinear ist, was sich darin ausdrückt, daß es sich im gezündeten Zustand wesentlich anders verhält als im ungezündeten. Für ZEPHYR ($n \approx 0$) ergab sich ein schlechtes Regelverhalten (Einstellzeit $\triangle t \approx$ Experimentierzeit, $\triangle R$ zu groß). Es wurde gezeigt, daß das Verhalten viel besser wird, wenn das Vertikalfeld B_V durch Rückkopplung so geregelt wird, daß $B_V \sim f(t) \cdot (R_s/R)^n$ mit $f(t) = 1 + g\triangle R / R$ gilt (R_s ist der Wert von R bei Einsatz der Regelung). Das System verhält sich so, als sei $(n + g)$ der Feldindex. Wählt man $(n + g) \gtrsim 1$, so ergeben sich $\triangle t \approx 2$ s und $\triangle R \approx$ einige Zentimeter.

Diese Studien zur Regelung wurden mit NUDIPLAS durchgeführt und teilweise schon qualitativ mit einer modifizierten Version des 1D-Programmes BALDUR bestätigt (Zusammenarbeit mit R. Wunderlich).

Die Rechenprogramme für das Hauptmagnetfeld von Tokamakreaktoren wurden auf ZEPHYR angewandt. Zunächst wurde die Form des radial elongierten Spulenquerschnitts für das Bandspulenkonzept bei punktförmiger und bei flächiger Abstützung der Spulen optimiert. Das Ziel der Optimierung war dabei die Minimierung des Biegemoments längs der Spulenkontur. Für die optimierten Spulenformen wurden dann die Kraftdichten im Leitermaterial mit und ohne Berücksichtigung des Poloidalfeldes berechnet. Diese Kraftdichten wurden durch eine Einteilung des Spulenvolumens in Finite Elemente ergänzt und als Eingabe für die FE-Programme verwendet, mit denen die Spannungs- und Dehnungskomponenten berechnet wurden. Diese dienen nun als Grundlage für konkrete Spulenentwürfe. Da die thermischen Spannungen und die Kühlprobleme bei den ZEPHIR-Spulen eine große Rolle spielen, wurden die Temperaturerhöhung durch die ohmschen Verluste und die ohmsche Verlustleistung mit Hilfe neu aufgestellter FE-Programme bestimmt. Zur Abführung dieser Verluste durch natürliche Konvektion und durch Zwangskühlung wurden Konzepte entwickelt. Die dazu notwendigen räumlichen und zeitlichen Verläufe der Temperaturen im Leiter nach dem Strompuls wurden analytisch abgeschätzt.

Ähnliche Grundlagen (Kraftdichten, FE-Einteilungen, Temperaturverläufe) wurden auch für die Bitterspulenkonzepte ausgearbeitet, die von MBB und vom MIT vorgeschlagen worden sind. Da die Strombahnen bei Bitterspulen nicht durch die einzelnen Leiter festgelegt werden, müssen sie berechnet werden. Dazu wurde ein Rechenprogramm der Universität Neapel (Rubinacci-Code) übernommen und mit Vor- und Nachfolgeprogrammen versehen.

5.2 Weiterentwicklung von SISYFUS und Komponentenmodellen

Die in SISYFUS verwendete Version des Plasmamodells NUDIPLAS wurde so erweitert, daß der Betrieb beim unteren Brennpunkt unter Einschluß seiner Regelung behandelt werden kann.

Das Blanketmodell BLANK wurde so modifiziert, daß auch elliptische Reaktorquerschnitte behandelt werden können.

Im Wandmodell FWLTB wurde die Darstellung des thermischen Kriechens aufgrund neuer Meßergebnisse (KfK Karlsruhe) erheblich modifiziert. Da insbesondere das primäre Kriechen davon betroffen ist, muß jetzt die Anfangsphase des Reaktorbetriebs (einige Tage) mit hoher zeitlicher Auflösung berechnet werden.

Die Resultate der bisherigen Untersuchungen über supraleitende Spulensysteme wurden durch eine analytische Formel zur Berechnung des Magnetfeldripples ergänzt, zu dem Unterprogramm MAGNET zusammengefaßt und in SISYFUS eingebaut.

Ein Modell (PCOILS 1) der gepulsten Spulen zur Berechnung der Systemparameter, Ströme, Spannungen, Leistungen und Energien wurde entwickelt und wird in SISYFUS eingebaut. Ein wesentlich erweitertes Modell (PCOILS 2), das vor allem der Simulation von Vertikalfeldregelungen dient, wurde fertiggestellt [IPP 4/184].

5.3 Einzeluntersuchungen

Die maximal erreichbaren Werte für Leistungsdichte p_f und Wandbelastung p_w in Tokamakreaktoren wurden analytisch und numerisch analysiert. Es ergab sich, daß die Systeme im wesentlichen durch das Aspektverhältnis A charakterisiert und dessen optimale Werte A_m, die zu $p_{f,max}$ bzw. $p_{w,max}$ gehören, durch m (für $\beta_T \sim 1/A^m$) bestimmt werden. A_m nimmt mit abnehmenden m zu. Dem Bereich $1 \leq m \leq 2$ entspricht $4{,}5 \gtrsim A_{opt} \gtrsim 2$. In diesem Bereich liegen p_f und p_w nie um mehr als 50% unter ihren jeweiligen Maximalwerten. Die Werte A_m, die zu $P_{f,max}$ bzw. $q_{w,max}$ führen, liegen immer nahe zusammen. Der Einfluß der Systemparameter außer A ist gering [IPP 4/182].

Rechnung mit FWLTB ergaben für Stahl bei $T < 500\,°C$ einen spürbaren Anteil des primären thermischen Kriechens an den inelastischen Dehnungen und einen vernachlässigbaren Beitrag des sekundären Kriechens. Für das strahlungsinduzierte Kriechen und Schwellen ergab sich, daß die charakteristischen Spannungsniveaus (s. Jahresbericht 1978) nur bei einem linearen Gang der Schwelldehnung mit der Neutronendosis auftreten und dann durch das Verhältnis von Kriechrate zur Schwellrate bestimmt werden [152]. Daraus folgt eine hohe Dringlichkeit für die genaue Messung des sog. Dosisexponenten für das Schwellen.

Für das reine Flüssigmetallblanket wurde die Auswirkung verschiedener Leitungsführungen auf die erforderlichen Pumpförderhöhen und -leistungen untersucht. Selbst das günstigste Konzept (halb umlaufende, antiparallel durchströmte Ringleitungen um den kleinen Querschnitt) ergibt für einen typischen Reaktor (ca. 5 GW_{th}) noch Förderhöhen von 10 bis 15 MPa [IPP 4/180]. Diese Situation wird durch koaxiale Hin- und Rückführung des Lithiums noch drastisch verschlechtert [IPP 4/181].

Für Tokamak-Reaktoren wurde die Obergrenze B_{max} des toroidalen Magnetfelds am Leiter untersucht. Als Beschränkungen wurden die maximal zulässigen Werte für das Transformatorfeld und für die Materialdehnung (0,1%) in den Torusfeldspulen in Rechnung gestellt. Es ergab sich, daß das Torusfeld bei kleinen Reaktoren durch das Transformatorfeld und bei großen Reaktoren durch die Dehnungsgrenze der Torusfeldspule beschränkt wird. Als Obergrenzen für B_{max} ergaben sich etwa 10,5 T bei kreisförmigen und 8,5 T bei mäßig elongierten kleinen Plasmaquerschnitten [163].

Die Frage der energetischen Amortisation von Kraftwerken (sog. Nettoenergiebilanz), die auch beim Fusionsreaktor immer wieder aufgeworfen wird, führte zu einer Auswertung der bisherigen Arbeiten zu diesem Thema bei Spaltungsreaktoren. Es zeigte sich, daß man – durchaus berechtigt – von sehr unterschiedlichen Definitionen und Annahmen ausgehen kann, die dann zu Ergebnissen führen, die sich für denselben Kraftwerkstyp um mindestens eine Größenordnung unterscheiden können (ca. 1,5 + 15 Jahre) [Interner Bericht Nr. 23]. Die Anwendung der Methode der Nettoenergiebilanz auf Fusionskraftwerke hat deshalb, obwohl sie zunächst sehr plausibel erscheint, nur dann einen Wert, wenn die Vorgehensweise allgemein verbindlich definiert wird.

5.4 Tritium

Der Umbau der Permeationsapparatur auf Tritium-Betrieb wurde abgeschlossen (Integration eines Massenspektrometers in die Apparatur und dessen Eichung mit tritierten Testgasen, Einschweißung der Niob-Permeationsmembran, Dotierung des Lithiums mit gasförmigem Tritium und vakuumdichte Verschweißung des Gefäßes im Isotopenabzug).

Die Permeationsraten des Tritiums durch Niob wurden im Temperaturbereich 450–875 °C gemessen. Die Messungen wurden noch nicht endgültig ausgewertet. Bisher ergab sich:

- Die Permeationsraten lagen mit $3 \cdot 10^{-8} \div 12 \cdot 10^{-6}$ Torr · l/s in dem Bereich, der aufgrund der Experimente mit Deuterium zu erwarten war.
- Auch bei so niedrigen Tritiumkonzentrationen wie 6 ppm permeiert Tritium mit einer gut meßbaren Rate durch Niob. Dieses Resultat ist wichtig, da bisher nur Werte für Deuterium ab 200 ppm vorlagen. Die Deuteriumpermeation bei kleinen Partialdrucken war der Messung nicht zugänglich gewesen.
- Lithium bzw. Lithiumtritide diffundieren nicht durch das Niob (andere Autoren hatten dies erwartet). Lediglich ein Korngrenzenangriff des Lithiums im Niob bis zu einer Tiefe von ca. 100 μ konnte metallographisch nachgewiesen werden.

Die Rolle des Tritiums als Brennstoff für Fusionsreaktoren und der Anfall von Tritiumabfällen aus Experimenten der Fusionsforschung wurden in einer Studie dargelegt [Interner Bericht Nr. 25].

Zentrale Technische Einrichtungen

(Dr. Helmut Muntenbruch)

Die fristgerechte Fertigstellung der Experimentiereinrichtungen für das Großexperiment ASDEX stellte eine Herausforderung auch für die Zentralen Technischen Einrichtungen (ZTE) dar. In einer Vorausschau für das Jahr 1979 waren wieder weit mehr Aufträge angekündigt als ZTE-intern hätten bewältigt werden können, und einige Arbeitsgruppen verfügten ständig über Polster konkreter Aufträge für mehr als ein halbes Jahr. Nur eine straff koordinierte Abwicklung, in die auch die Örtlichen Werkstätten (ÖW) und Fremdfirmen einbezogen wurden, ermöglichte die Einhaltung der wichtigsten Termine. Zugunsten der prioritären Aktivitäten mußte die Versorgung einiger Projekte auf ein Minimum reduziert werden. Auch innerbetriebliche Routinearbeiten wurden zurückgestellt.

Bei praktisch konstantem Personalstand konnte den Anforderungen der Projekte nur durch verstärkte Inanspruchnahme von Fremdfirmen mit Hilfe von Werkverträgen Rechnung getragen werden. Damit konnte die Zahl der für Fertigungsaufträge erbrachten Arbeitsstunden um mehr als 20% auf 320 000 Stunden erhöht werden. Interne und externe Kostensteigerungen durch Lohnerhöhungen und Materialpreiserhöhungen konnten nicht mehr durch Rationalisierungsmaßnahmen aufgefangen werden, zumal das Investitionsvolumen der ZTE auf ein absolutes Minimum reduziert werden mußte. Der (einheitliche) Stundensatz mußte am 1. 4. 1979 um ca. 10% auf DM 49,–/Auftragsstunde angehoben werden.

Das Organigramm der ZTE (siehe nächste Seite) läßt erkennen, daß durch Zusammenfassung von Material- und Chemischen Technologien die Organisation gestrafft und die Variabilität im Personaleinsatz erhöht wurde. – Typische Dienstleistungen der ZTE werden im folgenden kurz dargestellt.

1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungstechnik

(M. Kottmair, A. Hipper)

Annähernd gleiche Anteile der verfügbaren Arbeitskapazität nahmen Bearbeitung von Aufträgen der Projekte und Arbeiten für Unterhalt und Erweiterung der Energieversorgung in Anspruch. Für Geräte der Starkstromtechnik und für elektrische Steuer- und Regeleinrichtungen wurden Fertigungsunterlagen erstellt, sowie die Projektierung verschiedener Stromversorgungssysteme ausgeführt. Den Hauptanteil der projektbezogenen Aufträge nahmen Projektierung und Inbetriebnahme der Steuerungen von Untersystemen des Experimentes ASDEX in Anspruch. Mit der Projektierung der Stromversorgung für das Projekt ZEPHYR wurde begonnen.

Die Zentrale Elektrowerkstatt (E. Hecht) fertigte im Rahmen von 220 Aufträgen u.a. folgende Anlagen und Geräte:

- Versorgungsgeräte und Anlagen für Hoch- und Niederspannung,
- Energie-, Steuer- und Meßleitungen (Fertigung und Montage),
- Spulen, Transformatoren und Drosseln (Fertigung und Montage),
- Kondensatorbatterien, einschließlich der Steuerungssysteme und Ladeanlagen.

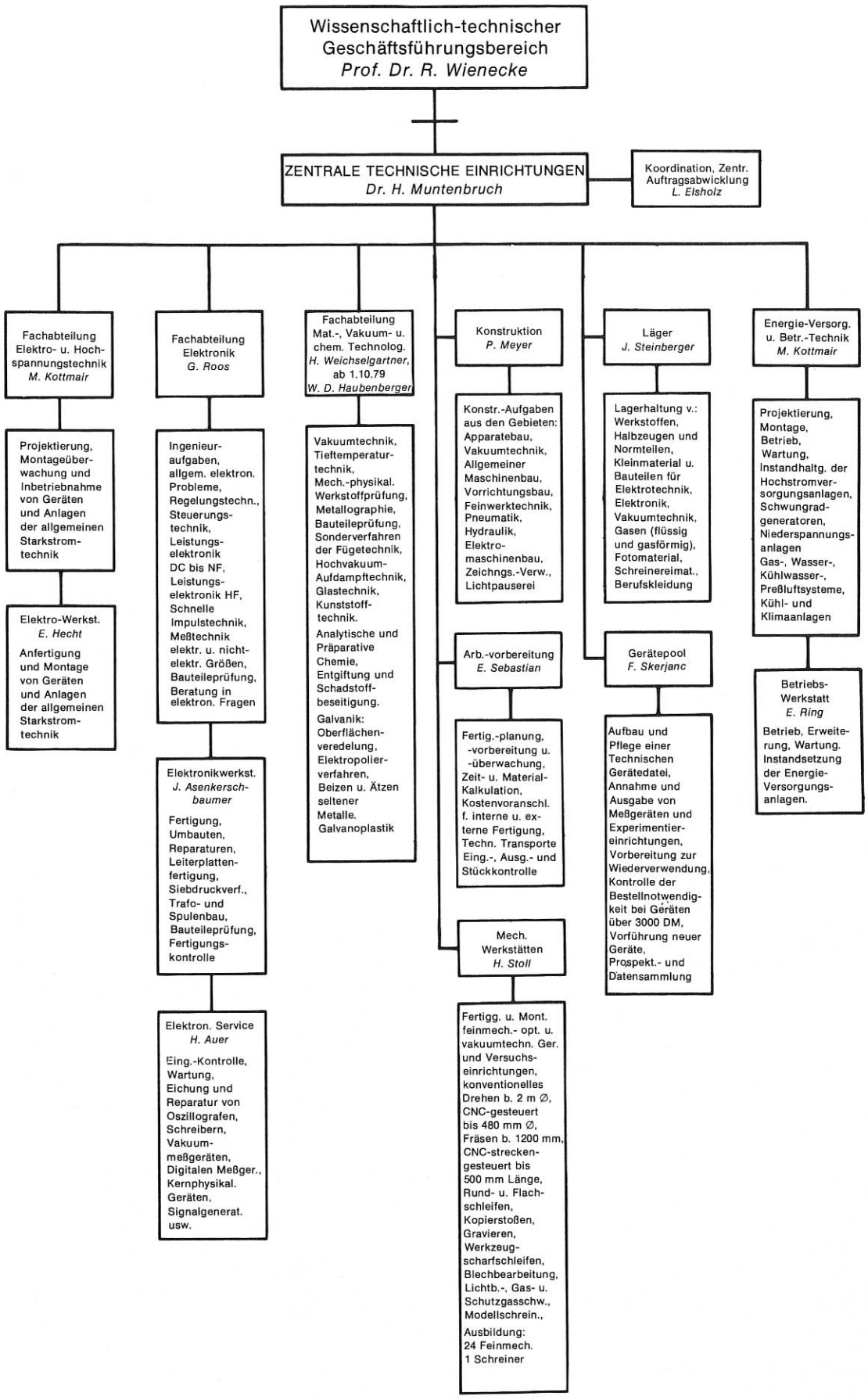
2. Fachabteilung Elektronik

(G. Roos, W. Melkus)

Die Ingenieuraufgaben mußten aufgrund der knappen Personalausstattung auf drei größere Aufgaben konzentriert werden, außer denen fast nur noch Arbeiten für das Projekt ASDEX ausgeführt werden konnten.

Die drei Hauptaufträge betrafen:

- Hochspannungsschalt- und regelanlagen für die Neutralinjektion:


Wissenschaftlich-technischer Geschäftsführungsbereich
Prof. Dr. R. Wienecke
ZENTRALE TECHNISCHE EINRICHTUNGEN
Dr. H. Muntenbruch
Koordination, Zentr. Auftragsabwicklung
L. Elsholz
Fachabteilung Elektro- u. Hochspannungstechnik
M. Kottmair
Projektierung, Montageüberwachung und Inbetriebnahme von Geräten und Anlagen der allgemeinen Starkstromtechnik
Elektro-Werkst.
E. Hecht
Anfertigung und Montage von Geräten und Anlagen der allgemeinen Starkstromtechnik
Fachabteilung Elektronik
G. Roos
Ingenieuraufgaben, allgem. elektron. Probleme, Regelungstechn., Steuerungstechnik, Leistungselektronik DC bis NF, Leistungselektronik HF, Schnelle Impulstechnik, Meßtechnik elektr. u. nichtelektr. Größen, Bauteileprüfung, Beratung in elektron. Fragen
Elektronikwerkst.
J. Asenkerschbaumer
Fertigung, Umbauten, Reparaturen, Leiterplattenfertigung, Siebdruckverf., Trafo- und Spulenbau, Bauteileprüfung, Fertigungskontrolle
Elektron. Service
H. Auer
Eing.-Kontrolle, Wartung, Eichung und Reparatur von Oszillografen, Schreibern, Vakuummeßgeräten, Digitalen Meßger., Kernphysikal. Geräten, Signalgenerat. usw.
Fachabteilung Mat.-, Vakuum- u. chem. Technolog.
H. Weichselgartner, ab 1.10.79
W. D. Haubenberger
Vakuumtechnik, Tieftemperaturtechnik, Mech.-physikal. Werkstoffprüfung, Metallographie, Bauteileprüfung, Sonderverfahren der Fügetechnik, Hochvakuum-Aufdampftechnik, Glastechnik, Kunststofftechnik.
Analytische und Präparative Chemie, Entgiftung und Schadstoffbeseitigung.
Galvanik: Oberflächenveredelung, Elektropolierverfahren, Beizen u. Ätzen seltener Metalle. Galvanoplastik
Konstruktion
P. Meyer
Konstr.-Aufgaben aus den Gebieten: Apparatebau, Vakuumtechnik, Allgemeiner Maschinenbau, Vorrichtungsbau, Feinwerktechnik, Pneumatik, Hydraulik, Elektromaschinenbau, Zeichngs.-Verw., Lichtpauserei
Arb.-vorbereitung
E. Sebastian
Fertig.-planung, -vorbereitung u. -überwachung, Zeit- u. Material-Kalkulation, Kostenvoranschl. f. interne u. externe Fertigung, Techn. Transporte Eing.-, Ausg.- und Stückkontrolle
Mech. Werkstätten
H. Stoll
Fertigg. u. Mont. feinmech.- opt. u. vakuumtechn. Ger. und Versuchseinrichtungen, konventionelles Drehen b. 2 m Ø, CNC-gesteuert bis 480 mm Ø, Fräsen b. 1200 mm, CNC-streckengesteuert bis 500 mm Länge, Rund- u. Flachschleifen, Kopierstoßen, Gravieren, Werkzeugscharfschleifen, Blechbearbeitung, Lichtb.-, Gas- u. Schutzgasschw., Modellschrein.,
Ausbildung: 24 Feinmech. 1 Schreiner
Läger
J. Steinberger
Lagerhaltung v.: Werkstoffen, Halbzeugen und Normteilen, Kleinmaterial u. Bauteilen für Elektrotechnik, Elektronik, Vakuumtechnik, Gasen (flüssig und gasförmig), Fotomaterial, Schreinereimat., Berufskleidung
Gerätepool
F. Skerjanc
Aufbau und Pflege einer Technischen Gerätedatei, Annahme und Ausgabe von Meßgeräten und Experimentiereinrichtungen, Vorbereitung zur Wiederverwendung, Kontrolle der Bestellnotwendigkeit bei Geräten über 3000 DM, Vorführung neuer Geräte, Prospekt.- und Datensammlung
Energie-Versorg. u. Betr.-Technik
M. Kottmair
Projektierung, Montage, Betrieb, Wartung, Instandhaltg. der Hochstromversorgungsanlagen, Schwungradgeneratoren, Niederspannungsanlagen Gas-, Wasser-, Kühlwasser-, Preßluftsysteme, Kühl- und Klimaanlagen
Betriebs-Werkstatt
E. Ring
Betrieb, Erweiterung, Wartung. Instandsetzung der Energie-Versorgungsanlagen.

Von den vier für die Neutralinjektion an W VII gefertigten Anlagen sind drei mit inzwischen insgesamt 1200 Stunden in Betrieb. Dabei trat bisher nur ein Ausfall auf, der auf das herstellungsbedingte Versagen eines Kohlemassewiderstandes zurückzuführen war. Die Zuverlässigkeit der Anlage kann deshalb als voll zufriedenstellend angesehen werden. Auch die vierte Anlage ist inzwischen betriebsbereit. Für ASDEX sind weitere Anlagen mit leistungsfähigeren Röhren in Arbeit.

- Terminal-Zeitschaltglied:
  In den letzten Jahren wurden im IPP eine große Anzahl von Bildschirmterminals in Betrieb genommen. Besonders bei den Geräten mit Speicherröhren tauchte dabei das Problem auf, daß die teuren Bildschirme bei ständigem Betrieb zu schnell ersetzt werden mußten. Dazu kam ein nicht unerheblicher Stromverbrauch. Deshalb wurde (auftragsgemäß) eine elektronische Schaltung entwickelt, welche die Terminals nach einer einstellbaren Zeit (z.B. 1/2 Stunde) selbständig vom Netz trennt, sobald der Benutzer seine Tätigkeit beendet hat. Das Terminal kann dann sowohl vom Benutzer (durch Tastendruck), als auch vom Computer (durch Adressierung) wieder eingeschaltet werden. Besonderer Wert wurde auf die Störsicherheit gegenüber »computerfremden« Signalen gelegt. Mit diesem »Terminal-Zeitschaltglied« können alle Geräte mit einer V24-Schnittstelle betrieben werden. Außer einer Erhöhung der Lebensdauer und verringertem Stromverbrauch ergibt sich auch eine geringere Brandgefahr gerade dann, wenn die Geräte nicht beaufsichtigt werden.
- Radialfeldsteller für ASDEX:
  Der Radialfeldsteller wurde in diesem Jahr gefertigt und montiert. Dabei mußten die Arbeiten mehrmals für längere Zeit unterbrochen werden, um für den ASDEX dringendere Arbeiten auszuführen. Die endgültige Fertigstellung und Erprobung der Gesamtanlage wird daher erst zu Beginn des Jahres 1980 erfolgen.

Die Zentrale Elektronikwerkstatt (J. Asenkerschbaumer) leistete mit elf Facharbeitern ca. 15 000 auftragsbezogene Arbeitsstunden. Dabei war das Jahr 1979 gekennzeichnet durch einen extremen Personalmangel, der vor allem auf sehr hohen Arbeitsanfall infolge der Fertigstellung von ASDEX zurückzuführen war. Deshalb mußte ein beträchtlicher Teil der Arbeiten mit Hilfe von Werkverträgen an die Industrie vergeben werden, obwohl dies oft zu Problemen, z. B. bei der Inbetriebnahme führte. Die Arbeiten erstreckten sich (wie immer) über einen weiten Bereich der elektronischen Technik.

Der Zentrale Elektronikservice (H. Auer) bearbeitete mehr als 1000 Aufträge, davon etwa 20% zur Eingangsprüfung neuer Geräte.

Aus den Arbeiten resultierte ein Patent (Ammer, R., Roos, G., Lang, R.: Photoelektrische Einrichtung zum Erzeugen eines einer Nutzlichtänderung entsprechenden elektrischen Ausgangssignals, D.P.A. P 29 14 266.3 [1979]) und ein Gebrauchsmuster (Ammer, R., Roos, G.: Leckfühler für ein elektronisches Flüssigkeits-Lecküberwachungsgerät, Gbm.: 79 07 975 [1979]).

3. Fachabteilung Material-, Vakuum- und Chemische Technologien

(H. Weichselgartner, W. D. Haubenberger)

Die Zahl der Aufträge erhöhte sich gegenüber dem Vorjahr um 30% auf mehr als 1000. Dabei ist hervorzuheben, daß darunter auch Aufträge waren, die einzeln den Großteil der Jahresstunden einzelner Bearbeiter beanspruchten.

Darunter sind zu erwähnen:
- Entwicklung eines Verbundleiters Kupfer-Austenit für Toroidalfeldspulen (ZEPHYR),
- Werkstoff- und Prüfprobleme bei Werkstoffen für Limiter und Schutzschild (ZEPHYR).

Weiterhin waren bemerkenswert:
- Konstruktion und Herstellung von Metall/Keramik-Verbindungen (Stromdurchführungen und Mikrowellenfenster),
- Anpassung des Schwenkapparates für Teilchenanalyse am Experiment W VII an neue Betriebsbedingungen,
- Lecksucharbeiten an zum Teil großen Bauteilen, s. Abb. 1)

Abb. 1 Lecksucharbeiten an einem CF-Flansch NW 600 für ASDEX

- Materialprüfungen an Metallen und Isolationswerkstoffen bei Raumtemperatur und bei 77 K,
- Gasabgabemessungen an Kunststoffen bei Raumtemperatur und bei 150 °C,
- Dauerscherwechselbelastung an Vespelproben,
- Isolierrahmen für das ASDEX-Gefäß aus glasfaserverstärktem Kunststoff,
- Isolation der V- und MC-Spulen sowie Zuleitung und Überstiege (ASDEX),
- Induktionslöten von Kupferleitern größeren Querschnittes (ASDEX),
- Herstellung von Glassinterteilen mit 14 Durchführungen, in Vaconhülsen eingeschmolzen (ASDEX),
- Verschiedene Entladungsröhren (Glas/Metall-Verschmelzungen) für Laserversuche,
- Experimentelle Beiträge zur Tritium-Technologie (siehe Systemstudien),
- Klassieren, analysieren, deklarieren von 5 t Sondermüll vor der Weiterbehandlung bei der Gesellschaft zur Beseitigung von Sondermüll (im Rahmen von Umweltschutzmaßnahmen),
- Überwachung der Betriebswässer und Kontrolle der galvanischen Bäder,
- Analyse von anorganischen Stoffen (metallischen Werkstoffen); Beginn von Eingangskontrolluntersuchungen bei besonders wichtigen Chargen (sauerstofffreiem Kupfer!),
- Befüllung von »Atomstrahlöfen« mit Alkalimetallen wie Na, K, Rb, Cs,
- Komplexe Reinigung von Perfluorisopropyljodid für Jodlaser (PLF),
- Galvanische Oberflächenbehandlung komplizierter Bauteile, vorwiegend für ASDEX. (Diese Arbeiten konnten trotz großen Personalmangels termingerecht durchgeführt werden.)

4. Zentrale Konstruktion

(P. Meyer, U. Broßmann, W. Sandmann)

Der Schwerpunkt der Konstruktionsarbeiten lag 1979 beim Experiment ASDEX. Die beabsichtigte Schließung aller Gefäßöffnungen zum Jahresende führte noch einmal zu einem vorübergehenden starken Arbeitsanfall, die Apparatur selbst betreffend, vor allem an Flanschen und Gefäßeinbauten. Im übrigen stand die Konstruktion der Diagnostikeinrichtungen im Vordergrund.

Für das Projekt ZEPHYR ergab sich ein schnell ansteigender Bedarf an hochqualifizierten Konstrukteuren. Mit Konstruktionsarbeiten für die Toroidalfeldspulen, das Gefäß, das Gesamtkonzept und die Poloidalfeldspulen konnte begonnen werden.

Die Projekte Neutralinjektion, Wendelstein VII A und Plasma-Wand-Wechselwirkung beanspruchten, einzeln betrachtet, die Konstruktion dagegen in deutlich geringerem Umfang.

Eine Reihe von Konstruktionsaufgaben, weniger als im Vorjahr, mußte an externe Konstruktionsbüros vergeben werden. Ein Versuch, von anderen Instituten Konstruktionshilfe für klar definierbare Aufgaben zu erhalten, verlief erfolgreich. Die DFVLR konstruierte einen Targetmanipulator für das IPP.

Für die Aufgaben des Institutes am Experiment JET beschaffte und erstellte die Zentrale Konstruktion Planungsunterlagen und klärte Fragen des Platzangebotes und der räumlichen Verträglichkeit.

Die Arbeiten führten unter anderem zu einem Patent (Melchior, W.: Vorrichtung zum axialen Verstellen einer drehbaren Welle einer Vakuum-Drehdurchführung, OS 27 30 804 [1979]).

5. Zentrale Arbeitsvorbereitung

(E. Sebastian)

Die Auftragsbearbeitung erreichte 1979 durch den Aufbau des ASDEX einen neuen Höhepunkt. 142 000 Fertigungs- und Montagestunden wurden in der Arbeitsvorbereitung (AV) vorbereitet, über 10 % mehr als 1978. Ähnlich wie im Vorjahr wurden davon 92 000 Auftragsstunden von den Zentralen Mechanischen Werkstätten geleistet, von fremden Firmen etwa 50 000 Stunden. 1050 Stunden wurden für Fertigung in den örtlichen Werkstätten vorbereitet.

Etwa 80 % der internen und externen Fertigung wurden für ASDEX ausgeführt und nahezu 100 % der Montagearbeiten. Den Bedürfnissen beim Aufbau entsprechend, ergaben sich sowohl bei Fertigung als auch bei Montage ausgesprochene Bedarfsspitzen (s. Abb.), die schwierig zu bewältigen waren.

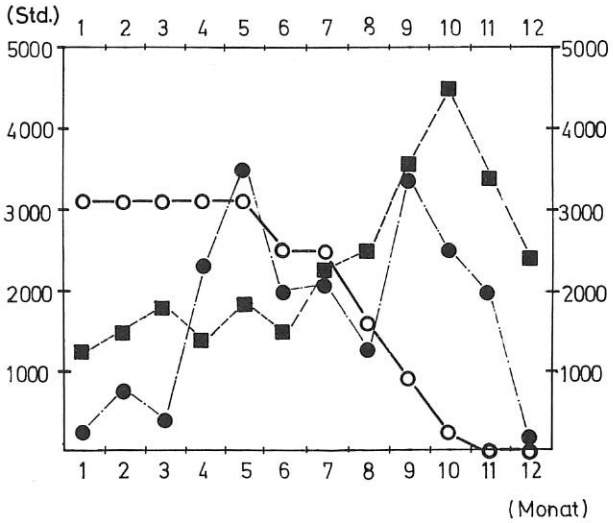


Abb. 2 Beitrag von Fremdfirmen an Fertigung und Montage auf dem Gebiet der Mechanik

○ **von der AV vorbereitete externe Fertigung (Fertigungsstunden vorkalkuliert oder geschätzt)**

● **von externen Fertigern ausgeführte Arbeiten (Fertigungsstunden gemäß Rechnungsstellung)**

■ **von externen Firmen geleistete Montagearbeit (im Rahmen von Werkverträgen)**

Auch die Zahl der notwendigen Zwischen- und Endkontrollen spiegelte die Auftragsflut wider. Vor allem die Eingangskontrolle der von Fremdfirmen gelieferten Teile erwies sich als zeitaufwendig, aber auch dringend nötig, da die Qualitätsanforderungen teilweise unüblich hoch waren.

Die zum Ausgleich des Personalmangels praktizierte Verfahrensweise in Arbeitsvorbereitung und Kontrolle, bei gleichem Personalstand größeren Arbeitsanfall durch »großzügigere« Planung und Überprüfung auszugleichen, darf keinesfalls noch weiter ausgedehnt werden.

6. Zentrale Mechanische Werkstätten

(H. Stoll)

Von Facharbeitern (92 000 Stunden) und Auszubildenden (3000 Stunden) wurden, wie im Vorjahr, ca. 95 000 Produktionsstunden erbracht. Der Personalstand blieb praktisch konstant (einschließlich Auszubildender am Jahresende 106 Mitarbeiter). Bemerkenswert ist die hohe Fluktuation von ca. 12%, die allerdings zur Hälfte auf den Wechsel bei zeitlich begrenzt angestellten Jungfacharbeitern und auf Versetzungen innerhalb des IPP (der MPG) zurückzuführen ist.

In der Schlosserei (G. Lampart) war die Arbeit von der Abordnung von durchschnittlich 60% der Mitarbeiter für Montagearbeiten am ASDEX-System gekennzeichnet. Zur Einhaltung wichtiger Termine mußten an 140 Arbeitstagen Mitarbeiter anderer Werkstätten hinzugezogen werden. Darüberhinaus wurden an 30 Arbeitstagen zwei Schweißer einer Fremdfirma eingesetzt. Insgesamt wurden 95% der Arbeiten für ASDEX geleistet. Sie betrafen u.a. die Fertigung der V-, MC- und RF-Spulen und deren Zuleitungen und vielfältige Montagen an Gefäß, Spulen und Gerüst. Zur Beschleunigung des Aufbaus mußte ab dem 2. Quartal im Zweischichtbetrieb gearbeitet werden.

Die Fertigung in der Mechanik (J. Müller) wurde vor allem durch Aufträge mit äußerst knappen Lieferterminen geprägt. Dabei dominierte die Herstellung von Flanschen mit teils sehr großen Durchmessern. Bemerkenswert waren aber auch Fräsarbeiten an sehr langen Kupferteilen von Spulen und Strombrücken (s. Abb.). Die Arbeiten wurden teilweise in allerengster Zusammenarbeit mit dem ASDEX-Montageteam durchgeführt und führten zu einer Überlastung des Fräsmaschinenparks, der nur durch die Ableistung von einigen hundert Überstunden teilweise kompensiert werden konnte.

Auch die Feinmechanik (R. Singer) war im Berichtsjahr zu etwa 95% für ASDEX tätig. Erfreulicherweise wurden (mehr als in den Vorjahren) umfangreiche Diagnostikeinrichtungen gefertigt und montiert, die hochpräzise feinmechanische Baugruppen (z.B. Bolometerköpfe mit Schrittschaltwerken) umfaßten.

Auch in die Unterweisung von Auszubildenden im 3. und 4. Lehrjahr (gleichzeitig bis zu 6 Auszubildende) und in die Ausbildung von Ingenieurschulpraktikanten (je Semester 3 Praktikanten) war die Feinmechanik in bemerkenswertem Maße eingeschaltet.

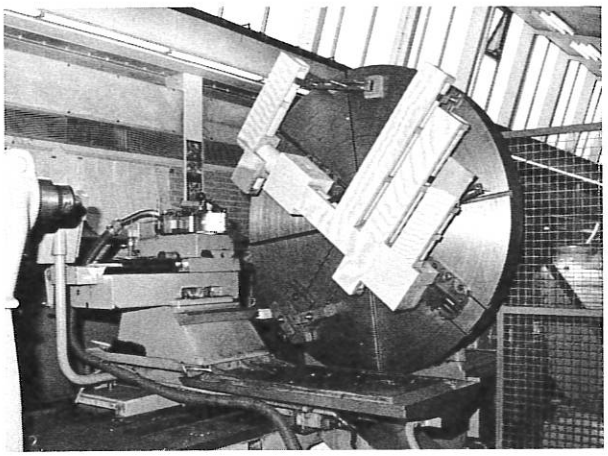


Abb. 3 Bearbeitung einer Spiegelhalterung für einen Interferometeraufbau auf einer Drehmaschine mit 2000 mm Drehdurchmesser.
Ein Teil des »Interferometerrahmens« aus glasfaserverstärktem Epoxydharz ist zur Bearbeitung der Spiegelauflageflächen auf der »Heyligenstaedt 900 Eav« aufgespannt. Er wird auf beiden Seiten plangedreht.

Nachdem im Januar vom Ausbildungsmeister in einer Eignungsprüfung von 50 Bewerbern sechs ausgewählt wurden, begannen diese in der Lehrwerkstatt (G. Knoll) am 1.9.1979 ihre Ausbildung zum Feinmechaniker. – Im Februar legten sechs Auszubildende ihre Facharbeiterprüfung vor der IHK-München ab. Wie gewohnt, waren die Ergebnisse überdurchschnittlich gut. Ein Prüfling erhielt sogar eine Auszeichnung. Zwei der Jungfacharbeiter konnten im Institut zeitlich unbefristet angestellt werden. – Im März wurden die im Berufsbildungsgesetz vorgeschriebenen Zwischenprüfungen durchgeführt, die auch gute Ergebnisse zeitigten. – Von den Auszubildenden im 3. und im 4. Lehrjahr wurden ca. 3000 produktive Arbeitsstunden geleistet.

Die Arbeitsstunden der Mitarbeiter der Schreinerei (W. Kaehs) kamen relativ gleichmäßig allen Bereichen des IPP zugute. Gefertigt wurden u.a. zwei Modelle der ZEPHYR-Apparatur und Modelle der Multipolanschlüsse für ASDEX (s. Abb.).

Im September wurde erstmals mit der Ausbildung eines Schreinerlehrlings begonnen. Trotz der noch geringen Erfahrungen erscheint die Ausbildung von jährlich einem Lehrling nun möglich und auch empfehlenswert.

Durch (planmäßigen) Ersatz alter Werkzeugmaschinen durch modernere und leistungsfähigere wurde die Ausstattung der Werkstätten den neuen Fertigungsaufgaben angepaßt. Eine »Gildemeister«-Universal-Drehmaschine NEF 480 mit CNC-Handeingabesteuerung, eine »Deckel«-Universal-Fräs- und -Bohrmaschine FP 3 A mit CNC-Streckensteuerung und eine »Kölle«-Formatkreissägemaschine KSF 41 wurden in den Maschinenpark integriert.

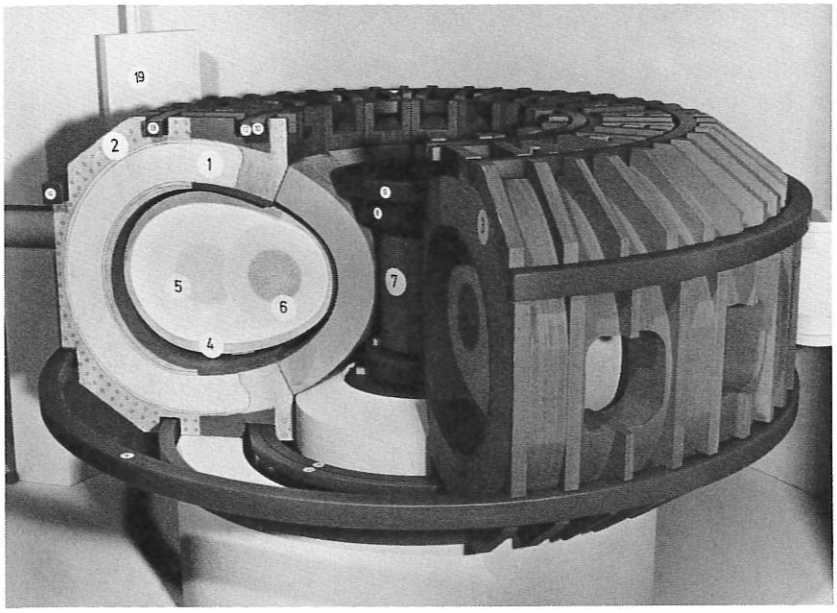


Abb. 4 1 : 10 Holzmodell des Experimentes ZEPHYR
Materialien: Sperrholz, Massivholz, Trovidur
Fertigungszeit: 270 Stunden (85% Schreinerei, 15% Mechanik).

7. Zentrale Läger

(J. Steinberger)

Die Zentralen Läger lieferten im Berichtsjahr Materialien und Bauteile im Wert von über 2,7 Mio DM aus.

Dabei wurden
- vom Materiallager vor allem die zentralen und örtlichen Werkstätten mit Halbzeugen, Normteilen usw. beliefert. Für Aufträge in der Zentralen Werkstätte wurden Materialien verschiedener Formen und Größen zugeschnitten.
- vom Elektro-, Elektronik- und Vakuumlager vor allem die Projekte mit Bauteilen und Geräten aus einem Sortiment von mehr als 4000 verschiedenen Artikeln beliefert,
- vom Gaselager die Projekte mit technischen, reinsten und flüssigen Gasen sowie exotischen Gasmischungen,
- vom Filmlager die Projekte mit Spezialfilmen und Papier,
- vom Holzlager alle Bereiche des Institutes mit Holz der verschiedensten Abmessungen, Sorten und Qualitäten,
- vom Mantellager die Mitarbeiter des IPP mit der notwendigen Arbeitskleidung.

8. Zentraler Gerätepool

(F. Skerjanc)

Gemeinsam mit Abteilungen der Verwaltung ist auch der Gerätepool mit der Gerätewirtschaft im IPP befaßt.

In diesem Rahmen werden
- eine technische Gerätedatei aufgebaut,
- der Gerätepark des IPP betreut und gepflegt,
- die Beschaffung neuer Geräte begutachtet,
- die Wiederverwertung gebrauchter Geräte betrieben, im IPP und mit Leihverträgen,
- Aussonderung, Verkauf bzw. Verschrottung unbrauchbarer Geräte veranlaßt.

Für die Technische Gerätedatei wurde ein Konzept erprobt, das seine Bewährungsprobe bestanden hat und auch Anerkennung außerhalb des IPP fand. Eine wesentliche Ausdehnung konnte 1979 aufgrund der engen finanziellen Grenzen nicht erfolgen.

Die Begutachtung von geplanten Anschaffungen wurde routinemäßig und im Rahmen von Vorjahresaktivitäten weitergeführt.

Auch Wiederverwertung und Aussonderung von Geräten hielten sich im Vorjahresrahmen:

Geräte mit einem Anschaffungswert von mehr als 1,5 Mio. DM wurden
- wieder an IPP-Projekte ausgegeben (ca. 40%)
- an auswärtige Institutionen verliehen (ca. 15%)
- an Institute, Schulen etc. verkauft (ca. 25%)
- an brasilianische Vertragspartner der Bundesregierung abgegeben. (ca. 20%)

Außerdem wurden Werkzeugmaschinen und Materialien im Wert von nahezu 100 000 DM an Firmen verkauft.

9. Energieversorgung und Betriebstechnik

(M. Kottmair, E. Ring)

Neben der Erledigung von Routinearbeiten wurden Erweiterungsarbeiten an der Energieversorgung durchgeführt:
- Die Notstromanlagen wurden durch ein 660 KVA-Dieselaggregat ergänzt und die Notstromverteilung, entsprechend dem höheren Leistungsangebot, erweitert.

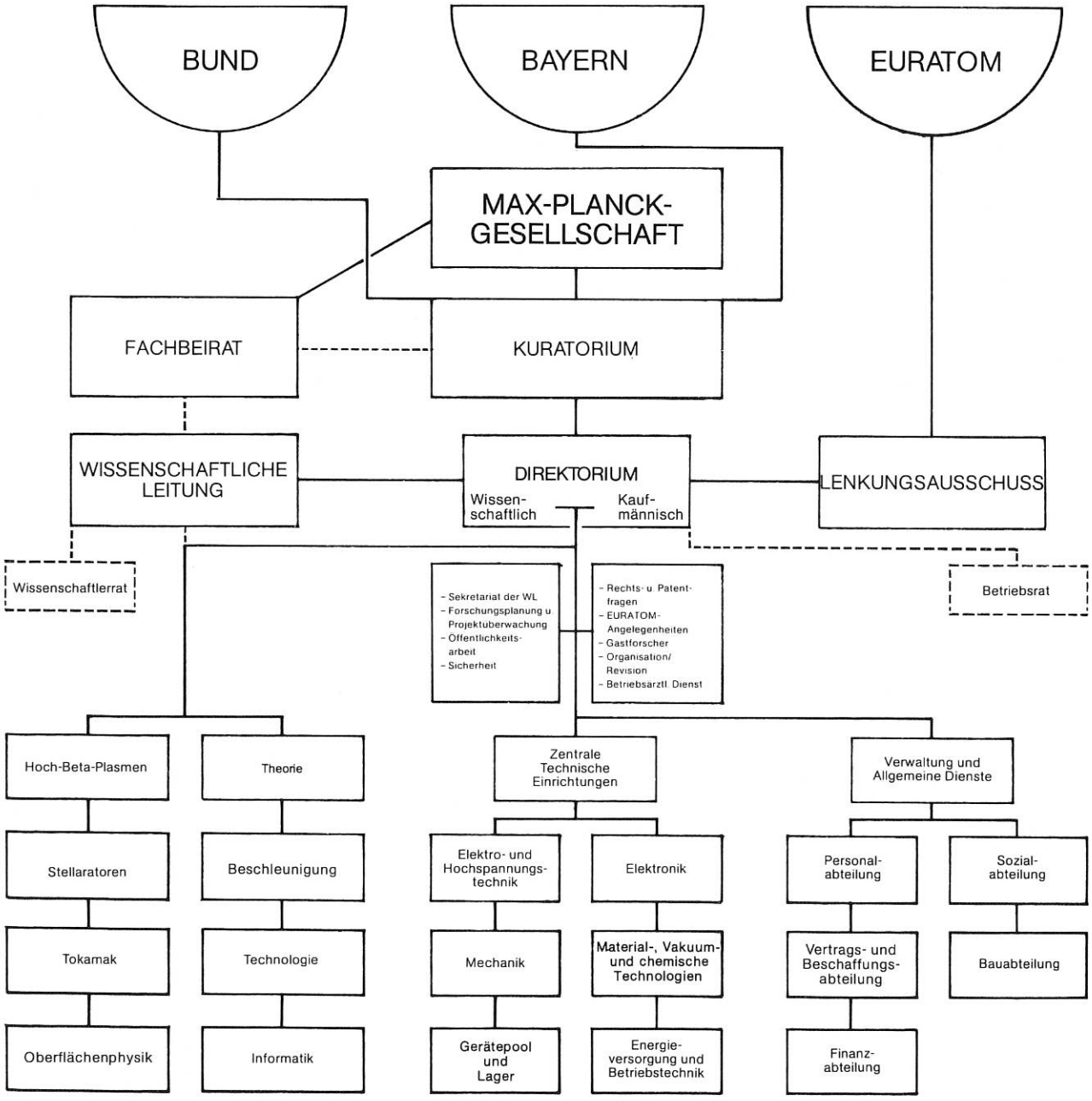
- Die Stromversorgung für die neue Rechenanlage wurde projektiert, installiert und in Betrieb gesetzt.
- Die Gruppe 1 der Thyristoranlagen L5E wurde, in Zusammenarbeit mit dem Hersteller, durch Kreisstromdrosseln ergänzt, so daß nach Abschluß der Inbetriebnahme unterbrechungsfreie Umschaltung der Stromrichtung möglich ist.
- Die Maschinensätze EZ1 und EZ2 wurden einer gründlichen Revision unterzogen.

Von den Arbeitsgruppen der Betriebstechnik wurden für die oben genannten Arbeiten und viele andere Aufträge (insgesamt 241) 32 000 Arbeitsstunden geleistet, teilweise vor und nach der üblichen Arbeitszeit und auch (für Kontroll- und Reparaturarbeiten) nachts und an Feiertagen.

Organisationsstruktur
des
IPP

Der organisatorische Aufbau des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik

Das am 28. Juni 1960 als gemeinnützige Gesellschaft mit beschränkter Haftung gegründete Institut für Plasmaphysik wurde gemäß den Beschlüssen des Senats der Max-Planck-Gesellschaft und der Gesellschafterversammlung des IPP ab 1. Januar 1971 als Max-Planck-Institut fortgeführt. Das Vermögen des Instituts für Plasmaphysik wurde auf die Max-Planck-Gesellschaft übertragen. Die vom Senat der Max-Planck-Gesellschaft für das Institut beschlossene Satzung trägt der bewährten Struktur und Handlungsfreiheit des Instituts in vollem Umfange Rechnung. Der organisatorische Aufbau des IPP stellt sich schematisch folgendermaßen dar:



Der organisatorische Aufbau des Instituts:

Die **Max-Planck-Gesellschaft** als Trägerorganisation erläßt die Institutssatzung, beruft die Wissenschaftlichen Mitglieder, die Mitglieder des Kuratoriums und des Fachbeirats, bestellt die Mitglieder des Direktoriums, überprüft die ihr satzungsgemäß zu erstattenden Berichte und wirkt im Kuratorium mit.

Finanzierungsträger des Instituts sind:
- die Bundesrepublik, die 1979 57% der Ausgaben finanzierte,
- der Freistaat Bayern, der sich mit 7% beteiligte,
- die Europäischen Gemeinschaften (EURATOM) mit 24%.

Die restlichen 12% wurden durch eigene Erträge erwirtschaftet.

Das **Kuratorium** hat eine unterstützende und allgemeine Aufsichts- und Entscheidungsfunktion. Es berät mit dem Direktorium und der Wissenschaftlichen Leitung das wissenschaftliche Programm und die daraus sich ergebenden Folgen für den Haushaltsplan. Nach Abschluß der Haushaltsverhandlungen mit den Finanzierungsträgern stellt das Kuratorium den Haushaltsplan fest und tritt insoweit an die Stelle des Senats der Max-Planck-Gesellschaft.

Mitglieder des Kuratoriums waren im Jahre 1979:

Professor Dr. Reimar Lüst, als Präsident der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e. V.;
Ministerialdirigent Dr. Wolf-J. Schmidt-Küster, als vom Bundesministerium für Forschung und Technologie entsandter Vertreter;
Ministerialdirigent Hugo Eick-Kerssenbrock (bis 30.6.1979), als vom Bundesminister der Finanzen entsandter Vertreter;
Ministerialdirektor Dr. Albert Reuter (bis 31.3.1979), Ministeraldirektor Herbert Kießling (ab 1.4.1979), Bayerisches Staatsministerium für Unterricht und Kultus, als vom Freistaat Bayern entsandter Vertreter;
Bundesminister a. D. Professor Dr. Hans Leussink;
Generaldirektor a. D. Dr. Alexander Hocker;
Dipl.-Volksw. Wolfgang Oehme, Vorstandsvorsitzender der Esso AG, als Senator der Max-Planck-Gesellschaft.

Der **Fachbeirat** berät das Institut in allen wissenschaftlichen Fragen. Er erstattet dem Präsidenten der Max-Planck-Gesellschaft jährlich einen Bericht über die wissenschaftliche Arbeit des Instituts und leitet diesen zugleich dem Kuratorium und der Wissenschaftlichen Leitung des Instituts zu. Mitglieder des Fachbeirats waren im Jahr 1979:

Professor Dr. Roy W. Gould (Vorsitzender), California Institute of Technology, Pasadena, USA;
Professor Dr. Bo Lehnert (stellvertr. Vorsitzender), The Royal Institute of Technology, Division of Plasma, Physics and Fusion Research, Stockholm, Schweden;
Professor Dr. Ludwig Biermann, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München;
Prof. Dr. C. M. Braams, FOM-Instituut voor Plasmafysica, Jutphaas, Holland;
Prof. Dr. Klaus Dransfeld, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart;
Professor Dr. Xaver Eder, Bayerische Akademie der Wissenschaften, Institut für Tieftemperaturforschung, Garching;
Dr. Rolf Gremmelmaier, Siemens AG, Zentrale Forschung und Entwicklung, Forschungslaboratorien, Erlangen;
Professor Dr. Dieter Kind, Präsident der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig, Institut für Hochspannungstechnik der Technischen Universität Braunschweig;
Professor Dr. Hans-Joachim Kunze, Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum;
Professor Dr.-Ing. Günther Lehner, Institut für Theorie der Elektrotechnik der Universität Stuttgart;
Professor Dr. Werner Schilling, Institut für Festkörperforschung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH;
Professor Dr. François Waelbroeck, Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH.

Die **Wissenschaftliche Leitung** des IPP, die aus den ständig im Institut tätigen Wissenschaftlichen Mitgliedern mit Leitungsfunktion besteht, stellt das Forschungsprogramm auf und beschließt den Zeit-, Personal- und Finanzrahmen der durchzuführenden Forschungsaufgaben, die Organisationsstruktur des wissenschaftlichen Bereiches, die Beauftragung von Wissenschaftlern mit Leitungsaufgaben und im Zusammenwirken mit dem Direktorium die Anstellung, Eingruppierung und Entlassung des wissenschaftlichen Personals. Ihr gehörten im Berichtsjahr 1979 an:

Professor Dr. Rudolf Wienecke, als Vorsitzender und Wissenschaftlicher Direktor;
Dr. Gerhart von Gierke, als stellvertretender Vorsitzender;
Dr. Günter Grieger,
Professor Dr. Friedrich Hertweck;
Dr. Michael Kaufmann;
Professor Dr. Dieter Pfirsch;
Professor Dr. Arnulf Schlüter;
Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter;
Dr. Siegbert Witkowski (beurlaubt zur PLF)
und Dr. Marcel Salvat für die Assoziation EURATOM-IPP.

In Sitzungen der Wissenschaftlichen Leitung wirkten beratend mit:

Professor Dr. Ewald Fünfer, emeritiertes Wissenschaftliches Mitglied;
Professor Dr. James McCune, auswärtiges Wissenschaftliches Mitglied;
Professor Dr. Harmut Zwicker, auswärtiges Wissenschaftliches Mitglied.

Das **Direktorium** besorgt die laufenden Geschäfte, entscheidet über die Verwendung der Haushaltsmittel, überwacht und regelt den Ablauf der Forschungsarbeiten, beschließt im Einvernehmen mit der Wissenschaftlichen Leitung über die Anstellung, Eingruppie-

rung und Entlassung des wissenschaftlichen Personals und vertritt das Institut nach innen und außen.

Ihm gehörten folgende Mitglieder an:
für den wissenschaftlich-technischen Geschäftsführungsbereich:
Professor Dr. Rudolf Wienecke (Vorsitzender);
Dr. Gerhart von Gierke;
Professor Dr. Arnulf Schlüter;

Für den kaufmännisch-administrativen Geschäftsführungsbereich:
Dr jur. Ernst-Joachim Meusel.

Der nach dem Assoziationsvertrag mit EURATOM gebildete **Lenkungsausschuß,** dem Vertreter der Kommission und des IPP angehören, legt das gemeinsame Programm fest, leitet dessen Durchführung, überwacht die Arbeiten, beschließt über Aufbau und Zusammensetzung der Forschungsgruppe und entscheidet über Einzelausgaben ab 250 000,– DM.

Der Lenkungsausschuß setzte sich wie folgt zusammen:
seitens der Kommission:
Professor Dr. Donato Palumbo (Vorsitz),
Dr. Charles Maisonnier,
Karl Melchinger;

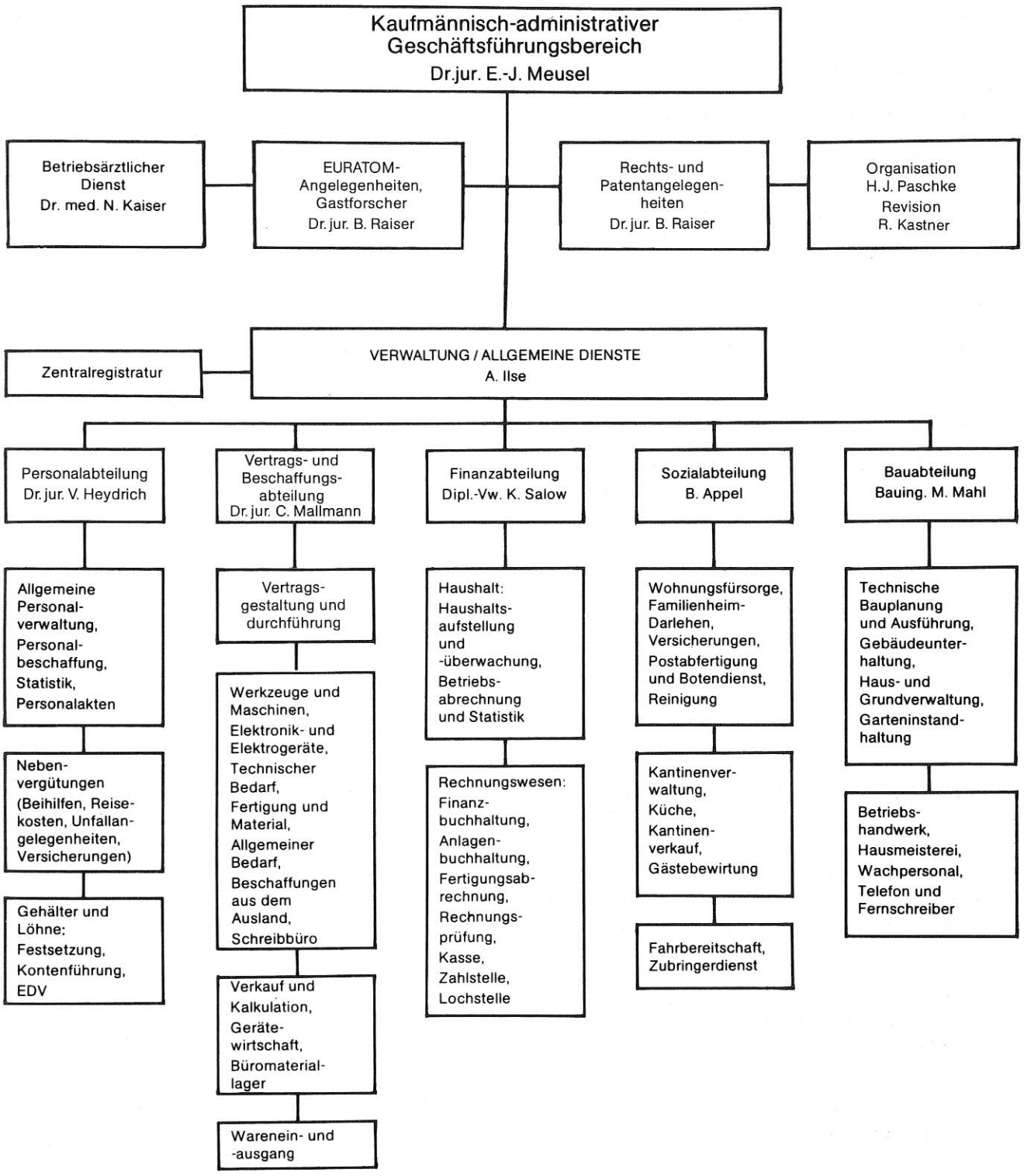
und seitens des Instituts:
Dr. Gerhart von Gierke,
Dr. Ernst-Joachim Meusel,
Professor Dr. Arnulf Schlüter,
Professor Dr. Rudolf Wienecke.

Der aus gewählten Vertretern der wissenschaftlichen Mitarbeiter bestehende **Wissenschaftlerrat** berät die Wissenschaftliche Leitung in allen Angelegenheiten ihres Entscheidungsbereiches, insbesondere in Fragen des wissenschaftlichen Programms, bei Struktur- und Personalfragen.

Der Wissenschaftlerrat setzte sich im Berichtsjahr wie folgt zusammen:
Dr. Gerd Fußmann (Vorsitzender);
Dr. Wolfgang Schneider (stellvertr. Vorsitzender);
Dr. Ricardo Croci,
Dr. Wolfgang Dänner,
Dr. Peter Merkel,
Dr. Gerhard Müller,
Dr. Joachim Roth,
Dr. Joachim Steuerwald,
Dr. Heinrich Weichselgartner und
Dr. Herbert Pummer (bis 14.11.1979) bzw.
Dr. Michael Stock (ab 15.11.1979)
als Gast für die an die Projektgruppe für Laserforschung abgeordneten Wissenschaftler.

Dem **Betriebsrat** gehörten folgende Mitglieder an:
Heinz Fendl (hauptamtlich als Vorsitzender);
Fritz Lehnert (hauptamtl. als stellv. Vorsitzender);
Dr. Heinrich Wulff (hauptamtlich),
Anton Albrecht,
Heinz Flohr,
Manfred Hunger,
Michael Karpfinger,
Richard Kraus,
Georg Pollner,
Dr. Walter Poschenrieder,
Ursula Rang,
Rudolf Rößer,
Hans Stresau,
Gerhard Wulff,
Irene Zellner.

Kaufmännische Geschäftsführung, Verwaltung, Allgemeine Dienste



Rechtsangelegenheiten

(Dr. jur. B. Raiser)

Die Schwerpunkte der Arbeit lagen in der Betreuung der Organe sowie in der Klärung von Rechtsfragen institutsrechtlicher und allgemeiner Art.

Patentangelegenheiten

(Dr. jur. B. Raiser; Dipl.-Phys. Dr. Ing. M. Hüls)

Die Patentstelle verwaltet die gewerblichen Schutzrechte des IPP und sorgt für ihre Verwertung. Bis zum Jahresende 1979 wurden insgesamt 120 Schutzrechte

und Schutzrechtsanmeldungen betreut, die sich wie folgt aufgliedern:

erteilte deutsche Patente	14
erteilte ausländische Patente	45
eingetragene Gebrauchs- und Geschmacksmuster (Deutschland: 4, Ausland: 3, international: 1)	8
laufende deutsche Anmeldungen	18
laufende ausländische Anmeldungen	35

Die Verwertung der Schutzrechte erfolgt in Zusammenarbeit mit der zur Max-Planck-Gesellschaft gehörenden Firma »Garching Instrumente, Gesellschaft zur industriellen Nutzung von Forschungsergebnissen m.b.H.«.

Organisation und Revision

(H.-J. Paschke; R. Kastner – mit der Wahrnehmung beauftragt)

Der Leiter der Organisation überwachte in seiner Funktion als Datenschutzbeauftragter die Erfüllung und Einhaltung des Datenschutzgesetzes. Er wurde ferner mit der Betreuung der Installation des Rechnersystems IBM 4331 beauftragt. Das System soll der Entwicklung und Durchführung von EDV-Verwaltungsaufgaben dienen und insbesondere auch betriebliche Datenschutzaspekte und Forderungen des Datenschutzgesetzes abdecken.

Der Schwerpunkt der Tätigkeit der Revision lag in der Prüfung des Betriebsärztlichen Dienstes. Daneben wurden verschiedene routinemäßige Prüfungen vorgenommen.

Betriebsärztlicher Dienst

(Dr. med. N. Kaiser)

Im Betriebsärztlichen Dienst, der auch die Mitarbeiter der übrigen Institute auf dem Forschungsgelände betreut, wurde in 7380 Fällen ärztliche Hilfe geleistet; enthalten sind darin 63 Einstellungsuntersuchungen, 1132 Behandlungen, 183 Sonderuntersuchungen, 892 Vorsorgemaßnahmen und 786 arbeitsschutzrechtlich vorgeschriebene Untersuchungen. Ferner wurden 16 846 Laborleistungen einschließlich Kontrollen erbracht.

Verwaltung/Allgemeine Dienste

(Leitung: A. Ilse)

Der Bereich »Verwaltung« umfaßt die Personalabteilung, die Vertrags- und Beschaffungsabteilung sowie die Finanzabteilung. Zu den »Allgemeinen Diensten« gehören die Sozial- und die Bauabteilung.

Aufgrund des Vertrages zur Gründung der Projektgruppe für Laserforschung der Max-Planck-Gesellschaft e. V. werden auch die Verwaltungsgeschäfte der Projektgruppe von der Verwaltung des IPP wahrgenommen.

Personalabteilung

(Dr. jur. V. Heydrich)

Die Löhne und Gehälter wurden tariflich mit Wirkung vom 1.3.1979 um 4% (Vorjahr 4,5%) erhöht, das Urlaubsgeld wurde von bisher DM 150,— auf DM 300,— angehoben.

Vom 1.1.1979 bis 31.12.1979 hat sich die Anzahl der Beschäftigten von 1062 um 12 auf 1050 verringert. Darin sind enthalten: 7 Austritte von Mitarbeitern auf Planstellen, die bereits wieder besetzt bzw. verfügt sind.

Der Personalstand zu den Jahresenden 1978 und 1979 stellt sich wie folgt dar:

	Stand: 31.12.78	Stand: 31.12.79
Wissenschaftler*)	231	229
Technisches Personal	529	524
Direktorium und Verwaltung	83	83
Allgemeine Dienste und Betriebsrat	159	158
	1002	994
Auszubildende und Praktikanten	35	38
Doktoranden und Diplomanden	16	10
Zeithilfen	9	8
	60	56
Gesamt-Personal	1062	1050

*) mit Gastwissenschaftlern

Die Austrittsfluktuation der Mitarbeiter auf Planstellen in der Zeit vom 1. Januar 1979 bis 31. Dezember 1979 ist in der nachstehenden Übersicht dargestellt:

				(Zahlenstand 31.12.1978)
Gruppe 1 = wiss. Angestellte	C 4	– BAT Ia	1,2%	0,0%
Gruppe 2 = wiss. Angestellte	BAT Ib	– BAT IIa	3,3%	1,7%
Gruppe 3 = techn. Angestellte	BAT IIaT	– BAT Va	0,0%	3,0%
Gruppe 4 = techn. Angestellte	BAT Vb	– BAT VIb	3,7%	3,1%
Gruppe 5 = techn. Angestellte	BAT VII	– BAT X	11,5%	0,0%
Gruppe 6 = Verw. Angestellte	B 4	– BAT Vb	2,6%	10,6%
Gruppe 7 = Verw. Angestellte	BAT Vc	– BAT X	7,9%	7,8%
Gruppe 8 = Facharbeiter	MTB I	– MTB IV	4,5%	6,0%
Gruppe 9 = ungel. Arbeiter	MTB V	– MTB VIII	2,5%	5,6%
Gesamtfluktuation (Planstellen)			3,5%	4,1%

Die Zahl der schwerbehinderten Beschäftigten ist seit dem 31.12.1978 von 39 um 22 auf 61 angestiegen. Die gesetzlich vorgeschriebene 6% Quote von z. Zt. 61 Behinderten ist somit erreicht.

Zum Jahresende 1979 waren 6 Mitarbeiter des IPP für eine mehrjährige Mitarbeit am europäischen Großprojekt der Fusionsforschung »JET« nach Culham/Großbritannien beurlaubt.

Zum deutsch-französischen Projekt WEGA beim Commissariat à L'Energie Atomique (CEA) waren 1979 7 Mitarbeiter abgeordnet.

Finanzabteilung

(Dipl.-Volkswirt K. Salow)

	MDM
Das Haushaltsvolumen des Instituts wurde vom Kuratorium für das Jahr 1979 festgestellt auf	109,1
Für die Tarifsteigerungen wurden Personalmehrmittel erforderlich in Höhe von	0,7
Somit belief sich das endgültige Haushaltsvolumen auf	109,8

Die Ausgaben im Berichtsjahr setzten sich, verglichen mit den Vorjahren, wie folgt zusammen.

	1977 MDM	1978 MDM	1979 MDM
Personalausgaben	44,9	46,8	48,9
Sachausgaben	18,7	20,1	21,6
Beteiligung JET-Projekt	—,–	1,2	3,9
Durchlaufende Mittel für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	—,–	3,8	2,1
Betriebsausgaben	63,6	71,9	76,5
Laufende Investitionen	8,8	12,4	12,9
Investitionen nach Plan	19,7	12,0	20,4
Investitionen insgesamt	28,5	24,4	33,3
Gesamtausgaben	92,1	96,3	109,8

Die Finanzierung wurde wie folgt vorgenommen:

Eigene Erträge	14,6	15,7	13,5
EURATOM-Zuschüsse für IPP		20,2	24,4
für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	—,–	3,8	2,1
Zuschuß des Bundes	50,9	50,9	62,8
Zuschuß des Freistaates Bayern	5,6	5,7	7,0
Finanzierung insgesamt	92,1	96,3	109,8

Die nicht benötigten Mittel wurden von den Zuwendungsgebern nicht angefordert.

Vertrags- und Beschaffungsabteilung

(Dr. jur. C. Mallmann)

Das Auftragsvolumen lag im Berichtsjahr bei rund 28 MDM. Die Anzahl der erteilten Aufträge stieg leicht von rund 9500 im Jahre 1978 auf rund 10 000. Wie im Vorjahr lag der zahlenmäßige Schwerpunkt der getätigten Beschaffungen bei Geräten und Apparaturen für die Meß- und Regeltechnik, für diagnostische Einrichtungen und elektronische Bauelemente.

Sozialabteilung

(B. Appel)

Im Berichtsjahr wurden vom Institut 6 Eigenheime durch Familienheimdarlehen gefördert (gegenüber 9 in 1978).

Wie in den früheren Jahren unterhielt das Institut einen Buszubringerdienst, damit die in den umliegenden Landkreisen wohnenden Mitarbeiter zur Arbeit kommen können.

Die Fahrbereitschaft des Instituts verfügt über 16 Fahrzeuge (Pkw, Lkw, Omnibusse) und hat im Berichtsjahr 7764 Fahraufträge ausgeführt.

Kantine

Die IPP-Kantine hat im Jahre 1979 163 000 Essenportionen ausgegeben. Um die laufende Verteuerung der Lebensmittel und Personalkosten auszugleichen, war es notwendig, am 1.8.1979 die Essenspreise zu erhöhen.

Bauabteilung

(Bauingenieur M. Mahl)

Für das **Experiment Asdex** wurde eine 7 m hohe und 0,8 m dicke Strahlenschutzwand außerhalb des Gebäudes errichtet; außerdem wurde im Inneren des Gebäudes die Strahlenschutzwand am Experiment geschlossen und drei Strahlenschutztüren eingebaut. Für den Neutralteilchen- und Clustereinschluß wurden zwei Bühnen gebaut mit einer Gesamtnutzfläche (EG + OG) von 700 m^2.

Für die neubeschaffte **Rechenmaschine Cray-1** mußte die Deckenkonstruktion verstärkt werden. Im Keller wurde ein Raum ausgebaut, in dem Umformer und Kältemaschinen für die Versorgung der Cray-1 untergebracht sind.

Die Kapazität des **Heizhauses** muß erhöht werden, um die Neubauten der Astrophysik und ESO sowie neue Gebäude des IPP mit Wärme versorgen zu können. Gleichzeitig soll die Heizung von schwerem Heizöl auf Erdgas umgestellt werden. Im Berichtsjahr wurden die vorbereitenden Arbeiten abgeschlossen. Der Umbau (mit finanzieller Beteiligung von Astrophysik und ESO) wird 1980 erfolgen.

Über die Lage der neuen **Institutseinfahrt mit Hauptpforte** wurde mit dem Freistaat Bayern Einvernehmen erzielt. Mit den Bauarbeiten kann nunmehr in 1980 begonnen werden.

Sicherheit

(Dipl.-Phys. Dr. Ing. M. Hüls)

Im Berichtsjahr bestand wie bisher eine einheitliche Sicherheitsorganisation für das IPP und die Projektgruppe für Laserforschung der Max-Planck-Gesellschaft. Die nachfolgenden Zahlen basieren deshalb auf der Summe der Mitarbeiter beider Einrichtungen: 1979 erniedrigte sich die Gesamtunfallzahl von 175 im Jahre 1978 auf 140. Darin enthalten ist die mit 16 gegenüber dem Vorjahr mit 24 um 33% kleinere Zahl derjenigen Unfälle, die aufgrund einer mehr als dreitägigen Arbeitsunfähigkeit dem Sozialversicherungsträger angezeigt werden mußten. Die Zahl der meldepflichtigen Wegeunfälle betrug 4 (1977: 10, 1978: 4).

Die genannten Zahlen führen für das Jahr 1979 zu einer gegenüber dem Vorjahr um 20% niedrigeren Gesamtunfallquote von 12,1% und zu einer um 33% geringeren Quote meldepflichtiger Wege- und Arbeitsunfälle von zusammen 1,4% (1977: 2,0%, 1978: 2,1%) bzw. von 1,0% für die Betriebsunfälle allein (1977: 1,1%, 1978: 1,7%). Mit dieser seit Bestehen des IPP niedrigsten Gesamt- und niedrigsten Betriebsunfallquote gehört das Institut im Vergleich zu der Zahl meldepflichtiger, den gewerblichen Berufsgenossenschaften insgesamt angezeigter Arbeitsunfälle, die im Vorjahr 83/1000 Versicherter = 8,3% betrug, auch 1979 zu den Betrieben mit den geringsten Unfallzahlen.

Im Berichtszeitraum wurden wiederum Mitarbeiter der verschiedenen Bereiche mit Stabdosimetern und Filmplaketten auf die erhaltene Strahlendosis überwacht. 1979 ergaben sich bei 1542 in der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung, Neuherberg, durchgeführten Plakettenauswertungen keine personenschädigenden Dosisüberschreitungen. Die höchsten ermittelten Werte für die Personen-Monatsdosis lagen bei 14% des auf einen Monat umgerechneten höchstzulässigen Vierteljahreswertes.

Der durch die meldepflichtigen Unfälle verursachte Arbeitsausfall erniedrigte sich 1979 mit insgesamt 191 Fehltagen gegenüber 1978 (544 Arbeitsausfalltage) um 65%. Damit ergibt sich ein mittlerer spezifischer Arbeitszeitverlust, der mit 11,9 Arbeitsausfalltagen je Unfall wesentlich kleiner als der des Vorjahres mit 22,7 Fehltagen je Unfall ist. Bei den Wegeunfällen war einer mit Todesfolge zu beklagen.

Der Arbeitsschutzausschuß des Institutes hat zur Zeit 49 Mitglieder, darunter 21 der für die verschiedenen Bereiche eingesetzten Sicherheitsbeauftragten, 19 Strahlenschutz- und 9 Laserschutzbeauftragte. Die Freiwillige Betriebsfeuerwehr hatte am 31.12.1979 22 Mitglieder.

Öffentlichkeitsarbeit

(Dipl.-Phys. Dr. phil. B. Röthlein bis 30.11.1979; Dr. rer. nat. M. Troppmann kommissarisch ab 1.12.1979)

Unterrichtung einer möglichst breiten Öffentlichkeit über Aufgabe und Zielsetzung der Fusionsforschung, im besonderen über die Arbeiten des IPP, war auch im Berichtsjahr Anliegen der Öffentlichkeitsarbeit.

Im einzelnen wurde folgendes durchgeführt:

- Das IPP beteiligte sich gemeinsam mit anderen AGF-Einrichtungen im April auf der Innovationsschau für Forschung und Technologie der Hannover-Messe mit einem Fusionsreaktor-Modell, einem Leckwassermelder und einem Lichtdetektor. Auf dem Stand des BMFT wurde ein Modell des ASDEX-Tokamaks ausgestellt.
- Im Juni stellte das IPP bei der ACHEMA in Frankfurt eine Ganz-Glas-Kreiselpumpe aus.
- Auf einer Pressekonferenz am 15. Mai 1979 wurde den Journalisten das neue Institutsprogramm mit der konzentrierten Entwurfsphase für das ZEPHYR-Projekt vorgestellt.

- Der Film über die Aufbauphase des Divertor-Tokamaks ASDEX wurde neu überarbeitet.
- Im Berichtsjahr wurden insgesamt 1450 Gäste (Einzelpersonen und Besuchergruppen) betreut. Von besonderer Bedeutung waren die Besuche:
  3.4.79 Prof. Kuo-Hao Lie, Rektor der Tung Chi-Universität, Shanghai;
  9.4.79 Dr. Masatoshi Murakami, Direktor des Japan Atomic Energy Research Institute, Tokio;
  28.5.79 Prof. H. Kakihana, stellvertretender Generaldirektor der IAEA, Wien.
- Zum »Tag der offenen Tür« – am 20.10.79 gemeinsam veranstaltet mit den anderen Einrichtungen auf dem Garchinger Forschungsgelände – wurden etwa 10 000 Besucher gezählt.
- Zur internen Information der Mitarbeiter wurden die Hauszeitschrift »Impulse« (4 Ausgaben) und die »Monatlichen Mitteilungen« (5 Ausgaben) über wissenschaftliche (Teil-) Ergebnisse herausgegeben und eine Presseauswertung zur Verfügung gestellt.

Veröffentlichungen, Konferenzberichte, Autorenverzeichnis

Veröffentlichungen und Konferenzberichte

Bereich Hoch-Beta-Plasmen

1 *Becker, G., Gruber, O.*
Influence of q on Confinement and Stability in the Garching Belt-Pinch IIa, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford, 145 (1979)

2 *Borrass, K., Lackner, K., Minardi, E.*
Direct Energy Conversion and Control of Unstable Burn in Cyclic Major Radius Compression and Decompression, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, DP 16, 110

3 *Chodura, R., Herrnegger, F., Neuhauser, J., Schlüter, A.*
Stellarator Equilibrium and Stability Calculations in Two and Three Dimensions, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phycics, Oxford 1979, A 2.3, 3

4 *Dum, C.T., Chodura, R.*
Anomalous Transition from Buneman to Ion Sound Instability, MPI-PAE Extraterrestrische Physik. 153 (1979)

5 *Eberhagen, A.*
A Very Rapidly Scanning Monochromator with Low Internal Losses but High Spectral Resolution and Repetition for Millimetre and Submillimetre Wavelengths and Below, Infrared Physics, **19,** 389 (1979)

6 *Fahrbach, H.-U., Köppendörfer, W., Münich, M., Neuhauser, J., Röhr, H., Schramm, G., Sommer, J.*
Investigation of Microinstabilities in a Low Density Linear Theta-Pinch Plasma, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, DP 3, 99

7 *Gautier, P.*[1]*, Gruber, R.*[1]*, Kerner, W., Lackner, K., Schneider, W., Troyon, F.*[1]*.*
Numerical Study of the Ideal MHD Stability of Spheromaks, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, EP 30, 169

8 *Gruber, R.*[1]*, Gautier, P.*[1]*, Kerner, W., Lackner, K., Schneider, W., Troyon, F.*[1]
Ideal MHD Stable High-Beta Oblated Spheromaks Equilibria, Bull. Am. Phys. Soc, Ser. II, **24,** 958 (1979)

9 *Gruber, R.*[1]*, Kerner, W., Schneider, W., Troyon, F.*[1]
Stability of Helical Equilibria, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, BP 25, 79

10 *Kerner, W., Gruber, R.*[1]*, Lackner, K., Troyon, F.*[1]
Beta Limits for Tokamak Experiments, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, A 3.3, 9

11 *Kerner, W., Gruber, R.*[1]*, Lackner, K., Troyon, F.*[1]
Beta Limits for Tokamak Experiments, Bull. Am Phys. Soc., Ser. II, **24,** 958 (1979)

12 *Kerner, W., Gruber, R.*[1]*, Troyon, F.*[1]
Numerical Study of the Internal Kink Mode in Tokamaks, Proc. 9th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, EP 19, 158

13 *Köppendörfer, W.*
A Simple Model Describing Hydrogen Recycling in Fusion Experiments and its Influence on Discharge Behaviour, Nucl. Fusion **19,** 1319 (1979)

14 *Rousset, s.*[1]*, Bernard, S.C.*[1]*, Gruber, R.*[1]*, Kerner, W., Schneider, W., Troyon, F.*[1]
Stability Index using the $\delta\omega$ Form of ERATO, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, **24,** 948 (1979)

15 *Schneider, W., Chodura, R., Gruber, R.*[1]*, Kerner, W.*
Ideal MHD Spectrum of Helically Symmetric Equilibria, Bull. Am. Phys. Soc, Ser. II, **24**, 1101 (1979)

16 *Wrobel, W.-G., Braun, F., Röhr, H., Steuer, K.-H.*
Tuning the Argon Excimer Laser, Topical Meeting on Excimer Lasers, Charleston 1979, Tu B 9

[1]) Kein Mitarbeiter des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik, Garching

Bereich Stellaratoren

17 *Bartlett, D.V., Costley, A.E.*[1]
Millimetre Wave Emission From Next Generation Toroidal Plasmas: Calculations and Measurement Requirements, Proc.4th Int. Conf. Infrared and Near-Millimetre Waves, Miami, (Appendix), Ed. S. Perkowitz, IEE Cat. No. 79 CH 1384-7 MTT, New York, 1979, 5

18 *Grieger, G.*
Review of Fusion Reactor Problems, Proc. 9th Europ. Conf. on Fusion and Plasma Physics, Oxford (Supplement), UKAEA Culham Laboratory 1979, E 3.2

19 *Grieger, G.*
Progress in Toroidal Magnetic Confinement, Proc. XIV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Grenoble, Journal de Physique, Les Editions de Physique, Orsay (France) 1979, 87

20 *Grieger, G., Palumbo, D.*
Le développement de la fusion nucléaire, Impact: Science et Société, **29,** UNESCO, Paris 1979, 361

21 *Hacker, H. and W VII-A Team*[2])
Observation of Poloidal and Toroidal Asymmetry in Line Emission in W VII-A Stellarator Discharges, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, UKAEA Culham Laboratory, 1979, BP 23

22 *Jaeckel,H. und W VII-A Team*[2])
Bestimmung des radialen Energieverlustflusses im W VII-A, Verhandl. DPG (VI), 1097 (1979)

23 *Jaenicke, R. and W VII-A Team*[2])
Effects of the Stellarator Field on the MHD Mode Behaviour Close to the Disruption in W VII-A, Proc. IAEA Symposium on Current Disruption in Toroidal Devices, Lackner, K., Zehrfeld, H.P., IPP 3/51, Garching 1979, D 6

24 *Jaenicke, R. und W VII-A Team*[2])
Verhalten von MHD-Moden im Stellarator W VII-A am Beispiel der m = 2, n = 1 Mode, Verhandl. DPG (VI) 1096

25 *Jaenicke, R. and W VII-A Team*[2])
Comparison of Experimental Results on Tearing Modes in the W VII-A Stellarator with Numerical Calculations, Bull. Am. Phys. Soc., **24, 8,** 957 (1979)

26 *Jaenicke, R. and W VII-A Team*[2])
Dependence of the (2,1) Tearing Mode on the Stellarator Field in Wendelstein VII-A, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, UKAEA Culham Laboratory, 1979, BP 23

27 *Müller, G. und W VII-A Team*[2])
HF-Fluktuationen im W VII-A Stellarator bei $n\omega_{ci}$, Verhandl. DPG (VI), 1098 (1979)

28 *Rau, F. and W VII-A Team*[2]) *and Lotz, W*
On Toroidal Vacuum Fields and Particle Orbits in Modified Stellarators and Torsatrons, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, UKAEA Culham Laboratory, 1979, BP 22, and Supplement to BP 22

29 *Renner, H. and W VII-A Team*[2]) *and Neutral Injection Group*[3])
First Results on Neutral Injection into the Wendelstein VII-A Stellarator, Bull. Am. Phys. Soc., **24**, 8, 957 (1979)

30 *Ringler, H. und W VII-A Team*[2])
Vergleich von Teilchen- und Energieeinschlußzeit im W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI), 1097 (1979)

31 *Ringler, H. and W VII-A Team*[2])
Particle and Energy Transport in the W VII-A Stellarator, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, UKAEA Culham Laboratory, 1979, A 2. 4

32 *Smeulders, P. and W VII-A Team*[2])
Ultra Soft-X-Ray Emission, Mode, and Sawtooth Behaviour During Neutral Beam Injection in the W VII-A Stellarator, Bull. Am. Phys. Soc., **24,** 8, 957 (1979)

33 *Smeulders, P. and W VII-A Team*[2])
Disruptions in the Stellarator W VII-A, Proc. IAEA Symposium on Current Disruption in Toroidal Devices, Garching, Ed. Lackner, K., Zehrfeld, H.P., IPP 3/51, Garching, 1979, D7, D8

34 *Söldner, F., Brouquet, P.*[1]*), Gormezano, C.*[1]*), Gregory, B.*[1]*), Hess, W.*[1]*), Ichtchenko, G.*[1]*), Jaeckel, H., Jessup, B.*[1]*), Magne, R.*[1]*), Moresco, M.*[1]*), Nguyen, T.K.*[1]*), Pacher, G., Pacher, H., Piekaar, H.W.*[1]*), Rutgers, W.R.*[1]*), Tonon, G.F.*[1]*) Wegrowe, J.G.*
Lower Hybrid Heating in the WEGA Stellarator, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, UKAEA Culham Laboratory, 1979 A2.5

35 *Tutter, M. und W VII-A Team*[2])
Elektronenzyklotronstrahlung am W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI), 1099 (1979)

36 *Wobig, H. und W VII-A Team*[2])
Die maximale Elektronentemperatur im W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI), 1097 (1979)

Beiträge zu INTOR

37 *Grieger, G., Engelmann, F.*[1]*), Leger, D.*[1]*), Reynolds, P.*[1]*), Verbeek, R.*[1]*), Hancox, R.*[1]*), Toschi, R.*[1]*), Casini, G.*[1]*) (Editors)*
INTOR – European Contributions to the 2nd Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna, Vol. **I** and **II,** EUR FU BRU/XII 501/79 EDV 50, Commission of the European Communities, Brussels, 1979

38 *Grieger, G., Engelmann, F.*[1]*), Leger, D.*[1]*), Reynolds, P.*[1]*), Verbeek, R.*[1]*), Hancox, R.*[1]*), Darvas, J.*[1]*) (Editors)*
INTOR – European Contributions to the 3rd Meeting of the INTOR-Workshop, IAEA Vienna, EUR FU BRU/XII 501/79/EDV 60

---

[2]) Bartlett, D.V., Cannici, G., Cattanei, G., Dorst, D., Elsner, A., Grieger, G., Hacker, H., How, J., Jäckel, H., Jaenicke, R., Javel, P., Junker, J., Kick, M., Lathe, R., Leuterer, F., Mahn, C., Marlier, S., Müller, G., Ohlendorf, W., Rau, F., Renner, H., Ringler, H., Saffert, J., Sapper, J., Smeulders, P., Tutter, M., Weller, A., Würsching, E., Wobig, H.

[3]) Faulkner, J., Feist, J.H., Ott, W., Speth, E., Vollmer, O.

39 *Grieger, G., Engelmann, F.*[1]*, Leger, D.*[1]*, Reynolds, P*[1]*, Verbeek, R.*[1]*, Hancox, R.*[1]*, Darvas, J.*[1]*) (Editors)*
INTOR – European Contributions to the 3rd Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna, EUR FU BRU/XII 501/79/EDV 70, Commission of the European Communities, Brussels, 1979

40 *Mori, S.*[1]*, Stacey, W.M.*[1]*, Grieger, G., Kadomtsev, B.*[1]*) (INTOR Steering Committee) (Editors)*
INTOR – Data Base Assessment, Proc. Workshop of Nuclear Fusion, 1979

Bereich Tokamak

41 *Engelhardt, W., Klüber, O., Lackner, K., Sesnic, S.*
Disruptive Instability Caused by Impurity Accumulation, Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Devices, Garching 1979, A6

42 *Engelhardt, W., Sesnic, S., Lackner, K., Fußmann, G., Gernhardt, J., Glock, E., v. Goeler, S.*[1]*, Gottardi, N., Karger, F., Klüber, O., Lisitano, G., Mayer, H.-M., Meisel, D., Murmann, H., Wagner, F.*
Accumulation of Impurities in the High Density Regime of Pulsator, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, D2.1

43 *Fußmann, G., Zehrfeld, H.-P.*
Ergodization of Runaway Drift Surfaces and Magnetic Surfaces, Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Devices, Garching 1979, B4 (to be publ. in Phys. Rev. Lett)

44 *Fußmann. G., Klüber, O., Engelhardt, W., Karger, F., Gernhardt, J., Glock, E., v. Goeler, S.*[1]*, Gottardi, N.,Lackner, K., Lisitano, G., Mayer, H.-M., Meisel, D., Murmann, H., Sesnic, S., Wagner, F., Zehrfeld, H.-P.*
Limitation of the Electron Density in the Pulsator Tokamak, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, EP5, 146

45 *v. Goeler, S*[1]*, Gernhardt, J., Pohl, F., Engelhardt, W., Murmann, H.*
Tokamak Discharges with AC Modulation, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, EP6, 147

46 *v. Goeler, S.*[1]*, Gernhardt, J., Engelhardt, W., Karger, F., Klüber, O., McCormick, K., Mayer, H.-M., Meisel, D., Murmann, H., Pohl, F., Sesnic, S.*
Discharges with AC Modulation, Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Devices, Garching 1979, A5

47 *Griem, H.*[1]*)*
Röntgenspektroskopie in der Laserfusion, Verhandl. DPG **614,** P3 (1979)

48 *Herppich, G., Finkelmeyer, H., Franzspeck, J., Gernhardt, J., Gresser, F., Haas, H., Hartz, F., Keilhacker, M., Klement, G., Kornherr, M., Krüger, P., v. Larcher, Th., v. Mark, E., Pillsticker, M., Preis, H., Rapp, H., Schneider, F., Wagner, F., Wedler, H., Werner, F., Wesner, F.*
Assembly and Commissioning of the ASDEX Tokamak, Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco 1979 (to be published)

49 *Karger, F., Engelhardt, W., Fußmann, G., Gernhardt, J., Glock, E., v. Goeler, S.*[1]*, Gottardi, N., Kick, M., Klüber, O., Lisitano, G., Mayer, H.-M., McCormick, K., Meisel, D., Murmann, H., Sesnic, S., Wagner, F.*
Review of Disruptive Phenomena in Pulsator, Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Devices, Garching 1979, A4

50 *Lisitano, G.*
MHD-Model of Internal Current Disruptions in Tokamak Discharges, Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Devices, Garching 1979, C8

51 *Lisitano, G.*
Schlieren Measurements of Plasma Cinematics during Current Disruptions in Tokamaks, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, EP7, 148

52 *Preis, H., Schneider, F.*
Bestimmung von Wirbelströmen im Vakuumgefäß einer Apparatur zur Erforschung der kontrollierten Kernfusion, Archiv für Elektrotechnik, **62,** 459 (1979)

53 *Sesnic, S., Engelhardt, W., Fußmann, G., v. Goeler, S.*[1]*, Klüber, O., Zehrfeld, H.-P.*
Mode Analysis of the Disruptive Instability in Pulsator, Bull. Am. Phys. Soc. **24,** 974 (1979)

54 *Steuer, K.-H., Röhr, H., Behn, R.*[1]*)*
Thomson Scattering from a Tokamak Plasma with a Repetitively Q-switched Ruby Laser, Appl. Phys. Lett. (to be published in March 1980)

55 *Wrobel, W.-G., Röhr, H., Steuer, K.-H.*
Tunable Vacuum Ultraviolet Laser Action by Argon Excimers, Appl. Phys. Lett. **36,** 113 (1980)

56 *Steuer, K.-H.*
Dem Fusionsreaktor wieder ein Stück näher – Bericht aus Oxford, Bull. d. schweizerischen Vereinigung f. Atomenergie, **19,** Jg. 21, 1 (1979)

57 *Wagner, F., Mayer, H.-M., Murmann, H., Meisel, D., Engelhardt, W.*
Ion Energie Balance in Pulsator, Bull. Am. Phys. Soc. **24,** 1042 (1979)

58 *Zehrfeld, H.-P., Fußmann, G., Green, B. J.*
Electric Field and Slowing-Down Effects on Relativistic Charged Particle Motion in Tokamaks, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, EP21, 159

Bereich Theorie

59 *Biskamp, D.*
Nonlinear Quenching of Diamagnetic and Gyroviscous Effects in Tearing Modes, Nucl. Fusion **19,** 777 (1979)

60 *Biskamp, D., Estes R.*[1]*, Horton, W.*[1]
Three-dimensional Fluid Simulations of Drift Waves, 1979 Sherwood Meeting, Mt. Pocono, Pa., 2B30

61 *Biskamp, D., Welter, H.*
Anomalous Reconnection in Disruptions in Tokamaks, Symposium on Current Disruptions in Toroidal Devices IPP 3/51, July 1979, A2

62 *Biskamp, D., Estes R.*[1]*, Horton, W.*[1]
Fluid Simulations of the Ion Pressure Gradient Driven Drift Mode, Bull. Am. Phys. Soc. **24,** 1039 603 (1979)

63 *Caldas, I. L., Tasso, H.*
Constants of Motion of Nonlinear Equations in an Extended Poisson Formalism, Lett. Nuovo Cimento, **24,** 500 (1979)

64 *Düchs, D.*
Neutral Atoms in Transport Codes for Tokamak Plasmas in »Theory of Magnetically Confined Plasmas«, Proc. of Varenna Course 1977, Pergamon Press, 1979, EUR 5737 e, p. 161

65 *Düchs, D.*
Present Status of Tokamak Transport Codes in »Theory of Magnetically Confined Plasmas«, Proc. of Varenna Course 1977, Pergamon Press, 1979, EUR 5737 e, p. 155

66 *Düchs, D.*
Numerical Solution of Transport Problems in High-Temperature Plasmas in »Lecture Notes in Physics«, **91,** Computing Methods in Applied Sciences and Engineering 1977, **II,** Springer-Verlag, 1979, p. 302

67 *Düchs, D.*
Energy and Particle Confinement in Intor, Chapter I, Annex 4 in EUR FU BRU/XII 501/79 EDV 50

68 *Düchs, D.*
Strahlungsprobleme bei der Erzeugung höchster Temperaturen für die Atomkernverschmelzung, Wissenschaftliche Beilage zum Jahresbericht 1978/79 des Kronberg-Gymnasiums Aschaffenburg.

69 *Hellsten, T. A. K.*[1]*, Spies, G. O.*
Continuous Magnetohydrodynamic Spectrum in Axially Symmetric Rotating Plasmas, Phys. Fluids **22,** 743 (1979)

70 *Horton, W.*[1]*, Choi, D. I.*[1]*, Biskamp, D., Terry, P.*[1]
The Trapped Ion Mode in the Presence of Drift Wave Fluctuations, 1979 Sherwood Meeting, Mt. Pocono, Pa. paper 2A6

71 *Lortz, D.*
An Improved »Peeling« Stability Criterion, Phys. Lett. **73A,** 115 (1979)

72 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Ballooning-Instability Boundaries for the Circular Tokamak, Nucl. Fusion **19,** 1207 (1979)

73 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Three-Dimensional Elliptical Centered MHD Equilibria, Z. f. Naturforschung, **34a,** 167 (1979)

74 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Ballooning Stable Profiles in Circular Tokamaks, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, 156

75 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
On the Peeling Instability, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, 63

76 *Nelson, D. B., Spies, G. O.*
Staircase Model for Magnetohydrodynamic Spectrum and Global Instabilities in the Elmo Bumpy Torus, Phys. Fluids **22,** 1182 (1979)

77 *Nührenberg, J.*
Medium β, Medium Aspect-Ratio Stellarators, 1979 Sherwood Meeting Mt. Pocono, Pa., paper 1 C 20

78 *Nührenberg, J.*
Equilibrium and Stability of 3 D MHD Equilibria Without Net Toroidal Current, Intern. Symp. Stellarators with Three-Dimensional Magnetic Axis, Sendai, Japan 1979, A 1

79 *Pfirsch, D.*
Fusion α-Particle Problems, in »Theory of Magnetically Confined Plasmas«, (Proc. of Varenna Course 1977) Pergamon Press, 1979, EUR 5737 e, p. 383

80 *Pfirsch, D.*
The Present State of Tokamak Research with Reference to Reactor Requirements in Fusion Technology, Pergamon Press, 1979, p. 433

81 *Sardei, F., Wimmel, H. K.*
Scaling Law for Trapped-Ion Anomalous Diffusion in Tokamaks with Shear, Nuclear Fusion **19,** 1635 (1979)

82 *Spies, G. O.*
Unstable Continuous Spectrum and Ballooning Modes, Nucl. Fusion **19,** 1532 (1979)

83 *Tasso, H.*
A New Class of Poisson Brackets and Related Equations of Evolution, Lett. Nuovo Cimento, **24,** 136 (1979)

84 *Tasso, H.*
On a Recent Extension of Poisson Formalism, Lett. Nuovo Cimento, **25,** 182 (1979)

85 *Tasso, H.*
Lectures on Plasma Physics, Ifusp/p-181, Lep-8, Universidade São Paulo, 1979

86 *Teichmann J., Tasso, H*
On the Generalization of the Cole-Hopf Transformation, ZAMP **30,** 1023 (1979)

87 *Welter, H., Biskamp, D.*
Anomalous Reconnection in Disruptive Processes in Tokamak-like Plasmas, 1979 Sherwood Meeting, Mt. Pocono, Pa., 1 C 21

Bereich Oberflächenphysik

88 *Bay, H. L.*[1]*), Bohdansky, J.*
Sputtering Yields for Light Ions as a Function of Angle of Incidence, Appl. Phys. **19,** 421–426 (1979)

89 *Bay. H. L.*[1]*), Bohdansky, J., Hechtl, E.*
Low-Energy Sputtering Yields of Nickel as a Function of Ion Mass – A Reinvestigation, Radiation Effects **41,** 77–79 (1979)

90 *Bay, H. L., Bohdansky, J., Hofer, W. O., Roth, J.*
Winkelverteilung von zerstäubten Nickel- und Wolframatomen durch leichte Ionen bei niedrigen Beschußenergien, Verhandlg. DPG (VI), **14,** 293 (1979).

91 *Behrisch, R.*
Surface Erosion from Plasma Materials Interaction, J. Nucl. Mat. **85/86,** 1047 (1979).

92 *Behrisch, R., Blewer, R. S.*[1]*), Borders, R.*[1]*), Langley, R.*[1]*), Roth, J., Scherzer, B. M. U., Schulz, R.*
Implantation of 5 keV Deuterium in BeO, Proc. 1st Conf. Ion Beam Modification of Materials, Ed. J. Gyulai, T. Lohner, E. Pásztar, Budapest 1978, 1639

93 *Behrisch, R., Maderlechner, G.*[1]*, Scherzer, B. M. U., Robinson, M. T.*[1]*)*
The Sputtering Mechanism for Low-Energy Light Ions, Appl. Phys. **18,** 391 (1979)

94 *Blume, R., Eckstein, W., Verbeek, H., Reichelt, K.*
Energieverlust von H, D, He-Ionen nach Durchgang durch ein- und polykristalline Goldfilme, Verhandlg. DPG (VI), **14,** 243, (1979)

95 *Bohdansky, J., Roth, J., Brossa, F.*[1]*)*
Formation of Various Coatings and their Behaviour under Particle Bombardment, J. Nucl. Mat. **85&86,** 1145 (1979)

96 *Bohdansky, J., Roth, J., Vernickel, H.*
Low Energy Light Ion Sputtering and Consequences for First Wall Material Selection, Fusion Technol., Proc. 10th Symp., Padova 1978; Comm. of the Europ. Communities, Pergamon Press Oxford & New York, 801 (1979)

97 *Dylla, H. F.*[1]*), Cohen, S. A.*[1]*), Rossnagel, S. M.*[1]*), McCracken, G. M.*[1]*), Staib, Ph.*
Studies of Glow Discharge Cleaning, Bull. Am. Phys. Soc. **24,** 970 (1979)

98 *Englert, W., Heiland, W., Taglauer, E.*
Zur Adsorption von CO und O auf Ni (111): Was kann die Ionenstreuung über die Struktur der adsorbierten Schicht aussagen? Verhandlg. DPG (VI), **14,** 309 (1979)

99 *Englert, W., Heiland, W., Taglauer, E., Menzel, D.*[1]*)*
The Sorption of CO and O on Ni (111) Studied by LEED and ISS, Surf. Science **83,** 243 (1979)

100 *Giber, J., Hofer, W. O.*
Ein Massenspektrometer zur Gas- und Festkörperanalyse, Verhandlg. DPG (VI), **14,** 294 (1979)

101 *Heiland, W. Beitat, U., Taglauer, E.*
Scattering of Molecular and Atomic Hydrogen Ions from Single-Crystal Surfaces, Physical Review B, **19,** 1677 (1979)

102 *Heiland, W., Taglauer, E.*
Scattering of Ions from Surfaces, Part I: Elastic Scattering The Physics of Ionized Gases, SPIG 78, Dubrovnik, 239 (1978)

103 *Heiland, W., Taglauer, E.*
Scattering of Low-Energy Ions from Surfaces, Part II: Inelastic Processes, SPIG 78, Dubrovnik, 257 (1978)

104 *Hesse, R., Staib, P., Menzel, D.*[1]*)*
Characteristic Energy Loss Measurements of Slow Electrons on Clean and Adsorbate-Covered Ru (001), Appl. Phys. **18,** 227–233 (1979)

105 *Hofer, W. O., Littmark, U.*[1]*)*
A Theoretical Treatment of Cascade Mixing in depth profiling by sputtering, Phys. Lett. **71 A, 5,**6 (1979)

106 *Lau, S. S.*[1]*), Matteson, S.*[1]*), Mayer, J. W.*[1]*), Revesz, P.*[1]*), Gyulai, J.*[1]*), Roth, J., Sigmon, T. W.*[1]*) Cass, T.*[1]*)*
Improvement of Crystalline Quality of Epitaxial Si Layers by Ion Implantation Techniques, Proc. 1st Conf. Ion Beam Modification of Materials, Ed. J. Gyulai, T. Lohner, E. Pásztar, Budapest 1978, 985, and Appl. Phys. Lett. **34,** 76 (1979)

107 *Liebl, H.*
An Electrostatic Radial Field Doublet Lens, Optik **53,** 4, 333–338 (1979)

108 *Liebl, H.*
A New Emission Lens, Optik **53,** 1, 69–72 (1979)

109 *Liebl, H.*
New Trends in Instrumentation, in »Secondary Ion Mass Spectrometry: Fundamentals and Applications«, US-Joint Seminar on SIMS, Osaka, Japan 1978, Ed. M. Someno and D. B. Wittry, Riaru-Kogeisha Ltd. Tokyo, 205 (1979)

110 *Littmark, U., Hofer, W. O.*
Transporttheoretische Berechnung von Kaskadenmischprozessen, Verhandlg. DPG (VI), **14,** 238 (1979)

111 *Littmark, U. Hofer, W. O.*
A Theoretical Treatment of Cascade Mixing in Random Media, Proc. 5th Nordic Symp. Multiple Atomic Collision Phenomena, University of Odense, 1979, 4

112 *Matteson, S.*[1]*), Roth, J., Nicolet, M. A.*[1]*)*
Ion Induced Silicide Formation in Niobium Thin Films, Proc. 1st Intern. Conf. Ion Beam Modification of Materials, Ed. J. Gyulai, T. Lohner, E. Pásztar, Budapest, 1255 (1978)

113 *Meade, D.*[1]*), Arunasalam, C.*[1]*), Barnes, C.*[1]*), Bol, K.*[1]*), Cohen, S.*[1]*), Dalhed, H.*[1]*), Daughney, C.*[1]*),

Davis, C.[1]*, DeLucia, J.*[1]*, Dimock, D.*[1]*, Dylla, F.*[1]*, Efthimion, P.*[1]*, Fonck, R.*[1]*, Grek, B.*[1]*, Hawryluk, R.*[1]*, Hinnov, E.*[1]*, Hsuan, H.*[1]*, Irie, M.*[1]*, Jacobsen, R.*[1]*, Johnson, D.*[1]*, Johnson, L.*[1]*, Maeda, H.*[1]*, Mansfield, D.*[1]*, McCracken, G.*[1]*, Mueller, D.*[1]*, Okabayashi, M.*[1]*, Okada, O.*[1]*, Owens, K.*[1]*, Picraux, S.*[1]*, Rossnagel, S.*[1]*, Sauthoff, N.*[1]*, Schmidt, G.*[1]*, Schmidt, J.*[1]*, Silver, E.*[1]*, Sinnis, J.*[1]*, Staib, Ph., Strachan, J.*[1]*, Suckewer, S.*[1]*, Tenney, F.*[1]*, Wampler, W.*[1]
Initial Operation of PDX, Proc. 9th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, D 2.5

114 *Müller, N., Wolf, D.*[1]
Investigation of the Au (110) Phase Transition by Spin Polarized LEED, Proc. 1 st Europ. Conf. Surface Science, Amsterdam, The Netherlands 1978, ISSN 0047/9223

115 *Risch, M., Roth, J., Scherzer, B. M. U.*
Dependence of Blister »Deckeldicke« and of Depth Profiles of Implanted He Ions in Nb of Angle of Incidence, J. Nucl. Mat. **82,** 220 (1979)

116 *Roth, J., Bohdansky, J., Blewer, R. S., Ottenberger, W.*
Sputtering of Be and BeO by Light Ions, J. Nucl. Mat. **85 & 86,** 1077 (1979)

117 *Roth, J., Bohdansky, J., Martinelli, A. P.*
Low Energy Light Ion Sputtering of Metals and Carbides, Proc. 1st Intern. Conf. Ion Beam Modification Ed. J. Gyulai, T. Lohner, E. Pásztar, Budapest, Hungary, 1541 (1978)

118 *Roth, J., Bohdansky, J., Eckstein, W.*
Depth Profiling of D Implanted into Ti at Different Temperatures, Proc. 1st Intern. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Ed. Gyulai, T. Lohner, E. Pásztar, Budapest, Hungary, 1679 (1978)

119 *Scherzer, B. M. U., Behrisch, R., Blewer, R. S., Schmidl, H., T. F. R. Groupe*
Spatial and Depth Distribution of Deuterium, Oxygen, and Limiter Materials on the Liner of TFR 400, Fusion Technol., Proc. 10th Symp. Padova 1978, 2, Commission of the European Communities, Pergamon Press, New York, 809 (1979)

120 *Scherzer, B. M. U., Blewer, R. S., Behrisch, R., Schulz, R., Roth, J., Borders, J.*[1]*, Langley, R.*[1]
Radiation Induced Detrapping of Implanted Deuterium in BeO by High Energy ^{3}He and Proton Irradiation, J. Nucl. Mat. **85 & 86,** 1025 (1979)

121 *Schulz, R., Behrisch, R., Scherzer, B. M. U.*
Aufsammeln und Austausch von implantiertem D durch ^{3}He und ^{3}He durch D in Molybdän, Verhandlg. DPG (VI) **14,** 242 (1979)

122 *Staib, Ph.*
Erosion Processes at Limiter-like Probes, Proc. Workshop New Diagnostics Related to Impurity Release, Germantown, Maryland, USA 1979, 21.7

123 *Staib, PH., Cohen, S. A.*[1]*, Dylla, H. F.*[1]*, Rossnagel, S. M*[1]*, McCracken, G. M.*[1]*, Wampler, R.*[1]*, Picraux, S. T.*[1]
Impurity Measurement in the PDX Edge Plasma, Bull. Am. Phys. Soc. **24,** 970, (1979)

124 *Staib, Ph., Dylla, H. F.*[1]*, Rossnagel, S. M.*[1]
Use of In-Situ X-Ray Photoelectron Spectroscopy (XPS) to Study Plasma-Wall Interactions, Proc. Workshop New Diagnostics Related to Impurity Release, Germantown, Maryland, USA 1979, 8.1

125 *Staib, Ph., Staudenmaier, G.*
Measurements of Deuterium Ion Fluxes and Temperatures in the Scrape-off Layer of TFR 600, Proc. Workshop Recycling in Tokamaks, Livermore, USA 1979

126 *Staudenmaier, G., Roth, J., Behrisch, R., Bohdansky, J., Eckstein, W., Matteson, W.*[1]*, Erents, S. K.*[1]
Trapping of Deuterium Implanted in Carbon and Silicon: A Calibration for Particle-Energy Measurements in the Plasma Boundary of Tokamaks, J. of Nucl. Mat. **84,** 149 (1979)

127 *Staudenmaier, G., Staib, P.*
Investigations on the Velocity and Charge State of the Ions in the Scrape-Off Region, Bull. Am. Phys. Soc. **24,** 1004 (1979)

128 *Staudenmaier, G., Staib. P.*
Randschichtdiagnostik in Tokamaks mit Hilfe von Oberflächenanalysen an Aufsammelsonden, Verhandlg. DPG (VI), **14,** 1099 (1979)

129 *Staudenmaier, G., Staib. Ph., Behrisch, R., Equipe de TFR*
Deuterium Ion Fluxes, Temperatures and Densities in the Scrape-Off Layer of TFR 600, Nucl. Fusion **20** (1979)

130 *Taglauer, E.*
Effects of Low-Energy Ion Bombardment of Surfaces as Fundamental Processes in Plasma-Surface Interaction, Proc. 4th Intern. Symp. Plasma Chemistry, Zürich 1979, Ed. S. Veprek and J. Hertz, **1,** 1

131 *Taglauer, E.*
Surface Physics in the Max-Planck-Institut for Plasmaphysics, IUVSTA, New Bull. **71,** 10 (1979)

132 *Taglauer, E., Heiland, W., Beitat, U.*
The Influence of Adsorption Energies on Ion Impact Desorption of Surface Layers, Surf. Science **89,** 710 (1979)

133 *Taglauer, E., Heiland, W., MacDonald, R. J.*
The Study of Sputtering Effects in Oxides and Metal-Adsorbed Gas Systems Using Combined Analytical Techniques, Surf. Science **90,** 661 (1979)

134 *Taglauer, E., Heiland, W., Tolk, N. H.*[1]*, MacDonald, R. J.*
The Excitation of He Scattered from Pb, Letter on J. of Physics **B 17,** 533 (1979)

135 *Thum, F., Hofer, W. O.*
Ioneninduzierte Elektronenemission an Goldoberflächen, Verh. DPG (VI), **14,** 289 (1979)

136 *Thum, F., Hofer, W. O.*
No Enhanced Electron Emission from High Density Atomic Collision Cascades in Metals, Proc. 2nd Internat. Workshop on Inelastic Ion-Surf. Coll., McMaster Univ., Hamilton, Ontario, 1978, Surf. Science **90,** 331 (1979)

137 *Tolk, N. H.[1]), Tully, J. C.[1]), Kraus, J. S.[1]), Heiland, W., Neff, S. H.[1])*
Elliptic Polarization from Grazing-Incidence Collisions of Hydrogen Ions on Polycrystalline and Single-Crystal Surfaces, Surf. Science **90,** 477, (1979)

138 *Tolk, N. H.[1]), Tully, J. C.[1]), Kraus, J. S.[1]), Heiland, W., Neff, S. H.[1])*
Polarization from Grazing Incidence Collisions of Protons on a Nickel Single Crystal, Phys. Rev. Lett. **42,** 1475–78 (1979)

139 *Wittmer, M.[1]), Roth, J., Mayer, J. W.[1])*
The Influence of Noble Gas Atoms on the Epitaxial Growth of Implanted and Sputtered Amorphous Silicons, J. Electrochem. Soc. **126,** 1247 (1979)

Bereich Beschleunigung

140 *Andelfinger, C., Dommaschk, W., Fink, J., Herrmann, W., Hofmann, I., Jacobi, D., Merkel, P., Schilling, H.-B., Schumacher, U., Ulrich, M.*
»Status Report of the Experimental and Theoretical Investigations in the Garching Electron Ring Accelerator«, IEEE Trans. Nucl. Science, **NS-26,** No. 3, 4172 (1979)

141 *Fink, J., Schilling, H.-B., Schumacher, U.*
»Untersuchung relativistischer Elektronenstrahlen endlicher instantaner Energiebreite und kleiner Emittanz«, Verh. DPG (VI), **14,** 1140 (1979)

142 *Hofmann, I.*
»Fluid and Vlasov Stability of Intense Ion Beams in Periodic Channels«, IEEE Trans. Nucl. Science, **NS-26,** No. 3, 3083 (1979)

143 *Hofmann, I.*
»Coherent Space Charge Instability of a Two-Dimensional Beam«, Proc. HIF Accelerator Study, Berkeley 1979

144 *Schumacher, U.*
»Kollektive Beschleunigung von Ionen«, Verhandlg. DPG (VI), **14,** 1110 (1979)

145 *Schumacher, U.*
»Collective Ion Acceleration with Electron Rings«, Springer Tracts in Modern Physics, **Vol. 84** (1979) p. 145–231, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York

Bereich Technologie

146 *Baumhacker, H., Brinkschulte, H., Riedmüller, W., Salvat, M., Sudo, S.*
Ionization of Isolated Deuterium Pellets by Neodymium Laser Radiation, Journal de Physique **7,** C 7-743/744 (1979)

147 *Borraß, K.*
Burn Stabilization of Ignited Tokamaks by Control of Radial Position, Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco 1979, 10–02

148 *Borraß, K. Bünde, R., Dänner, W., Gorenflo, H., Raeder, J., Söll, M.*
Scoping Studies for the Layout of a Low Power Tokamak Experimental Fusion Power Plant on the Basis of Empirical Scaling, Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco 1979, 21–02

149 *Borraß, K., Lackner, K., Minardi, E.*
Direct Energy Conversion and Control of Unstable Burn by Cyclic Major Radius Compression and Decompression, Proc. 9th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, DP 16

150 *Dänner, W.*
First Wall and Blanket Structure Performance, Proc. SMiRT-5, Berlin 1 79, N 2/4–1

151 *Dänner, W., Raeder, J.*
FWLTB – A Computer Program for Predicting the Lifetime of a Fusion Reactor First Wall. Proc. SMiRT-5, Berlin, 1979, N 2/3–2

152 *Dänner, W., Raeder, J.*
Latest Results from the FWLTB Computer Code: The Influence of Swelling and Irradiation Creep on the Stainless Steel First Wall of a Fusion Reactor, First Topical Meeting on F.R. Materials, Miami Beach 1979. Journal of Nuclear Materials **85 & 86** (1979), 147–151

153 *Faulkner, J.E., Lister, G.G., Ott, W., Speth, E.*
Computation of Heating Efficiencies and Deposition Profiles for Neutral Injection into Wendelstein VII-A Stellarator. Proc. 9th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford, 1979, 81

154 *Feist, J.H., Kolos, J., Speth, E., Stäbler, A.*
Beam Line Design for the ASDEX Injection, Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco 1979, 19–12

155 *Hrabal, D.[1]), Weigand, W.[1]), Kunze, R.-C.*
HV-Power Supply for Neutral-Injection Experiments Wendelstein VII and ASDEX. Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco, 1979, 19–13

156 *Neutral Injection Team (Speth, E., Bäumler, J., Borde, R., Ertl, W., Feist, J.-H., Freudenberger, K., Kolenda, H., Kolos, J., Kunze, R.-C., Lohnert, H., Melkus, W., Ott, W., Probst, F., Stäbler, A., Vollmer, O., Wulff, G),*

Performance of the Wendelstein VII-A Neutral Beam Injectors, Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco 1979, 19–04

157 *Lengyel, L. L.*
Tokamak Fuelling with Pellets: Effect of Transport Phenomena on the Injection Requirements, Z. f. Naturforschung **34 a,** 957–963 (1979)

158 *Lengyel, L. L.*
Pellet Plasma Interaction and the Problem of Refueling Fusion Devices, Proc. IEEE Intern. Conf. Plasma Science, Université de Montreal, 1979, 21

159 *Lengyel, L. L.*
Effect of Transport Processes on Tokamak Refueling by Pellet Injection, Journal de Physique **40,** C 7–529/530 (1979)

160 *Lengyel, L. L.*
Reply to Comments of C. T. Chang, Phys. Fluids **22,** 1841 (1979)

161 *Puri, S.*
Lower-Hybrid Wave Absorption in the Presence of Simultaneous Density and Magnetic Field Gradients. Phys. of Fluids **22,** 1716–1723 (1979)

162 *Schmitter, K. H.*
Fusionsreaktoren – Bauarten, Probleme. Schneiden u. Schweißen **31,** 64–68 (1979)

163 *Söll, M.*
Limitation of the Maximum Toroidal Magnetic Field Value for Tokamak Reactors by the »Core Constraint«, Proc. 8th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco 1979, 32–13

164 *Söll, M.*
Maximum Attainable Toroidal Magnetic Fields for Tokamaks, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG–15, No. 1, 752–755 (1979)

165 *Neutral Injection Group (Faulkner, J. E., Feist, J.-H., Ott, W., Speth, E., Vollmer, O.), Renner, H. and W VII-A Team*[2])
Neutral Injection into the W VII-A Stellarator, Proc. 8th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Oxford 1979, p. 78.

Zentrale Technische Einrichtungen

166 *Weichselgartner, H., Haubenberger, W. D., Kutsch, H. J., Perchermeier, J., Stimmelmayr, S.*
On the Corrosion Behaviour of Nimonic Nickel Alloy Exposed to Liquid Lithium, Proc. 1st Topical Meeting on Fusion Reactor Materials, Miami Beach, Fla., USA, 1979, D 5

167 *Weichselgartner, H., Perchermeier, J.*
Investigations of Isotope Seperation effects of Ti-Fluidized Bed, Fusion Technologie 1978, II, Pergamon Press, Oxford (1979), 697

Diplomarbeiten

168 *Sacher, D. Ch.*
Überlegungen zur Struktur interaktiver Programmiersprachen, Technische Universität München (1978)

Dissertationen

169 *Müller, N.*
Spinpolarisation bei der Beugung niederenergetischer Elektronen an einer Gold-(110)-Oberfläche, Technische Universität München (1979)

170 *Ritter, G.*
Entwicklung und Erprobung eines doppelfokussierenden, statischen, axialsymmetrischen Massenspektrometers, Universität Innsbruck (1979)

171 *Zartner, A.*
Ladungsaustausch von Heliumionen an freien und adsorbierten Pb-Atomen, Technische Universität München (1979)

Habilitationsschriften

172 *Hofer, W. O.*
Angular Energy and Mass Distribution of Sputtered Particles, Technische Universität Wien (1979)

Laborberichte

IPP 1/171 *Minardi*[1]*, E.,* Compression Laws in the Presence of Transport and α-Heating in a Tokamak Plasma (1979)

IPP 1/172 Becker, G., Midplane Flux Distributions in Highly Elongated Axisymmetric MHD Equilibria (1979)

IPP 1/173 *Brockmann*[1]*, H., Krause, H., Ohlig*[1]*, U.,* 1D Radiation Analysis for the Fusion Ignition Experiment ZEPHYR (1979)

IPP 1/174 *Mast, K. F.,* Electric Model of the Vacuum Vessel by Plasma Disruptions (1979)

IPP 1/175 *Kotzlowski, H., Mast, K. F., Preis, H.,* Stressing of the ZEPHYR Vacuum Vessel by Plasma Disruptions (1979)

IPP 1/176 *Broßmann, U., Gruber, J., Haubenberger, W.-D., Jandl, O., Söll, M., Streibl, B.,* Tape-Wound Toroidal (TF) Magnet for ZEPHYR (1979)

IPP 1/177 *Gruber, O.,* 1D Calculations on Transport, Neutral Injection Heating and Ignition Control in ZEPHYR (1979)

IPP 1/178 *Lackner, K., Wunderlich, R.,* Transport Calculations with the Baldur Code (1979)

IPP 2/233 *Smeulders, P.,*Soft X-Ray Fluxes as a Diagnostic for Hot Plasmas (1979)

IPP 2/245 *Inoue, S.*[1]*, Itoh, K.*[1]*, Wobig, H.,*The Role of Current-Driven Drift Mode on Various Scaling Laws (1979)

IPP 2/246 *Cavallo, A., Tutter, M.,* Zyklotronstrahlungsemission eines im W VII-A erzeugten HF-Plasmas (1979)

IPP 2/247 *Pacher, H.D.,* Optimization of the Power Spectra of Multiwaveguide Grills (1979)

IPP 2/248 *Dorst, D.,* Abschaltverhalten der Siemens-Vakuumschaltröhre VS 10 007 (Typ B 2) in einer Gleichstrom-Abschalteinrichtung (1979)

IPP 2/249 *Wegrowe, J. G.,* A Diffraction-optical Multichannel Microwave Power Divider (1979)

IPP III/49 *Zehrfeld, H. P., Fußmann, G., Green, B.J.,* Electric Field Effects on Relativistic Charged Particle Motion in Tokamaks (1979)

IPP III/50 *Eckhartt, D.,* Electromagnetic Forces on a Metallic Tokamak Vacuum Vessel Following a Disruptive Instability. A Simplified Approach Assuming Quasistationary Vessel Surface Currents (1979)

IPP III/51 *Lackner, K., Zehrfeld, H.P.,* Proceedings of the IAEA Symposium on Current Disruption in Toroidal Devices, Garching (1979)

IPP III/52 *Wagner, F.,* Ion Energy Balance in Pulsator (1979)

IPP 6/180 *Sardei, F., Wimmel, H.K.,* Scaling Law for Trapped-Ion Anomalous Diffusion in Tokamaks with Shear (1979)

IPP 6/181 *Spies, G.O.,* Correct and Incorrect Constraints in the Theory of Flux Conserving Tokamaks (1979)

IPP 6/182 *Teichmann, J.,* On the Stability of Dissipative MHD Equilibria (1979)

IPP 6/183 *Teichmann, J.,* Stochastic Stability of MHD Equilibria

IPP 6/185 *Spies, G.O.,* Low-Shear Magnetohydrodynamic Stability (1979)

IPP 6/186 *Spies, G.O.,* Unstable Continuous Spectrum and Ballooning Mode Growth Rates in Closed-Line Magnetohydrostatic Equilibria (1979)

IPP 6/187 *Teichmann, J.,* On the Stochastic Stability of MHD Equilibria (1979)

IPP 6/188 *Lortz, D., Rebhan E.,* Eigenvalue Bounds for Hill's Equation (1979)

IPP 6/189 *Anderson, D.T., Shohet, J.L., Rehker, S., Tataronis J.A.,* Neutral Beam Injection Calculations for Torsatrons (1979)

IPP 6/190 *Rebhan, E., Salat, A.*, Combined n = 0 and n ≠ 0 MHD Stability Analysis of Sharp Boundary Tokamaks and Spheromaks (1979)

IPP 6/191 *Biskamp, D., Welter, H.*, Coalescence of Magnetic Islands (1979)

IPP 9/23 *Müller, N.*, Spinpolarisation bei der Beugung niederenergetischer Elektronen an einer Gold-(110)-Oberfläche (1979)

IPP 9/26 *Roth. J., Bohdansky, J., Ottenberger, W.*, Data on Low Energy Light Ion Sputtering (1979)

IPP 9/28 *Kukral, H.*, Oberflächenstrukturen und Elementanalysen am Limiter des PULSATOR-Tokamak (1979)

IPP 9/29 *Thum, F.*, Sekundärelektronenemission durch Ionenbeschuß von Goldoberflächen (1979)

IPP 9/30 *Staudenmaier, G., Behrisch, R., Staib. Ph., Eckstein, W., Roth, J., Groupe de TFR*, The Application of QWAASS Experiments for Measuring the Ion Temperatures, the Particle Density and the Particle Fluxes at the Plasma Boundary (1979)

IPP 9/31 *Zartner, A.*, Ladungsaustausch von Heliumionen an freien und adsorbierten Pb-Atomen (1979)

IPP 9/32 *Eckstein, W., Verbeek, H.*, Data on Light Ion Reflection (1979)

79-23 *Littmark, U., Hofer, W. O.*, Recoil Mixing in Solids by Energetic Ion Beams, Fysisk Lab., H. C. Ørsted Institute, University Kopenhagen (1979)

IPP R/31
IPP 1/170
IPP 6/184 Hertweck, F., Schneider, W., Schwenn, U., Benchmark Tests with CRAY-1

IPP R/32 *Hertweck, F.R., Schneider, U.J.*, ACE – The AMOS Context Editor, Version 1

IPP R/33 *Tichmann, Ch., Steuerwald, J.*, EDDAR Benutzeranleitung

IPP R/34 *Steuerwald, J., Tichmann, Ch.*, EDDAR – System Survey

IPP O/39 *Merkel, P.*, The Longitudinal Coupling Impedance of an Electron Ring in Cylindrical Squirrel Cage Configuration (1979)

IPP 0/40 *Schilling, H.-B.*, Methode zur Messung der Stromdichteverteilung und der Emittanz gepulster Elektronenstrahlen (1979)

IPP 0/41 *Fink, J., Schilling, H.-B., Schumacher, U.*, Development and Investigation of Finite Energy Spread and Improved Emittance Relativistic Electron Beams (1979)

IPP 0/42 *Herrmann, W., Schilling, H.-B.*, Hochfrequenzmethode zur Messung des statischen Flächenwiderstandes von ebenen und zylindrischen Widerstandsschichten, (1979)

IPP 4/168 *Salvat, M.*, Rekombination eines schnell expandierenden Plasmas (1979)

IPP 4/170 *Schmitter, K.H.*, Fragen zur Kraftwerkseignung des Tokamaks (1979)

IPP 4/174 *Raeder, J.*, A mathematical model of the pulsed coil system of a tokamak reactor (1979)

IPP 4/175 *Emmert, G.A.*[1]), Effect of the Refuelling Profile on the Performance of Divertor Tokamaks (1979)

IPP 4/176 *Salvat, M.*, Laserheizung von Pellets (1979)

IPP 4/177 *Sudo, S.*, Recombination effect on the expansion process of the laser-produced plasma in the absence and presence of an external magnetic field (1979)

IPP 4/178 *Borrass, K., Buende, R.*, Scoping Studies for the Layout of INTOR (1979)

IPP 4/179 *Knobloch, A.*, Zündexperiment – Alternativen. Ignition Experiment – Alternativen (1979)

IPP 4/180 *Dänner, W., Korzen, M.*, MHD-Druckverluste in Rohrleitungssystemen für toroidale Fusionsreaktoren (1979)

IPP 4/181 *Trommer, G.*, Comparison of MHD pressure losses of liquid lithium flows in coaxial and parallel ducts passing through strong transverse magnetic fields (1979)

IPP 4/182 *Borrass, K., Buende, R.*, Maximum attainable power density and wall load in tokamaks underlying reactor relevant constraints (1979)

IPP 4/183 *Puri, S.*, Kinetic Theory of Transit Time Magnetic Pumping and Alfven Wave Heating (1979)

IPP 4/184 *Raeder, J., Gorenflo, H.*, PCOILS – Mathematical models of pulsed tokamak coil systems for studying energy requirement and control problems (1979)

Interne Berichte – Systemstudien

Dänner, W., Weichselgartner, H., Tritium in der Kernfusion, Bericht Nr. 25 (1979)

Autorenverzeichnis 1979

Andelfinger, C., 140
Anderson, D.T., IPP 6/189
Arunasalem, C. 113

Bäumler, J., 156
Baumhacker, H., 146
Barnes, C., 113
Bartlett, D.V., 17, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Bay, H.L., 88, 89, 90
Becker, G., 1, IPP 1/172,
Behn, R., 54
Behrisch, R., 91, 92, 93, 119, 120, 121, 126, 129, IPP 9/30
Beitat, U., 101, 132
Bernard, S.C., 14
Biskamp, D., 58, 60, 61, 62, 70, 87, IPP 6/191
Blewer, R.S., 92, 116, 119, 120
Blume, R., 94
Bohdansky, J., 88, 89, 90, 95, 96, 116, 117, 118, 126, IPP 9/26
Bol, K., 113
Borde, R., 156
Borders, R., 92, 120
Borraß, K., 2, 147, 148, 149, IPP 4/178, IPP 4/182
Braun, F. 16
Brinkschulte, H., 146
Brockmann, H., IPP 1/173
Broßmann, U., IPP 1/176
Brossa, F., 95
Brouquet, P., 34
Bünde, R., 148, IPP 4/178, IPP 4/182

Caldas, I.L., 63
Cannici, G., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32 33, 35, 36, 165
Casini, G., 37
Cass, T., 106
Cattanei, G., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Cavallo, A., IPP 2/246
Chodura, R., 3, 4, 15
Choi, D.I., 70
Chohen, S.A., 97, 113, 123
Costley, A.E., 17

Dänner, W., 148, 150, 151, 152, IPP 4/180, Interner Ber. Nr. 25
Dalhed, H., 113
Darvas, J., 38, 39
Daughney, C., 113
Davis, C., 113
DeLucia, J., 113
Dimock, D., 113
Dommaschk, W., 140
Dorst, D., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165, IPP 2/248
Düchs, D., 64, 65, 66, 67, 68
Dum, C.T., 4
Dylla, H.F., 97, 113, 123, 124

Eberhagen, A., 5
Eckhartt, D., IPP III/50
Eckstein, W., 94, 118, 126, IPP 9/32, IPP 9/30
Efthimion, P., 113
Elsner, A., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Emmert, G.A., IPP 4/175
Engelhardt, W., 41, 42, 44, 45, 46, 49, 53, 57
Engelmann, F., 37, 38, 39
Englert, W., 98, 99
Erents, S.K., 126
Ertl, W., 156
Estes, R., 60, 62

Fahrbach, H.-U., 6
Faulkner, J., 29, 153, 165
Feist, J.H., 29, 154, 156, 165
Fink, J., 140, 141, IPP 0/41
Finkelmeyer, H., 48
Fonck, R., 113
Franzspeck, J., 48
Freudenberger, K., 156
Fußmann, G., 41, 43, 44, 49, 53, 58, IPP III/49

Gautier, P., 7, 8
Gernhardt, J., 42, 44, 45, 46, 48, 49
Gieber, J., 100
Glock, E., 42, 44, 45, 46, 48, 49
v. Goeler, S., 42, 44, 45, 46, 49, 53

Gorenflo, H., 148, IPP 4/184
Gormezano, C., 34
Gottardi, N., 42, 44, 49
Green, B.J., 58, IPP III/49
Gregory, B., 34
Grek, B., 113
Gresser, F., 48
Grieger, G., 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 165
Griem, H., 47
Gruber, J., IPP 1/176
Gruber, O., 1, IPP 1/177
Gruber, R., 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14, 15
Gyulai, J., 106

Haas, H., 48
Hacker, H., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Hancock, R., 37, 38, 39
Hartz, F., 48
Haubenberger, W.D., 166, IPP 1/176
Hawryluk, R., 113
Hechtl, E., 89
Heiland, W., 98, 99, 101, 102, 103, 132, 133, 134, 137, 138
Hellsten, T.A.K., 69
Hernegger, F., 3
Herppich, G., 48
Herrmann, W., 140, IPP 0/42
Hertweck, F.R., IPP R/32, IPP R 31,1/170,6/184
Hess, W., 34
Hesse, R., 104
Hinnov, E., 113
Hofer, W.O., 90, 100, 105, 110, 111, 135, 136, 172, 79–23 (Labor-Ber.)
Hofmann, I., 140, 142, 143
Horton, W., 60, 62, 70
How, J., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33 35, 36, 165
Hrabal, D., 155
Hsuan, H., 113

Ichtchenko, G., 34
Inoue, S., IPP 2/245
Irie, M., 113
Itoh, K., IPP 2/245

Jacobi, D., 140
Jacobsen, R., 113
Jäckel, H., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 165
Jaenicke, R., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Jandl, O., IPP 1/176
Javel, P., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Jessup, B., 34
Johnson, D., 113
Johnson, L., 113
Junker, J., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165

Kadomtsev, B., 40
Karger, F., 42, 44, 46, 49
Keilhacker, M., 48
Kerner, W., 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14, 15
Kick, M., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 49, 165
Klement, G., 48
Klüber, O., 41, 42, 44, 46, 49, 53
Knobloch, A., IPP 4/179
Köppendörfer, W., 6, 13
Kolenda, H., 156
Kolos, J., 154, 156
Kornherr, M., 48
Kotzlowski, H., IPP 1/175
Korzen, M., IPP 4/180
Kraus, J. S., 137, 138
Krause, U., IPP 1/173
Krüger, P., 48
Kukral, H., IPP 9/28
Kunze, R.-C., 155, 156
Kutsch, H. J., 166

Lackner, K., 2, 7, 8, 10, 11, 41, 42, 44, 149, IPP 1/178, IPP III/51
Langley, R., 92, 120
v. Larcher, Th., 48
Lathe, R., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Lau, S.S., 106
Leger, D., 37, 38, 39
Lengyel, L.L., 157, 158, 159, 160
Leuterer, F., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Liebl, H., 107, 108, 109
Littmark, U., 105, 110, 111, 70–23 (Labor-Ber.)
Lisitano, G., 42, 44, 49, 50, 51
Lister, G.G., 153
Lohnert, H., 156
Lortz, W., 71, 72, 73, 74, 75, IPP 6/188
Lotz, W., 28

Maderlechner, G., 93
Maeda, H., 113
Magne, R., 34
Mahn, C., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Mansfield, D., 113
v. Mark, E., 48
Marlier, S., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Martinelli, A.P., 117
Mast, K.F., IPP 1/174
Matteson, S., 106, 112, 126
Mayer, H.-M., 42, 44, 46, 49, 57
Mayer, J.W., 139
McCormick, K., 46, 49
McCracken, G.M., 97, 113, 123
McDonald, R.J., 133, 134
Meade, D., 113
Meisel, D., 42, 44, 46, 49, 57
Melkus, W., 156
Menzel, D., 99, 104

Merkel, P., 140, IPP 0/39
Meyer, J.W., 106
Minardi, E., 2, 149, IPP 1/171
Mori, S., 40
Moresco, M., 34
Müller, D., 113
Müller, G., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Müller, N., 114, 169, IPP 9/23
Münich, M., 6
Murmann, H., 42, 44, 45, 46, 49, 57

Neff, S.H., 137, 138
Nelson, D.B., 76
Neuhauser, J., 3, 6
Ngyuen, T.K., 34
Nicolet, M.A., 112
Nührenberg, J., 72, 73, 74, 75, 77, 78

Ohlendorf, W., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Ohlig, U., IPP 1/173
Okabayashi, M., 113
Okada, O., 113
Ott, W., 29, 153, 156, 165
Ottenberger, W., 116, IPP 9/26
Owens, K., 113

Pacher, G., 34
Pacher, H.D., 34, IPP 2/247
Palumbo, D., 20
Perchermeier, J., 166, 167
Pfirsch, D., 79, 80
Picraux, S., 113, 123
Piekaar, H.W., 34
Pillsticker, M., 48
Pohl, F., 45, 46
Preis, H., 48, 52
Probst, F., 156
Puri, S., 161, IPP 4/183

Raeder, J., 148, 151, 152, IPP 4/174, IPP 4/184
Rapp, H., 48
Rau, F., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Rebhan, E., IPP 6/188, IPP 6/190
Rehker, S., IPP 6/189
Reichelt, K., 94
Renner, H., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Revesz, P., 106
Reynolds, P., 37, 38, 39
Riedmüller, W., 146
Ringler, H., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Risch, M., 115
Ritter, G., 170
Robinson, M.T., 93
Röhr, H., 6, 16, 54, 55
Rossnagel, S.M., 97, 113, 123, 124
Roth, J., 90, 92, 95, 96, 106, 112, 115, 116, 117, 118, 120, 126, 139, IPP 9/26, IPP 9/30
Rousset, S., 14
Rutgers, W.R., 34

Sacher, D.Ch., 168
Saffert, J., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Salat, A., IPP 6/190
Salvat, M., 146, IPP 4/168, IPP 4/176
Sapper, J., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Sardei, F., 81, IPP 6/180
Sauthoff, N., 113
Scherzer, B.M.U., 92, 93, 115, 119, 120, 121
Schilling, H.-B., 140, 141, IPP 0/40, IPP 0/41, IPP 0/42
Schmidl, H., 119
Schmidt, G., 113
Schmidt, J., 113
Schmitter, K.H., 162, IPP 4/170
Schneider, F., 48, 52
Schneider, U.J., IPP R/32
Schneider, W., 7, 8, 9, 14, 15, IPP R/31, 1/170, 6/184
Schramm, G., 6
Schulz, R., 92, 120, 121
Schumacher, U., 140, 141, 144, 145, IPP 0/41
Schwenn, U., IPP R/31, 1/170, 6/184
Sesnic, S., 41, 42, 44, 46, 49, 53
Shohet, J.L., IPP 6/189
Sigmar, T.W., 106
Sinnis, J., 113
Silver, E., 113
Smeulders, P., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Söldner, F., 34
Söll, M., 148, 163, 164, IPP 1/176
Sommer, J., 6
Speth, E., 29, 153, 154, 156, 165
Spies, G.O, 69, 76, 82, IPP 6/181, IPP 6/185, IPP 6/186
Stacey, W.M., 40
Stäbler, A., 154, 156
Staib, Ph., 97, 104, 113, 122, 123, 124, 125, 127, 128, 129, IPP 9/30
Staudenmaier, G., 125, 126, 127, 128, 129, IPP 9/30
Steuer, K.-H., 16, 54, 55, 56
Steuerwald, J., IPP R/33, IPP R/34
Stimmelmayr, S., 166
Strachan, J., 113
Streibl, B., IPP 1/176
Suckewer, S., 113
Sudo, S., 146, IPP 4/177

Taglauer, E., 98, 99, 101, 102, 103, 130, 131, 132, 133, 134
Tasso, H., 63, 83, 84, 85, 86
Tataronis, J.A., IPP 6/189
Teichmann, J., 86, IPP 6/182, IPP 6/183, IPP 6/187
Tenney, F., 113
Terry, P., 70
Thum, F., 135, 136, IPP 9/29
Tichmann, Ch., IPP R/33, IPP R/34
Tolk, N.H., 134, 137, 138
Tonon, G.F., 34
Toschi, R., 37

Trommer, G., IPP 4/181
Troyon, F., 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14
Tully, J.C., 137, 138
Tutter, M., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165, IPP 2/246

Ulrich, M., 140

Verbeek, H., 94
Verbeek, R., 37, 38, 39
Vernickel, H., 96
Vollmer, O., 29, 156, 165

Wagner, F., 42, 44, 48, 49, 57, IPP III/52
Wampler, W., 113, 123
Wedler, H., 48
Wegrowe, J.G., 34, IPP 2/249
Weichselgartner, H., 166, 167, Interner Ber. Nr. 25
Weigand, W., 155
Weller, A., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Welter, H., 61, 87, IPP 6/191
Werner, F., 48
Wesner, F., 48
Wimmel, H.K., 81, IPP 6/180
Wittner, M., 139
Wobig, H., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165, IPP 2/245
Wolf, D., 114
Würsching, E., 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 36, 165
Wulff, G., 156
Wunderlich, R., IPP 1/178
Wrobel, W.-G., 16, 55

Zartner, A., 171, IPP 9/31
Zehrfeld, H.-P., 43, 44, 53, 58, IPP III/49, IPP III/51

Projekte des IPP an Hochschulen

Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart

(Prof. Dr. H. Zwicker)

Auf der Grundlage der Programmvereinbarungen mit dem IPP wurden die Arbeiten im IPF weitergeführt. Die ständigen Kontakte zwischen Mitarbeitern beider Institute haben im Berichtsjahr dazu geführt, daß Resultate und Entwicklungen des IPF umgehend in Garchinger Experimenten zur Anwendung kamen.

Im Bereich Wellenheizung wurden Absorptionsuntersuchungen für plasmamagnetische Wellen vom $m = 0, k = 0$ Typ am Θ-Pinch-Experiment Plasmaus 3 abgeschlossen und Vorbereitungen für entsprechende Untersuchungen anderer Wellentypen getroffen. Im Experiment Plasmaus 4 wurde die Erzeugung der Ausgangsplasmen mit Hilfe der ECRH weitergeführt und verbessert.

Das Belt-Pinch Experiment HECTOR wurde nach Abschluß der Testmessungen und weiterer Verbesserung des Vorionisierungssystems in Betrieb genommen, wobei das Plasma unter Einsatz des Crowbar Systems in ein toroidales Gleichgewicht übergeführt werden konnte.

Im Bereich Laseranwendungen wurde am IPP Experiment INTEREX die CO_2-Vorwärtsstreuung zur Messung überthermischer Fluktuationen unter Beteiligung des IPP eingesetzt und die Untersuchung abgeschlossen. Das periodisch spikende Rubinlasersystem wurde nach abschließenden Testmessungen am IPP Experiment PULSATOR eingesetzt. Für die zeitaufgelöste Streuung wurde neben den Vorbereitungen für ein Streuexperiment an ASDEX in Zusammenarbeit mit dem IPP eine Design-Studie für JET erarbeitet.

Im Bereich Plasmafokus wurde nach Fertigstellung des Neubaues für das 500 kJ-Experiment mit der Montage der Anlage begonnen. An den anderen Fokusexperimenten wurden verbesserte Meßmethoden mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung entwickelt, deren Einsatz den engen Zusammenhang zwischen Neutronenausbeute und dem Auftreten von $m = 0$ Instabilitäten zeigte sowie Aufschluß über die radiale T_e-Verteilung brachte.

1. Wellen und Plasmaheizung

E. Räuchle, U. Erz, G. Janzen, A. L. McCarthy[1], F. Moser, M. Niimura[2], P. G. Schüller

Schwerpunkt der theoretischen und experimentellen Arbeiten war die Untersuchung der Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen in inhomogenen Plasmen, da durch solche Wellen eine Aufheizung von Plasmen erreicht werden kann.

1.1 Plasmamagnetische Wellen unter Hoch-Beta-Bedingungen (PLASMAUS 3)

In Fortführung der Arbeiten zur Untersuchung magnetoakustischer Wellen $m = 0$, $k_z = 0$ unter Hoch-Beta-Bedingungen im Experiment Plasmaus 3 (Theta-Pinch) wurde der zeitliche Verlauf der Dichte n_e radial mit Hilfe eines He-Ne-Interferometers in Mach-Zehnder-Anordnung gemessen. In Abb. 1 sind die Ergebnisse für 3 verschiedene Radien wiedergegeben. Der Zeitnullpunkt ist der Zündzeitpunkt der Theta-Pinch-Entladung. Aus der zeitlichen Verzögerung des Dichteaufbaus auf der Achse läßt sich die Geschwindigkeit der Stoßwelle zu 15/μsec bestimmen. Das erste Dichtemaximum ist der Stoßwelle zuzuordnen. Diesem folgen radiale Oszillationen während der adiabatischen Phase um die Gleichgewichtslage bei $r = 4$ cm. Die bei $r = 0$ cm nach 5 μsec auftretende zusätzliche Dichtemodulation von ca. 30% im Frequenzbereich von 1 MHz ist das Resultat der von außen aufgeprägten Welle. Im magnetfeldfreien Plasmakern ist kein magnetisches Wellenfeld mehr vorhanden, die Welle besteht hier allein aus einer Modulation der Dichte n_e. Die magnetoakustische Welle ist damit im

[1]) Gastforscher von der Flinders University, Adelaide, Australien von 1.1. bis 30.6.79

[2]) Gastforscher von der Universidad de Campinas, Brasilien seit 15.6.79

magnetfeldfreien Innenbereich des Plasmas in eine reine Schallwelle übergegangen. Da sich beim Betrieb des Theta-Pinches herausstellte, daß die Arbeitsmöglichkeiten benachbarter Experimente beeinträchtigt wurden, war es notwendig, die gesamte experimentelle Anordnung elektromagnetisch perfekt abzuschirmen. Gleichzeitig wurde die Umrüstung der Anregung für den Wellentyp $m = 0$, $k_z \neq 0$ vorgenommen. Ferner wurde eine Thomson-Laser-Streuanordnung zur Bestimmung der Elektronentemperatur installiert und mit Messungen hierzu begonnen.

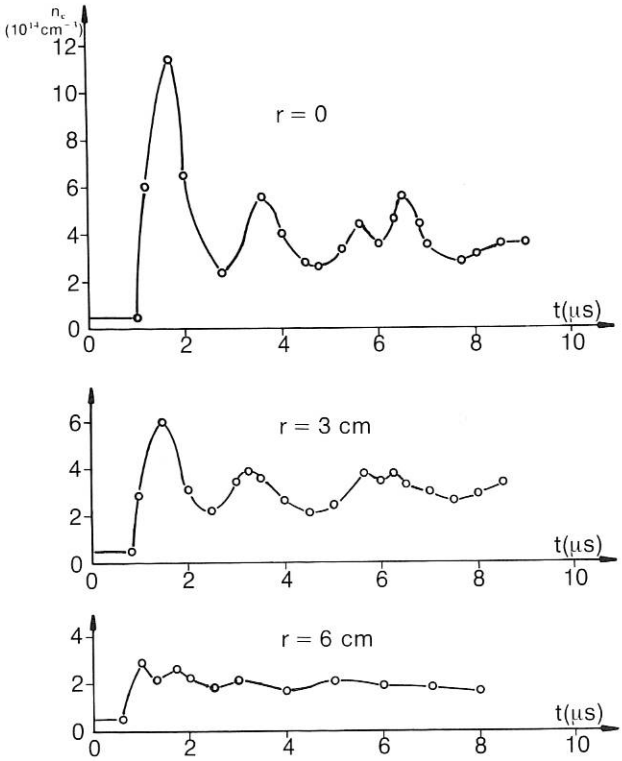


Abb. 1 Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte für verschiedene Radien

1.2 Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen in inhomogenen Plasmen

(a) Die theoretischen Untersuchungen von Wellenausbreitungsvorgängen konzentrieren sich auf Bedingungen wie sie im Hoch-Beta-Plasma des Theta-Pinches (PLASMAUS 3) vorliegen. Die numerischen Untersuchungen der radialen Kompressionsschwingungen ($m = 0$, $k = 0$) unter Berücksichtigung der endlichen elektrischen Leitfähigkeit und der Viskosität des Plasmas wurden abgeschlossen. Es zeigte sich, daß die Viskosität im Parameterbereich des Experimentes von entscheidendem Einfluß auf das Ausbreitungsverhalten der plasmamagnetischen Welle ist.

In Ergänzung zur Lösung des eingeschwungenen Zustandes wurde mit einem Real-time-Verfahren der Einschwingvorgang selbst berechnet. Für große Zeiten t konvergiert diese Lösung gegen die Fourier-Lösung des eingeschwungenen Zustandes.

In Fortführung der Untersuchung der freien und erzwungenen radialen Kompressionsschwingungen der inhomogenen Plasmasäule des Theta-Pinches wurde das gekoppelte Differentialgleichungssystem für die Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen vom Typ $m = 0$, $k \neq 0$ aufgestellt und numerisch gelöst. Für verschiedene radiale Profile der Ausgangsdichte und des Magnetfeldes wurden die Eigenfrequenzen und Eigenfunktionen der radial inhomogenen Plasmasäule für eine bestimmte vorgeschriebene Wellenzahl $k \neq 0$ berechnet.

Im Falle eines von außen eingeprägten Wellenfeldes mit endlichem $k \neq 0$ ergeben sich globale Resonanzen an den Stellen der Eigenfrequenzen der Plasmasäule. Auch hier zeigt es sich, daß die Viskosität des Plasmas von entscheidendem Einfluß auf das Ausbreitungsverhalten, speziell auf die Dämpfung, plasmamagnetischer Wellen ist.

Die von der idealen MHD-Theorie vorausgesagten lokalen, singulären Resonanzen des Cusp-Kontinuums treten bei realen Plasmen nicht mehr auf. Dies wird auch durch die Ergebnisse der numerischen Rechnungen bestätigt. Für reale Plasmaparameter treten nur noch die globalen Resonanzen auf. Mechanismen zur Plasmaheizung, die auf den lokalen Resonanzen beruhen, dürften somit für eine effektive Plasmaheizung nicht in Frage kommen.

(b) Die Untersuchung von Rotationsinstabilitäten des Theta-Pinches für die vorliegenden Plasmaparameter wurde numerisch durchgeführt. Bei Berücksichtigung einer Temperaturanisotropie ergab sich für $T_\perp > T_\parallel$ eine stabilisierende Wirkung.

(c) Numerische Berechnungen der Eigenfrequenzen und Eigenfunktionen magnetoakustischer Oszillationen eines toroidalen Plasmas in einem stationären, toroidalen Magnetfeld wurden unter Berücksichtigung des spezifischen elektrischen Widerstandes durchgeführt. Bei erzwungenen Schwingungen ergibt sich, wie erwartet, daß eine maximale Erregung dann auftritt, wenn die Frequenzen in der Nähe der Eigenfrequenzen liegen, wobei die räumliche Verteilung der Wellenfelder durch die Eigenfunktionen bestimmt wird.

1.3 Ausbreitung linearer Alfvénwellen

Die Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften nichtaxialsymmetrischer Alfvénwellen wurde am Experiment PLASMAUS 1 weitergeführt. Eine spezielle Anregungsart (Multipol-Antenne mit breitbandigen Phasenschiebern) erlaubt eine getrennte Anregung von $m = +1$ oder $m = -1$ Wellen im Frequenzbereich 0,3 – 1,5 MHz. Die Meßergebnisse wurden mit parallel durchgeführten numerischen Rechnungen verglichen, denen die im Experiment vorliegenden Plasmaparameter zugrunde liegen mit Berücksichtigung radialer Inhomogenität von Dichte und elektrischer Leitfähigkeit sowie Ionen-Neutralteilchen-Stößen.

In Abb. 2 sind berechnete und gemessene Werte des Real- und Imaginärteils (Dämpfungskonstante) der komplexen Wellenzahl $k = \mathrm{Re}\,k + i\,\mathrm{Im}\,k$ für beide Wel-

lenarten m = + 1 und m = − 1 wiedergegeben. Real- und Imaginärteil steigen mit zunehmender Frequenz an, beim m = − 1 Wellentyp jedoch stärker als beim m = + 1 Typ. Diese Aufspaltung der Ausbreitungseigenschaften ist auf eine hier schon bei niedrigeren Frequenzen einsetzende effektive Ionenzyklotronresonanz zurückzuführen, da die effektive Ionenzyklotronfrequenz in teilionisierten Plasmen infolge Ankopplung des Neutralgases an die Ionen herabgesetzt wird.

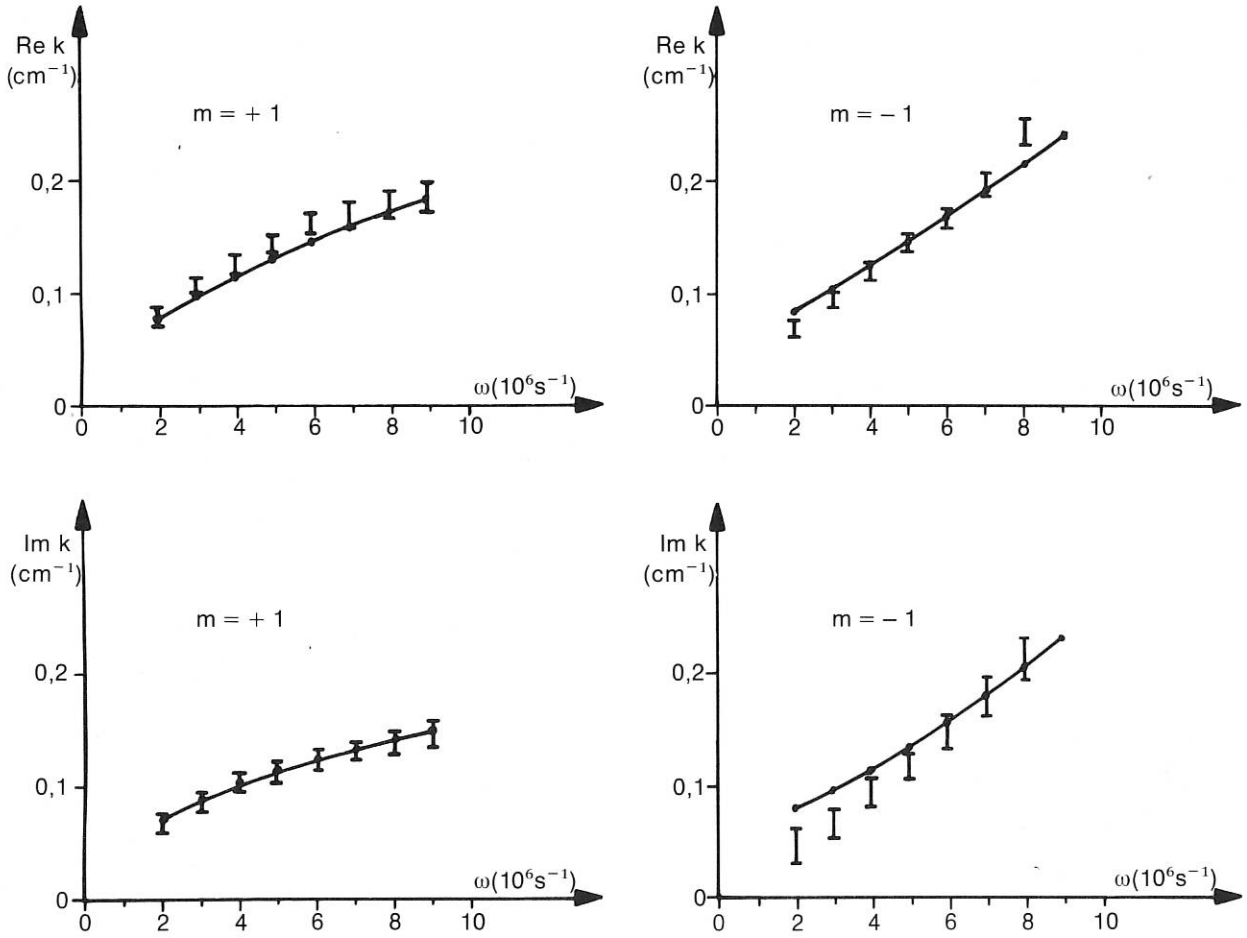


Abb. 2 Gemessene und berechnete Werte des Real- und Imaginärteils der komplexen Wellenzahl k

1.4 Experiment Plasmaus 4

Das Experiment Plasmaus 4 dient der Untersuchung von Wellenphänomenen in einem dichten ($n_e = 10^{14} \ldots 10^{15}$ cm^{-3}), etwa 1 ms dauernden Plasma. In einer linearen Magnetfeldanordnung mit Spiegeln und einem homogenen Magnetfeldbereich von 2,5 m Länge bei $B_0 \geqq 5$ kG soll das Plasma durch eine axiale Entladung mit Hilfe einer 120 kJ-Kondensatorbatterie erzeugt werden. Vorbedingung für die Zündung der Hauptentladung ist ein ausreichend dichtes Vorionisationsplasma, welches von einem Mikrowellengenerator erzeugt wird (Magnetron; 2,45 GHz; 5 kW; gepulst).

Um auch bei Induktionen von 5 – 10 kG ein Plasma durch ECRH zu erzeugen, wird das Hauptmagnetfeld lokal kurzzeitig auf einen niedrigeren Wert gebracht, der die ECR-Bedingung erfüllt.

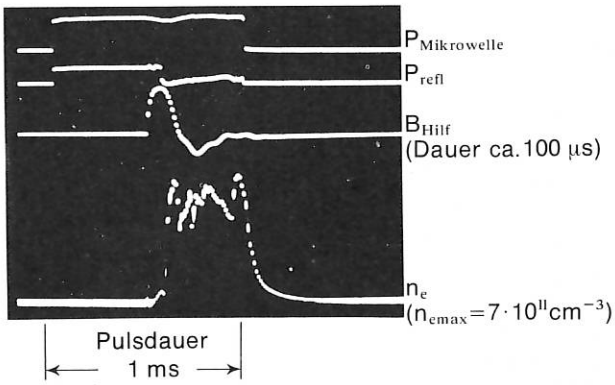


Abb. 3 Erzeugte Mikrowellenleistung, reflektierte Mikrowellenleistung, Hilfsmagnetfeld, Elektronendichte als Funktion der Zeit (H_2, 14 mTorr, B_0 = 2,3 kG)

Abb. 3 zeigt in der obersten Spur den Zeitverlauf der vom Mikrowellengenerator abgegebenen Leistung von P = 3,2 kW.

Die zweite Spur zeigt den zeitlichen Verlauf der reflektierten Leistung. Vor dem Einsatz des Hilfsmagnetfeldpulses (Spur 3) zur Reduktion des stationären Feldes (B_0 = 2,2 kG) wird die an der Antenne anstehende Leistung total reflektiert, und es ist kein Plasma vorhanden (Spur 4).

Sobald kurzzeitig (hier ca. 100 µs lang) ECR-Bedingungen herrschen, wird die eingestrahlte Mikrowelle stark absorbiert und die Elektronendichte steigt auf Werte bis $n_e \approx 10^{12}$ cm^{-3}. Diese Bedingung sollte eine sichere Zündung der Hauptentladung gewährleisten.

1.5 Ionen-Hybrid-Resonanzen

Die Berechnungen des Ausbreitungsverhaltens elektromagnetischer Wellen im Ionenzyklotronfrequenzbereich in temperierten Mehrkomponentenplasmen wurden fortgeführt. Die Rechnungen erfolgten für Deuterium-Wasserstoff-Plasmagemische mit Sauerstoff als Verunreinigung.

Als Grundgas wird Deuterium angenommen; der Wasserstoffanteil beträgt 1- bzw. 10%, die Konzentration des Sauerstoffs 1%, 5% bzw. 10%.

Die Rechnungen wurden für verschiedene Elekronentemperaturen durchgeführt. In dem gewählten Temperaturbereich durchläuft der Sauerstoff die Ionisationsstufen 0 VI bis 0 VIII.

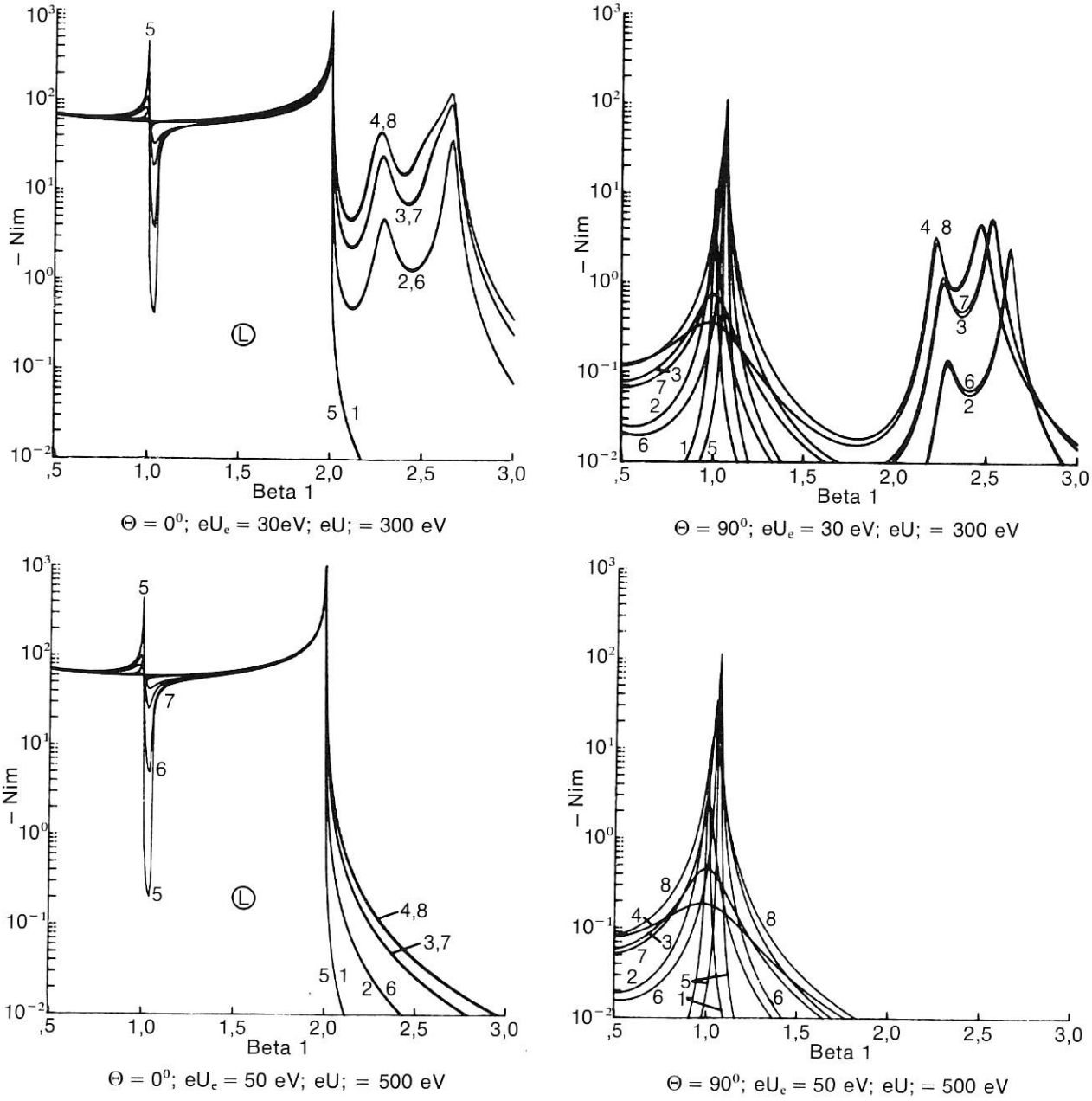


Abb. 4 Dämpfung $-n_{im}$ als Funktion des normierten Magnetfelds β_1 bei Wellenausbreitung parallel ($\Theta = 0^0$) und senkrecht ($\Theta = 90^0$) zum Magnetfeldvektor. Plasmazusammensetzung: 1% H^+ (Kurven 1,2,3,4), 10% H^+ (5,6,7,8), kein 0^+ (Kurven 1,5), 1% 0^+ (2,6), 5% 0^+ (3,7), 10% 0^+ (4,8).

Abb. 4 zeigt die Dämpfung ($-n_{im}$) elektromagnetischer Wellen als Funktion des angelegten Magnetfeldes B_o bei Ausbreitung parallel und senkrecht zum Magnetfeldvektor ($\beta_1 = \omega_{H+}/\omega$; Plasmadichte $n_e = 10^{14}$ cm^{-3}; Wellenfrequenz f = 50 MHz).

Die auftretenden Dämpfungsmaxima sind bei $\Theta = 0^0$ den Ionenzyklotronresonanzen von H^+ (bei $\beta_1 = 1$), D^+ ($\beta_1 = 2$), O VII ($\beta_1 = 16/7$) und O VI ($\beta_1 \geqslant 16/6$) zuzuordnen. Bei senkrechter Ausbreitung ($\Theta = 90°$) treten Ionen-Hybridresonanzen auf, deren Dämpfungsmaxima in der Nähe der Zyklotronresonanzfelder der jeweiligen Minoritäten des Plasmagemisches liegen. Bei $\beta_1 \approx 2$ tritt keine Ionenhybridresonanz auf, weil Deuterium in großer Konzentration im Plasmagemisch enthalten ist.

Entsprechend den niedrigen Ionen-Ionen-Stoßfrequenzen sind alle Resonanzen bei hohen Ionentemperaturen gut ausgebildet. Bei Elektronenenergien über 50 eV tritt der Sauerstoff nur noch in der achtfach ionisierten Form auf. Die Zyklotronresonanzen von D^+ und O VIII fallen bei $\beta_1 = 2$ zusammen. Dies führt dazu, daß die 90°-Ionenhybridresonanz zwischen O VIII und den anderen Plasmaionen in der Umgebung von $\beta_1 = 2$ nicht mehr auftreten kann, weil hier D^+ und O VIII gemeinsam die Majoritätskonzentration des Plasmas darstellt für 2 Paare von Teilchenenergien.

1.6 Plasmasimulation

Das zur Lösung der eindimensionalen Vlasov-Gleichung entwickelte Verfahren wurde auf die Ausbildung der Seitenbandinstabilität angewandt. Dieses Verfahren ist hierfür besonders geeignet, da es infolge der hohen Genauigkeit und Schnelligkeit erlaubt, auch zu langen Zeiten hin Plasmavorgänge zu simulieren.

In Abb. 5 ist die zeitliche Entwicklung der gesamten elektrostatischen Energie des Plasmas dargestellt, wobei als Anfangsbedingung eine dem Plasma eingeprägte elektrostatische Welle mit vorgegebener Wellenzahl und großer Amplitude gewählt wurde. Die Wellenenergie betrug 20% der thermischen Energie.

Der anfänglichen Landaudämpfung (bis $\omega_{pe} \cdot t \sim 20$) folgt ein durch Elektroneneinfang in der Welle hervorgerufenes oszillierendes Verhalten der Elektronenschwingung (electron trapping, bounce frequency). Bei $\omega_{pe} \cdot t \sim 700$ wird der Elektroneneinfang zerstört, die Gesamtenergie zeigt turbulentes Verhalten. Hervorgerufen wird diese Turbulenz durch das nichtlineare Anwachsen der Amplitude der unteren und oberen Seitenbänder mit benachbarten Wellenzahlen, die zu dieser Zeit in die Größenordnung der Amplitude der Ursprungswelle kommen (Wellenzerfall). In Abb. 6 ist die zeitliche Entwicklung des unteren Seitenbandes und in Abb. 7 die zeitliche Entwicklung der Amplitude der Ursprungswelle dargestellt, die ab $\omega_{pe} \cdot t \sim 800$ eine konstante Amplitude aufweist (BGK mode).

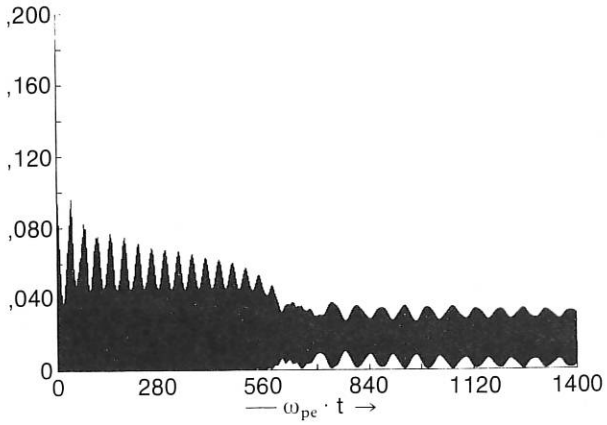


Abb. 5 Zeitlicher Verlauf der gesamten elektrostatischen Energie

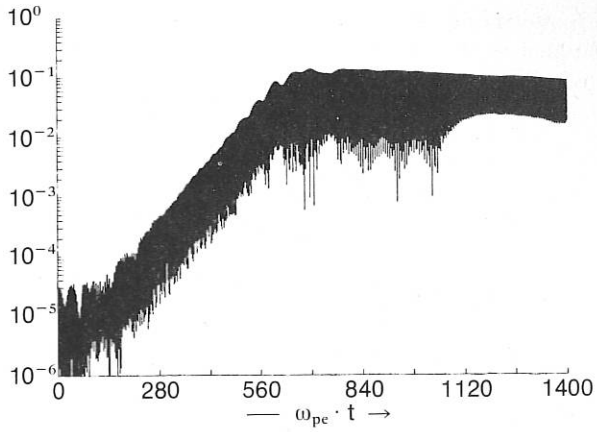


Abb. 6 Zeitlicher Verlauf des unteren Seitenbandes

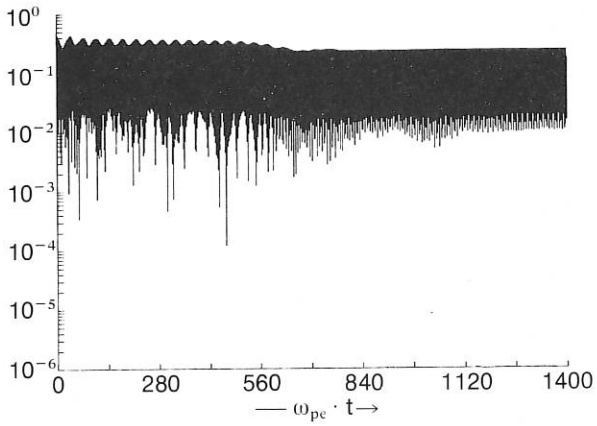


Abb. 7 Zeitlicher Verlauf der Ursprungswelle

2. Hector (Hochspannungs-Belt-Pinch)

(R. Wilhelm, V. Erckmann, W. Konle, G. Müller, M. Thumm)

Nach Abschluß der Aufbauarbeiten und der an vielen Stellen notwendigen Umbauten wurde das Hochspannungs-Belt-Pinch Experiment HECTOR Mitte 79 in Betrieb genommen. Mit dieser Anlage steht nunmehr ein Stoßwellenexperiment zur Verfügung, das Untersuchungen nichtkreisförmiger Tokamakgleichgewichte bei hohen β-Werten und Temperaturen bis in den keV-Bereich über eine Zeitskala von ca. 50 μs ermöglicht.

2.1 Vorbereitende Arbeiten und erste Experimente

Mit einem neuaufgebauten, zeitlich regelbaren Vertikalfeldsystem gelang es, auch das stark paramagnetische Ausgangsplasma in der Vorionisierungsphase in ein toroidales Gleichgewicht zu bringen und von Wandkontakten weitgehend freizuhalten. In Verbindung mit einem verbesserten Entladungsgefäß ließ sich ein hoher Sauberkeitsgrad des Plasmas erreichen, allerdings mit der Folge, daß im unteren mTorr-Bereich keine zuverlässige Plasmazündung möglich war. Aus diesem Grund wurde ein neuer Hochfrequenzgenerator entwickelt, der über eine vierstufige Frequenzvervielfachung mit Hilfe von Ferritkopplern eine HF-Leistung von einigen MW bei 90 MHz für einige 10μs abgibt. Die gewählte Frequenz liegt bei der Hohlraumresonanz der Belt-Pinch-Spule und sollte zu einer effektiven Anregung von ionisierenden Elektronenstößen führen. Die Apparatur bewährte sich bereits in einem ersten, provisorischen Aufbau, so daß gegen Ende des Berichtsjahres erste Entladungen mit der gesamten Anlage, d. h. Vor- und Hauptentladung durchgeführt werden konnten.

Bei diesen Untersuchungen wurde neben elektrischen Standardmessungen und Bildwandleraufnahmen ein auf 2 Radialkanälen arbeitendes CO_2-Laser Interferometer eingesetzt. Im zunächst gewählten Dichtebereich entsprechend 2 mTorr Fülldruck kann das Plasma nach der schnellen Stoßwellenkompression in ein toroidales Gleichgewicht überführt werden. Über eine Zeitskala von 30 μs fallen Plasmastrom und Plasmadichte entsprechend den durch die äußeren Kreise vorgegebenen Zeitkonstanten langsam ab. Sodann folgt ein schneller Stromabbruch, dessen Ursache noch unklar ist. Das Gleichgewicht erweist sich als sehr empfindlich gegen die Zufuhr von Verunreinigungen. Auch die Gegenwart einer Magnetfeldsonde zur Feldmessung im Plasmainneren bedingt einen schnellen Stromabbruch.

2.2 Weitere Diagnostikvorbereitung

Der Aufbau der 90°-Thomsonstreuanordnung mit Rubinlaserlicht wurde abgeschlossen, so daß jetzt auch radial aufgelöste Temperatur- und Dichteprofile aufgenommen werden können. Das Gaseinlaßsystem wurde mit einer Zumischeinrichtung für definierte Mengen von Verunreinigungen ausgestattet, so daß jetzt spektroskopische Messungen angeschlossen werden können.

3. Laseranwendungen

(H. Salzmann, R. Behn, B. Bitzenberger, Chen-Hsi Chang[3]), G. Dodel, N. Douglas, H. Hailer, K. Hirsch, E. Holzhauer, W. Kasparek, W. Kunz, K. Mayerhoffer, D. Schaffroth, U. Scherer)

Die Arbeiten dieser Abteilung konzentrieren sich vorwiegend auf die Entwicklung diagnostischer Verfahren im Zusammenhang mit künftigen Kernfusionsexperimenten.

[3]) Gast von der Nord-West-Universität, Xian, China

3.1 Streudiagnostik zeitlich veränderlicher Plasmaparameter

3.1.1 Periodisch gepulster Nd^{3+}: YAG Laser

Nachdem Silizium Avalanche-Photodioden Typ 50 EHS erfolgreich als Detektoren für die periodisch gepulste Streuung bei 1,06 μm eingesetzt worden waren, gelangen im vergangenen Jahr auch spektral aufgelöste Streumessungen mit dem IR Photomultiplier VPM 159. Die Messungen der Elektronenspektren ($\alpha \lesssim 1$) zeigten in Übereinstimmung mit den Abschätzungen gute Signal-Rausch-Verhältnisse (SNR > 5). Abb. 8 zeigt das Gesamtspektrum eines Wasserstoff-Bogenplasmas (Streuparameter $\alpha \approx 1$). Die Form des Elektronenspektrums stimmt mit dem theoretischen Profil überein, wohingegen die zentrale Ionenlinie ($\Delta\lambda \approx 2$ Å) durch das Apparateprofil des Monochromators ($\Delta\lambda_A = 13$Å) bestimmt ist.

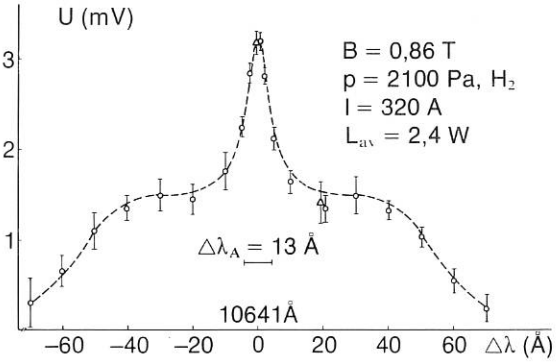


Abb. 8 Streuspektrum eines Wasserstoffbogenplasmas bei $\alpha \approx 1$: Detektor: IR-Photomultiplier VPM 159

Um die Form der schmalen Ionenlinie messen zu können, war es notwendig, die spektrale Auflösung wesentlich zu verbessern. Dazu wurde in der bisherigen 90° Streuanordnung zusätzlich zu dem Monochromator ein Fabry-Perot Interferometer verwendet. Ferner mußte die breite Laserlinie ($\Delta\lambda_L = 1$ Å) mit einem Etalon eingeengt werden. Die damit erreichte spektrale Auflösung von $\Delta\lambda_A \approx 0{,}3$ Å erlaubte detaillierte Messungen von Ionenspektren bei verschiedenen Plasmaparametern.

Ein mit dieser Anordnung und dem IR Photomultiplier gemessenes Ionenstreuspektrum einer Wasserstoffentladung ist in Abb. 9 wiedergegeben. Die durchgezogene Kurve stellt das theoretische Ionenprofil für den aus dem Elektronenspektrum bekannten Wert $\alpha = 1{,}1$ dar. Das theoretische Profil stimmt gut mit den Meßwerten überein.

Zur Untersuchung des Einflusses einer Verunreinigung des Wasserstoffplasmas durch schwere Ionensorten auf das Streuspektrum wurden Messungen an einem Argon-Wasserstoffgemisch durchgeführt. Abbildung 10 zeigt ein derartiges Ionenspektrum. Die erzielte Auflösung erlaubt eine deutliche Trennung der Streubeiträge der leichten (H^+) und der schweren (Ar^+) Ionenkomponente, sowie darüber hinaus die Bestimmung der zugehörigen Temperaturen und Dichten. Die durchgezogene Kurve gibt das theoretische

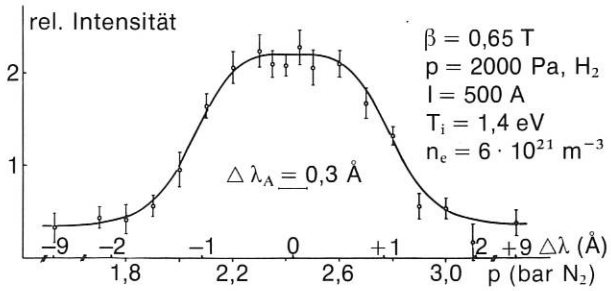


Abb. 9 Kollektives Ionenspektrum eines reinen Wasserstoffplasmas $\alpha = 1{,}1$
Abszisse: Druck p im Fabry-Perot-Interferometer sowie zugehörige spektrale Verschiebung

Ionenstreuprofil dieses $H^+ - Ar^+$ Gemisches bei $\alpha = 1{,}1$ wieder und zeigt ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf. Diese Übereinstimmung, gestützt durch Ergebnisse aus Messungen des Elektronenstreuspektrums bestätigen das von Evans*) vorgeschlagene Modell, das den Einfluß von Verunreinigungen auf das Streuspektrum beschreibt.

Die Experimente bestätigen die Erwartungen bezüglich der Signal-Rausch-Verhältnisse und erlauben eine abwägende Gegenüberstellung der beiden verwendeten Detektortypen (VPM 159 und AVPD 50 EHS). Es zeigt sich, daß die AVPD zur Messung des Elektronenstreuspektrums bei starkem Plasma-Eigenleuchten aufgrund ihrer hohen Strahlungsbelastbarkeit besser geeignet ist als der IR Photomultiplier. In diesem Bereich arbeitet die AVPD nahezu als idealer Detektor, da das Detektorrauschen gegenüber dem Rauschen der Plasmastrahlung vernachlässigt werden kann. Für die Messung von Elektronenspektren bei niedrigen Elektronendichten sowie bei spektral hochaufgelösten Messungen (z. B. Ionenlinie) ist der IR Photomultiplier verwendbar, da die Strahlungsbelastung gering ist. Seine große Quantenausbeute von 4% bei 1,06 μm verknüpft mit dem um Größenordnungen geringeren Dunkelstromrauschen (im Vergleich mit der AVPD) ergeben im Bereich niederer Dichte bessere SNR-Werte.

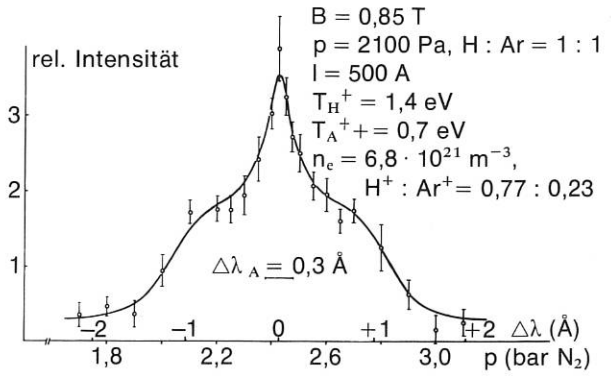


Abb. 10 Kollektives Ionenspektrum eines H^+–Ar^+ Gemisches, $\alpha = 1{,}1$

*) D. E. Evans, Plasma Phys. **12**, 573 (1970)

3.1.2 Design-Studie für die JET-Diagnostik »Quasikontinuierliche Streuung«

In Zusammenarbeit mit dem IPP wurde eine Studie für ein periodisch gepulstes Streuexperiment an JET erarbeitet. Dieses beruht auf einer 8°-Vorwärts-Streugeometrie, die gegenüber der 90°-Streuung u. a. den Vorteil bietet, daß das Spektrum bei hohen Temperaturen nicht extrem stark verbreitert ist (Anforderungen an die Achromasie der Optik). Als Laser ist ein 100 Hz Neodym-Laser vorgesehen, die Detektoren sind Avalanche-Photodioden. Der Laserstrahl durchquert den Torus tangential in der Äquatorialebene. Durch Verschieben der Optik zwischen den JET Entladungen kann ein radiales n_e, T_e-Profil bestimmt werden.

3.1.3 Periodisch emittierender Rubin-Laser

Zur Erprobung des für die Streudiagnostik entwickelten periodisch emittierenden Rubin-Lasers (20 äquidistante Impulse innerhalb von 600 μs bei einer Schaltfrequenz von 30 kHz, Spitzenleistung ca. 2 MW) und der gewählten Signalverarbeitung mit einem Boxcar-Averager wurden Streuexperimente an einem Hochstrom-Kohlebogen durchgeführt.

Beim stationären Betrieb des Bogens (konstanter Strom) konnte das Signal-Rausch-Verhältnis erwartungsgemäß verbessert werden, indem über die Streusignale der gesamten Impulsfolge aufsummiert wurde. Die gesteuerte Absenkung des Bogenstroms innerhalb eines Intervalls von 300 μs ermöglichte Messungen an einem zeitlich veränderlichen Plasma. In diesem Fall wurde das Streusignal jedes einzelnen Laserimpulses (P = 2,5 MW) ausgewertet und somit eine Zeitauflösung von ca. 35 μs erzeilt. Abb. 11 zeigt

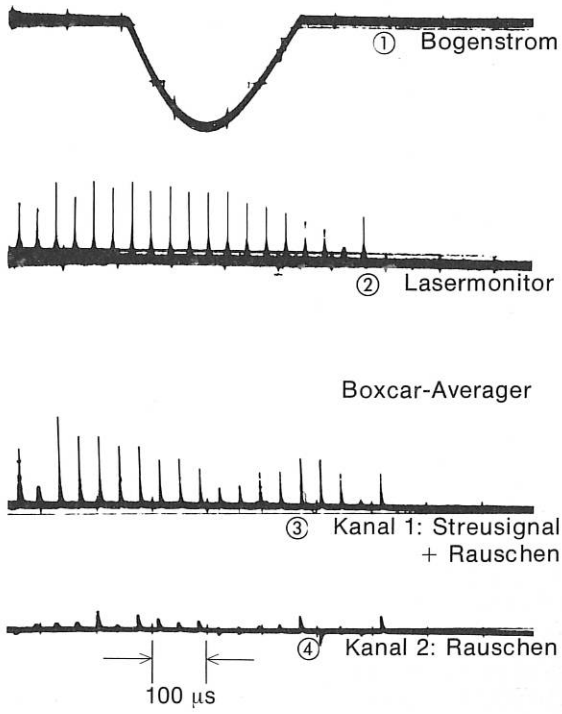


Abb. 11 Messung bei zeitabhängigen Plasmaparametern

die in einem Schuß in einem spektralen Kanal aufgezeichneten Streusignale ③ zusammen mit dem zeitlichen Verlauf des Bogenstroms ① und dem Signal des Lasermonitors ②. Ein zweiter Meßkanal des Boxcar-Averagers (PAR 162/164) wurde dazu verwendet, den Störanteil aufgrund von Rauschen (Plasmastrahlung, Detektor) zu bestimmen (④). Der Spektralkanal ($\Delta\lambda = 4{,}3$ nm) wurde so gewählt, daß mit abnehmender Elektronendichte auch das Streusignal abnimmt. Bereits ohne Normierung auf die Energie der einzelnen Laserimpulse zeigt Abb. 11 eine deutliche, mit der Absenkung des Bogenstroms korrelierte Abnahme in der Amplitude der Streusignale.

Ausgehend von den bei diesen Experimenten gewonnenen Erfahrungen wurde am IPP Garching ein dort vorhandener Rubin-Laser (KORAD) für periodischen Q-switch Betrieb umgerüstet. Mit diesem Laser wurde am Tokamak PULSATOR erstmals mit Hilfe der Streudiagnostik die Änderung der Elektronendichte und -temperatur während einer »disruption« zeitaufgelöst gemessen. Mit einem Laserschuß konnte dabei die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter innerhalb einer Millisekunde verfolgt werden (siehe IPP-Jahresbericht 1979).

3.2 Laserdiagnostik bei 10,6 μm

3.2.1 Streuung mit Überlagerungsempfang

3.2.1.1 Messungen an INTEREX

Über die Ergebnisse der Laserstreuexperimente wird im Abschnitt des IPP-Jahresberichtes 1979 gesondert berichtet.

Die Pulsdauer und Leistung des Niederdrucklasers waren ausreichend, um den zeitlichen Ablauf (20 μs) der überthermischen Fluktuationen verfolgen zu können. Auf den Einsatz des Hybridlasers wurde deshalb verzichtet.

3.2.1.2 Arbeiten im IPF

Erste Messungen an INTEREX ergaben ein breites Frequenzspektrum bis 250 MHz, welches für die geforderte Meßdauer von 20 μs nicht mehr direkt registriert werden konnte. Deshalb wurde ein Spektrum-Analysator mit 6 Kanälen aufgebaut (Kanäle: 10 – 20 MHz, 20 – 40 MHz, 40 – 65 MHz, 65 – 95 MHz, 95 – 145 MHz, 145 – 245 MHz). Jeder Kanal enthält einen rauscharmen Verstärker, einen Gleichrichter und einen Logarithmierer zur Erweiterung des Dynamikumfangs. Eine eingebaute Breitbandrauschquelle ermöglicht die Eichung der einzelnen Kanäle. Mit diesem Gerät wurde der zeitliche Verlauf des Fluktuationsspektrums gemessen.

3.2.2 Trägerfrequenzverfahren für Interferometrie und Polarimetrie

3.2.2.1 Der spezielle Einsatz der Polarimetrie zur Messung von Magnetfeldern am Belt-Pinch bedingt die Messung kleiner Winkel ($\leq$ 1 mrad) mit hoher Zeitauflösung ($\leq$ 1 μsec). Mit Hilfe eines Einseitenbandmodulators (Ultraschallwelle in einem Germaniumkristall), wie er im IPF vorhanden ist, läßt sich eine kontinuierliche Rotation der Polarisationsebene des Laserstrahls mit hoher Frequenz (40 MHz) erreichen. Hinter einem Analysator wird diese Polarisationsmodulation in eine periodische Intensitätsmodulation umgesetzt. Eine zusätzliche Drehung der Polarisation durch ein Plasma im Magnetfeld (Faraday-Effekt) resultiert in einer entsprechenden Phasenverschiebung des periodischen AC-Anteiles im Detektorsignal. Zur Messung dieser Phasenverschiebung lassen sich bekannte Verfahren aus der Nachrichtentechnik verwenden.

3.2.2.2 Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet dieser Modulationsverfahren sind Trägerfrequenz-Interferometer, welche sich mit dem genannten Einseitenbandmodulator betreiben lassen. Die bei der erwähnten hohen Zeitauflösung geforderte Meßgenauigkeit entspricht bei interferometrischen Messungen 1/6000 Streifenverschiebung.

3.2.2.3 Ein Testgenerator zur Erzeugung definierter Phasenhübe wurde aufgebaut. Mehrere Phasenmodulatoren wurden damit erprobt. Die geforderte Winkel- und Zeitauflösung wurde erreicht.

Mit einem CO_2-Niederdrucklaser und einem gekühlten Ge-Hg Detektor wurden sowohl ein Trägerfrequenz-Polarimeter wie auch ein Trägerfrequenz-Interferometer aufgebaut. In beiden Anordnungen erhält man ein Ausgangssignal, welches der Meßgröße proportional ist.

Durch einen begrenzenden Verstärker erreicht man eine weitgehende Unabhängigkeit von Intensitätsschwankungen im Laserlicht. Ein ausführlicher Laborbericht ist in Vorbereitung.

3.3 Diagnostik im Fernen Infrarot

3.3.1 Polarimetrie

Das positive Ergebnis der ersten Messung einer vom Poloidalfeld eines Tokamaks hervorgerufenen Faradaydrehung (Jahresbericht 1978) gab Anlaß zu dem Vorschlag Faradaymessungen auch zur Elektronendichtebestimmung heranzuziehen *). Kern der Studie ist die Gewinnung des Linienintegrals der Elektronendichte über den vom – bekannten – Toroidalfeld erzeugten Faradayeffekt. Die Methode erfordert weder Referenzstrahlen noch interferometrische Justiergenauigkeit und könnte deshalb für Maschinen mit schlechter Zugänglichkeit und/oder starken mechanischen Vibrationen von Nutzen sein. Die experimentelle Einfachheit gegenüber der Interferometrie muß allerdings mit einer Annahme bezüglich der Symmetrie erkauft werden, durch die bei der Auswertung der Einfluß des Poloidalfeldes eliminiert wird.

3.3.2 Entwicklung optisch gepumpter FIR-Laser

Die Untersuchungen an dem axial gepumpten, längenstabilisierten D_2O-Laseroszillator (siehe Jahresbericht 1978) wurden fortgesetzt. Hierbei konnten die

*) G. Dodel, W. Kunz, Infrared Phys. **19**, 443 (1979)

experimentellen Möglichkeiten durch die in Betrieb genommenen schnellen Ge:Ga Photoleitungsdetektoren wesentlich erweitert werden. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

(a) Obwohl Fabry-Perot-Spektren bei der 66 μm Linie schon bei einer Oszillatorlänge von 45 cm auf axialen Monomodenbetrieb hinweisen, zeigt die Pulsform ein deutliches »Modebeating«. Da letzteres ein sehr viel empfindlicheres Maß für die spektrale Qualität ist, sind demnach von Schuß zu Schuß aufgenommene und über die Pulsdauer integrierte Fabry-Perot Spektren mit Vorsicht zu interpretieren. Zuverlässiger Monomodenbetrieb läßt sich bei der 66 μm Linie erst bei Resonatorlängen $\lesssim$10 cm erzielen.

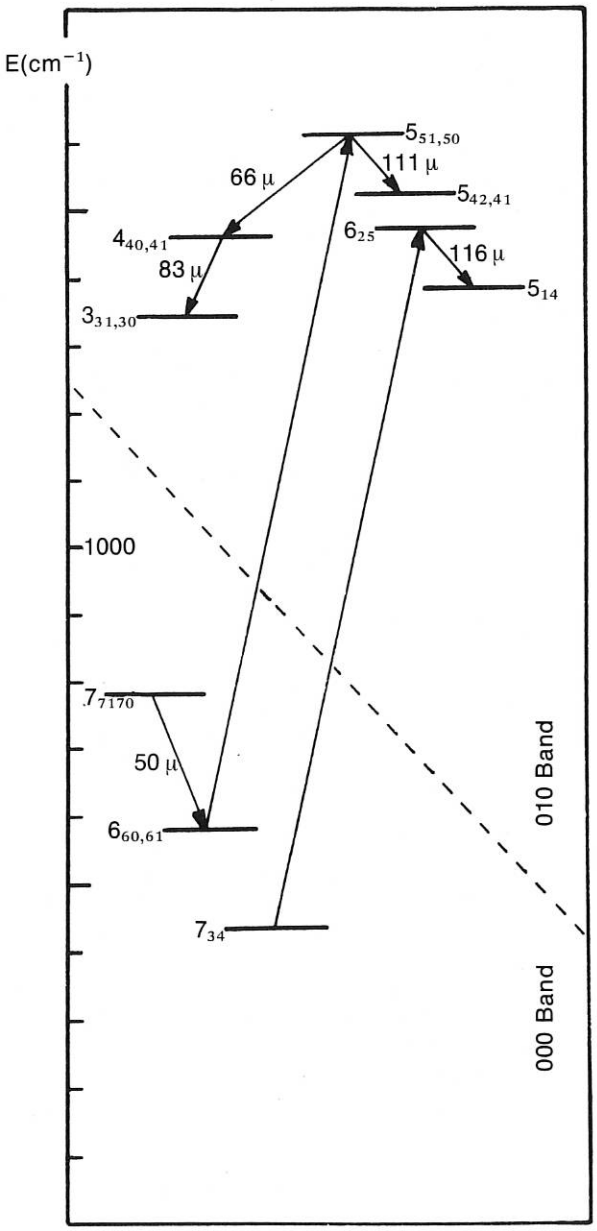


Abb. 12 Zuordnung der D_20 Laserübergänge die beim optischen Pumpen mit der 9 P (32) Linie des CO_2-Lasers auftreten

(b) Neben der 66 μm Linie existieren noch andere, schwächere Linien bei Wellenlängen von 50 μm, 83 μm und 116 μm, sowie eine starke, bislang nicht bekannte Linie bei 111 μm *). Letztere konnte mit dem $5_{51} - 5_{42}$ bzw. $5_{50} - 5_{41}$ Übergang im (010) Schwingungsband von D_20 indentifiziert werden. Das obere Laserniveau ist identisch mit dem der 66 μm Linie (siehe Abb. 12 und 13).

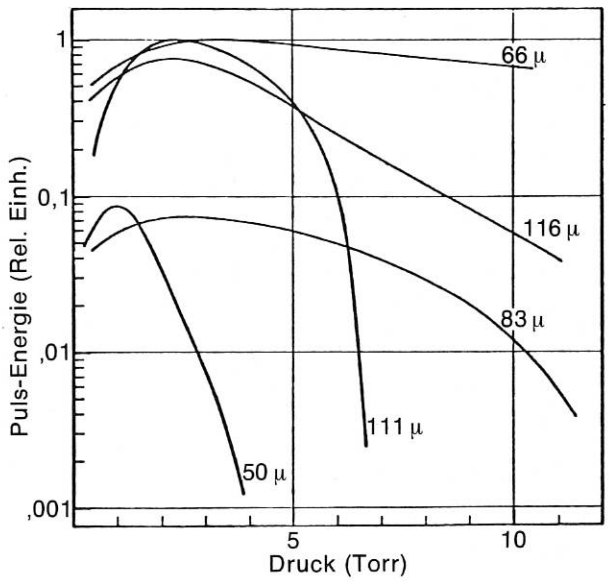


Abb. 13 Pulsenergien der verschiedenen Laserlinien als Funktion des D_20 Fülldrucks. Oszillatorlänge 1 m.

(c) Die neu gefundene 111 μm Linie hat Eigenschaften, die im Hinblick auf ein Streuexperiment sehr günstig sind: Sie ist von vergleichbarer Effizienz wie die 66 μm Linie. Ihr Verstärkungsprofil ist schmaler, was in Pulsformen zum Ausdruck kommt, die sehr viel glatter sind als bei der 66 μm Linie. Der 111 μm Puls folgt nicht dem »gain-switch-peak« des Pumplasers.

3.4 Gepulste Laser hoher Repetitionsrate

3.4.1 UV-Laser

Für die Experimente im Rahmen des Projekts »Excimer-Laser hoher Repetitionsrate« wurde ein geeignetes Ladegerät hoher Leistung aufgebaut. Es liefert 2,5 A bei 18 kV.

Die Entwicklung eines thyristorgeschalteten Impulsaufladungsgerätes wurde zurückgestellt, da Schaltungen mit Wasserstoffthyratrons versprechen, die notwendigen Werte mit weniger Entwicklungsaufwand zu realisieren. Ein für die hohe Wiederholfrequenz geeignetes Ansteuergerät für die verwendeten Thyratrons wurde fertiggestellt.

Es wurde damit begonnen, koronafreie Bandleiter für den Blumlein-Entladungskreis des Lasers zu entwik-

*) G. Dodel, N. G. Douglas, 4 th Int. Conf. on IR and Near-MM Waves, Miami Beach, 1979, Booklet, p. 199

keln. Das Problem der Metallisierung der Bandleiter ohne Lufteinschluß konnte gelöst werden. Geeignete Dielektrika wie bearbeitbare Glaskeramik und Polyamid, die hohe Durchschlagsfestigkeit und geringe dielektrische Verluste aufweisen, lassen sich chemisch verkupfern.

3.4.2 Elektrooptisch geschalteter Nd^{3+}: YAG Laser

Für die Anwendung von Nd-Lasern in der periodisch gepulsten Streuung wurde eine neuartige Laserresonator-Konfiguration untersucht. Diese soll elektrooptisches Güteschalten auch im Falle starker Depolarisationseffekte im aktiven Material ermöglichen und einen polarisierten Laserstrahl liefern (siehe Jahresbericht 78).

Die experimentellen Untersuchungen und die parallel dazu verlaufenden numerischen Rechnungen wurden abgeschlossen. Für den Fall eines cw-gepumpten Lasers ergab sich in Übereinstimmuing mit den Rechnungen experimentell eine optimale Reflexion des Auskoppelspiegels des zweiten (angekoppelten) Resonators von ca. 70%. Es zeigte sich jedoch, daß bei der relativ geringen Inversion auf Grund des cw-Pumpens, die Ausgangsleistung des Lasers wegen der eingebrachten optischen Komponenten stark zurückging.

Eine wesentlich günstigere Betriebsart ergab sich für das Pumpen mit gepulsten Lampen (die Krypton-Bogenlampen wurden kurzzeitig bis zum 20-fachen des Nennstroms gepulst). Hierbei konnten Pulszüge mit einem Energieinhalt von bis zu 0,7 J bei einer Emissionsdauer von 1 ms erreicht werden. Es zeigte sich, daß die optimale Reflexion des Auskoppelspiegels mit zunehmender Pumpleistung sich zu kleineren Werten hin verschiebt. Die beiden gekoppelten Resonatoren entarten im Fall Reflexion gleich Null zu einem einzigen. Diese Anordnung bietet sich für blitzlampengepumpte Nd^{3+}: YAG Laser hoher Repetitionsrate an, wie sie für die periodisch gepulste Streuung benötigt werden.

4. Plasmafokus

(H. Herold, L. Bertalot, R. Deutsch[4]), A. Imam, U. Jäger, H. J. Kaeppeler, A. Mozer, T. Oppenländer, B. Rückle, A. Sauerbrunn, H.-J. Schwarz, P. Schilling, H. Schmidt)

Die Arbeiten der Abteilung betrafen die Entwicklung des Plasmafokus als kurzgepulste, leistungsfähige Neutronen- und Ionenquelle durch experimentelle und theoretische Untersuchungen der zu Grunde liegenden physikalischen Mechanismen. Die Fokusdynamik, die Elektronentemperaturentwicklung, der Neutronenemissionsort und die Zündphase wurden mit zum Teil verbesserten Meßmethoden untersucht. Eine große Plasmafokusanlage DPF 500 ist im Aufbau.

[4]) Universität Innsbruck

4.1 DPF 500

Die Bauarbeiten zum Laborgebäude für das Plasmafokusexperiment wurden im Januar des Berichtsjahres begonnen. Sie sind bis auf einige Außenarbeiten abgeschlossen. Überlappend mit dem Innenausbau wurde das Experiment aufgebaut. Zum Jahresende waren die Kondensatorgestelle mit 240 Kondensatoren und Funkenstrecken sowie die Experimentierbühne montiert und die Preßluftversorgung für die Funkenstrecken installiert. Die elektrische und elektropneumatische Steuerung ist im Aufbau.

Die Inbetriebnahme des Experiments wird voraussichtlich Mitte 1980 erfolgen. Folgende Betriebsdaten werden erwartet: Maximalstrom 6 MA bei 100 kV Ladespannung und 780 kJ Speicherenergie. Die maximale Neutronenausbeute sollte bei 10^{12} Neutronen/Entladung liegen. DPF 500 ist nach dem Frascati Experiment die energiereichste Plasmafokusanlage. Durch die Verwendung der ungewöhnlich hohen Spannungen soll die Speicherenergie gemäß theoretischen Analysen besonders effektiv zur Neutronenproduktion genutzt werden. Die Anlage zeichnet sich durch große Flexiblität aus. Durch einen modularen Aufbau können die Betriebsdaten weitgehend variiert werden. Der vertikal bewegliche Kollektor wird hochsymmetrisch gespeist und erlaubt die Montage verschiedener Elektrodengeometrien, z. B. Mather- oder Fillipovgeometrie.

4.2 Zündung und Plasmabeschleunigung

Die Untersuchung der Zündvorgänge und der Plasmabeschleunigung sind von Interesse zur Bestimmung der Stromverluste und der Homogenität der Entladung. Beide können großen Einfluß auf die Neutronenproduktion haben.

Am Minifokus ($W_0 = 12$ kJ, $U_0 = 20$ kV) wurden Magnetsondenmessungen im Zünd- und Beschleunigerbereich durchgeführt. Dabei konnte festgestellt werden, daß im gesamten Druckbereich ($P_0 = 2$ bis 20 Torr D_2) die Zündung nicht nur entlang dem Isolator erfolgt, sondern auch radial im gesamten Beschleuniger. Während der ersten 40 nsec der Entladung ist dieser radiale Strom größer als der Strom über den Isolator. Im weiteren Verlauf steigt dann der Strom am Isolator wesentlich stärker an und bildet die eigentliche Schicht. Es treten Schuß zu Schuß Schwankungen der radialen Stromstärke bis zu 100% auf. Eine Korrelation zur Neutronenausbeute war nicht feststellbar. Während der gesamten Entladungsdauer fließt ein nahezu konstanter Verluststrom in unmittelbarer Nähe der Isolatoroberfläche. Zur Zeit der Pinchbildung beträgt er etwa 20%. (In energiereicheren Anlagen wurden bis zu 50% Verluststrom gemessen). Die beobachteten Schuß zu Schuß Variationen der Neutronenausbeute werden nicht durch Schwankungen des Verluststroms verursacht. Sie müssen deshalb andere Ursachen haben. Bei Druckvariation ändert sich der Verluststromanteil nur wenig.

4.3 Fokusdynamik und Neutronenproduktion

Zur genaueren Untersuchung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung der Elektronendichte und der Struktur des Plasmafokus in der Pinchphase wurde ein System zur 10-fach Interferometrie mit zehn einzeln triggerbaren Stickstofflasern entwickelt. Die Daten sind:
$\lambda = 337{,}1$ nm, Energie pro Kanal: 150 μJ, Emissionsdauer 1,5 ns, Jitter < 2 ns. Die Triggerzeiten der 10 Kanäle sind voll variabel. Die Interferogramme werden mit einem Mach-Zehnder Interferometer und einer speziell hierfür gebauten Registriereinrichtung photographisch gewonnen. Mit dieser Methode erhält man eine Serie von 10 Interferogrammen in einem typischen Zeitabstand von 10 ns. Simultan werden der Plasmastrom, der Zeitverlauf der Röntgen- und Neutronenmission, das Energiespektrum der Neutronen und der Zeitpunkt der maximalen Kompression registriert. In einer gleichzeitig laufenden Meßreihe wird der Ort der Neutronenemission mit Kollimatoren aus Paraffin und Polyäthylen untersucht. Die Messungen wurden bei verschiedenen Betriebsdrücken und auch bei umgekehrter Polung der Elektroden am Plasmafokus NESSI vorgenommen.

Durch die simultane Anwendung verschiedener Meßmethoden zusammen mit der 10-fach Interferometrie konnte erstmalig eine sehr genaue Zeitzuordnung von einigen Fokusphänomenen und damit ein konsistentes Bild der Abläufe während der Pinchphase gewonnen werden.

Wichtige Ergebnisse sind: Die Neutronenemission ist ziemlich eindeutig mit dem Auftreten von $m = 0$ Instabilitäten verknüpft. Allerdings beginnt die Neutronen- und Röntgenemission erst nach der 1. Abschnürung der Plasmasäule durch $m = 0$ Instabilitäten bei der folgenden Expansion der Plasmasäule. Diese führt im weiteren Verlauf zu der früher beobachteten Spätphase des Fokus, in der langlebige großvolumige Plasmastrukturen auftreten. Günstig für hohe Neutronenproduktion sind möglichst vollständige Abschnürung der Plasmasäule, frühzeitiges und auch elektrodennahes Auftreten der Instabilität. Bei umgekehrter Polung treten in der Regel während der nun ausflußbedingten Lebensdauer der Plasmasäule keine $m = 0$ Instabilitäten auf. Die Neutronenproduktion ist dann um einen Faktor von etwa 10^{-3} verringert.

Die Neutronenkollimationsmessungen ergaben eine anfänglich eng begrenzte Neutronenquelle, etwa 20 mm vor der Innenelektrode. Die Ortsauflösung ist durch erhebliche Streuanteile und Statistik auf 3 bis 5 mm in axialer Richtung begrenzt. Später, etwa 30 bis 60 ns nach der maximalen Kompression verbreitert sich die Quelle auf 30 – 40 mm während sich ihr Emissionszentrum mit einer Geschwindigkeit von etwa $2 \cdot 10^7$ cm/s von der Anode wegbewegt. Diese raumzeitliche Entwicklung des Neutronenemissionsorts stimmt etwa mit der Entwicklung des Bereichs maximaler Dichte in der Plasmasäule überein. Das heißt, die Neutronenproduktion findet sehr wahrscheinlich überwiegend in der dichten Plasmasäule statt.

Unter Benutzung der Meßergebnisse wird der Versuch unternommen, die Neutronenproduktion in einem Modell zu erklären.

Dieses Modell beschreibt einen Beam-Target Mechanismus, wobei die Deuteronenbeschleunigung in einer resistiven Phase während und nach der Abschnürung erfolgen soll. Der Zeitverlauf des Plasmawiderstands kann indirekt aus den Messungen ermittelt werden. Die Anzahl der gemessenen Neutronen kann mit diesem Modell erklärt werden. Der mikroskopische Mechanismus für die Verschlechterung der Leitfähigkeit ist noch unklar.

4.4 Messung der räumlich aufgelösten Elektronentemperatur und anderer Plasmaeigenschaften an DPF 78

Der Hochspannungs-Plasmafokus DPF-78 wurde bei optimierten Betriebsbedingungen ($U_0 = 60$ kV, $W_0 = 28$ kJ) weiter untersucht.

Aus den elektrischen Messungen mit Spannungsteiler und Magnetsonden ergaben sich maximale Gesamtströme um 800 kA und Plasmaströme um 550 kA. Der Stromverlauf am Isolator liegt bei etwa 30% und ist damit etwa so hoch wie bei Fokusanlagen mit niedriger Ladespannung. Die Zündung erfolgt gleichzeitig entlang dem Isolator und radial im Beschleuniger. Mit mittleren Neutronenausbeuten von 10^{10} / Schuß und Pinchströmen um 450 kA folgt die Anlage der $Y_n \sim I_p^4$ Skalierung.

In der Kompressions- und Pinchphase wurden die Elektronendichte und die Elektronentemperatur gemessen. Die Elektronendichte wurde durch holographische Interferometrie mit einem Stickstofflaser (FWHM 1 ns, $\lambda = 337$ nm) ermittelt. Bei der maximalen Kompression treten Dichten $n_e = 5 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} mit einer Halbwertsbreite von 1 mm auf.

Zur Messung der Elektronentemperatur wurde die Röntgenbremsstrahlungsemission des Plasmas benutzt. Mit einer Pinhole-Kamera ($d_{pinh.} = 0{,}25$ mm), Be-Filtern verschiedener Dicke und Kanalplatten als Röntgen-Detektor und Kurzzeitverschluß konnte eine Zeitauflösung von ns erreicht werden.

Unter Berücksichtigung der Kanalplatteneigenschaften (inhomogene Verstärkung, Sättigungserscheinungen) konnten während der Pinchphase Elektronentemperaturen von einigen 100 eV bis zu einigen keV erstmalig ortsaufgelöst gemessen werden. Bemerkenswert ist das Auftreten einer radialen Schichtung der Elektronentemperatur (ein bis zwei Temperaturminima).

Die Neutronenausbeute wurde mit Silberaktivierungszählern side-on und end-on ermittelt. Dabei ergaben sich Anisotropiefaktoren zwischen 1,5 und 5! Beim Aufteten der hohen Anisotropie erscheinen gleichzeitig im Energiespektrum hochenergetische Neutronen bis 5 MeV, und es tritt eine intesive harte (MeV) Röntgenstrahlung auf. Die Energiespektren der Neutronen wurden mit der Flugzeitmethode und auch mit Kernspurplatten bestimmt.

4.5 Laser-Plasmafokus-Wechselwirkungsexperiment

Zu Beginn des Jahres war das vollständige Laser-Betriebssystem betriebsbereit. Bei den Messungen der Parameter des Gesamtsystems trat ein Defekt an den großflächigen pin-entkoppelten Elektroden des Endverstärkers auf. Deswegen wurde ein neuartiges Konzept für die Elektroden entwickelt, über dessen Einzelheiten aus Gründen des Neuheitenschutzes noch nicht berichtet werden kann.

Die neuen Elektroden wurden bereits in den Vorverstärkern erprobt. Messungen ergaben einen spezifischen Energieinhalt von über 1J/l für lange ($\tau \approx 100$ ns) und über 0,3 J/l für kurze ($\tau \approx 10$ ns) Impulse. Erste Versuche mit den neuen Elektroden im Endverstärker lassen erwarten, daß auch hier ähnliche Werte erzielt werden.

4.6 Theoretische Arbeiten

Die theoretischen Arbeiten konzentrierten sich auf die Mikroinstabilitäten, die möglicherweise im Plasma auftreten. Insbesondere wurden die Einsatzkriterien von Lower-hybrid-drift- und Elektronenschallinstabilität in Bezug auf die in der Kompressionsphase vermuteten Plasmakenngrößen analysiert. Ein zweisemestriges Seminar über Wellen und Mikroinstabilitäten in Plasmen wurde durchgeführt.

Veröffentlichungen des Instituts für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

F. Moser, E. Räuchle, E. Schneider, P. G. Schüller
Absorption magnetoakustischer Wellen in einem Hoch-Beta Plasma. Z. f. Naturforsch. **34a,** 1190 (1979)

G. Janzen
Wave propagation in a temperate n ion species plasma around the ion cyclotron frequency range. J. Plasma Phys., im Druck

R. Behn
A multi-pulse ruby laser recording of the temporal evolution of plasma parameters by light scattering. Phys. Lett. **74A,** 316 (1979)

L. Allen, G. Dodel, G. Magyar
Angular correlation between FIR and CO_2 pump radiation: A connection with the angular dependance of dicke superradiance? Opt. Comm. **28,** 383 (1979)

G. Dodel, W. Kunz
Proposed non-interferometric FIR electron density measurement scheme for tokamaks. Infrared Phys. **19,** 443 (1979)

H. Salzmann, H. Strohwald
Patent: Gaslaseranordnung mit mehreren Entladungskanälen DPA – P 2456 464.5-09 22.3.1979

H. Salzmann, H. Strohwald
Patent: Laser with travelling wave excitation United States Patent 4, 166, 252 Aug. 28, 1979

G. Decker, L. Flemming, H. J. Kaeppeler, T. Oppenländer, G. Proß, P. Schilling, H. Schmidt, M. Shakhatre, M. Trunk
Current and neutron yield scaling of fast High Voltage Focus. Plasma Phys., im Druck

Konferenzberichte

IX. European Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Oxford, 1979

H. U. Fahrbach et. al., E. Holzhauer
Investigation of microinstabilities in a low density linear theta-pinch

2nd International Conference on Infrared Physics (CIRP 2), Zürich, 1979

G. Dodel
Single axial mode operation of a 66 μm D_20-laser oscillator. Proceedings, E. Affolter, F. Kneubühl eds., p. 223

G. Dodel, W. Kunz
Proposed non-interferometric FIR electron density measuring scheme for takamaks. Proceedings, E. Affolter, F. Kneubühl eds., p. 295

M. F. Kimmitt et. al., G. Dodel
Photon drag detectors for 10 – 1000 um. Proceedings, E. Affolter, F. Kneubühl eds., p. 334

4th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and their Applications, Miami Beach, 1979

G. Dodel, N. G. Douglas
Characteristics of the D_20 laser emission at 50, 66, 83, 111 and 116 μm. Conf. Booklet, p. 199

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bochum, 1979

A. L. McCarthy
Numerical calculations of magnetoacoustic oscillations in toroidal plasmas. Verhandl. DPG (VI) **14,** 1107 (1979)

F. Moser, E. Räuchle, E. Schneider, P. G. Schüller
Absorption von magnetoakustischen Wellen in Hoch-β-Plasmen. Verhandl. DPG (VI) **14,** 1108 (1979)

F. Moser, E. Räuchle
Erzwungene magnetohydrodynamische Radialschwingungen einer Hoch-β-Plasmasäule mit Berücksichtigung von Viskosität und elektrischer Leitfähigkeit. Verhandlungen DPG (VI) **14,** 1108, (1979)

G. Janzen
Wellenausbreitung in einem temperierten Plasma mit mehreren Ionensorten. Verhandl. DPG (VI) **14,** 1110 (1979)

H. Schmidt
Zur Struktur der Stromschicht im Plasmafokus. Verhandl. DPG (VI) **14,** 1115 (1979)

B. Nahrath
Bestimmung der lokalen Elektronentemperatur bei Kompression und Zerfall des Fokusplasmas. Verhandl. DPG (VI) **14,** 1115 (1979)

W. Konle
Rechnungen zur Optimierung der magnetischen Kompression am Belt-Pinch-Experiment HECTOR Verhandl. DPG (VI) **14,** 1116 (1979)

H. J. Kaeppeler
Analytische Theorie der Instabilitäten im Plasmafokus Verhandl. DPG (VI) **14,** 1117 (1979)

R. Behn, H. F. Döbele
Zeitaufgelöste Streudiagnostik mit einem periodisch gütegeschalteten Rubinlaser Verhandl. DPG (VI) **14,** 1130 (1979)

4. DFG-Kolloquium im Schwerpunkt »Fusionsorientierte Plasmaphysik«, Jülich, 1979

H. Herold
Plasmafokus-Experimente am IPF Stuttgart.

Dissertation

W. Kunz
Ferninfrarot-Polarimetrie an Tokamak-Plasmen zur Bestimmung der poloidalen Magnetfeldverteilung. Universität Stuttgart, 1979

Diplomarbeiten

W. Konle
Untersuchungen zur schnellen magnetischen Kompression von Plasmen im Belt-Pinch

W. Kasparek
Messung der Ionenkomponente im Streuspektrum eines Wasserstoffplasmas mit Hilfe eines periodisch gepulsten Nd^{3+}: YAG-Lasers.

D. Schaffroth
Zur Pulsdauerverkürzung eines UV-Hochdruck-Stickstofflasers durch optisches Differenzieren.

Laborberichte

W. Kunz
Ferninfrarot-Polarimetrie an Tokamak-Plasmen zur Bestimmung der poloidalen Magnetverteilung. Bericht IPF-79-1

W. Konle
Modifiziertes eindimensionales Schneepflug-Modell zur Beschreibung der Plasmadynamik im Belt-Pinch HECTOR. Bericht IPF-79-2

F. Moser, E. Räuchle, E. Schneider, P. G. Schüller
Absorption magnetoakustischer Wellen in einem Hoch-Beta-Plasma. Bericht IPF-79-3

R. Behn
A multi-pulse ruby laser recording the temporal evaluation of plasma parameters by light scattering. Bericht IPF-79-4

G. Janzen
Wave propagation in a temperate n ion species plasma around the ion cyclotron frequency range. Bericht IPF-79-5

Chen-Hsi Chang, K. Hirsch, H. Salzmann
High repetition rate electro-optic Q-switching of Nd^{3+}: YAG lasers showing strong optical birefringence. Bericht IPF-79-6

Chen-Hsi Chang
Thermische Linseneffekte in cw-gepumpten Nd^{3+}: YAG Laserstäben. Bericht IPF-79-7-INT

W. Kasparek, K. Hirsch, E. Holzhauer
Measurement of two ion components in a plasma with collective scattering. Bericht IPF-79-8

W. Kasparek
Spektral aufgelöste Messung der Ionenkomponente im Streuspektrum eines Wasserstoffplasmas mit Hilfe eines periodisch gepulsten Nd: YAG-Lasers. Bericht IPF-79-9

D. Schaffroth
Zur Pulsverkürzung eines UV-Hochdruck-Stickstofflasers durch optisches Differenzieren. Bericht IPF-79-10-INT

Eingeladene Vorträge

G. Dodel
Development of far-infrared diagnostic techniques for tokamaks at the University of Stuttgart. Seminar der Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Schweiz, 1979

G. Dodel
Développement d'un système pour la diffusion Thomson en infrarouge lointain: les progrès depuis 1978. Seminar des Centre d'Etudes Nucléaires, Fontenay-aux-Roses, Frankreich, 1979

G. Dodel
Arbeiten zur Tokamakdiagnostik im Fernen Infrarot an der Universität Stuttgart. Physikalisches Kolloquium der Universität Düsseldorf, 1979

H. Herold
Plasmafocus research at the IPF Stuttgart. Plasmakolloquim Inst. Badran Jadrovych Swierk, Polen, 1979

E. Holzhauer
CO_2-Laserlichtstreuung mit Überlagerungsempfang: Theorie und experimentelle Anwendungen. Physikalisches Kolloquium der Universität Düsseldorf, 1979

E. Holzhauer
CO_2-scattering with coherent detection: Theory and illustrative experiments. Seminar des Centre d'Etudes Nucléaires, Fontenay-aux-Roses, Frankreich, 1979.

E. Holzhauer
Investigation of microinstabilities in a low density linear theta-pinch plasma. Ecole Polytechnique, Palaiseau CEDEX, Frankreich, 1979.

H. J. Kaeppeler
Theoretische Analyse der Vorgänge im Plasmafokus. Physikalisches Kolloquium der Technischen Universität Darmstadt, 1979.

H. Schmidt
Der Plasmafokus als Neutronenquelle. Physikalisches Kolloquium der Technischen Universität Darmstadt, 1979.

Technische Universität München

1. Lehrstuhl für Technische Elektrophysik

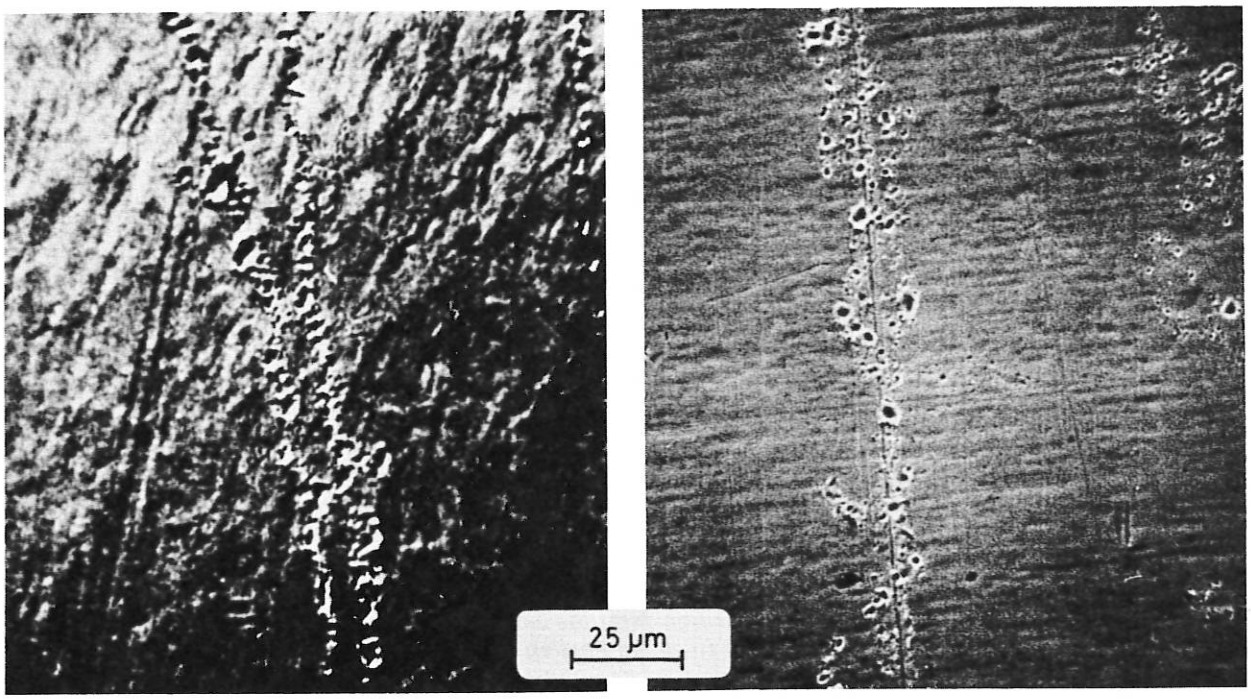
(Prof. Dr. U. H. Bauder)

An diesem Lehrstuhl der T. U. München werden hauptsächlich Probleme der Physik des Lichtbogenplasmas bearbeitet. Exponierte Partien von Fusionsexperimenten weisen Erosionsspuren auf, welche denjenigen ähneln, die auf der Kathode von Vakuumlichtbögen zu finden sind. Als Bogenmechanismus kommt der sogenannte Unipolar-Lichtbogen in Betracht. Dabei brennt ein Lichtbogen zwischen der metallischen Oberfläche und einer positiven Raumladungsschicht. Durch derartige Lichtbogenansätze wird Wandmaterial in das Fusionsplasma gebracht, was zu einem Anstieg der Strahlungsverluste führt. Ein vom IPP gefördertes Projekt wurde Ende 1978 begonnen. Es hat zum Ziel einerseits die Zündbedingungen und den Mechanismus unipolarer Bögen zu untersuchen und andererseits über Erosionsstudien an verschiedenen Materialien Entscheidungshilfen für die Wahl des Reaktorwandmaterials zu liefern.

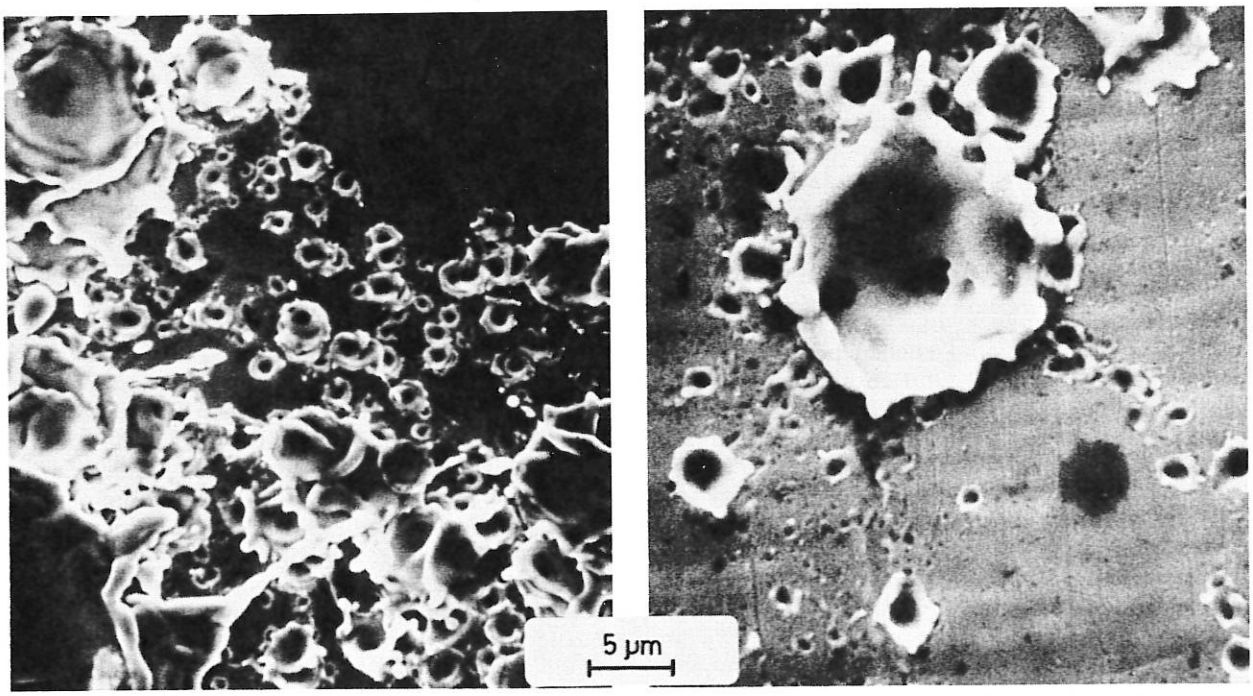
Experimentelle Untersuchungen im Zusammenhang mit Unipolar-Lichtbögen

(U. Bauder, A. Nürnberg, Chr. Mooser)

Der Kathodenbrennfleck unipolarer Lichtbögen an exponierten Teilen von Fusionsexperimenten zum magnetischen Einschluß führt zu einer starken Abdampfung von Hoch-Z-Materialien und damit zur Verunreinigung des Plasmas. Zur Erklärung der Entstehung derartiger unipolarer Bögen gibt es zwar Modelle, aber eine abschließende theoretische und experimentelle Behandlung steht noch aus. Da der direkten Untersuchung von unipolaren Bögen in Experimentieranlagen der Kernfusion enge Grenzen gesetzt sind, ist es zweckmäßig, Simulationsversuche mit Hilfe von Vakuum-Lichtbögen durchzuführen. Zu diesem Zwecke wurde eine UHV-Apparatur mit Bogenelektroden in Betrieb genommen. Der Bogen wird im Hochvakuum (10^{-9} mbar) oder in einer H_2-Atmosphäre (10^{-4} mbar) durch Berührung gezündet. Im überlagerten Quermagnetfeld ($B < 0{,}2$ T) bewegt er sich entgegen der $\vec{J} \times \vec{B}$-Richtung, d. h. in retrograder Richtung. Die Elektroden bestehen aus Graphit (Anode) und aus dem zu untersuchenden Metall (Edelstahl SS 316 und Titan wurden bisher untersucht). Der Elektrodenabstand und der Bogenstrom sind einstellbar, gewählt wurden 1,5 bis 4 mm bzw. 5 bis 16,6 A. Abbildung 1 zeigt den Vergleich der Bogenfußspuren auf der Kathode des Vakuumbogens mit den im Tokamak (TFR 600) gefundenen Spuren. Da Bogenstrom und Bogenbetriebszeit aus Oszillogrammen bekannt sind, liegt die im Bogen transportierte elektrische Ladung fest. Präzisionswägungen der Kathodenbleche nach einmaligen oder mehrmaligen Bogenzündungen ergeben den Materialverlust durch die Kraterbildung am Kathodenbrennfleck. Damit kann die Erosionsausbeute interessierender Materialien ermittelt werden. Derartige Daten sind in Abb. 2 wiedergegeben. Die Erosionsausbeute läßt sich auch theoretisch vorhersagen, wenn ein Kratermodell mit bekannten Stoffwerten durchgerechnet wird. In der Literatur werden derartige Modelle angegeben. Das von Daalder (J. E. Daalder, Doktorarbeit, TH Eindhoven 1978) aufgestellte Modell liefert Erosionsdaten, welche experimentellen Werten nahe kommen. Ein Vergleich der Ergebnisse wird in der Tabelle durchgeführt.



(a) (b)



(c) (d)

Abb. 1: Bogenfußspuren auf Edelstahl SS 316
(a) und (c) TFR 600

(b) und (d) Kathodenbrennflecke von Vakuumbögen (Strom I = 16,6 A)

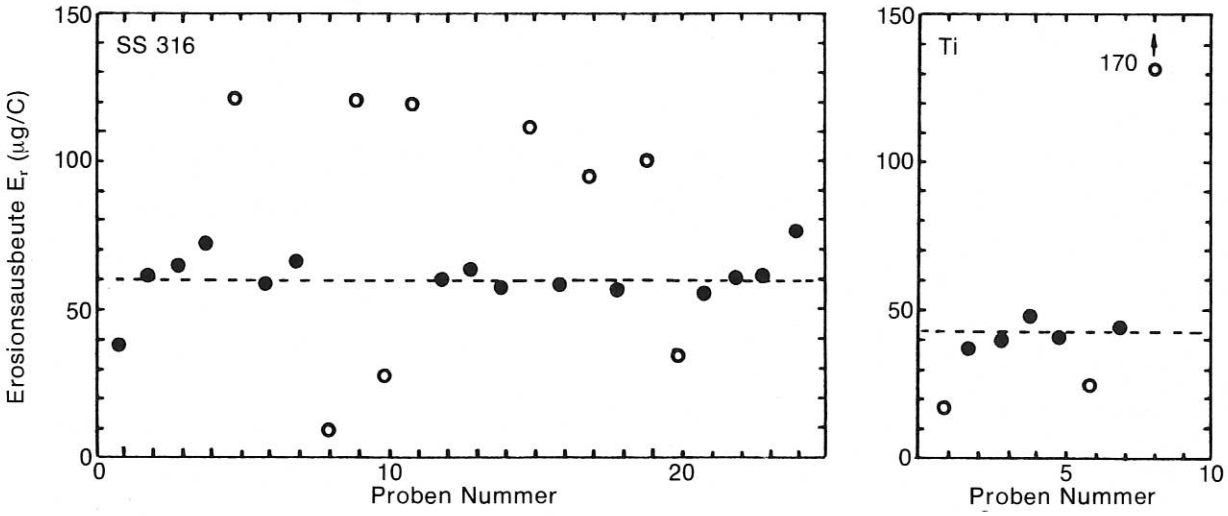


Abb. 2: Gemessene Erosionsausbeuten verschiedener Proben
(a) Edelstahl SS 316,
(b) Titan

Die große Streuung der Meßergebnisse rührt bei dieser Anordnung von der Berührungszündung her.

Gemessene und berechnete Erosionsausbeuten für verschiedene Metalle

Metall	gemessen E_r µg C^{-1}	berechnet E_r µg C^{-1} (Ref. 1)
SS 316	60	75
Fe	40 (Ref. 1)	73,2
Ni	43,7 (Ref. 1)	74,2
Ti	42,5	60,9

Veröffentlichungen

A. Nürnberg
Diplomarbeit: Untersuchungen an der Kathode von Vakuum-Lichtbögen

Konferenzberichte

A. Nürnberg
Erosionsmessungen an der Kathode von Vakuum-Lichtbögen. Frühjahrskonferenz Bielefeld der DPG, März 1980.

2. Institut für Festkörperphysik, Lehrstuhl E 20 der Technischen Universität München

(Prof. Dr. D. Menzel)

Durch Vergleich der elektronen- und photonenstimulierten Desorption beim System CO/W (100) gelang es, eindeutig nachzuweisen, daß ein intrinsischer photoinduzierter Prozeß existiert, und daß die Ionisation von Rumpfniveaus einen wichtigen Primärprozeß darstellt.

(R. Franchy, D. Menzel)

In den ersten Monaten des vergangenen Jahres wurden die Untersuchungen zum Mechanismus von PSD und ESD, die anhand des Systems CO/W (100) durchgeführt wurden, zu Ende geführt. Es ergaben sich sekundäre Schwellen bei den C1s- und O1s-Energien, und unterschiedliches Verhalten bei ESD und PSD. Aus letzterem läßt sich auf die Existenz von intrinsischen Photoeffekten schließen, aus ersterem darauf, daß Rumpfionisation mit nachfolgender Augerneutralisation und »Coulomb-Explosionen« wichtige Desorptionswege darstellen. Die Ergebnisse lassen wichtige Implikationen für andere Meßverfahren zu; ihre Veröffentlichung in Phys. Rev. Letters verursachte beträchtliches Aufsehen.

Die anschließend begonnenen Messungen zum PSD-Verhalten praktischer Oberflächen nach verschiedenen Vorbehandlungen wurden leider vom Großbrand im Physik-Department von Anfang Mai 1979 unterbrochen. Hierbei wurde die Apparatur so schwer in Mitleidenschaft gezogen, daß der Rest des Jahres nicht ganz ausreichte, um sie wieder arbeitsfähig zu machen, zumal der erfahrene Mitarbeiter Dr. R. Franchy das Institut vorzeitig verließ. Die Fortsetzung des Projekts ist daher zur Zeit ungewiß.

Veröffentlichung:

R. Franchy und D. Menzel, Phys. Rev. Letters **43** (1979) 865: Adsorbate Core Ionization as Primary Process in Electronand Photon-Stimulated Desorption from Metal Surfaces.

Eingeladener Hauptvortrag

Tagung der Österreichischen und Ungarischen Vakuumgesellschaften, Györ, Okt. 1979: *D. Menzel*
Electron and Photon Stimulated Desorption: Established Facts and Recent Developments.

3. Massenseparator-Labor im Physik-Department der Technischen Universität München

(Dr. E. Hechtl)

Die Zerstäubung von Festkörperoberflächen von fusionsrelevanten Materialien mit schweren Ionen wurde nach Errichtung eines dafür vorgesehenen Terminals am Massenseparator wieder aufgenommen. Die Untersuchungen wurden mit der Zerstäubung von Fe- und Ta-Oberflächen durch Edelgase begonnen.

Zerstäubung von Festkörperoberflächen mit schweren Ionen

Zur Erhöhung der Effizienz der Massenseparator-Anlage wie auch zur optimalen Anpassung der Meßanordnung für die Zerstäubungsuntersuchungen wurde am Massenseparator ein zusätzlicher Terminal dafür errichtet. Dieser besteht aus einer Strahlumlenkkammer mit einem elektrostatischen Zylinderkondensator und der Experimentierkammer, die durch eine Turbomolekularpumpe evakuiert wird. In dieser Kammer befindet sich ein Ionenstrahl-Verzögerungskollektor mit einem Targetrevolver zur Aufnahme von sechs Zerstäubungstargets. Mit dieser Anordnung ist es möglich, die Ionen, die nach der Beschleunigung im Massenseparator eine Energie von 40 keV besitzen, bis auf 50 eV zu bremsen und auf gewünschte Targets auftreffen zu lassen. Der gesamte Aufbau dieses Terminals wurde im Jahre 1978 begonnen und 1979 fertiggestellt.

Vor dem Beginn von neuen Zerstäubungs-Untersuchungen wurden einige Daten von Nickel-Zerstäubung mit Argon, die mit dem bisherigen Strahlverzögerungs-Kollektor an unserem Massenseparator ermittelt wurden, mit der neuen Anordnung im Terminal verifiziert. Sodann wurde begonnen, die Zerstäubung von Eisen und Tantal mit Edelgasen im Energiebereich von 150 eV – 3 keV zu untersuchen. Aufgrund der bisherigen Ergebnisse kann gesagt werden, daß die Zerstäubungsausbeute von Tantal als Funktion der Masse der Beschußionen einen ähnlichen Verlauf zeigt, wie wir ihn bei Nickel und Wolfram bereits gefunden haben. Diese Funktion zeigt im niedrigen Energiebereich ein ausgeprägtes Maximum für Beschußionen, deren Masse halb so groß ist wie die Masse der Targetatome.

Veröffentlichungen zusammen mit der Projektgruppe Plasma-Wand-Wechselwirkung:
H. L. Bay, J. Bohdansky, E. Hechtl
Low-Energy Sputtering Yields of Nickel as a Function of Ion Mass – A Reinvestigation, Rad. Eff. **41,** 77 (1979).

Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt/Main

Robert-Mayer-Str. 2 – 4, 6000 Frankfurt/M.

Nachweis von neutralem Wasserstoff durch Elektronen-Stoßionisation

(R. Becker und R. Juergens)

Für die Analyse der Geschwindigkeitsverteilung von neutralem Wasserstoff wird der Einsatz eines modifizierten Elektronenstoßionisierers am H^o-Teststrahl des IPP vorbereitet. Dieser Ionisierer wird zur Messung von Wirkungsquerschnitten für die Elektronenstoßionisation von Ionen eingesetzt [1,2,3] und ist bereits rechnerisch mit einem geeigneten Poisson- und Trajektorienprogramm [4] in Hinblick auf die Wasserstoffionisierung weiter optimiert worden.

Als Ziel einer optimalen Elektrodengeometrie wurde angestrebt, für einen H^o-Strahl von 3 mm Durchmesser eine hohe Ionisierungsrate durch eine große Elektronenstromdichte ($j_e \sim 0{,}2$ A/cm^2) und einen langen (6 cm) Wechselwirkungsbereich zwischen Elektronen und H-Atomen bereitzustellen (s. Abb. 1). Trotz der für diese Anwendung hohen Elektronenstromdichte sollte der Ionisierungsbereich als Äquipotentialzone ausgebildet sein, damit die ursprüngliche Energieverteilung der Wasserstoffatome nicht durch Ionisierung in unterschiedlichen Potentialen verfälscht wird. Außerdem müßte sonst befürchtet werden, daß die Emittanz der erzeugten Protonen von der Energie der eingeschossenen Wasserstoffatome abhängt, wodurch die Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflußt wird.

Als Ergebnis der bisherigen Optimierung kann die Elektrodenanordnung nach Abb. 2 vorgestellt werden, die einen Schnitt durch den Ionisierer senkrecht zur Flugrichtung von Wasserstoffatomen und Protonen darstellt. Der Ionisierungsbereich ist schraffiert

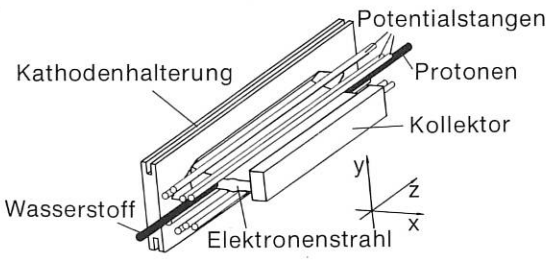


Abb. 1 Schematische Darstellung des Flachstrahl-Elektronenstoßionisierers mit Wasserstoff- und Protonenstrahl

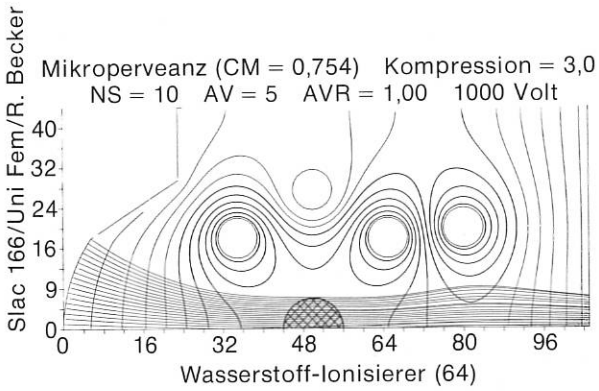


Abb. 2 Äquipotentiallinien und Elektronenbahnen im Wasserstoffionisierer

und befindet sich an der Stelle maximaler Strahlkompression und geringster Potentialvariation (vgl. Tab. 1). Die Elektronen werden von einer indirekt geheizten W-Matrixkathode emittiert, durch die Anodenstäbe extrahiert und komprimiert und vom wassergekühlten Kollektor aufgenommen. Die Kombination der Durchgriffeffekte aller Elektroden in Verbindung mit der potentialabsenkenden Wirkung der elektronischen Raumladung ergibt im schraffierten Wechselwirkungsbereich eine flache Potentialmulde von 671 bis 675 V:

Tabelle 1 Berechnete Potentiale (in V) im Wechselwirkungsbereich bei 1 kV Kathoden-Anoden-Spannung

y (mm)	x (mm)						
	– 1,5	– 1,0	– 0,5	0	0,5	1,0	1,5
0	675,2	673,3	671,6	670,9	671,6	673,4	675,4
± 0,5	677,2	674,6	672,5	671,6	672,5	674,7	677,4
± 1,0	682,6	677,9	674,3	673,0	674,4	678,0	682,8
± 1,5	691,1	682,5	676,5	674,4	676,6	682,6	691,2

Am Ein- und Austrittspunkt von Wasserstoff- und Protonenstrahl befinden sich Zylinder, deren Öffnungen bis 1 mm an den Elektronenstrahlrand heranreichen. Durch geeignete Vorspannungen an diesen Zylindern

soll versucht werden, die Potentialmulde dreidimensional abzuschließen: Bei Dauerstrichbetrieb des Ionisierers sollte sich diese Potentialwanne mit Restgasionen füllen lassen, so daß die Potentialunterschiede bei der Ionisierung in den Bereich thermischer Energien gebracht werden können.

Als Ionisierungsrate r erhält man bei ortsunabhängiger Elektronenstromdichte [1,2]:

$$r = \frac{l\, j_e\, \sigma}{e\, v_H}$$

wobei
$l = 6$ cm, die Länge des Wechselwirkungsbereiches
j_e die Elektronenstromdichte in A/cm²
σ der Ionisierungsquerschnitt für Wasserstoff in cm²
$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As
v_H die Geschwindigkeit der H^o-Projektile in cm/s

Die Ionisierungsrate ist also umgekehrt proportional zur Wasserstoffgeschwindigkeit. Da die Elektronenstromdichte bei höheren Kathoden-Anodenspannungen U_{KA} in etwa mit $U_{KA}^{3/2}$ ansteigt, der Wirkungsquerschnitt aber näherungsweise mit dem Reziproken der Elektronenenergie E_e ($E_e \sim 0{,}67 \cdot eU_{KA}$) abfällt, ergeben sich bei höheren Betriebsspannungen auch höhere Ionisierungsraten. Die Grenze wird dann durch die Kollektorleistung bestimmt. Für $U_{KA} = 1$ kV, $l = 6$ cm, $j_e = 0{,}163$ A/cm², $E_e = 671$ eV und $\sigma = 1{,}5 \cdot 10^{-17}$ cm² [5] ergeben sich also folgende Ionisierungsraten:

Tabelle 2 Ionisierungsraten für Wasserstoff bei 1 kV Kathoden-Anoden-Spannung

E_H (eV)	$r \cdot 10^5$
10	2,1
30	1,3
100	0,66
300	0,38
1000	0,21

Durch Analyse der Energie der aus dem Restgas im Ionisierer gebildeten Ionen soll eine experimentelle Überprüfung der Potentialkonstanz vorgenommen werden. Insbesondere soll geprüft werden, ob durch Raumladungskompensation die Äquipotentialität entscheidend verbessert werden kann. Die tatsächliche Ionisierungsrate kann dann am H^o-Strahl des IPP überprüft werden.

Literaturverzeichnis:

[1] *R. Frodl*
»Entwicklung einer Elektronenkanone und ihr Einsatz bei der Messung von Wirkungsquerschnitten für die Ionisierung von Ionen durch Elektronenstoß«
Dissertation, Universität Frankfurt/M. FB 13 1979

[2] *A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker, H. Klein und H. Winter*
»Absolute ionization cross sections for electrons incident on O^-, Ne^-, Xe^-, and Ar^{i-} (i = 1,2, . . . ,5) ions«
J. Phys. B im Druck (1980)

[3] *A. Müller und R. Frodl*
»L-shell contributions to multiple ionization of Ar^{i-} ions«
Phys. Rev. Letters im Druck (1980)

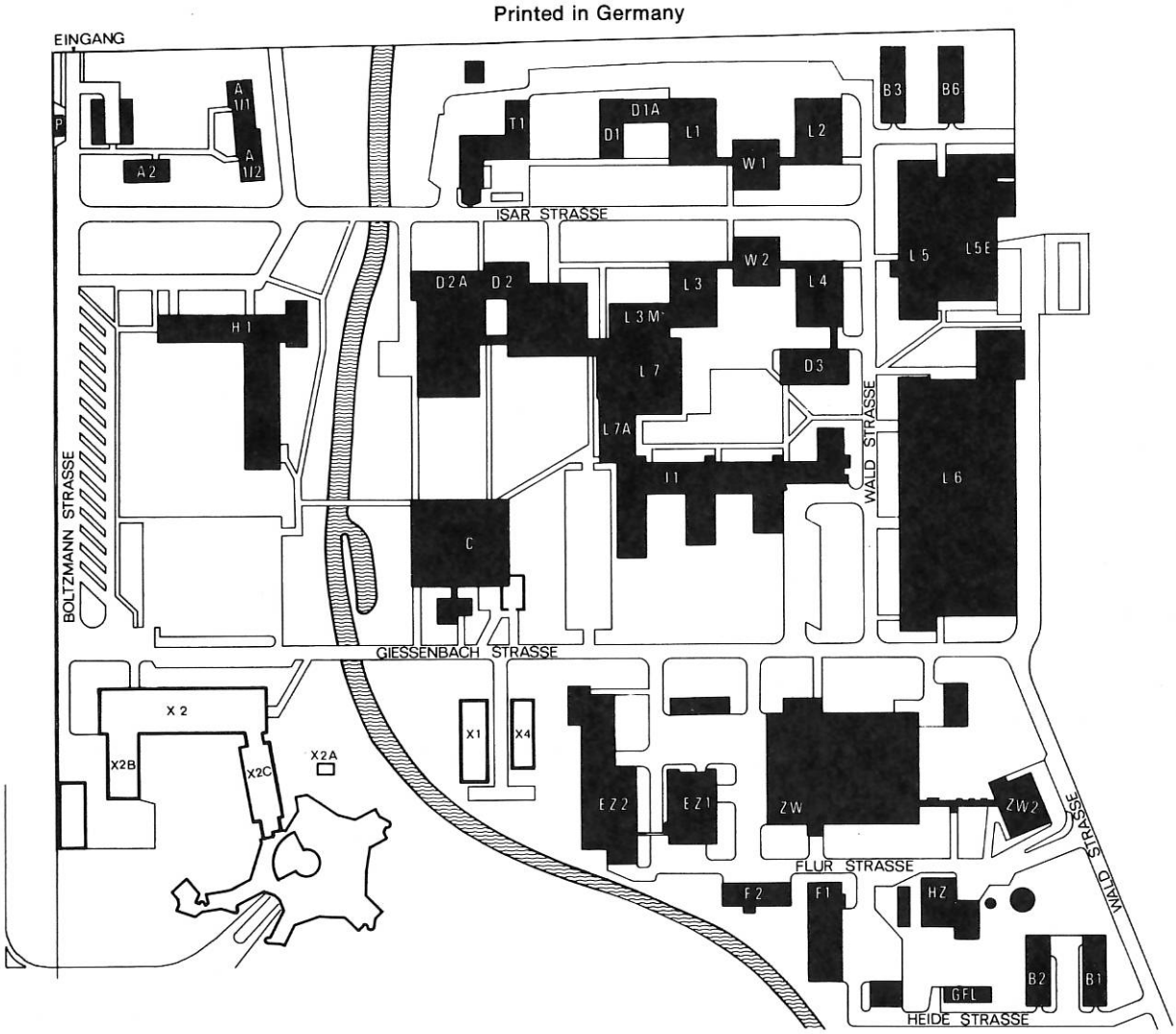
[4] *W. B. Herrmannsfeldt*
»Electron trajectory program«
SLAC No. 166 (1973)

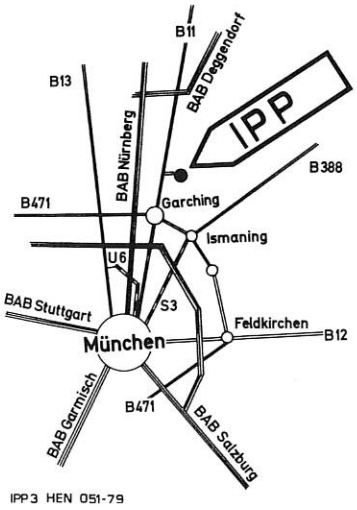
[5] *K. Takayanagi und H. Suzuki*
»Cross sections for atomic processes«
Vol. 1, p. E-A3-18, Research Information Center Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya 1978.

JAHRESBERICHT 1979

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) · 8046 Garching bei München
Telefon (089) 3299-1, Telex 05 215 808

Redaktion und Gestaltung: Dr. Gerhard Becker und Dr. Reinhard Breuer
Gesamtherstellung: R. Eimannsberger, München
© 1979 Copyright by IPP GARCHING
Printed in Germany





D1, D1A, L1, W1	Bereich Beschleunigung
W2, L4, D3	Bereich Oberflächenphysik
L3, L3M, L7, L7A	Bereich Stellaratoren
D2, D2A	Bereich Theorie
D2A, D2, T1	Bereich Informatik
L6	Bereich Tokamak
L6, L2	Bereich Hoch-Beta-Plasmen
I1	Bereich Technologie
ZW1, ZW2	Zentralwerkstatt-Zentrallager
EZ1, EZ2	Energiezentralen
B3, B6	Gerätepool
H1	Direktorium, Verwaltung, Allgemeine Dienste
B1, B2	Hausverwaltung
C	Kantine
P	Pforte
F1, F2	Fahrbereitschaft
HZ	Heizzentrale
A	Dienstwohnungen, Gästewohnungen
L5, L5E	Projektgruppe Laserforschung
X1–X4	Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik (Institut für Extraterrestrische Physik, Institut für Astrophysik)

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 EURATOM-Kommission 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.

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.

IPP