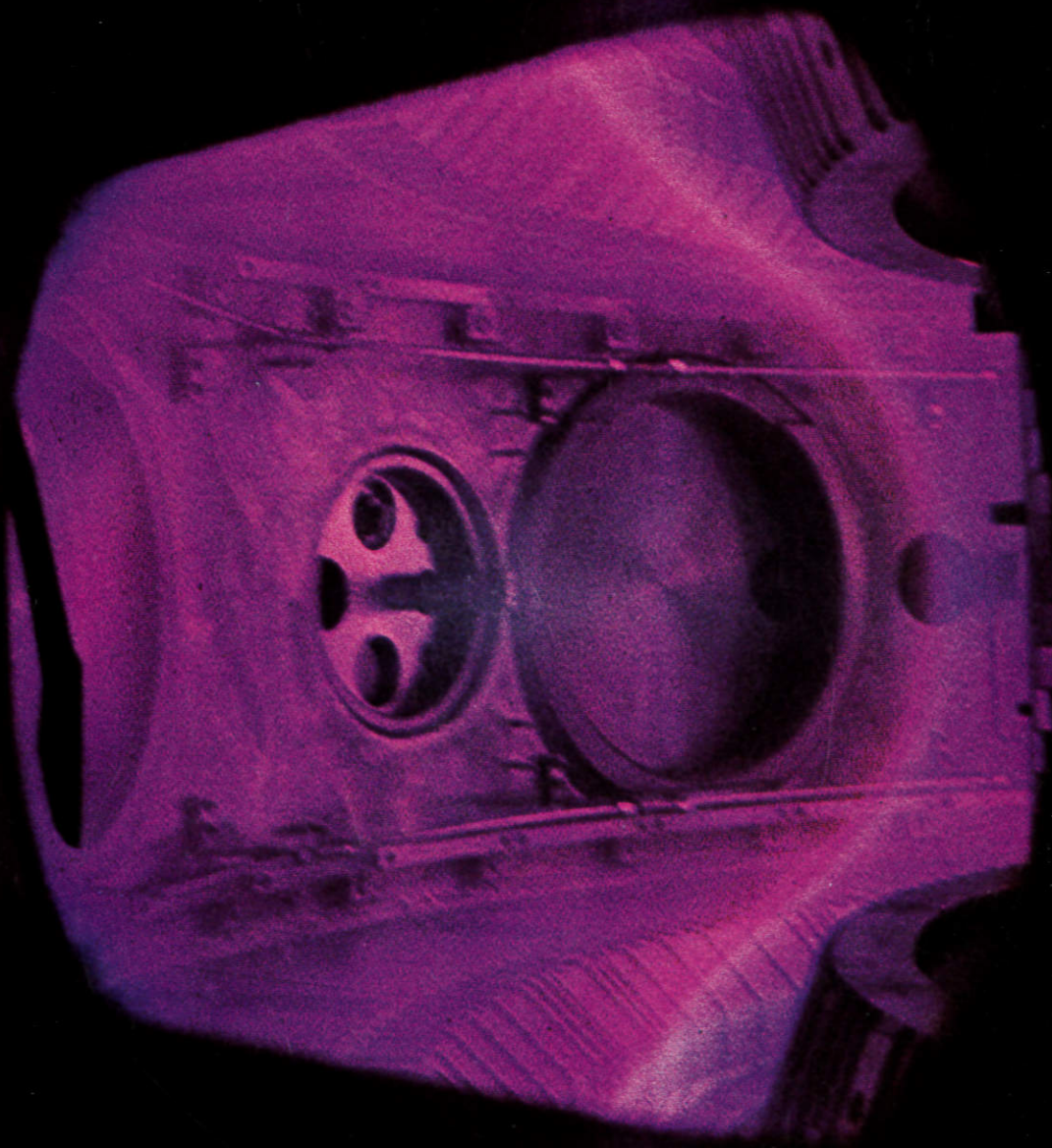


**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN**



**JAHRESBERICHT 1980**

764

ZUM TITELBILD

Plasmaentladungen über mehrere Sekunden können seit Februar 1980 mit dem Tokamak ASDEX aufrechterhalten werden. Das Bild zeigt das Plasma im ASDEX-Gefäß bei etwa zehn Millionen Grad und  $10^{-4}$  Torr. Die leuchtende Linie kennzeichnet die Magnetfeldlinie (Separatrix), entlang der Verunreinigungen und leuchtendes Wasserstoffgas nach oben und unten zu den Pumpen abgeführt werden.

Photo: Dr. H. Niedermeyer

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN

# Jahresbericht 1980

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.

A35 763

# Inhaltsverzeichnis

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Vorwort	3
Die wissenschaftlichen Bereiche des Instituts	4
BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1	5
1. Projektstudie ZEPHYR	6
2. Pelletbeschleunigung	23
3. Allgemeine Diagnostikentwicklung	25
BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2	27
1. Stellarator W VII-A	28
2. WEGA	42
BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3	49
1. Projekt ASDEX	49
2. JET Joint European Torus	75
BEREICH THEORIE 1	78
1. Makroskopische Theorie	78
2. Mikroskopische Theorie und Transport	81
3. Bibliothek, Dokumentation	84
BEREICH OBERFLÄCHENPHYSIK	85
Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung	85
BEREICH THEORIE 2	96
1. Theorie dreidimensionaler Systeme	96
2. Transport intensiver Ionenstrahlen	103
BEREICH INFORMATIK	105
1. Betrieb der Rechananlage	106
2. AMOS Entwicklung	109
3. Projekt Datenerfassung	109
BEREICH TECHNOLOGIE	111
1. Neutralinjektion	111
2. Hochfrequenzheizung	118
3. Programm "Magnete für die Fusion"	121
4. INTOR-Beiträge	123
5. Systemstudien	124
6. Spezielle Reaktoruntersuchungen	126

## Inhaltsverzeichnis

ZENTRALE TECHNISCHE EINRICHTUNGEN	127
1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungstechnik	127
2. Fachabteilung Elektronik	129
3. Fachabteilung Material-, Vakuum- und Chemische Technologien	129
4. Zentrale Konstruktion	130
5. Zentrale Arbeitsvorbereitung	130
6. Zentrale Mechanische Werkstätten	130
7. Zentrale Läger	131
8. Zentraler Gerätepool	132
9. Energieversorgung und Betriebstechnik	132
ORGANISATIONSSTRUKTUR DES IPP	133
KAUFMÄNNISCHE GESCHÄFTSFÜHRUNG, VERWALTUNG, ALLGEMEINE DIENSTE	137
SICHERHEIT	141
ÖFFENTLICHKEITSARBEIT	142
VERÖFFENTLICHUNGEN UND KONFERENZBERICHTE	143
Dissertationen	153
Patente	153
Laborberichte	154
Autorenverzeichnis	156
PROJEKTE DES IPP AN HOCHSCHULEN	
1. Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart	159
2. Technische Universität München	175
3. Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt/Main	180
IMPRESSUM UND LAGEPLAN DES IPP	182

## V O R W O R T

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 Einschusses von Fusionsplasmen im Vordergrund, wobei man sich auf zwei verschiedene Einschlußkonfigurationen konzentriert hat: Bei der Tokamakkonfiguration werden Einschluß und Heizung des Plasmas mit Hilfe eines toroidal umfließenden Plasmastroms erreicht, während man in der Stellaratorkonfiguration anstrebt, das Plasma nur durch äußere Magnetfelder einzuschließen.

Mit beiden Konzepten erzielte das IPP im Berichtsjahr beachtenswerte Erfolge. Anfang 1980 ging das zur Zeit größte europäische Tokamak-Fusionsexperiment ASDEX in Betrieb, das in erstaunlich kurzer Zeit eine Reihe interessanter, international anerkannter Resultate erbrachte. Mit magnetischem Limiter und Divertorbetrieb gelang es, in den Bereich langer Plasmalebensdauern von mehreren Sekunden vorzustoßen und gleichzeitig die Plasmaverunreinigungen erheblich zu reduzieren.

Im Stellaratorexperiment Wendelstein VIIA gelang es im Berichtsjahr, die Heizung des Plasmas mit Hilfe des Plasmastroms durch die Heizung des Plasmas mit intensiven Neutralteilchen zu ersetzen. Damit konnte ein heißes und dichtes Plasma allein durch äußere Magnetfelder eingeschlossen werden und so zum ersten Mal ein reiner Stellaratorbetrieb demonstriert werden, was für die Zukunft dieser Entwicklungsrichtung von großer Bedeutung ist.

Bei den Entwurfsstudien zum Experiment ZEPHYR (Zündexperiment zur Untersuchung der Physik im Reaktor) konzentrierten sich die Untersuchungen auf die theoretisch-physikalischen Grundlagen, auf die Probleme mit den technischen Komponenten - wie z.B. Tokamaksystem, Heizung, Abschirmung, sowie auf die radiologischen Implikationen eines derartigen Zündexperiments. Dabei wurden Lösungen gefunden, die grundsätzlich die technische Herstellbarkeit des Experiments und seinen Betrieb unter den geforderten Bedingungen in Aussicht stellen. Durch die dem IPP im November 1980 vom Bundesministerium für Forschung und Technologie bekanntgegebenen Kürzungen, insbesondere der Investitionsmittel des Instituts, scheint die weitere Finanzierung der ZEPHYR-Designphase und damit die Fortsetzung dieser Arbeiten nicht mehr möglich.

Wertvolle Beiträge zum wissenschaftlichen Programm des Instituts wurden wie in den Vorjahren auf den Gebieten der Theorie, Plasma-Wand-Wechselwirkung, Technologie und Informatik geleistet sowie durch die Zusammenarbeit mit verschiedenen Hochschulinstituten.

Im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem JET Joint Undertaking in Culham hat das IPP seine Beiträge für die Vorbereitung des gemeinsamen europäischen Tokamakexperiments im vergangenen Jahr erheblich verstärkt. Neben der Abordnung von Mitarbeitern des Instituts zu JET nach Culham werden eine Reihe von Diagnostiksystemen für JET im IPP entwickelt.

Das Institut beteiligte sich auch im vergangenen Jahr im EURATOM-Rahmen an den Studien zu dem vorgeschlagenen INTOR Experiment, das eine reaktornahe Fusionsmaschine sein soll. Diese Arbeiten werden von der Internationalen Atomenergie-Organisation (IAEA) in Wien koordiniert und sind auch wesentlicher Bestandteil der Aktivitäten zur Definition des "Next European Tokamak (NET)".

DIE WISSENSCHAFTLICHEN BEREICHE DES INSTITUTS

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 1 (ZEPHYR)

Direktor: Dr. M. Kaufmann

Zündexperiment ZEPHYR

- Voruntersuchungen zur Planung und zum Bau eines Hochmagnetfeld-Tokamaks

Pellet-Beschleunigung

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

Diagnostikentwicklung

- Entwicklung für Plasmaexperimente

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3 (ASDEX)

Direktor: Dr. G. von Gierke

Projekt ASDEX

- Tokamak-Experiment mit axialsymmetrischem Divertor bei Ionentemperaturen im KeV-Bereich

JET

- Mitarbeit am gemeinsamen europäischen Tokamak

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 2 (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

- Erzeugung und Einschluß von nettostromfreien Plasmen

Projekt WEGA

- Betrieb des WEGA-Tokamaks in Grenoble
- Plasmaheizung durch HF

Bereich Theorie 2

Direktor: Prof. Dr. A. Schlüter

Schwerioneninduzierte Fusion

- Strahltransporttheorie

Projekt Theorie dreidimensionaler Systeme

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

Bereich Informatik

Direktor: Prof. Dr. F. Hertweck

Betrieb der Rechenanlagen AMDAHL 470V/6, Siemens 7.870 S und CRAY-1

Entwicklung des Betriebssystems AMOS

Projekt Datenerfassung

- Entwicklung von Datenerfassungssystemen für die Experimente des IPP

Bereich Theorie 1

Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch

Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik

- Toroidale Plasmagleichgewichte
- Diffusion
- Makro- und Mikroinstabilitäten
- Plasmaturbulenz
- Mehrflüssigkeitscodes

Bereich Technologie

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

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)

Beiträge zu INTOR-Studien

Projekt Systemstudien

- Computermodelle für Fusionsreaktorsysteme
- Vergleich zwischen Reaktorkonzepten

Spezielle Reaktoruntersuchungen

Bereich Oberflächenphysik

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

Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung

- Wechselwirkung von Ionen mit Metalloberflächen
- Messungen in der Plasmarandschicht bei Plasmaapparaturen

## Experimentelle Plasmaphysik 1

### EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1 (ZEPHYR)

(Dr. Michael Kaufmann)

Im Bereich 1 waren während des Berichtsjahres die Arbeiten auf das Projekt ZEPHYR konzentriert. Nach einer Explorationsphase war im Jahr 1978 ein Experiment ZEPHYR definiert worden, das erstmalig gestatten sollte, ein gezündetes Plasma zu untersuchen. Im Laufe der beiden folgenden Jahre wurde dann der ursprüngliche Experimentierorschlag genauer im Hinblick auf seine physikalische und technische Machbarkeit untersucht und bezüglich des notwendigen Aufwandes optimiert.

Die Arbeiten im Berichtsjahr befaßten sich hauptsächlich mit der Entwicklung der Komponenten des Tokamak-systems und der peripheren Systeme und mit der Untersuchung ihrer Realisierbarkeit. Dabei wurden Lösungen gefunden, die grundsätzlich die technische Herstellbarkeit des Experiments und seinen Betrieb unter den geforderten Bedingungen in Aussicht stellen. Auf der physikalischen Seite ergaben sich allerdings gegen Ende des Jahres 1980 Unsicherheiten bezüglich der Extrapolation der verwendeten Energieeinschlußskalierung, da Ergebnisse von Alcator C deren Gültigkeitsbereich einschränkten. Danach war offen, ob der für die Zündung vorgesehene Sicherheitsfaktor ausreichenden Spielraum gewähren würde.

Die Kompaktheit und Energiedichte von ZEPHYR erforderte weitgehend gleichmäßige Verteilung der Energieverluste über die Wand des Gefäßes. Rechnungen zu Energieverlusten abhängig von der "Opazität"  $n \cdot a$  des Plasmas ergaben, daß es möglich sein müßte, eine stabile strahlende Randschicht, genannt "Photosphäre", auszubilden, die die Wände abschirmt und so die Wandzerstäubung stark reduziert. Dieses Konzept, das in allen, bezüglich  $n \cdot a$  ZEPHYR ähnlichen Experimenten untersucht werden kann, könnte erhebliche Bedeutung für künftige Fusionsreaktoren haben.

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

Die ursprünglich geplante Fortsetzung der Arbeiten zu ZEPHYR mit dem Beginn der Detailplanung im Jahr 1981 muß aus finanziellen Gründen unterbleiben.

Die Arbeiten zur Entwicklung der Pelletbeschleunigung für W VIIa und ASDEX (übernommen aus dem Bereich 0) wurden fortgesetzt.

In enger Zusammenarbeit mit dem Institut für Plasmaforschung der TU Stuttgart und den Bereichen 2 und 3 des IPP wurden verschiedene Diagnostikverfahren entwickelt.



1. Projektstudie ZEPHYR

(M. Kaufmann)

1.1 Physikalische Untersuchungen

(K.Lackner, D.Albert <sup>1)</sup>, K.Borrass <sup>2)</sup>, R.Chodura, P.Gautier <sup>3)</sup>, O.Gruber, S.Jardin <sup>6)</sup>, W.Kerner, L.Lengyel, E.Minardi <sup>4)</sup>, J.Neuhauser, W.Schneider, R.Wilhelm <sup>5)</sup>, H.Winter <sup>1)</sup>, R.Wunderlich).

1.1.1 Datenfestlegung

Durch Optimierungsbetrachtungen, wie sie in den vorhergehenden Jahresberichten beschrieben wurden, und unter Berücksichtigung der Ergebnisse detaillierter Konstruktionsüberlegungen wurde der folgende Datensatz bestimmt, der als Standardfall für die im folgenden beschriebenen physikalischen und technischen Untersuchungen zu Grunde gelegt wurde.

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
$\Delta$ (m)	0,33*)	0,09
(= Plasma-Spulenabstand)		
B (tesla)	6,09	9,14
I (MA)	$\leq 2,4$	$\leq 3,67$
q (= Strom-q)	$\geq 2,3$	$\geq 2,3$
$q_{rot}$ (= $1/t$ )	$\sim 3,5$	$\sim 3,5$
$\langle \beta \%$	$\leq 2$	3,5
$\beta_{pot}$	$\leq 1,2$ ( $\sim A/3$ )	$\leq 1,35$ ( $\sim A/2$ )
T (keV)	$\sim 6$	$\sim 10$
n ( $m^{-3}$ )	$\sim 1,5 \cdot 10^{20}$	$\sim 3,4 \cdot 10^{20}$
$\tau_E$ (ms)	$\sim 250$	$\geq 500$
$W_{pl}$ (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).

Tab. 1

- 1) Bereich Tokamak
- 2) Bereich Technologie
- 3) CRPP, Lausanne
- 4) Culham Laboratory
- 5) IPF Stuttgart
- 6) PPPL, Princeton

1.1.2 Gleichgewicht und Kompression

Bei schneller Verschiebung der Plasmalage oder starker Zusatzheizung kann nur durch aufeinander abgestimmte Änderungen des Poloidalfeldes und des OH Flusses die Erregung von Skinströmen auf der Plasmaoberfläche unterdrückt werden. Diese "idealen" OH und Poloidalfeldprogramme wurden durch flußerhaltende MHD Gleichgewichtsrechnungen hergeleitet und bei der Auslegung der äußeren Kreise benützt. In diesem Jahr wurde ein im Projekt Asdex entwickelter 1 1/2 - d Transportcode benützt, um die sich bei Abweichungen ergebenden Plasmastromprofile und deren resistive Diffusion zu berechnen.

1.1.3 MHD-Stabilität

Die numerische Berechnung der Stabilitätsgrenzen von globalen idealen MHD-Moden bei freiem Plasmarand und von lokalisierten Ballooning-Moden wurde fortgesetzt. Konfigurationen mit flachen Strom- und Druckprofilen ergaben die höchsten  $\beta_t$ -Werte, die mit Stabilität verträglich waren. Es wurde das Konzept der  $\sigma$ -Stabilität eingeführt mit einer Schranke für Stabilität von  $\omega^2 < \sigma$  ( $\sigma \leq 10^{-2} \omega_A^2$ ) anstelle von  $\omega^2 < 0$  und der zusätzlichen Einschränkung, daß die zugehörige Eigenfunktion am Plasmarand in radialer Richtung lokalisiert ist. Solche "schwachen Instabilitäten" können durch kleine Profiländerungen stabilisiert werden. Insbesondere wurde die Stabilisierung mittels einer dünnen druck- und stromfreien Plasmaschicht ("Pseudoplasma") um das Plasma nachgewiesen. Stabile Gleichgewichte existieren mit  $\beta_t \approx 2,5$  % für kreisförmigen Querschnitt und Aspektverhältnis  $A \approx 3$  und mit  $\beta_t \approx 6$  % für JET. Jedoch sind die  $\beta_p$  Werte mit  $\beta_p \leq A/4$  relativ niedrig. Für größere  $\beta_p$  sind die entsprechenden Instabilitäten nicht länger "schwach" und können nicht einfach mit kleinen Profiländerungen unterdrückt werden.

Zusätzlich wurden auch an ISX-B gemessene und im November 1979 publizierte hoch- $\beta$  Profile untersucht. Die theoretisch als marginal gefundenen  $\beta$ -Werte für externe Kink und Ballooning Moden lagen zwar unter den experimentell angegebenen, doch schienen die Ungenauigkeiten in den gemessenen Profilen zu groß, um damit eine Diskrepanz zwischen Experiment und idealer MHD-Theorie nachweisen zu können.

1.1.4 Optimierung der Neutralinjektionsgeometrie und des Kompressionsverhältnisses

Ripple-Effekte auf die Bahnen der schnellen Ionen, verursacht durch die endliche Anzahl der Hauptfeldspulen, reduzieren die im Plasma durch Neutralinjektoren abgelagerte Energie und erhöhen die neoklassische Ionenwärmeleitung. Transportrechnungen mit dem WHIST-Code und Monte-Carlo Depositionsrechnungen zur Neutralinjektion zeigten, daß diese Effekte für die Energiebilanz im unkomprimierten Zustand mitbestimmend sind. Für die im letztjährigen Bericht beschriebenen Bedingungen (16 Spulen-Konzept, Kompressionsverhältnis 1.5) erfordert die erhöhte Wärmeleitung ca. 5 MW zusätzliche Heizleistung; dieser Wert würde bei einer 20-Spulen-Lösung, mit von 6 auf 3,4 % reduziertem Ripple-Randwert, auf 1 MW sinken. Eine zusätzliche Erhöhung der benötigten Neutralinjektionsleistung er-

gibt sich aus dem Effekt auf die Bahnen der injizierten Teilchen, welcher für den 6 % Ripple-Fall die in den inneren 16 % des Plasmavolumens deponierte Energie um typisch 30 % gegenüber dem fast ripplefreien Fall verkleinert.

In gegebener Spulengeometrie können Ripple-Effekte durch Verringerung des Kompressionsverhältnisses abgesenkt werden. Das bedeutet einerseits zwar eine Verschlechterung der Penetrationsbedingung für die Neutralinjektion, doch erfolgt andererseits dann der Aufheizvorgang bei höheren  $\eta$  - Werten unter stärkerem thermonuklearem Anteil. Wenn in diesem Fall eine Verlängerung der Pulsdauer der Neutralinjektion angenommen wird, ergibt sich für die 16 Spulenkongfiguration ein relativ breites Minimum der zur Zündung benötigten Neutralinjektionsheizung bei Werten des Kompressionsverhältnisses unter 1.3. Kompression wäre damit unter den Annahmen des Standardmodelles nicht mehr nötig, erhöht jedoch die Flexibilität bei den möglichen Heizszenarien (sie erlaubt kürzere Pulse, mit weniger Energiedeposition in den Randzonen) und bei der Regulierung der thermonuklearen Brennphase.

1.1.5 Alternativvorschlag: ZEPHYR mit Hochfrequenz-Heizung

Die grundsätzlichen Überlegungen zu einer ZEPHYR-Alternative mit Ionen-Zyklotronen-Heizung statt Neutralinjektion mit adiabatischer Kompression wurden fortgesetzt. In 1-D-Transportrechnungen (BALDUR-Code; PPPL <sup>7)</sup>) mit vorgegebenem Depositionsprofil wurde die für thermonukleare Zündung notwendige Heizleistung bestimmt. Dabei wurde das im folgenden Abschnitt beschriebene Verunreinigungs-Randschichtmodell zugrunde gelegt. Die angenommene Plasmakonfiguration entsprach der des komprimierten Zustands des Standard-ZEPHYR Entwurfs. Es zeigt sich, daß bei einer Pulslänge von 1 Sekunde eine Heizleistung von ca. 11 MW bereits zur Zündung führt. Die kritische Leistung könnte durch Verlängerung des Heizimpulses oder durch Fokussierung der hochfrequenten Wellenenergie noch verringert werden.

Als Grundlage für weitere HF-Design-Studien wurde ein spezieller Datensatz für einen Alternativ-ZEPHYR ohne Kompression erstellt. Für diesen wurden Rechnungen zur Ankopplung der Hochfrequenz Energie an das Plasma durchgeführt ("Antennen") und Überlegungen zur Auslegung eines Sondermoduls für Minoritätshheizung ( $f \lesssim 100$  MHz) angestellt (s. Bereich Technologie). Grundsätzliche Schwierigkeiten sind bei diesen Studien nicht erkennbar geworden.

1.1.6 Transport und Verunreinigungen

Bei der hohen Wandbelastung wie sie in Fusionsexperimenten wie ZEPHYR erwartet wird ( $\geq 50$  W/cm<sup>2</sup>) würde der Energietransport zu Wand über Teilchen unweigerlich zu einer hohen Verunreinigungsproduktion durch Sputtering von Wandmaterial führen. Da die Freisetzung von Wandmaterial aber durch

hohe Randtemperatur des Plasmas verursacht wird, sollte sie im Prinzip selbstlimitierend sein: Die Verunreinigungskonzentration sollte sich auf einem Niveau sättigen, bei dem aufgrund der erhöhten Strahlungskühlung die Verunreinigungsproduktion so weit reduziert ist, daß sie gerade den Verlust durch Auswärtsdiffusion deckt. Durch geeignete Wahl des Wandmaterials sollte erreichbar sein, daß die Strahlung hauptsächlich den Plasmarand kühlt, während der heiße Plasmakern nahezu unbeeinflusst bleibt.

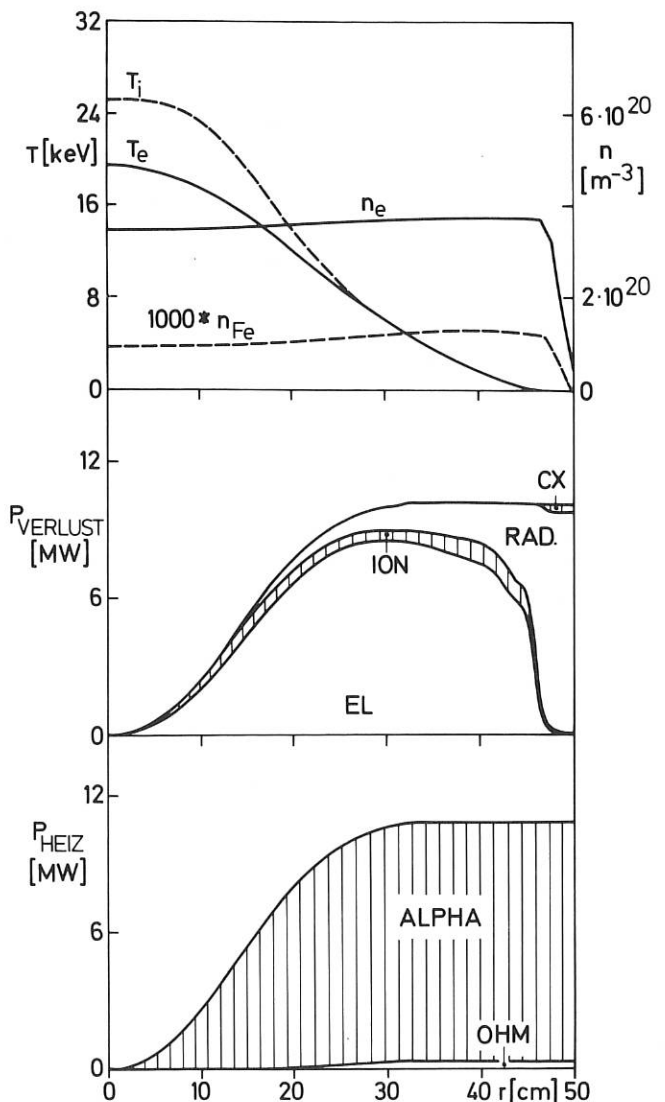


Abb. 1

<sup>7)</sup>University of Princeton, Plasma Physics Laboratory, USA

Auf die prinzipiellen Vorteile einer solchen Lösung für die Energieübertragung auf die Wand war zwar von anderen Autoren schon hingewiesen worden, doch konnten bisher numerische Rechnungen nur mit Einschränkungen verifiziert werden (z.B. Notwendigkeit eines "control beam"). In den Simulationsrechnungen für ZEPHYR mit selbstkonsistenten Randbedingungen konnte nun gezeigt werden, daß dieses Prinzip tatsächlich in einem weiten Parameterbereich ohne Schwierigkeiten anwendbar ist.

In den Transportrechnungen für ZEPHYR wurde zunächst der Verunreinigungszufluß an das Sputtering durch neutrale Wasserstoffatome (erzeugt durch Ladungsaustausch im Plasma) gekoppelt. Als Modell-Verunreinigung wurde Eisen (Edelstahl-Wand!) benutzt, das die erwünschte Strahlungscharakteristik aufweist, d.h. hauptsächlich in der Randzone bei Temperaturen um einige 100 eV strahlt. Niedrig-Z-Materialien würden höhere Konzentrationen erfordern, was bei Neutral-Injektion eine zusätzliche Abschirmung bewirken würde, während Hoch-Z-Materialien im Zentrum zu stark strahlen würden.

Die Rechnungen wurden mit dem eindimensionalen Tokamak-Transport-Code BALDUR (Princeton Plasma Physics Laboratory) durchgeführt. Die Strahlung wird darin unter Annahme von Korona-Gleichgewicht berechnet. Abweichungen vom Korona-Modell wegen anomal hoher Teilchendiffusion würden tendenziell das Strahlungsmaximum zu höheren Temperaturen verschieben, so daß niedrig-Z-Verunreinigungen ähnlich strahlen würden wie Eisen im Korona-Modell. Schon mit dem einfachen Sputtering-Modell, das keine Abschirm- oder Pumpwirkung der Abschältschicht enthält (unendliche Einschlußzeit der Verunreinigungen) zeigt sich das erwartete Ergebnis: Aufgrund der zunehmenden, auf den Rand konzentrierten Strahlungskühlung entwickelt sich in einigen 100 ms ein Kaltplasma-Modell, dessen Dicke solange zunimmt, bis aufgrund der Reabsorption der Ladungsaustausch-Neutrals der Sputtering-Prozeß sich praktisch selbst abschaltet ( $n\Delta \gtrsim 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ). Abb. 1 zeigt typische Temperatur-, Dichte- und Energieflußprofile für ein gezündetes ZEPHYR-Plasma 0.6 Sekunden nach dem Ende eines simulierten Ionen-Zyklotron-Heizimpulses wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben. Die von der  $\alpha$ -Heizung im Plasmainneren erzeugte Energie wird überwiegend durch anomale Elektronenwärmeleistung in die Randzone transportiert, wo sie in einer relativ dünnen Schicht zu nahezu 100 % abgestrahlt wird. Von dieser Strahlungszone ("Photosphäre") bis zur Wand erstreckt sich der erwähnte, mehrere Zentimeter dicke Kaltplasma-Mantel ( $\sim 10$  eV). Die Sättigungskonzentration von Eisen liegt in diesem Beispiel bei nur 0.034 %, so daß die für Zündung notwendigen Werte von  $\beta$ ,  $n_{\text{Fe}}$  und Heizleistung nicht wesentlich über den Werten eines reinen Plasmas liegen.

Das oben beschriebene Sputtering-Modell ist eine sehr grobe Näherung und nicht geeignet, instationäre Vorgänge zu beschreiben, bei denen eine Abnahme der Eisenkonzentration zu erwarten ist, z.B. beim Übergang von Neutralinjektion mit starker Randheizung und hoher Verunreinigungsproduktion zur Brennphase mit zentraler  $\alpha$ -Heizung.

Um eine realistischere Beschreibung der Randschicht zu erreichen, wurde deshalb ein analytisches Modell für die Abschältschicht entwickelt (K. Bor-rass<sup>8)</sup>) und in Form selbstkonsistenter Randbedingungen an BALDUR angekoppelt. Zusätzlich wurde ein künstlicher Quellterm für Eisen eingeführt, der proportional dem Wärmeleitungsfluß auf den Limiter ist (abzüglich eines Schwellwertes) und damit grob das Ionensputtering am Limiter simuliert.

Mit diesem Modell konnte auch der Standard-Heizzyklus für ZEPHYR (160 keV Deuterium-Injektion mit anschließender, adiabatischer Kompression) zufriedenstellend simuliert werden. Jedoch ergaben sich einige Einschränkungen:

- Wegen der hohen Verlustleistung während der Neutralinjektion erhält man transient eine höhere Verunreinigungskonzentration und daher ein höheres, kritisches  $\beta$  und  $n_{\text{Fe}}$  für Zündung.
- Wegen der unterschiedlichen Skalierung von Verlustleistung und abgestrahlter Leistung bei Kompression darf der Anteil der abgestrahlten Leistung vor Kompression einen transportabhängigen Maximalwert nicht überschreiten. Andernfalls erhält man während der Kompression einen Strahlungskollaps.

Bei zentraler Heizung ohne Kompression (z.B. Hochfrequenz geheizter ZEPHYR) führt das verbesserte Modell auf nahezu das gleiche Ergebnis wie das einfache Sputteringmodell, mit dem Unterschied, daß die Sputteringrate endlich bleibt und im Gleichgewicht gerade den diffusiven Eisen-Ausfluß deckt. Der Sättigungswert ist dabei unabhängig von der Stärke des künstlichen Limitersputterings und fast unabhängig von der Art des Verunreinigungstransports im Plasmainneren. Diese Prozesse bestimmen aber die Einstellzeitskala und die genaue Form der Profile.

Insgesamt zeigen die Simulationsrechnungen die Möglichkeit einer wirksamen Verunreinigungsbegrenzung durch das Plasma selbst, wobei eine zentrale Heizung ohne adiabatische Kompression am wenigsten Probleme erwarten läßt.

Zum besseren Verständnis der Strahlungsrandschicht wurden Gleichgewichts- und Stabilitätsrechnungen mit vereinfachten, eindimensionalen Schichtmodellen durchgeführt. Anhand eines diskontinuierlichen Strahlungs-Wärmeleitungsmodells wurden analytische Skalierungsformeln und Stabilitätskriterien für verschiedene Schichtstrukturen hergeleitet. Diese Studien wurden unterstützt von numerischen Rechnungen mit kontinuierlichen Profilen und realistischen Strahlungscharakteristiken. Die Existenz stabiler Gleichgewichte im interessierenden Parameterbereich konnte bestätigt werden.

Außer diesen eindimensionalen Transportrechnungen wurden auch "flußflächengemittelte" Simulationen mit dem ebenfalls in Princeton<sup>7)</sup> erstellten JARDIN-Code durchgeführt. Bei diesen Rechnungen wird die zweidimensionale Struktur der Gleichgewichtszuflußflächen - allerdings für vorgeschrie-

8) Bereich Technologie

benen Plasmarand - berücksichtigt. Sie ergaben gute Übereinstimmung mit unter vergleichbaren Annahmen (sauberes Plasma und keine Ladungsaustauschverluste) durchgeführten BALDUR-Rechnungen.

#### 1.1.7 Untersuchungen zur Skalierung des Energieeinschlusses

Transportrechnungen für ZEPHYR wurden mit verschiedenen Energieeinschlußgesetzen (Alcator-Intor, Coppi-Mazzucato, explizit ortsabhängige Diffusionskoeffizienten) durchgeführt, die ausreichende Zündwahrscheinlichkeiten vorhersagten. Mitte des Jahres (8<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research) wurden jedoch Alcator C Ergebnisse im hoch-Dichte Bereich bekannt, die bei einfacher Extrapolation  $\tau_E \sim n a^2$  zu Vorhersagen für ZEPHYR mit  $n \tau_E \leq 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$  führen würden. Simulationsrechnungen zeigten, daß die anfänglich als mögliche Interpretation angeführten Rippel-effekte dieses Sättigungsverhalten nicht erklären konnten. Rechnungen mit einem um einen Faktor 4 - 5 gegenüber dem neoklassischen Wert erhöhten Ionenwärmeleitungs-koeffizienten erlaubten das beobachtete  $\tau_E(n)$ -Verhalten zu reproduzieren, doch ist diese Übereinstimmung rein formal und nicht zur Extrapolation benutzbar. Da experimentell auch kein konkreter Hinweis auf Strahlungsverluste gefunden wurde, folgt aus diesen Ergebnissen, wie in der Einleitung ausgeführt, begründeter Zweifel ob der bisherige Standard-Design von ZEPHYR seine ursprüngliche Mission - die Zündung - erreichen könnte.

Ein Abknicken der  $\tau \sim n$  Skalierung wurde schon früher an mehreren Tokamaks beobachtet, war jedoch bisher immer durch neoklassische Ionenwärmeleitung erklärt worden. Diese Aussage wurde durch Simulation der in Pulsator gemessenen Temperatur- und Dichteprofile in dem Bereich der (volumgemittelten) Dichte zwischen  $2.5 - 7 \cdot 10^{13}$  noch einmal bestätigt. Die beste Übereinstimmung ergab sich dabei bei Annahme einer temperaturabhängigen, anomalen Elektronenwärmeleitung  $\chi_e \sim 1/(\eta_e^\alpha)$  ( $0.4 < \alpha < 0.7$ ), wobei die genaue Profilform der Plasmamparameter allerdings noch von der angenommenen Randtemperatur und der Verunreinigungsstrahlung im Randbereich abhängt. Das beobachtete Abknicken der Energieersatzzeit als Funktion der Teilchendichte bei  $\langle n \rangle = 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  konnte allein durch das Ansteigen der Ionenwärmeleitung erklärt werden.

Auf theoretischem Gebiet wurde die elektrostatische Driftinstabilität als Quelle der anomalen Elektronenwärmeleistung untersucht. Sie kann auftreten, da toroidale Effekte ihre Dämpfung durch Verscherung reduzieren. Die Anwendung neuerer Ergebnisse erlaubt eine Berechnung des damit verbundenen radialen Elektronenenergie-transportes, der bei stationärer Ohmscher Heizung zu einer Energieeinschlußzeit führt, die proportional  $n \cdot T_i^{-1/2}$  sein und ca. mit der dritten Potenz der geometrischen Dimensionen ansteigen sollte. Daraus folgt, in Übereinstimmung mit Beobachtungen, die Vorhersage einer weitgehenden Konstanz der Umfangsspannung.

#### 1.1.8 Brennkontrolle

In Zusammenarbeit mit der MIT <sup>9)</sup>-Arbeitsgruppe wurde die Untersuchung von verschiedenen Methoden zur Kontrolle der thermischen Instabilität eines gezündeten Fusionsreaktors weitergeführt. Untersuchte passive Stabilisationsmethoden betrafen die Erhöhung der Ionenwärmeleitung durch Ripple, den Einfluß der  $\beta$ -Verschiebung der Plasmasäule in einem zeitunabhängigen Vertikalfeld und die Kombination beider Effekte unter Einschluß der räumlichen Variation der Amplitude des toroidalen Ripples. Untersuchte aktive Kontrollmethoden betrafen getriebenen Betrieb bei hohem Q und verschiedene Szenarien zur feedback-Kontrolle der Plasmaverschiebung. Die Ergebnisse zeigten, daß ein relativ breites Spektrum möglicher Brennkontrollmethoden zur Anwendung an ZEPHYR zur Verfügung stünde.

#### 1.1.9 Elektrisches Potential einer Plasma-Randschicht

Die beim Kontakt des Plasmas mit materiellen Wänden auftretende Potentialschicht ist für zahlreiche Mechanismen der Verunreinigungsproduktion (Ionenzerstäubung - auch in Form der Selbstzerstäubung durch Verunreinigungen, Bildung unipolaren Bögen - ) von ausschlaggebender Bedeutung. Die klassischen Berechnungen vernachlässigen jedoch das Magnetfeld und sind zunächst nur auf den Fall senkrecht auf die Wände auftreffender Magnetfeldlinien einfach extrapolierbar. Da die Situation bei axisymmetrischen Limitern oder Divertoren jedoch einem eher streifenden Einfall der Feldlinien entspricht, wurde die Potentialverteilung in der Schicht bei beliebig gerichtetem, vorgegebenen Magnetfeld B numerisch untersucht. Dazu wurde ein eindimensionales elektrostatisches Teilchenmodell ohne Stöße verwendet, das die Bewegung der Plasmateilchen und das elektrische Feld selbstkonsistent beschreibt. An der Übergangsfläche zum ungestörten Plasma werden Elektronen- und Ionenflüsse und Potential vorgegeben. Die schichtbegrenzende Wand kann absorbierend oder teilreflektierend angenommen werden. Die zeitliche Entwicklung des Modells wird bis zu einem stationären Zustand verfolgt. Erste Ergebnisse reproduzieren das analytisch bekannte Potential für  $B = 0$ . Für  $B \neq 0$ ,  $\omega_{ce}/\omega_{pe} \leq 1$  und  $\angle(E, B) = 45^\circ$  findet man eine Zunahme des Potentials.

<sup>9)</sup> Massachusetts Institute of Technology, (USA)

1.2 Das ZEPHYR - Tokamaksystem

(W.Köppendörfer, W.Bitter<sup>10)</sup>, M.Blaumoser, E. Breit<sup>10)</sup>, U.Broßmann<sup>10)</sup>, A.Elsner, J.Gruber, W. D.Haubenberger<sup>10)</sup>, O.Jandl, E.Harmeyer, F.Kerl<sup>10)</sup>, H.Kollotzek, H.Kotzowski, H.J.Kutsch<sup>10)</sup>, Th.v. Larcher, F.Mast, M.Pillsticker, H.Preis, W.Schneider, G.Schramm, U.Seidel, M.Söll<sup>11)</sup>, B.Sombach<sup>11)</sup>, E.Springmann, B.Streibl, R.Süß, H.Vernickel, F. Werner

1.2.1 Gesamtkonzept

Die grundsätzlichen Fragestellungen, die das Tokamak-Gesamtkonzept betreffen, haben sich im Berichtszeitraum nicht geändert. Nach wie vor wurden zwei alternative Linien, das Bitter- und das Bandspulenkonzept untersucht. Aus Kapazitätsgründen konzentrierten sich die Arbeiten an den div. Komponenten und demzufolge auch am Gesamtkonzept auf ein Bandspulen-Tokamak-System während die Bitterkonzept-Aktivitäten im wesentlichen auf den Toroidal-feldmagneten beschränkt blieben. Es war vorgesehen, beide Varianten in dieser Form bis zum Abschluß von weiteren Modellversuchen fortzuführen, die der weitestgehenden Sicherstellung von Machbarkeit und Betriebssicherheit der Spulen dienen sollten.

Der Gesamtentwurf wurde in dem Maße modifiziert, wie es durch die Weiterentwicklung der einzelnen Komponenten und den damit verbundenen Festlegungen erforderlich war. Abb. 2 und 3 zeigen den modifizierten Entwurf der auf dem neuesten Konstruktions-

stand von Vakuumgefäß, Toroidal-feldmagnet und Stützstruktur basiert. Die Anordnung der Poloidal-feldspulen wurde aus Festigkeitsgründen gegen Ende des Berichtszeitraumes geändert. Dies ist im vorliegenden Entwurf noch nicht berücksichtigt. Prinzipielle Probleme entstehen dadurch nicht.

Das einwandig ausgeführte Vakuumgefäß besteht aus 16 Bälgen und 16 Schalenelementen. In den Schalenelementen befinden sich die Öffnungen für die maximal 6 Neutralinjektoren, 4 Vakuumpumpsysteme und die Diagnostik. Fünf Schalenelemente können zusammen mit fünf Toroidal-feldspulen als Einheit im Bedarfsfall ausgewechselt werden. Zur Erzielung eines stationären thermischen Betriebs und zur Reduzierung der Plasmaverunreinigung (Recycling) wurde die Betriebstemperatur des Vakuumgefäßes auf ca. 300 K festgelegt.

Die 16 Toroidal-feldspulen (TF) sind in Gehäuse gefaßt, die sich außen gewölbeförmig gegen die magnetischen Kräfte abstützen. Im Innenbereich hängen die biegespannungsfreien Spulen frei und können sich thermisch ungehindert ausdehnen. Die Gehäuse lassen Raum für die Gefäßöffnungen und nehmen teilweise Kräfte des Vakuumgefäßes und der Poloidal-feldspulen auf. Die Untersuchungen der Vertikal-feld-diffusion durch die Toroidal-feld-Bandspule haben gezeigt, daß die Toroidal-feldspulen-Temperatur nicht wesentlich unter 80 K liegen darf, weil sonst der Vertikal-feld-index wegen der mit fallender Temperatur ansteigenden Leitfähigkeit des TF-Leiters transient zu stark verzerrt wird.

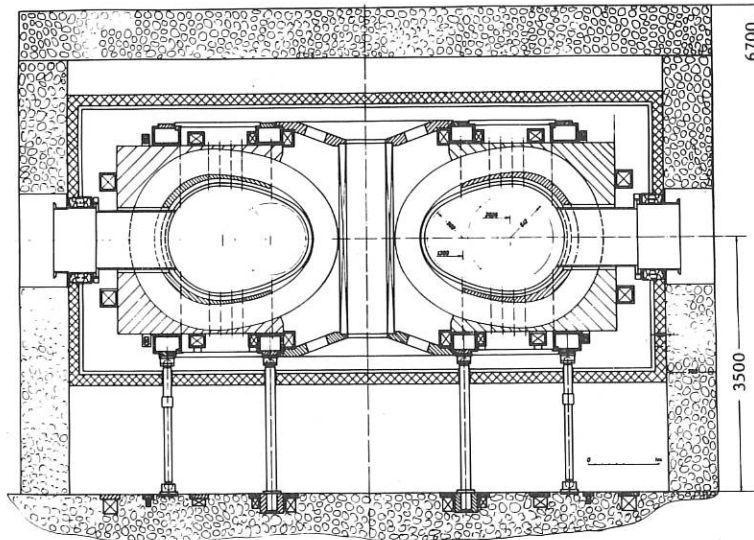


Abb. 2 ZEPHYR Vertikalschnitt

10) ZTE  
11) Projekt Systemstudien

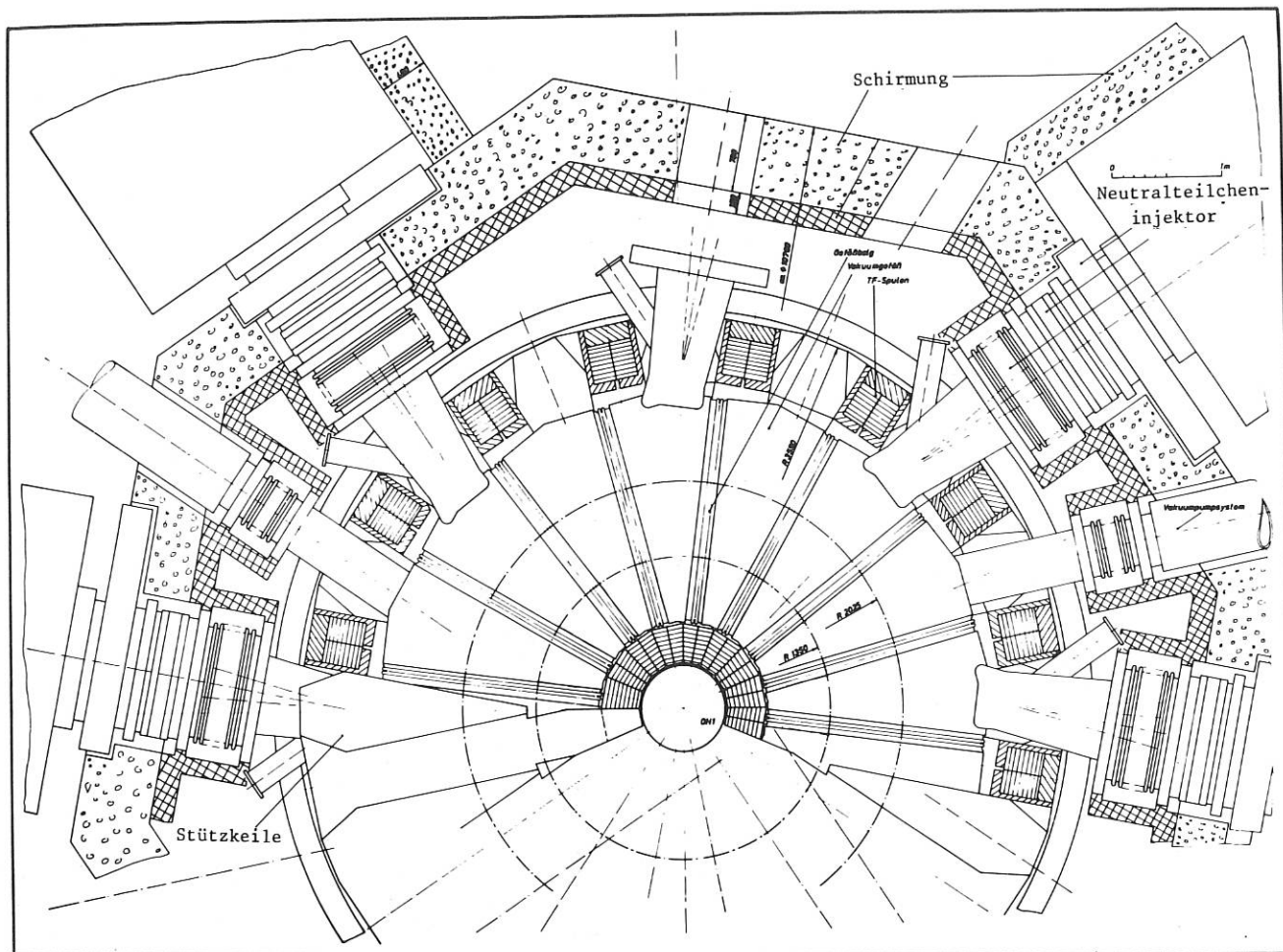


Abb. 3 ZEPHYR Horizontalschnitt

Um die thermischen Spannungen in den Poloidal-feldspulen in beherrschbaren Grenzen zu halten, kann es notwendig werden, ihre Betriebstemperatur um einige 10 K unter die der TF-Spulen abzusenken.

Gefäß und Spulensysteme ruhen auf Ringkastenprofilen, die durch eine Trägerkonstruktion abgestützt ist. Diese Trägerkonstruktion gestattet einerseits die erheblichen thermischen Bewegungen der Ringkastenprofile beim Abkühlen der gesamten Anlage und bietet andererseits eine hinreichende Festigkeit gegen die auftretenden statischen und dynamischen Belastungen.

Die Kältekammer umschließt Vakuumgefäß und Spulensysteme zum Zweck der thermischen Isolation der bei 40 - 300 K arbeitenden Hauptkomponenten des Tokamak-Systems von der Umgebung. Fragen der konstruktiven Gestaltung der Kältekammer und insbesondere der Durchführungen wurden in einer Reihe von Einzeluntersuchungen behandelt.

Ein Untersuchungsschwerpunkt war die konstruktive Ausarbeitung der fernbedienten Zerlegbarkeit des Tokamaks. Allgemeine Forderung: alle Störfälle, die manuell beherrschbar sind, müssen auch durch fernbedienbare Werkzeuge repariert werden können. Dieser Forderung wurde durch den modularen Aufbau der Anlage Rechnung getragen, wobei 5 Vakuumgefäßsegmente und 5 Toroidal-feldspulen zu auswechselbaren Montageeinheiten zusammengefaßt wurden, die einen toroidalen Winkel von ca.  $110^\circ$  überdecken und ein Gewicht von 80 t haben sollten. Zum präzisen Aus- und Einbau dieser Lasten wurde mit dem Entwurf eines Montagekranes begonnen der unmittelbar in Tokamaksystemnähe abgestützt werden sollte.

Der Modultransport innerhalb der Experimentierhalle sollte mit dem Hallenkran mit einer Tragkraft von 100 t durchgeführt werden. Das Auswechseln der unteren Poloidal-feldspulen ist mit einem vertretbaren Aufwand nicht möglich. Deshalb sollen im Fundament Reservespulen abgelegt werden, die im Störfall eingesetzt werden könnten. Das Tokamak-System wurde so konzipiert, daß alle für eine Reparatur notwendigen Geräte erst im Bedarfsfall an den Einsatzort gebracht werden können. Dadurch wird für den Normalbetrieb Platz gespart und die Funktion der Geräte kann kurz vor dem Einsatz nochmals überprüft werden.

### 1.2.2 Toroidal-feld (TF)

#### 1.2.2.1 Bandmagnet

Der konzeptionelle Entwurf des Bandmagneten wurde im Berichtszeitraum abgeschlossen. Es standen dabei zwei Probleme im Vordergrund:

- Die durch Vertikal-feldänderungen erzeugten Wirbelströme in den Stromleitern der Spule;
- Ein modularer Aufbau des Gesamtmagneten, der mit dem Vakuumgefäß verträglich ist und den erforderlichen Zugang für Diagnostik und Heizung ermöglicht.

Die Wirbelströme des Magneten sind vor allem für die adiabatische Plasmakompression von Bedeutung; Messungen an einem Modell im Maßstab 1 : 5 ergaben für diesen Fall

- daß ca. 75 % des Vertikal-feldes prompt eindringen

- daß der Feldindex unter Berücksichtigung des stationären und transienten Vertikalfeldanteils zu keinem Zeitpunkt der Kompression negative Werte in der Torusebene annimmt.

Aufgrund der Meßergebnisse ist somit eine stabile Plasmakompression zu erwarten.

Jeweils zwei Industriestudien zur Spulen- und Gehäusefertigung sowie zur Kühlung des Magneten beeinflussten den Entwurf des Magneten wesentlich. Sie bestätigten die technische Durchführbarkeit des Magneten im Rahmen der vorgegebenen Ziele. Die Fertigungszeit des Magneten wurde dabei auf 3 Jahre geschätzt.

Der Gesamtaufbau des 16 Spulen umfassenden Magneten ist in Abb. 4 schematisch dargestellt. Die kleinste Montageeinheit bildet eine Einzelspule mit den dazugehörigen Gehäusen: dem Spulengehäuse (coil casing), in das die Spulenkräfte eingeleitet werden und dem zweiteiligen Keilgehäuse (wedge casing) mit jeweils einem Strukturteil ober- und unterhalb der Torusebene. Alle Montageeinheiten sind identisch. Somit ergeben sich insgesamt 16 große horizontale Stützenöffnungen. Die Keilgehäuse bilden zusammen mit den Spulengehäusen ein kraftschlüssiges toroidales Gewölbe. Die Isolation gegen toroidale Ringströme liegt zwischen den beiden Gehäusen. Insgesamt fünf Montageeinheiten müssen zusammengefaßt werden, um einen gemeinsam mit dem Vakuumgefäß demontierbaren Modul zu erzeugen.

Die Zentripetalkräfte der Spulen werden über 10 cm dicke Innenflansche in die 6 cm dicken Seitenplatten der Spulengehäuse eingeleitet. Über die keilförmigen äußeren Flansche (outer flanges) werden sie dann an den benachbarten Keilgehäusen abgestützt. Die Keilform der äußeren Flansche ist zur radialen Demontage eines Moduls erforderlich. Herausnehmbare, neben einem der Keilflansche begelegte Seitenbleche erlauben eine zu Beginn der Demontage erforderliche seitliche Versetzung der Module. Am Spulenrücken ist zwischen den Seitenplatten des Spulengehäuses eine ca. 15 cm dicke Verstärkungsplatte (backing plate) angebracht. Sie entlastet die Spule von Biege- und Schubbeanspruchungen, die aus dem Kippmoment durch das Vertikalfeld resultieren. An der Verstärkungsplatte befestigte Blöcke (support blocks) erhöhen die toroidale Abstützfläche und entlasten so die Spulen von der Gewölbekraft durch das Toroidalfeld.

Fertigungstechnische Gründe begrenzen die Dicke der stahlverstärkten Stromleiter auf ca. 9 mm. Pro Halbspule wurden deshalb 43 Windungen gewählt. Der Leiterstrom beträgt damit 45 kA. Die große Windungszahl führt zu einem günstigen Rückfederverhalten. Aus Vorversuchen an einem 1 : 10 Modell läßt sich ableiten, daß das Wickeln der Spulen trotz der Stahlverstärkung ohne vorangehendes Vorbiegen der Leiter möglich gewesen wäre.

Den Aufbau der Isolation zeigt Abb. 5 im engsten Spulenquerschnitt. Ausführliche Festigkeitsprüfungen des Isolationsmaterials (Glasfaser/Epoxyd-

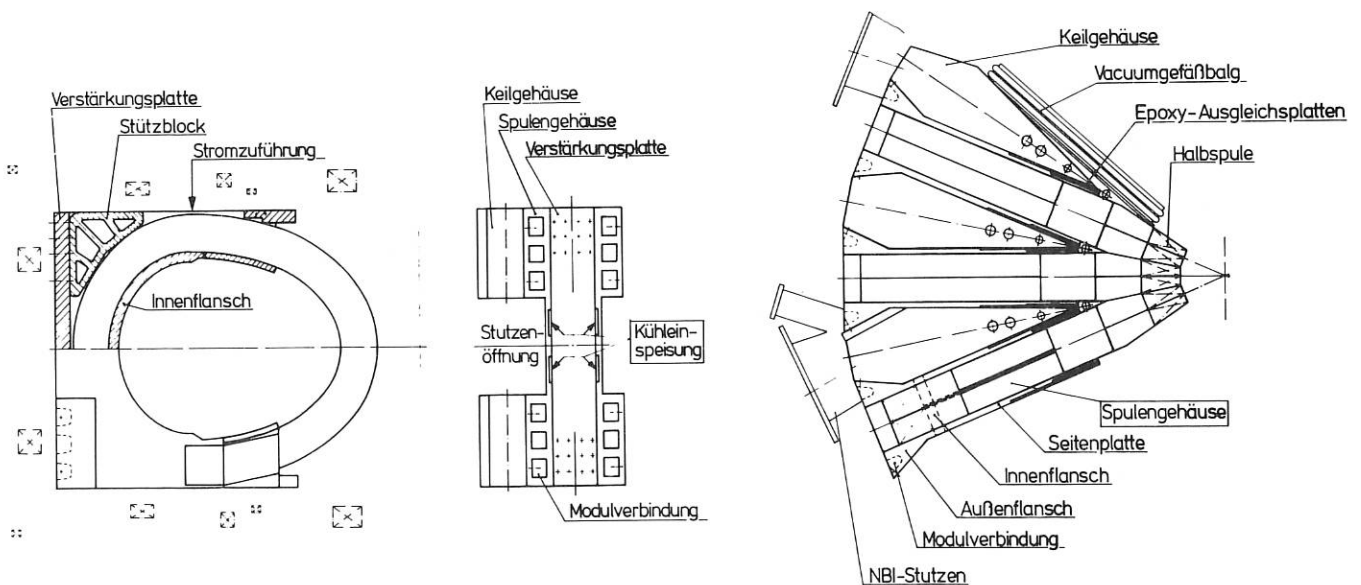


Abb. 4 Gesamtaufbau des Bandmagneten

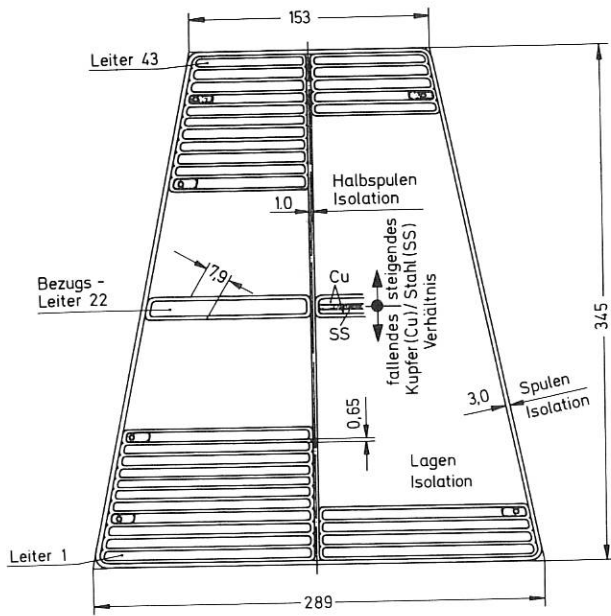


Abb. 5 Spulenquerschnitt

harz) ergaben eine hohe dynamische Festigkeit, die bei Stickstofftemperatur noch beträchtlich ansteigt. Die Untersuchung des Festigkeitsverhaltens von  $\gamma$ - sowie  $n|\gamma$ -bestrahlten Proben ist noch in einem Anfangsstadium und erlaubt deshalb noch keine verlässliche Beurteilung der radiologischen Degradation der mechanischen Festigkeit.

Die Kühlung des Magneten erfolgt durch 7 Kühlkanäle pro Halbspule Abb. 5. Jeder Kühlkanal kühlt dabei bis zu 7 benachbarte Leiter. Die Kühlkanallänge entspricht einer Windungslänge. Als Kühlmedium dient flüssiger Stickstoff. Die Temperatur des Magneten zu Beginn des Pulses wurde deshalb auf 80 K festgelegt. Das Kühlsystem kann in der Anfangsphase nur bei hohen Basisdrücken effektiv betrieben werden. Es wurde für einen maximalen Basisdruck von 15 bar und Druckverlusten unter 5 bar ausgelegt. Damit läßt sich bei voller Belastung eine Puls Kühlzeit von 1 Stunde erreichen. Die Anfangskühlung von Raumtemperatur aus muß mit gasförmigem Stickstoff begonnen werden. Es läßt sich dabei eine Gesamtkühlzeit von ca. 15 Stunden erreichen.

Zur Optimierung der Spulenform in Bezug auf die Belastung durch das toroidale Feld sowie zur Ermittlung der Spulenerwärmung durch Erregerstrom und Fusionsenergie wurden von der Abteilung Reaktortechnologie numerische Programme erstellt. Ein vereinfachtes keilförmiges Finite-Element (FE)-Modell diente zunächst zur Spannungsanalyse der Zentripetal- und Kippkraftbelastung. Ein weit aufwendigeres FE-Modell, das Spule und Gehäuse einschließlich der Isolation zwischen beiden erfaßt, wurde anschließend erstellt. Es erlaubt, die Gleitbewegungen zwischen Spule und Gehäuse bei vorgegebenem Reibungskoeffizienten zu ermitteln. Mit diesem FE-Modell wird abschließend eine Spannungsanalyse durchgeführt, die thermische und magnetische Belastungen berücksichtigt. Eine weitere Optimierung der mechanischen Struktur anhand der Ergebnisse ist jedoch nicht mehr vorgesehen.

### 1.2.2.2 Bitterspule

Die Bittermagnetlösung für ZEPHYR wurde am MIT<sup>9</sup> bei einer Industriefirma und seit April 1930 am IFP untersucht. Die physikalischen und technischen Randbedingungen, die der Entwicklung zugrunde liegen, waren für die drei Stellen nahezu identisch. Ähnlich wie im vergangenen Berichtszeitraum, konnten auch in diesem nicht alle Probleme, die die prinzipielle Machbarkeit betreffen, gelöst werden. Im folgenden sollen der Stand der Untersuchungen und die wesentlichen Gesichtspunkte der verschiedenen Konzepte dargelegt werden.

#### Bitterkonzept 1

Der Magnet besteht aus acht Modulen. Die Bitterscheiben sind eben, mit Epoxidharz vergossen und werden um den in Modulmitte befindlichen Neutral-einschußstützen gekröpft herumgeführt. Keilflanschplatten verbinden die Module. Die aus den TF-Kräften resultierende Zentripetalkraft (ZPK) wird durch Gewölbewirkung im inneren Scheibenbereich übertragen und erzeugt toroidale Umfangskräfte. Diese bauen sich jedoch rasch bis etwa zum Radius des komprimierten Plasmas ab, so daß das Kippmoment nicht durch Schubkräfte übertragen werden kann. Eine formschlüssige Konstruktion (evt. Keilnuten) soll dies teilweise erreichen. Zusätzlich erzeugt ein Vorspannring (evt. PF-Spulen) toroidale Umfangskräfte, die es ermöglichen, über Reibschluß Schubkräfte aufzubauen. Im biegeweichen Neutralinjektionsbereich wird die Kippkraft ebenfalls durch Schubkräfte (Überstiege sind mit Epoxydharz verklebt) übertragen. Die maximalen mechanischen Beanspruchungen der Bitterscheibe liegen im Spulenhals bei ca. 520 MPa (= van Mises-Vergleichsspannung), die dort von einer metallurgisch verbundenen Cu-SS-Scheibe übertragen werden soll.

Das Vakuumgefäß besteht aus Schalenelementen, die in der NBI-Ebene liegen sowie aus Balgelementen. Das Gefäß ist in jeden Modul integriert und stützt sich an der Scheibenstruktur ab.

#### Bitterkonzept 2

Der Magnet besteht aus 16 Modulen. Die Bitterscheiben sind eben, parallelförmig und vorn angekeilt. Jeder Modul enthält einen Diagnostikkeil in den auch die NBI-Öffnung integriert ist. Die Bitterscheiben sind in Strukturkeile eingebettet, die die Scheiben an allen Seiten überragen und in diesem Bereich mit Paßbolzen verbunden sind.

Im Keilbereich der Scheiben ist kraftschlüssige Anlage vorgesehen. Die ZPK wird durch den Gewölbeeffekt übertragen. Der thermisch hochbelastete Halsbereich kann durch Ausnehmungen am Diagnostikkeil von Seitendruck freigehalten werden. Im ebenen Scheibenteil überträgt sich das Kippmoment formschlüssig in die Strukturkeile und wird dort von der durch Verbolzen entstehenden Gehäusestruktur aufgenommen. Die numerischen Berechnungen wurden für verschiedene Abstützvarianten (volle Abstützung im Spulenhals, Abstützung nur ober- bzw. unterhalb des Spulenhalses), allerdings für einen ungünstigen Datensatz durchgeführt.



Bei der vollen Abstützung ist als kritische Beanspruchungskomponente die seitliche Druckspannung zu sehen, während bei der zweiten Abstützvariante infolge zusätzlicher Biegemomente die Zugspannung kritisch ist. Auch eine Skalierung der Ergebnisse auf den aktuellen Datensatz läßt von Mises-Vergleichsspannungen von mindestens 550 MPa erwarten (incl. Thermik). Aus diesem Grund werden zwei Optimierungsmöglichkeiten im Halsbereich der Bitterscheibe vorgeschlagen, die über die Variation des Cu-SS-Verhältnisses einerseits die Temperaturverteilung homogenisieren und andererseits die Festigkeit örtlich erhöhen.

Für die Herstellung des Bitterscheibenverbundes werden Sprengplattieren und galvanisches Abscheiden von Cu favorisiert. Laborergebnisse liegen vor. Trägerplatten aus Stahl (1.3974, warm-kaltgewalzt, lösungsgeglüht, ausgehärtet für beide  $R_{p0.2}$  1000 MPa) können in den notwendigen Abmessungen geliefert werden (Kompaktscheiben).

Untersuchungen über die Anwendbarkeit einer keramischen Isolation ( $AlO_3 + Ti O_2$ ) wurden durchgeführt (Haftung > 20 MPa, Druck > 200 MPa, Schub > 50 MPa, Thermoschock). Die Studie gibt weiter Auskunft über die Scheiben- bzw. Strukturfertigungen.

### Bitterkonzept 3

Der Magnet besteht aus 16 Modulen und ist schematisch in Abb. 6 dargestellt.

Jeweils acht ebene Bitterscheiben (siehe oben) einschließlich Strukturkeilen werden zu vakuum-imprägnierten Bitterspulen zusammengefaßt. Zwei mit Überstiegen, Strom- und Kühlmittelzuführungen versehene Spulen sind in ein symmetrisches Gehäuse eingebettet, das den Diagnostikkeil und die Neutralinjektionsöffnung (500 mm x 900 mm) enthält.

Zwei Abstützkonzepte werden alternativ untersucht:

1. Die Spulen stützen sich über die Gewölbewirkung im Halsbereich ab und übertragen die ZPK. Über Formschluß (Toleranzausgleich über epoxydharzgefüllte Stahlkissen) wird das Kippmoment im übrigen Spulenbereich in das Gehäuse eingeleitet. Die entstehenden Kippkräftepaare können mit Schubbalcken übernommen werden.
2. Die ZPK wird über die Gewölbewirkung sowie das Kippmoment wie unter 1. geschildert, im hinteren Spulenbereich übertragen. Der Spulenhals hängt frei und kann durch Formschlußelemente, die über den Spulentrücken greifen, gegen den verbleibenden Teil des Kippmomentes stabilisiert werden (modifiziertes Bandmagnetkonzept).

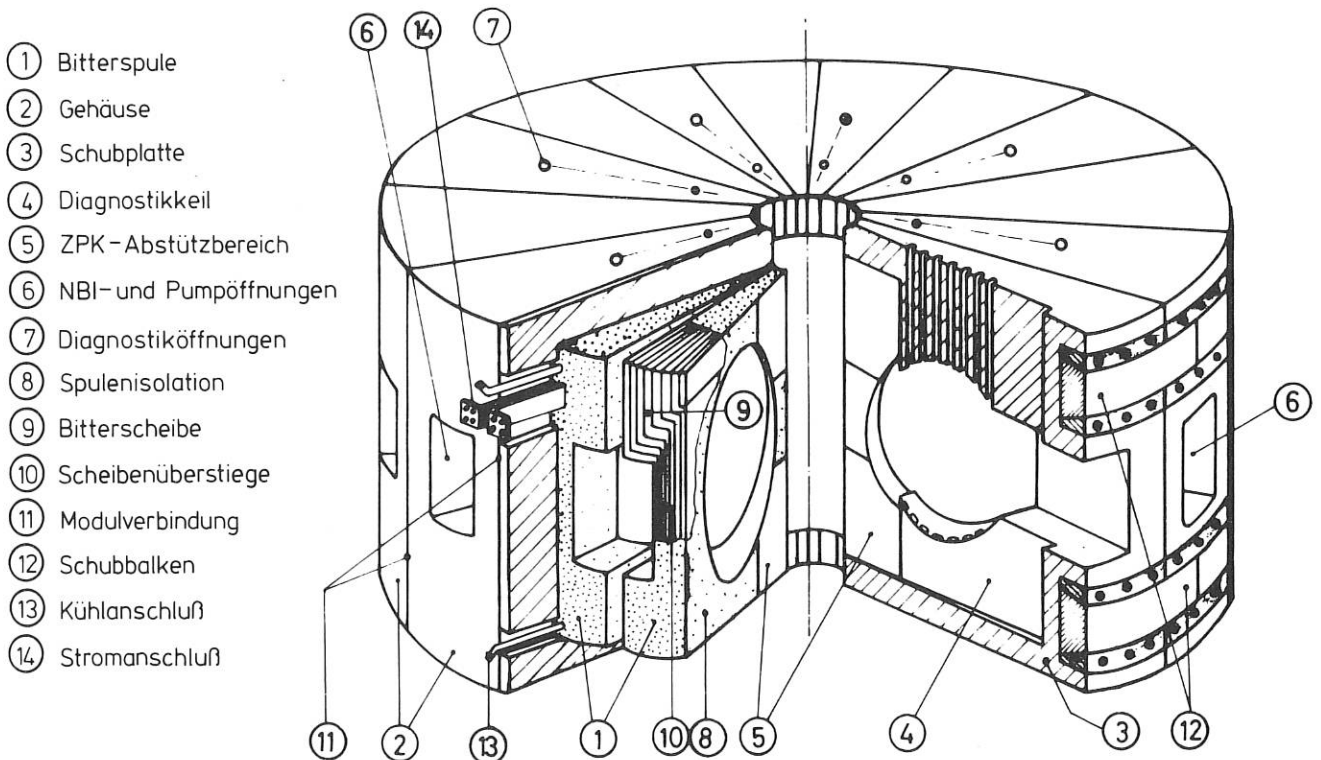


Abb. 6 Bitterkonzept 3

In beiden Fällen wird der biege weiche Spulenteil im NBI-Bereich durch eine steife Schubplatte von Kippkräften entlastet. Die Kühlung ( $T_0 = 80\text{ K}$ ) jeder Bitterscheibe erfolgt über ein Kühlrohr, das im Halsbereich an der Torusöffnung und im hinteren Bereich seitwärts in Strukturkeilnuten geführt wird.

Das Vakuumgefäß ist ebenfalls modular aufgebaut, stützt sich voll an der Gehäusestruktur ab und ist am Balgrand ffügbar. Als kleinste Demontageeinheit ergibt sich ein  $45^\circ$ -Doppelmodul. Numerische Berechnungen der mechanischen und thermischen Beanspruchungen werden am keilförmigen Modell für beide Abstützvarianten durchgeführt. Erste Ergebnisse lieferten mechanische Spannungen (van Mises) für beide Fälle von ca. 500 MPa im Spulenhals. Im Fall 1 ergibt sich eine max. Druckspannung im Hals von ca. 115 MPa und im Fall 2 von ca. 140 MPa an der inneren Gehäuseabstützkante. Diese Zugschwellbeanspruchungen können nur von einem Scheibenverbund ertragen werden. Überlegungen zur Herstellung, insbesondere einer beanspruchungsoptimierten Bitterscheibe sind im Abschnitt 1.2.2.3 Werkstoffentwicklung behandelt.

1.2.2.3 Werkstoffentwicklung

Die Entwicklungsarbeiten für den Verbundleiter Kupfer-Austenit wurden im Berichtsjahr weiterverfolgt und führten zur Anwendungsreife eines Verfahrens.

Entsprechend den Voruntersuchungen kamen folgende Fertigungsverfahren in die engere Wahl:

- galvanisieren
- plattieren mit Zwischenschicht (Warmpreßschweißen)
- sprengplattieren.

Die Lötversuche mußten aufgrund negativer Ergebnisse eingestellt werden. Hinsichtlich des Sprengplattierens wurde erstmals eine Sprengung von hochfestem Austenit (1.3974 walzhart mit einer 0,2 % Dehngrenze von  $\approx 1000\text{ N}_{\text{mm}^2}$ )

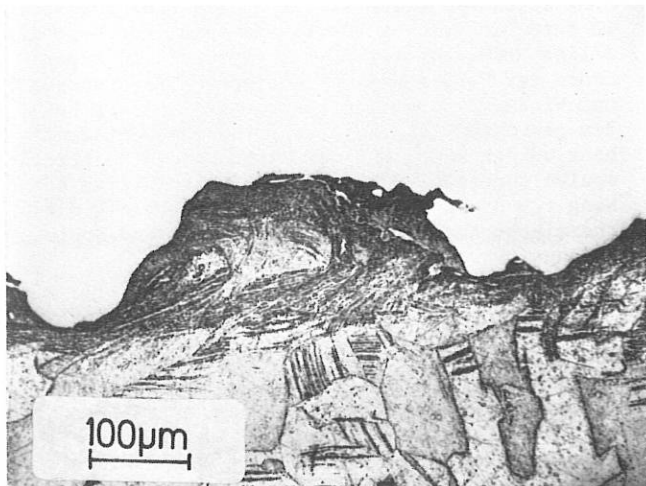


Abb. 7 Längsschliff sprengplattierter Verbundleiter

mit Kupfer vorgenommen. Die metallographische Untersuchung ergab, daß weder Materialtrennungen in der Bindezone noch Mikrorisse im Austenit, ausgehend von den Kerben, beobachtet werden konnten Abb. 7 .

Die Untersuchungsverfahren wurden zusätzlich auf die Prüfung der Scherfestigkeit ausgedehnt. Dazu wurde eine Probenform für den Zugscherversuch entwickelt. Es stellte sich heraus, daß bei allen o.g. Verfahren Scherfestigkeitswerte erzielt werden, die im Bereich der Festigkeit des Kupfers liegen.

Die Abhängigkeit der statischen Festigkeit vom Kupfer-Austenitverhältnis zeigt Abb. 8 . Dabei ist die galvanisierte Version bereits ausgeschlossen, da sich Schwierigkeiten bei der Ausführung in Form größerer Probepplatten ergaben. Ablösungserscheinungen konnten nicht ausgeschlossen werden, die Versprödungsgefahr des Substratmetalls scheint jedoch bei einem spezifischen Industrieverfahren minimal zu sein.

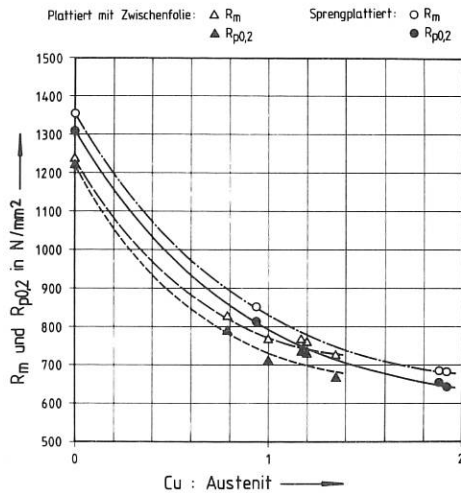


Abb. 8 Festigkeit bei Raumtemperatur

Eine Zusammenfassung der dynamischen Versuchsergebnisse läßt erkennen, daß die Zeitfestigkeit

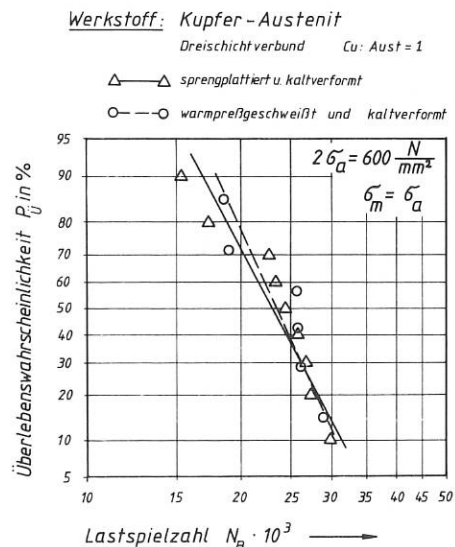


Abb. 9 Zugschwellversuch bei Raumtemperatur

der beiden Verbundleitertypen, die für die Fertigung zur Auswahl stehen, nahezu identische Meßergebnisse zeigen Abb. 9 .

Die großtechnische Realisierbarkeit der Leiter ist begrenzt durch die bei den Firmen vorhandenen Fertigungsanlagen sowie die Fertigungskosten.

Da der warmpreß-geschweißte Verbund nur in beschränkten Abmessungen gefertigt werden kann und zudem die Kosten sehr hoch anzusetzen sind, ist zu folgern, daß die Entwicklung des sprengplattierten Verbundes bis zur Anwendungsreife möglich ist.

### 1.2.3 Poloidalfeldspulensystem

Die im Vorjahr begonnenen Arbeiten zur Auslegung der PF-Spulen wurden weitergeführt. Unter Berücksichtigung der plasmaphysikalisch gegebenen Forderungen für die Magnetfeldkonfiguration im Plasmabereich, der kühltechnischen Fragen, der Leiter- und Strukturmaterialbeanspruchung als Folge thermischer und elektromagnetischer Spulenbelastungen, der Kraftwirkungen an den Stromzuleitungen, der Hochspannungsbeanspruchungen und der fertigungstechnischen Gesichtspunkte in Verbindung mit der Montierbarkeit der Spulen konnte ein Spulenkonzepit gefunden werden. Es ergab sich die in Abb.10 dargestellte Spulenanordnung aus (OH) Ohmsche-Heizungsspulen und (V) Vertikalfeldspulen.

Das von den OH-Spulen erzeugte Magnetstrefelfeld im Plasmabereich liegt unter 25 G. Die maximalen Magnetfelder am Zentraltransformator OH 1 betragen 27 T und es kann ein maximaler Flußhub (auf- und gegenerragt) im Plasmabereich von 11 Vs erreicht werden. Die Gesamtwindungszahl aller OH-Spulen von 526 verteilt sich 480/36/6/4 auf die Einzelspulen. Alle Spulen werden in Reihenschaltung betrieben. Der maximal zulässige Leiterstrom darf 130 KA nicht überschreiten, was eine Stromdichte  $j = 9,87 \text{ KA/cm}^2$  im OH 1 und  $j = 6,1 \text{ KA/cm}^2$  in den OH 2 bis 4 bedeutet. Die technisch kritische OH 1 Spule besteht aus 30 Lagen und 8 Zylindern, wobei die Zylinder teilweise mechanisch durch die Isolationsverklebung fest miteinander verbunden und teilweise getrennt sind, um eine Beanspruchungsteuerung zu erzielen. Man erhält eine maximale Leiterzugbeanspruchung von  $335 \text{ N/mm}^2$  und maximale Isolationsbeanspruchung von 20 % der im Labor festgestellten richtungsorientierten Bruchfestigkeiten. Leiterverschaltungen im Spulenbereich werden aus Gründen mechanischer Überbeanspruchung vermieden. Die Verschaltungen der Zylinder erfolgen oberhalb bzw. unterhalb der Spule. Als Leitermaterial eignet sich eine CuCrZr-Legierung. Die Materialerwärmung kann und muß auf  $\Delta T = 200 \text{ K}$  begrenzt werden. Die Beanspruchungen der OH 2 bis 4 Spulen sind unkritisch und man kann Cu als Leitermaterial für die Spule benutzen.

Die V-Spulen bewirken die Plasmaföhrung und -kompression. Die Spulen werden in Reihenschaltung betrieben und bestehen aus insgesamt 64 Windungen, die sich 12/20/32 auf die einzelnen Spulen verteilen. Der maximale Leiterstrom beträgt 100 KA, was zu Stromdichten  $j = 3,9 \text{ KA/cm}^2$  in V 1 und 2 und  $j = 3,8 \text{ KA/cm}^2$  in V 3 führt. Alle Beanspruchungen sind ähnlich unkritisch wie die bei OH 2 bis 4.

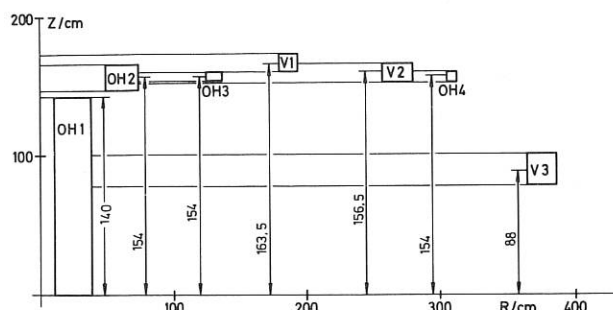


Abb. 10 Poloidalfeldspulen

Die Kühlung aller Spulen erfolgt direkt in Kühlbohrungen (Hohlleiter). Als Anfangstemperatur muß nach derzeitigen Kenntnisstand von  $T_A = 30$  bis 40 ausgegangen werden.

### 1.2.4 ZEPHYR-Vakuurngefäß und Limiter

Das Grundkonzept von Vakuurngefäß und Limiter wurde im letzten Jahresbericht beschrieben. In diesem Jahr wurden vor allem Details und alternative Lösungsmöglichkeiten untersucht.

Eine Alternative für das Gefäß wäre volle Integration mit den Hauptfeldspulen, wobei die Spulengehäuse einen Teil des Gefäßes darstellen würden. Eine solche Lösung hätte vor allem für Bitterspulen gewisse Vorteile, mindestens für die Bandspulen ist aber das bisherige Konzept günstiger, das deshalb beibehalten wird.

Die Möglichkeiten der Gefäßtrennung für den Fall, daß ein Gefäßsegment oder eine Hauptfeldspule ausgewechselt werden muß, wurde diskutiert. Trennung scheint möglich sowohl an der Übergangsstelle zwischen Balg und Gefäß wie auch innerhalb des Balges /10/. Letzteres wird favorisiert, Experimente zur Besätigung des Konzeptes für Trennung und Wiederverschweißen stehen noch aus. Da bei dem geringen Platz kein freitragendes Gefäß gebaut werden kann, muß das Gefäß an den Hauptfeldspulen abgestützt werden. Eine konstruktive Lösung für diese Abstützung, die gleichzeitig die thermische Ausdehnung zwischen Gefäß und Spule abfängt, wurde gefunden.

Ein wichtiger Entwurfsparameter ist der toroidale Widerstand des Gefäßes. Bei zu kleinem Widerstand könnte die Zündspannung zu klein werden und die Wirbelströme im Gefäß zu groß. Letzteres könnte die Gefäßwärnung, den Verbrauch an Voltsekunden, Streufelder im Plasma und die Kräfte bei Disruption oder bei Änderung des Hauptfeldes zu groß werden lassen. Eine genauere Diskussion zeigte, daß ein toroidaler Widerstand von 0,2 m noch möglich erscheint, wenn poloidale Streufelder kompensiert werden.

Anhand eines groben Modelles für den Wärmeübergang zwischen Limiter und Gefäß und weiter zur Spule (unter Berücksichtigung der nuklearen Wärmeerzeugung) wurde ermittelt, daß eine Gefäßkühlung nötig ist. Andernfalls würde (bei Vollastbetrieb) die mittlere Gefäßtemperatur auf 100 bis 200° C, die Temperaturdifferenz zwischen Halsregion und den äußeren Teilen des Gefäßes auf ca. 200° C hochlaufen und sich dabei die Temperatur während der ersten 8 bis 10 Schuß (d.h. praktisch immer!) verändern. Um konstantes Recycling sicherzustellen, Ausfrisieren von kondensierbaren Verunreinigungen während des Intervalls zu vermeiden und wegen des besseren Kühlwirkungsgrades wurde daher die Gefäßtemperatur auf Raumtemperatur festgesetzt.

Die Auswahl des Gefäßmaterials wurde genau diskutiert. Der toroidale Widerstand von 0,2 m ist auch mit den gängigen Austeniten (z.B. 1.4311) erreichbar. Gegenüber Inconel hat er den Vorteil wesentlich geringerer Aktivierung, was vor allem beim H-D und D-D-Betrieb sehr günstig ist Ber.1/173. Deshalb wurde beschlossen, zu Austenit als Gefäßmaterial überzugehen.

Zur genaueren Bestimmung der Wirbelströme, speziell im Hinblick auf die Felddiffusion bei der adiabatischen Kompression und auf die Kräfte bei Disruption sind Modellmessungen vorgesehen. Das Gefäßmodell wurde fertiggestellt, Messungen am Spulenmodell wurden beendet.

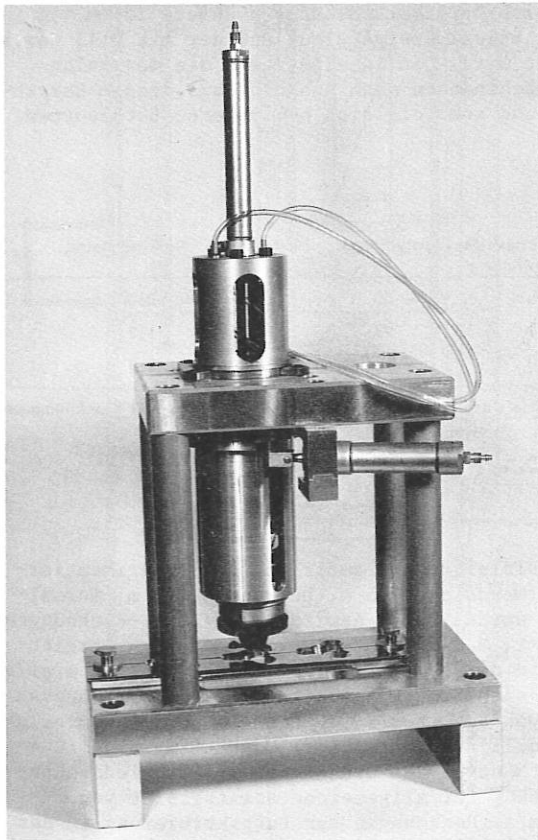


Abb. 11 Montagevorrichtung für Limiterpilze

Die analytisch-numerischen Rechnungen zu den Disruptionskräften wurden durch Einbeziehung der Effekte verbessert, die durch endliches Plasma-Beta bewirkt wurden /18/. Auch zum Limiterkonzept wurden eine Reihe von Detailfragen untersucht: Die thermische Belastung unter der Annahme exponentiellen Energieabfalls in der Randschicht wurde berechnet, die Zerstäubung des Limiters durch die Wasserstoffionen wurde abgeschätzt /11/. Experimentelle Untersuchungen zur Austauschbarkeit der Limiterpilze wie der Grundplatten nach thermischer Belastung wurden begonnen. Dabei geht es darum, die Halterungen so auszuführen, daß sie trotz thermischer Belastung nicht kaltverschweißen. Eine automatische Vorrichtung zum Auswechseln der Limiterpilze wurde konzipiert und ein Prototyp gebaut (Abb.11). Firmenkontakte zur Beschaffung von Limiterpilzen aus verschiedenen Graphiten u.ä. mit und ohne Beschichtung wurden angeknüpft.

### 1.2.5 Energieversorgung

Für die ZEPHYR-Versorgungsanlagen wurde, basierend auf überarbeiteten Verbraucherdaten, je ein Entwurf für ein auf 40 K und ein auf 80 K gekühltes Tokamak-System ausgearbeitet. Beiden Entwürfen wurde der Bandspulen-Toroidalfeldmagnet zugrundegelegt.

#### 1.2.5.1 Entwurf für 80 K Ausgangstemperatur

Für ein bei 80 K betriebenes Tokamak-System ist eine Aufstockung der Pulsenergie von 2 GJ auf 4.6 GJ vorgesehen. Dabei wurde der induktive Speicher normalleitend angenommen. Der Dauerleistungsbedarf bei halbstündlicher Pulspause liegt unter Einbeziehung der allgemeinen ZEPHYR-Versorgung (5 MVA) und der IPP Grundlast (4 MVA) bei maximal 26,5 MVA. Bei einer Ausdehnung der Pulspause auf 60 Minuten kann der maximale Dauerleistungsbedarf unter die derzeit verfügbaren 24 MVA abgesenkt werden. Voraussetzung dafür ist, daß die Antriebsleistung des neu zu erstellenden Schwungrad-Satzes während der Hochlaufphase von EZ 2 und EZ 3 entsprechend reduziert wird.

#### 1.2.5.2 Entwurf für 40 K Ausgangstemperatur

Bei normalleitender Ausführung des induktiven Speichers zur Versorgung der Vertikalfeldspulen während der adiabatischen Kompression muß zusätzlich zu den im IPP bereits installierten 2 GJ Pulsenergie ein weiterer Stoßgenerator mit 1.1 GJ gespeicherter Energie aufgebaut werden. Bei supraleitender Ausführung des induktiven Speichers reduziert sich der zusätzliche Energiebedarf auf ca. 0.8 GJ.

Der Dauerleistungsbedarf von ZEPHYR beträgt bei 30 minütiger Pulspause ca. 37 MVA. Bei einer Pulspause von 60 Minuten sinkt dieser Wert auf maximal 27 MVA ab wegen des dann wesentlich geringeren Antriebsleistungsbedarfs der Kälteanlage. Drosselt man die Kälteleistung während der Beschleunigungsphase der Schwungradgeneratoren (EZ 2 und EZ 3), dann kann man eine gleichmäßige Dauerleistungsentnahme von ca. 25 MVA aus dem Netz erzielen. Unter Berücksichtigung des Grundlastbedarfs des Instituts von 4 MVA erhält man eine maximale Dauerleistung von 29 MVA.

### 1.3 Peripheres System

(C.Andelfinger, F.Braun, E.Buchelt, H.U.Fahrbach, J.H.Feist<sup>13)</sup>, J.Fink, S.Gerstl<sup>12)</sup>, W.Herrmann<sup>13)</sup>, K.Huber, H.Krause, E.Lackner, M.Mahl<sup>14)</sup>, J.Perchermeier<sup>10)</sup>, H.Röhr, W.Sandmann, H.B.Schilling, G.Schmitt, U.Schumacher, J.Sommer, E.Speth<sup>13)</sup>, A.Stimmelmayer, W.Swansiger<sup>15)</sup>, M.Ulrich, H.Weichselgartner)

Das Periphere System von ZEPHYR umfaßt die Arbeitsgebiete:

- Plasmadiagnostik
- Strahlungstransport mit Aktivierung und entspr. Abschirmungsauslegungen
- Fernbedienungstechniken
- Tritiumsystem mit Ver- und Entsorgung, Vakuumsysteme und Tritiumabsorptionseinrichtungen
- Gebäudekomplex, enthaltend die Experimentierhalle mit Diagnostikkeller, Räume für Energieversorgungseinrichtungen für Torus und Neutralinjektion, Heiße Zelle, nukleares Lüftungssystem und Strahlenschutzrichtungen
- Neutralinjektion, insbesondere in bezug auf die Schnittstellen zu anderen Systemen.

#### 1.3.1 ZEPHYR-Diagnostik

Im Berichtsjahr wurden die Methoden und Probleme der ZEPHYR Diagnostik einer detaillierteren Betrachtung unterzogen. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf zephyrspezifische Randbedingungen, wie beschränkter Zugang zum Plasma, Radioaktivität und Aktivierung sowie Einflüsse des Tritiums gerichtet.

Mit der GSF Neuherberg wurde Kontakt aufgenommen, um die Einwirkung von Strahlung auf die Eigenschaften von optischen Materialien untersuchen zu können. Eine Anzahl Proben wurde bereits bestrahlt und im UV, im sichtbaren und infraroten Spektralbereich auf Veränderungen hin vermessen.

Ein  $90^{\circ}\text{-CO}_2$ -Laserstreuxperiment, das im Prinzip eine Dichteprofilmessung gestattet, ohne den komplizierten Aufbau eines Vielkanalinterferometers und anschließende Abelinversion zu erfordern, wurde an Asdex aus im Hause vorhandenen Komponenten aufgebaut. Heute auf dem Markt erhältliche Laser und Detektoren erlauben die Durchführung einer solchen Messung mit ausreichendem Signal/Rausch-Verhältnis. Ein solches Experiment wäre für ZEPHYR notwendig, da ein Interferometer mit der notwendigen Zahl von Kanälen nicht zu realisieren ist. Für große Experimente wie JET wäre es eine wesentliche Erleichterung verglichen mit einem Interferometer.

Leider waren Detektor und Laser nicht optimal, so daß ein Streusignal nur mit sehr schlechtem Signal/Rausch-Verhältnis ( $\approx 1$ ) beobachtet werden konnte. Jedoch konnte bestätigt werden, daß zwei wichtige Voraussetzungen für ein solches Experiment erfüllt sind

1. das Plasmaleuchten ist vernachlässigbar
2. die  $\text{SF}_6$ -Absorptionszelle zur Unterdrückung von parasitärem Streulicht funktioniert einwandfrei.

#### 1.3.2 Abschirmung und Aktivierung

Durch Rechnungen auf der Basis eindimensionaler  $S_{\infty}$ -Verfahren war im Vorjahr (s. Jahresbericht 1979) festgelegt worden, die Abschirmung von ZEPHYR in zwei Schichten vorzunehmen. Die innere Schicht, das Abschirmhaus, umschließt eng den Torus, die Neutralinjektoren und die Vakuumpumpen, die zweite Schicht wird von den Wänden und der Decke der Torushalle gebildet. Die innere Abschirmung erlaubt den Zugang zur Torushalle einige Stunden nach Abschluß einer Entladungsfolge, die Hallenwände schirmen die prompte Strahlung außerhalb der Halle auf Werte  $< 30$  mrem/a ab. Es wurden Rechnungen zur Auslegung dieser Abschirmungen durchgeführt. Zunächst erfolgte mit Hilfe von  $1\text{D } S_{\infty}$ -Rechnungen die Optimierung des Materials für das Abschirmhaus. Es zeigte sich, daß verzögerte Dosisleistungen außerhalb des Abschirmhauses hauptsächlich durch die Eigenaktivierung des Abschirmhauses verursacht werden, der Anteil aufgrund der Aktivierung des Torus ist vernachlässigbar klein. Als bestes kostengünstiges Material erwies sich Barythbeton, dessen äußere 20 cm von Struktursteel freigehalten und der mit 0.15 Gew.% boriiert wird. Die Tabelle zeigt die maximalen Oberflächendosen nach Abschluß aus diesem Barythbeton und zum Vergleich bei anderen Betonsorten.

Wartezeit nach der letzten Entladung	Barythbeton	Normalbeton	Kalksteinbeton
5 h	50	1160	211
15 h	23	1020	118
10d	0,3	23	2,7

Max. Dosisleistung (mrem/h) an der äußeren Oberfläche des Abschirmhauses

Tab. 2

Die Dosisleistungen außerhalb der Experimentierhalle (Wanddicke 2.5 m, Deckendicke 2 m, Normalbeton) wurden durch gemischte  $1\text{D}/2\text{D } S_{\infty}$ -Rechnungen bestimmt. Bei 1800 Brennsekunden im Jahr ergibt sich ein direkter Strahlungsanteil von 1.1 mrem/a zu dem sich ein Skyshine-Anteil (Rückstreuung an Luft) von 4.5 mrem/a ( $1\text{D}$ -Modell) bzw. 1.6 mrem/a ( $2\text{D}$ -Modell) addiert. Diese Werte liegen damit deutlich unter dem Grenzwert der Strahlenschutzverordnung für allgemeines Staatsgebiet von 30 mrem/a. Rechnungen zur Luftaktivierung in der Torushalle ergaben eine Erzeugung von  $17 \text{ m Ci-Ar}^{41}$

<sup>12)</sup> Los Alamos Scientific Laboratory (USA)

<sup>13)</sup> Projekt Neutralinjektion

<sup>14)</sup> Bauabteilung

<sup>15)</sup> Sandia Laboratories Livermore (USA)

67 m Ci  $N^{13}$  und 12 Ci  $N^{16}$  bei einer Entladung mit fünf Brennsekunden. Beim Abblasen dieser Aktivität über den Schornstein ergeben sich Personendosen weit unter dem zulässigen Wert. Verzögerte Dosisleistungen für das Innere der Neutralinjektoren wurden mittels zweiter gekoppelter 2D- $S_n$ -Modelle berechnet. Nach Abschluß eines dreijährigen Entladungsprogramms mit insgesamt 3000 Brennsekunden ergaben sich hier Dosisleistungen, die empfindlich vom gewählten Aufpunkt abhängen, da sich insbesondere Abschattungseffekte zeigen. Generell liegen die Dosisleistungen im Injektor aufgrund der Injektoraktivierung für Wartezeiten von weniger als 100 Tagen oberhalb von 1 rem/h, so daß Fernbedienung für Arbeiten im Injektor erforderlich ist. Der Beitrag des aktivierten Torus zur Dosisleistung im Injektor erweist sich als ein kleiner aber nicht vernachlässigbarer Bruchteil der gesamten Dosisleistung.

Im Berichtszeitraum wurden die Aktivierungs- und Reaktionsquerschnittsbibliothek Macklib-IV sowie der 2D "Discrete ordinates" Code DOT 4.2 für Rechnungen im IPP verfügbar gemacht. In Zusammenhang mit dem Bereich Technologie wurde begonnen, den Monte Carlo-Strahlungstransportcode MCNP zu implementieren.

### 1.3.3 Fernbedienung

Wegen der erwarteten starken Aktivierung von Strukturmaterialien innerhalb der 1. Abschirmung müssen alle Justier-, Wartungs- und Reparaturarbeiten in diesem Bereich durch fernbediente Geräte durchgeführt werden. Das für diese Arbeiten entwickelte Konzept sieht vor, daß schwierige Reparaturarbeiten nach Möglichkeit in einer heißen Zelle ausgeführt werden, welche günstigere Arbeitsmöglichkeiten (Kraftrückkoppelnde Manipulatoren, Sicht durch Bleiglasfenster) bietet. Die Projektierung der heißen Zelle wurde in enger Zusammenarbeit mit dem Kernforschungszentrum Karlsruhe durchgeführt.

Zum Transport auch größerer Baugruppen (z.B. Neutralinjektoren) wurde ein Schienensystem vorgesehen, das die Experimentierhalle, die heißen Zellen und den Außenbereich verbindet. Das Transportsystem wird durch Krananlagen und Teleskopkräne für spezielle Aufgaben (Schwerlastmanipulator, Faßmanipulator) in den Bereichen Experimentierhalle, Heiße Zellen, Heißer Keller, Remote-Handling-Raum ergänzt (s. Abb.12).

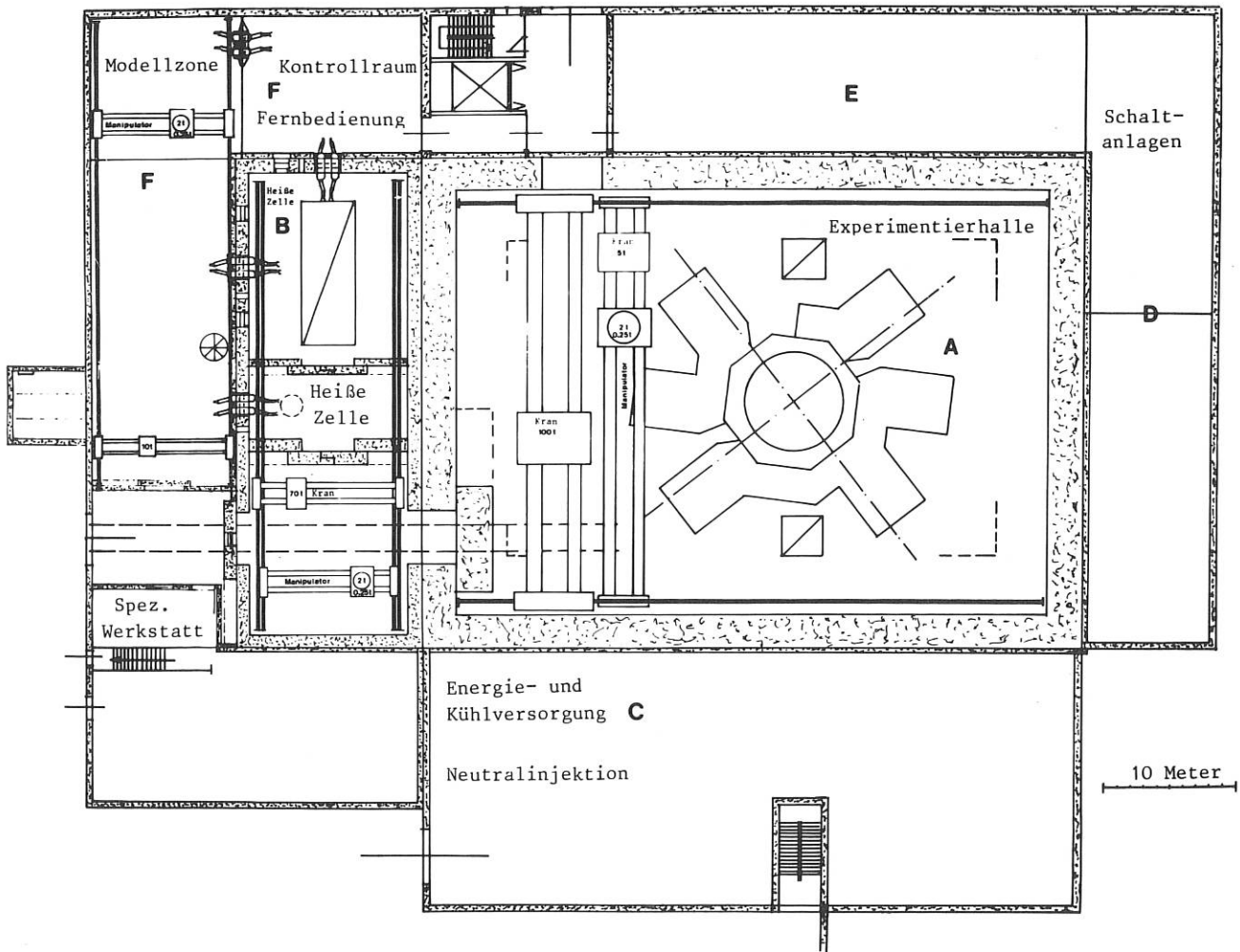


Abb. 12 Grundriß des ZEPHYR-Gebäudes

Als Arbeitsgeräte für universelle Aufgaben wurden mechanische Manipulatoren, Servomanipulatoren mit elektrischer Kraftrückkopplung und Schwerlastmanipulatoren sowie eine bemannte, mit Manipulatoren ausgerüstete Bleikabine vorgesehen. Neben diesen größtenteils handelsüblichen Geräten sind für Arbeiten im Vakuumgefäß spezielle Automaten für Trenn- und Schweißarbeiten, Limiterwechsel, Leckversuche und Beobachtungsaufgaben erforderlich.

Das gewählte Konzept sieht einen biegesteifen Trägerarm vor, der über einen Gelenkarm eine Führungsscheibe trägt, welche wiederum als Träger für verschiedene auswechselbare Automatenwagen dient. Dieser Automatenträger wird durch eine Flanschöffnung in den Torus eingefahren und ermöglicht die Bearbeitung jeweils eines  $90^\circ$  Sektors.

In Zusammenarbeit mit der Industrie konnte die prinzipielle Eignung automatischer Schweißverfahren für Arbeiten im Torus nachgewiesen werden. Ferner wurde von der Gefäßgruppe ein automatischer Limiterwechsler entwickelt und erfolgreich erprobt.

Zur Steuerung der einzelnen Automaten können handelsübliche CNC-Steuerungen nach entsprechender Modifizierung eingesetzt werden. Daneben wurde ein einfacheres, flexibleres Steuerungssystem für die Erprobung einzelner Komponenten vorgesehen.

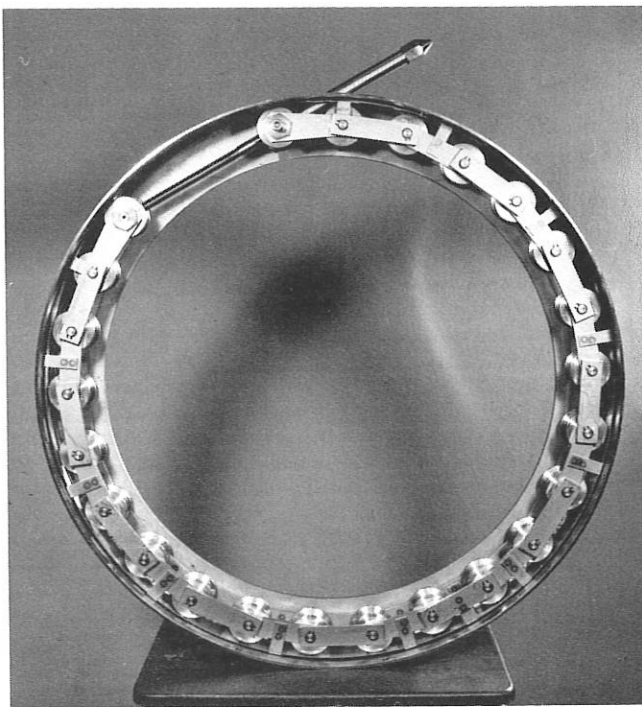


Abb. 13 Fernbedienbare Spannkettenvorrichtung

Schwerpunkt bei der passiven Fernbedienung war die Entwicklung robuster fernbedienbarer Vakuumflanschsysteme mit Aluminiumdichtungen. Die entwickelten Spannkettenvorrichtungen für kleine Flansche (NW 10 - 80) und Spannkettenvorrichtungen Abb. 13 für größere Flansche (NW 100 - 1000) wurden erfolgreich bei wechselnder thermischer Belastung erprobt. Untersuchungen der aus radiologischen Gründen wünschenswerten Kombination von Al-Dichtungen und Al-Flanschen sowie von Flanschen mit zusätzlicher Elastomerdichtung zur Sicherung gegen Tritiumaustritt ergaben ebenfalls günstigere Ergebnisse. Daneben wurden Überlegungen zur Fernbedienbarkeit mechanischer Bauelemente (lösbare Verbindungen, Schlauchverbindungen etc.) angestellt.

Die baulichen Maßnahmen zur Einrichtung eines Technikums für die Erprobung von Fernbedienungsverfahren und -komponenten wurden begonnen.

#### 1.3.4 Tritiumsystem

##### 1.3.4.1 Vakuumsystem für Torus und Neutralinjektion

Hierfür wurde ein von Industriefirmen geprüfter Vorschlag zugrunde gelegt, der hochvakuumseitig luftgekühlte Turbomolekularpumpen mit einem Saugvermögen von ca.  $5000 \text{ l s}^{-1}$  vorsieht, die mit je einer spaltrohrgedichteten Wälzkolbenpumpe als austauschbares Modul direkt an den Pumpstutzen installiert sind. Das Vorvakuumssystem ist im Tritiumhandling-Raum in einem sekundären Behälter untergebracht und über Verbindungsleitungen mit diesen Modulen verbunden. Die Grundlage dieses Vorvakuumsystems ist ein fünfstufiger Wälzkolbenpumpstand. Dieser reicht aus, um die Gase aus dem HV-System mit genügender Saugleistung anzusaugen und auf Behälterdrücke zwischen 500 und 800 mbar zu verdichten. Auf der Saugseite dieses Pumpstandes sind zwei Wälzkolbenpumpen mit  $250 \text{ m}^3/\text{h}$  Ansaugvolumen in Reihe geschaltet, an die sich drei Gas-Umlauf-gekühlte Wälzkolbenpumpen anschließen. Diese Rootsverdichter sind sämtlich mit Spaltrohrmotor ausgerüstet (Leckrate  $\leq 10^{-7} \text{ mbar l s}^{-1}$ ). Zusätzlich dazu sind noch zwei Gruppen von Kryopumpen vorgesehen, die grundsätzlich die Möglichkeit bieten, tritiumhaltige Gase von Verunreinigungsgasen zu trennen. Dementsprechend kann der Inhalt der Kryopumpen zur weiteren Aufbereitung in verschiedene Speicherbehälter geleitet werden.

##### 1.3.4.2 Isotopentrennung

Die Führung des DT-Brennstoffes im Kreislauf bringt Vorteile mit sich, weil das Tritiuminventar am Experiment um wenigstens eine Größenordnung reduziert werden kann.

Neben einer Brennstoffreinigung, d.h. Abtrennung aller schweren Gase ( $\text{CO}_2$ , Kohlenwasserstoffe,  $\text{H}_2\text{O}$  usw.) ist dazu vor allem eine Separation der Wasserstoffisotope notwendig. Aufgrund des hohen Totinventars an Tritium scheidet dafür Kryodestillation, das wohl am besten erprobte Verfahren aus. Thermodiffusionsverfahren werden für die zu trennenden Mengenströme als geeignet erachtet. Am IPP wurde mit der Entwicklung eines Isotopentrennverfahrens mittels präparativer Gaschromatographie begonnen.

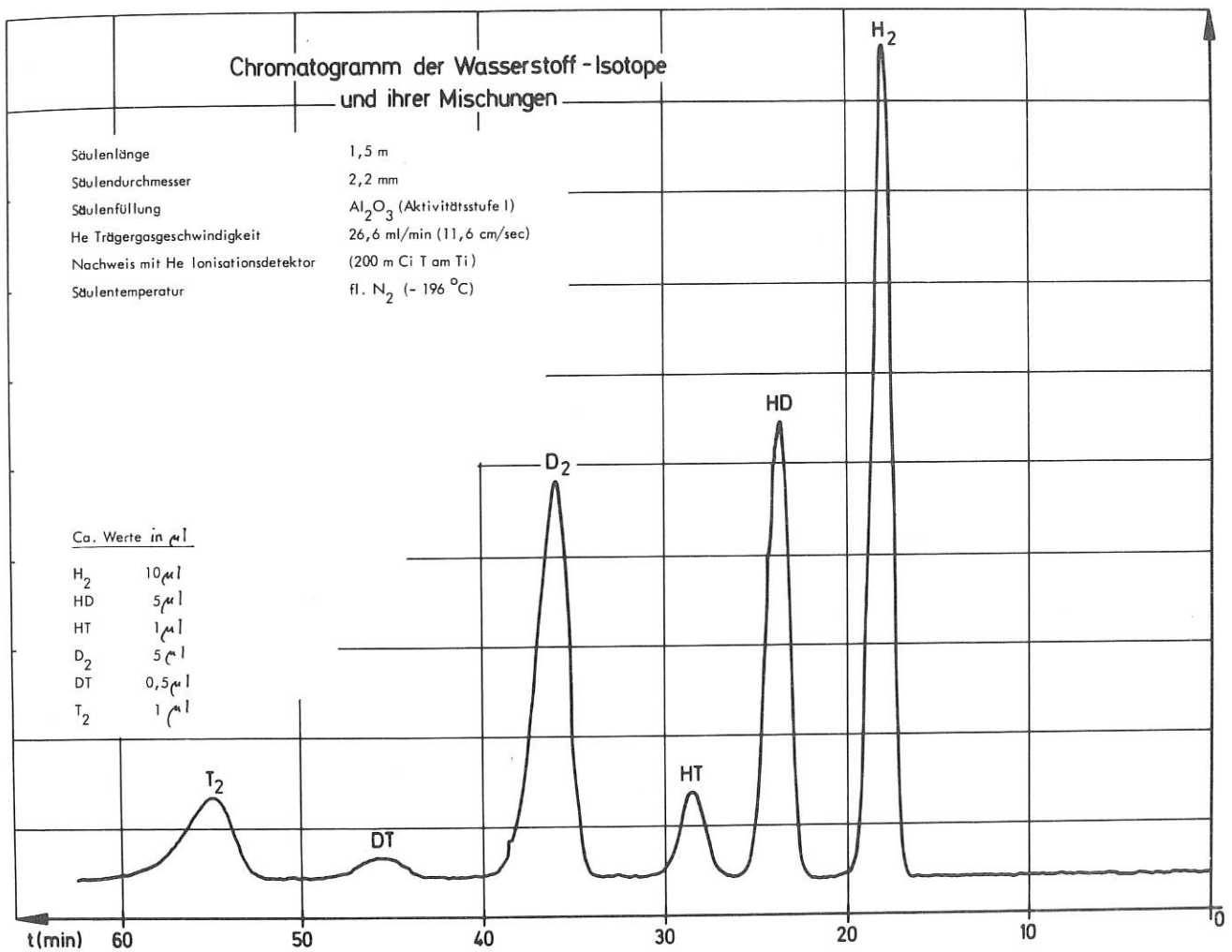


Abb. 14

In Abb.14 ist ein Gaschromatogramm wiedergegeben, das die analytische Trennung aller Isotope und Isotopengemische (H<sub>2</sub>, HD, D<sub>2</sub>, DT und T<sub>2</sub>) an einer 1,5 m langen Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Kolonne bei fl. N<sub>2</sub>-Temperatur zeigt. Diese Trennkolonne wies einen wirksamen Querschnitt von 3,8 mm<sup>2</sup> auf und konnte mit etwa 22  $\mu\text{l}$  der Gasmischung beladen werden. Auf dem 11th Symposium in Oxford /21/ wurde über erste Ergebnisse mit unterschiedlichen Kolonnen berichtet. Mit einer 1,4 m langen koaxialen Kolonne (Querschnitt 565 mm<sup>2</sup>) konnte bereits 10 ml einer H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Mischung mit einem Trennfaktor von 0,52 im Verlaufe einer Stunde getrennt werden. Inzwischen sind bereits 100 ml H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> bei einem Trennfaktor von 0,63 separiert worden. Bezogen auf die für ZEPHYR pro Entladung zu trennende Brennstoffmenge ist die Kapazität des Systems noch um den Faktor 2,5 zu steigern.

Auch die Aufsammung der getrennten Spezies in Urangettern ist bereits erfolgreich getestet worden. Zur Zeit wird mit den Vorbereitungen zum Bau einer Pilotanlage begonnen.

#### 1.3.4.3 Tritiumabsorptionssysteme (TAS)

Die Konzeption aller ZEPHYR-Tritiumabsorptionssysteme erfolgte vor allem unter dem Gesichtspunkt, die Freisetzung von Tritium an die Umgebung so gering als möglich zu halten. Diese Zielsetzung wird erreicht durch

- a) Verwendung leckagefreier, ganzmetallisch gedichteter Primär-Behältnisse

- b) sekundäre Behältnisse möglichst geringe Volumina und
- c) effiziente Tritium-Absorptions-Systeme für die sek. Behältnisse.

Die TAS basieren auf katalytischer Oxidation des Tritiums mit nachfolgender Absorption des gebildeten tritiierten Wassers an Molekularsieben. Insgesamt sind drei unabhängige, voll redundante Systeme vorgesehen, von denen das kleinste mit einem Durchsatz von ca. 10 m<sup>3</sup>/h alle T-haltigen Vakuumpumpabgase reinigt, das zweite System, mit einem Durchsatz von ca. 200 m<sup>3</sup>/h reinigt die Atmosphäre der sekundären Behältnisse (d.h. alle Gloveboxen) welche das T-Injektionssystem, das Vorvakuumssystem und die Anlagen zur Brennstoff-Reinigung und Isotopentrennung beherbergen. Das dritte System schließlich, mit einem Durchsatz von etwa 2000 m<sup>3</sup>/h ist als Störfall-System ausgelegt, z.B. für die Reinigung des Torus nach Auftreten eines kleineren Lecks oder etwa zur Prozessierung der Atmosphäre des Tritium-Arbeitsraumes nach Bruch einer Glovebox bzw. Ausfall des zweiten Systems. Daneben wird dieses System vor allem die Atmosphäre der Heißen Zelle während bzw. nach Reparatur- bzw. Wartungsarbeiten an kontaminierten Bauelementen zu prozessieren haben.

#### 1.3.4.4 Tritiuminjektion

Gegenwärtig wird ein Prototyp eines gesteuerten tritiumkompatiblen Gaseinlaßsystems entwickelt, mit dem Ansteuerbarkeit, Durchlaßmengen, Dichtigkeit und der Einfluß eines Magnetfeldes untersucht werden können.



### 1.3.5 ZEPHYR-Gebäudekomplex

Nachdem in einem Entwurf 1 : 200 die Raumplanung erfolgte und eine Einteilung in Kontroll- und Überwachungsbereich vorläufig festgelegt wurde, konnte das Problem der nuklearen Lüftung angegangen werden. Als Ausgangspunkt hierfür wurden die ineindimensionale, Rechnungen ermittelten Luftaktivitäten und die bei Störfällen zu erwartenden Tritiumfreisetzungen in den verschiedenen Räumen herangezogen. Im Vordergrund stand eine möglichst geringe Abgabe nach außen und der Schutz der Mitarbeiter beim Aufenthalt in den Räumen und dem Überwachungsbereich, sowie zwischen diesem und dem Kontrollbereich.

Die Ausarbeitung des Lüftungssystems ergab günstige Verhältnisse für folgendes Konzept: Während den Entladungen keine Durchlüftung, zwischen den Entladungen ein Luftdurchsatz von 500 m<sup>3</sup>/h, und nach dem letzten Schuß einer Serie, wenn die Halle betreten werden muß, eine Spülrate von 90 000 m<sup>3</sup>/h. In diesem Fall wird die Aktivitätsabgabe nach außen 60 Ci, und die Aktivitätsaufnahme einer Person 5 x 10<sup>-6</sup> Ci. Bei ständiger Spülung mit 90 000 m<sup>3</sup>/h wären die entsprechenden Zahlen 540 Ci bzw. 3 x 10<sup>-6</sup> Ci. Dies gilt für DT-Entladungen mit voller Leistung.

Zusammen mit der zentralen Ingenieursabteilung des Kernforschungszentrums Karlsruhe wurde die Auslegung und Organisation der Heißen Zelle und des Heißen Lagers überarbeitet. Letzteres wird unterteilt in drei Bereiche: in 2 Gruben, in denen hochaktivierte Teile vor einer Verarbeitung in der Heißen Helle abkühlen können, in einen Lagerkeller für radioaktive Lagerfässer, die äußerlich kontaminationsfrei sind, und in einen Lagerkeller für kontaminierte Bauteile, die erst später verpackt werden. Der Lagerraum für Teile, die nur mit Tritium kontaminiert sind, befindet sich im Tritium-Technologiebereich.

### 1.3.6 Neutralinjektion für ZEPHYR (siehe auch Projekt Neutralinjektion)

Anfang Februar 80 fand im LBL<sup>16)</sup>, Berkeley, ein Treffen mit Vertretern des LBL<sup>16)</sup>, LLL<sup>17)</sup>, Sandia<sup>15)</sup>, PPPL<sup>7)</sup>, DOE<sup>18)</sup> und IPP statt, das zum Ziel hatte, die physikalisch-technische Machbarkeit eines Injektionssystems für ZEPHYR mit 160 keV Deuteronen bei 25 MW Neutraleistung für 1,5 s zu untersuchen. Als Fazit dieses Treffens wurde generell die physikalisch-technische Machbarkeit bejaht, wegen notwendiger Entwicklung die verfügbaren Zeiten aber nur dann als ausreichend angesehen, wenn unverzüglich mit ersten Designstudien begonnen würde.

Im Juni hat das DOE<sup>18)</sup> sowohl ORNL<sup>19)</sup> als auch LBL<sup>16)</sup> beauftragt, bis Oktober 81 eine Designstudie für die Neutralinjektion an ZEPHYR zu erstellen und hat die dafür nötigen Mittel bereitgestellt. Im Juli fand das erste gemeinsame Treffen mit Vertretern der beauftragten Institute statt, auf dem Verfahrensfragen geklärt und eine erste Version eines Interface Control Documents (ICD) erarbeitet wurde, das als Grundlage für das Design der beiden Labors dienen sollte und die Schnittstellen für die einzelnen Verantwortlichen festlegt.

Zu den Aufgaben des IPP gehörte die Konstruktion des Verbindungstückes zwischen beam-line und Torus und die Festlegung der genauen Anforderungen an die verschiedenen Schnittstellen. Für das Verbindungstück, das sowohl für die LBL-Variante (3 Quellen nebeneinander pro beam-line) als auch für die ORNL-Variante (3 Quellen übereinander) passen sollte, wurde eine Konstruktion gewählt, die neben einem absoluten Ventil auch ein Schnellschlußventil beinhaltet. Sie erlaubt dadurch einerseits die Fortsetzung des Experimentierbetriebs auch wenn eine der beam-lines geöffnet werden muß und bietet zum anderen Vorteile für die spätere Trennung der verschiedenen Wasserstoffisotope, da der Anteil des über die Kryopumpen der beamlines abgepumpten hochverdünnten Tritiums reduziert wird. Weitere Überlegungen zum Verbindungsstück und zur gesamten beam-line finden sich im Jahresbericht des Projektes Neutralinjektion.

### 1.4 Sicherheitsfragen

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.

Nach den gültigen Gesetzen ist eine solchermaßen beschriebene Anlage nach der Strahlen-Schutz-Verordnung genehmigungspflichtig. Es war das Ziel der Abteilung Sicherheit, termingerecht das Verfahren der Errichtungsgenehmigung beim "Byerischen Landesamt für Umweltfragen" einzuleiten. In diesem Zweck wurde ein Sicherheitsbericht erstellt, der die experimentelle Anlage sowie die Vorkehrungen beschreibt, die zum Schutz des Betriebspersonals und der Umwelt vorgesehen sind.

Als zusammenfassendes Ergebnis kann gesagt werden, daß das geplante Experiment ZEPHYR von den Gefahren und Risiken her in der Nähe von Großbeschleunigern angesiedelt ist. Selbst bei einem Störfall liegen die Dosisleistungen für das allgemeine Staatsgebiet weit unter der natürlichen Strahlenbelastung.

<sup>16)</sup>Lawrence Berkeley Laboratory (USA)

<sup>17)</sup>Lawrence Livermore Laboratories (USA)

<sup>18)</sup>Department of Energy (USA)

<sup>19)</sup>Oak Ridge National Laboratory (USA)

## 2. Pelletbeschleunigung

(W. Amenda, C. Andelfinger, K. Büchl, D. Jacobi, R. Lang, E. Oberlander, G. Prausner, J. Schiedeck, M. Thöner)

Die Entwicklungsarbeiten zum Beschleunigung von Deuterium-Pellets zerfielen in 5 Teilbereiche:

- Fertigstellung und Inbetriebnahme der Gaskanone für W VII,
- Aufbau und erste Tests des Systems zweier Gaskanonen für ASDEX,
- Untersuchungen zum Problem der Pellet-Einfütterung bei einem Zentrifugen-Beschleuniger für ASDEX und Untersuchungen zur Erhöhung der Pelletgeschwindigkeit auf ca. 2000 m/s für JET mit einem Zentrifugensystem,
- Aufbau einer Apparatur zur Bestimmung der dynamischen Druckfließspannung von Deuterium-Pellets.

### 2.1 Pelleteinschuß bei W VII A

In diesem Jahr konnte die erste Leichtgas-Pelletkanone bei W VII A eingesetzt werden. Die Pelletdaten sind:

Länge: 0,9 mm, Durchmesser: 0,9mm  
 Material: Deuterium  
 Atomzahl:  $3,4 \times 10^{19}$   
 Geschwindigkeitsbereich: 350 - 550 m/s  
 Synchronisation mit W VII A-Timer, Jitter  $\pm 3$  ms  
 Interne Verzögerung der Kanone: 32 ms  
 Treibgas:  $H_2$  bei 6 - 18 bar  
 Pellettemperatur beim Schuß 4 K  
 Streukreis am Torusschieber:  $40 \text{ mm } \phi = 1,3^\circ$   
 Druckerhöhung im Einschußrohr von  $2,5 \times 10^{-7}$  auf  $2,5 \times 10^{-5}$  mbar.

Bei der Pelletgröße handelt es sich um die "Normalgröße", die durch das Kanonenschloß vorgegeben wird. Es treten aber immer wieder mal kleinere Pellets (0,5 x 0,5 mm) auf. Problematisch ist die Bestimmung der Pelletgröße über die funkenkinematographische Schattenaufnahme. Es zeigt sich, daß die Auflösung der Bildgröße auch von der Beschaffenheit des Deuteriumes abhängt. Daher scheiden auch photoelektrische Verfahren aus. Ein ähnliches Problem ergab sich bei der Beobachtung der Extrusion mit einem schwarz-weiß Monitor. Hier würde ein Farbbildsystem eine wesentliche Verbesserung bringen.

Da es bei der Justierung der Pelleteinschußrichtung Schwierigkeiten gab, wurde ein Vorschlag von Risø aufgegriffen, und die Pellets von nahe der Mündung der Gaskanone durch ein Glasrohr mit 3,6 mm  $\phi$  innen geleitet. Entsprechend den Erfahrungen von Risø ergab sich bei Geschwindigkeiten unter 400 m/s praktisch kein Geschwindigkeitsverlust (s. Abb. 15), darüber ergeben sich aber beträchtliche Abweichungen, wobei praktisch mehr als 500 m/s Austrittsgeschwindigkeit nicht erreichbar werden. Eine Deutungsmöglichkeit ist, daß durch die Reibung viel Deuterium verdampft und die Gasströmung die Pelletgeschwindigkeit

begrenzt (Verblockung). Die Geschwindigkeitsdifferenz ist größer bei kleinen Pellets. Die Geschwindigkeitsmessungen erfolgen mit Doppellichtschranken mit einer Genauigkeit von ca. 10%. Die ist ein interessanter Punkt für den Pelleteinschuß bei JET. Für die dort gewünschten Geschwindigkeiten von ca. 2000 m/s ist es wohl unmöglich, die Pellets durch gekrümmte Röhren zu schießen, mit der Absicht, die Pelletkanonen aus dem direkten Strahlungsfeld zu bringen.

Zur Verbesserung des Isoliervakuums des Pelletkryostaten wurde eine Heliumkryopumpe mit ca. 6000 l/s Saugvermögen für  $H_2$  (Treibgas) angeflanscht. Damit konnte der  $H_2$ -Druck im Isoliervakuum auf  $< 10^{-1}$  mb für  $< 1$  s begrenzt werden. Mit diesen verbesserten Bedingungen konnte die Pelleterzeugung einigermaßen reproduzierbar durchgeführt werden. Als günstige Schußabstände ergaben sich Pausen von 5 min.

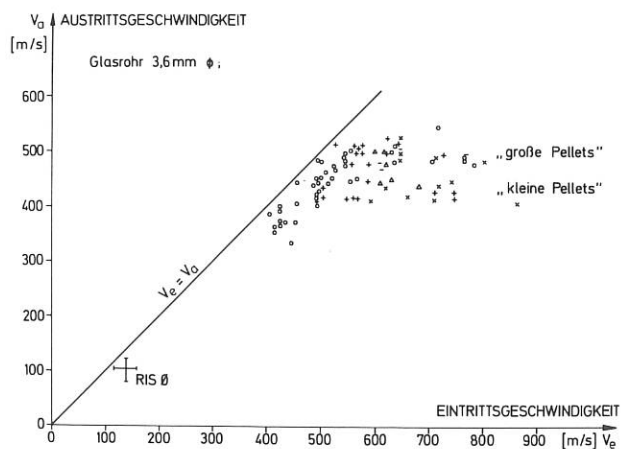


Abb.15

### 2.2 Pelletkanonen für Asdex

Die Pelletkanonen für ASDEX wurden bis auf einige elektronische Steuerungsmodul im Testlabor fertiggestellt. Das System besteht aus:

- 2 Leichtgaskanonen, ähnlich der W VII Kanone
- 2 Vakuumsystemen für die Kanonen
- 1 differentiellem Pumpensystem für das beiden Kanonen gemeinsame Strahlrohr
- 1 Sicherheitsschnellschlußventil und der Pelletgeschwindigkeits- und Größenmessung.

Abb.16 zeigt eine Aufnahme des beinahe vollständigen Systems.

Die Pelletdaten entsprechen den Daten der W VII-Kanone. Allerdings hat sich bei den Tests beim Hersteller nicht die gleiche maximale Geschwindigkeit von 1000 m/s erreichen lassen. Abb.17 ergibt die Abhängigkeit der Geschwindigkeit vom Treibgasdruck. Es ist kein ersichtlicher Grund für die Reduktion der Geschwindigkeit auf ca. 2/3 der W VII-Kanone vorhanden, zumal im Bereich unter

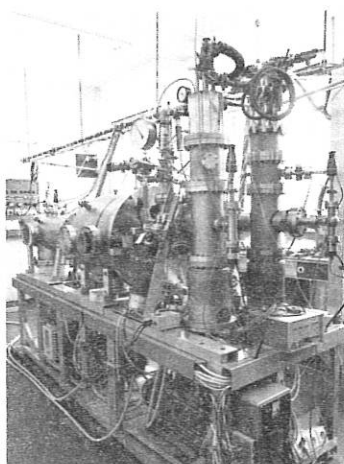


Abb. 16 Pelletkanonen für Asdex

500 m/s die Betriebswerte etwa gleich groß sind.

Die Vakuumsysteme sind in etwa gleich wie die W VII-Systeme. Zur Belüftung in Betriebspausen wird Helium vorgesehen, da schwerere Gase die Pelletquelle verunreinigen. Da es immer wieder Ärger mit Verunreinigungen in den H<sub>2</sub>-Flanschen, bzw. in den Verbindungen gibt, ist vorgesehen, das Füllsystem für die Pelletquelle mit Palladiumfiltern gegen den Außenraum abzuschließen.

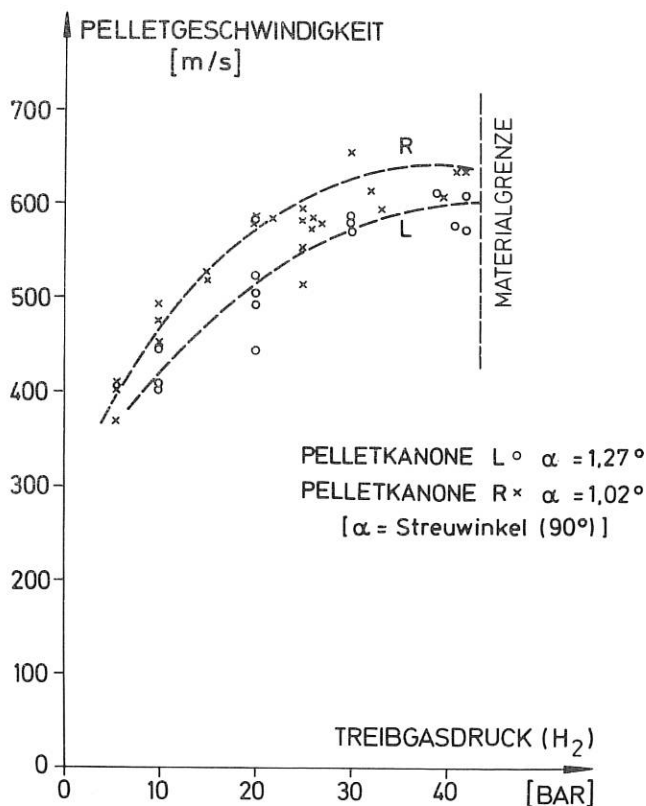


Abb. 17

Da das ASDEX-System mit 2 Gaskanonen ausgerüstet ist, ist auch mit etwa dem doppelten Treibgasanfall im Strahlrohr zum Torus zu rechnen. Aus diesem Grund wird ein Schnellschlußventil (< 20 ms) bei hohem Gasanfall nach Durchgang der Pellets

das System abtrennen.

Die Orientierung der Kanonenläufe kann über Vakuumdurchführung justiert werden. Tests im Gesamtsystem mit einer Kanone verliefen sehr gut; der Streuwinkel hatte sich dabei auf ca. 0,8° reduziert. Auf ein Pelletleitrohr wie bei der W VII-Kanone kann verzichtet werden.

Die Bestimmung der Pelletgeschwindigkeit und Pelletphotographie entspricht ebenfalls der W VII-Anordnung.

Bei ASDEX wurden die Leitungsverlegungen zwischen dem Aufstellungsort und dem Steuerraum vorbereitet.

### 2.3 Zentrifugenexperiment

Bei den früheren Zentrifugenexperimenten fielen die Pellets im freien Fall von der Schneidequelle auf den Zentrifugenteller. Dies war mit einer beträchtlichen radialen Streuung behaftet, die zu einer Winkelstreuung beim Austritt von 10 - 15° führte. Bei der neuen Zentrifuge für ASDEX (Abb. 18) wird der Anfangsradius durch den im Bild hellen Führungskanal auf + 0,5 mm bestimmt und damit sollte die Winkelstreuung auf wenige Grad beschränkt bleiben. Die zweite Änderung besteht in der Umlenkung des Pellets zu tangentialem Ausstoß, wodurch die Pelletgeschwindigkeit  $2 \times v_{\text{Umfang}}$  wird. Die Daten der ASDEX-Zentrifuge sind:

Scheibendurchmesser 25 cm  
Einspeiseradius 3,5 cm  
Krümmungsradius 4,1 cm  
Umfangsgeschwindigkeit 75 - 377 m/s  
Pelletgeschwindigkeit 150 - 750 m/s.

Hauptproblem beim Zentrifugenexperiment ist die Einfütterung der Pellets. Da nicht bei jedem Umlauf ein Pellet beschleunigt werden soll, ist eine Transportvorrichtung notwendig, die innerhalb von 1 ms ein Pellet abschneidet und auf Geschwindigkeiten von 3 - 5 m/s bringt. Ein elektromagnetischer Zerhacker wurde getestet, der diese Bedingung erfüllt. Die dabei auftretende Winkelstreuung der Pellets ist aber noch um einen Faktor zwei zu groß, d.h. der Schneidevorgang muß noch verbessert werden.

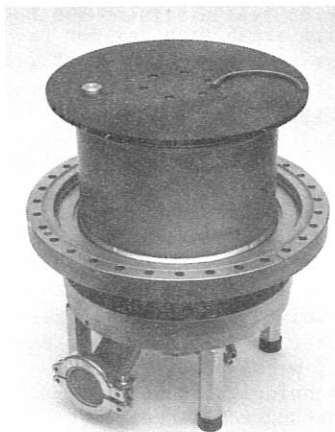


Abb. 18 Zentrifuge für Asdex

Die gewünschte Pelletfrequenz liegt im Bereich 50 - 100 Hz, d.h. es ist ein Vorschub der Deuteriumeisstange von bis zu 100 mm/s zum Zerhacker notwendig. Zunächst wurde versucht, dies durch schnelle Extrusion aus dem Pelletkryostaten zu erreichen. Parameter bei diesen Untersuchungen waren die Extrusionstemperatur und die Geometrie der Extrusionsdüse. Letzteres zeigte keinen Einfluß. Am günstigsten waren die Verhältnisse bei einer Deuteriumtemperatur von 15 - 16 K. Als obere Grenze für eine zuverlässige Extrusion wurde 50 mm/s festgestellt. Nicht untersucht wurde die Reinheit des Deuteriums und deren Einfluß auf eine stabile Extrusion.

Als Alternative soll nun eine Deuteriumeisstange mit Pelletdurchmesser vorgefertigt und mittels eines Schrittmotors mit der richtigen Frequenz dem Zerhacker zugeführt werden. Die Konstruktion der Pelletquelle wurde so modifiziert, daß nach dem langsamen Extrusionsvorgang die Deuteriumeisstange über einen im Extrusionskolben gelagerten koaxialen Schubkolben transportiert wird. Dies ist z.Zt. im Montagestadium.

Dabei ist es notwendig, daß der Kryostat zur Pelleterzeugung nahezu in horizontaler Lage betrieben werden muß, er aber für vertikalen Betrieb konzipiert wurde. Für den Füllvorgang mußten neue Temperatur- und Strömungsbedingungen gesucht werden, um einerseits ein Ausströmen von Deuteriumgas in den Kryostaten-Vakuumraum zu verhindern und um andererseits ein kompaktes Deuteriumeis zu erhalten.

Für zukünftige Fusionsexperimente (JET) muß die Pelletgeschwindigkeit noch wesentlich erhöht werden, um eine ausreichende Penetration im Plasma zu erreichen. Zielvorstellung für den nächsten Entwicklungsschritt sind 2000 m/s. Da die max. erreichbare Rotorgeschwindigkeit von  $\sigma/\gamma$  abhängt, scheint ein umlaufender Arm aus Kohlefaserverbundmaterial günstiger als ein optimierter Arm aus hochfestem Stahl oder anderen Metall-Legierungen zu sein. Insbesondere ist die gespeicherte Energie (von der Größenordnung MJ) kleiner, und beim Absturz entstehen nur sehr kleine Bruchstücke, so daß das Gefährdungspotential wesentlich kleiner ist. Eine Industriefirma hat im IPP-Auftrag Schleuderversuche mit prismatischen Kohlefaserstäben durchgeführt. Es ergab sich, daß eine Bruchfestigkeit von ca. 1800 N/mm<sup>2</sup> erreicht wird. Bei der gewünschten Soll-Geschwindigkeit besteht dann aber nur noch eine Sicherheit von ca. 5 %. Es wird z.Zt. ein optimierter Arm mit konstanter Zugspannung näher betrachtet, bei dem ein Sicherheitsfaktor von  $s = 1,5$  möglich sein sollte.

#### 2.4 Untersuchung der dynamischen Druckfließspannung von festem Deuterium

Hierfür soll ein Deuteriumpellet mit einem Wirbelstrombeschleuniger gegen eine Prallplatte geschossen und zeitaufgelöst die Deformation des Pellets bestimmt werden.

Die Apparatur ist in allen Teilen fertiggestellt.

Bisher gelang die Erzeugung der Pellets und deren Einbringung in die Trägerplatten, mit denen das Pellet beschleunigt wird. Schwierigkeiten ergaben sich beim Transport zum Wirbelstrombeschleuniger, da um 4 K die spezifische Wärme der Trägerplatten aus Aluminium sehr gering ist, so daß Energiezufuhr durch den Transportmechanismus und durch Reibung verhindert bzw. verringert werden muß. Dieser soll durch derzeitige Umbauten erreicht werden.

#### 3. Allgemeine Diagnostik - Entwicklung

(H.Röhr, A.Eberhagen, H.-U.Fahrbach, K.Hirsch<sup>20</sup>), H.Langer, C.Mahn, J.Meyer<sup>21</sup>, H.Salzmann<sup>20</sup>, K.-H. Steuer, W.-G.Wrobel)

##### 3.1 CO<sub>2</sub>-Streudiagnostik an W VII A

Es wurden die Fluktuationen im Frequenzbereich 60 kHz - 1 MHz bei Wellenlängen von  $\approx 1$  mm während der W VII A Entladung gemessen. Einzelheiten sowie der Zusammenhang mit Einschlußzeit siehe Jahresbericht W VII A.

##### 3.2 Quasistationäre Streuung

Als Vorexperiment wurde ein Einzelpuls-Nd-Glaslaser benutzt, um an Asdex die Tauglichkeit der Avalanche-Dioden als Streulichtdetektoren zu testen. Die Ergebnisse entsprachen den Erwartungen und eine grobe Auswertung des 2-Kanal-Experiments gab Übereinstimmung mit anderweitig gemessenen Temperaturen (Einzelheiten siehe Jahresbericht Asdex). Der Vorschlag eines quasistationären Vorwärtsstreuexperimentes für JET IPP III/55, IPF (80/2 wurde dahingehend erweitert, daß bis zu 20 Ortspunkten auf unterschiedlichen horizontalen Radien gleichzeitig vermessen werden können (siehe auch Jahresbericht über JET-Beiträge).

##### 3.3 Raman-Streuung zur Dichtekalibrierung

Da Streuexperimente an Tokamaks auf dem unverschobenen Kanal meist viel Falschlicht aufweisen, ist Rayleighstreuung zur Dichtekalibrierung ungeeignet. Ramanstreuung an SF<sub>6</sub> wird wegen der hohen Polarisierbarkeit dieses Moleküls nicht erlaubt. Die Messung und Berechnung der Rotationsraman-Streuquerschnitte von Wasserstoff und Deuterium ergaben jedoch, daß auch diese Gase für eine Dichtekalibrierung geeignet sind. Die Querschnitte erwiesen sich als genügend hoch, so daß bei mäßigen Drücken eine Eichung vorgenommen werden kann. Im Gegensatz zu SF<sub>6</sub> eignen sich H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> auch für die Eichung von 1  $\mu$ m-Steuerexperimenten, da die blauverschobenen Antistokes-Linien genügend stark sind.

Eine erste Anwendung wurde an Asdex vorgenommen. Eine Füllung von bis zu 25 Torr H<sub>2</sub> war ausreichend, um am dortigen Rubinlaser-Streuexperiment auswertbare Eichsignale von 3 Ramanlinien zu erhalten.

<sup>20</sup>) Universität Stuttgart

<sup>21</sup>) University of British Columbia, Vancouver

### 3.4 Lyman- $\alpha$ -Diagnostik

#### 3.4.1 Frequenzverdreifachung

Durch die Frequenzverdreifachung eines frequenzverdoppelten Farbstofflasers in Berylliumdampf wurden 300 W kohärenter Vakuum UV Strahlung nahe der Wasserstoff- $L_{\alpha}$ -Linie bei 121.6 nm erzeugt. Der Leistungskonversionsgrad entsprach 0.3 % und wurde bei einer Pumpintensität von  $5 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$  erreicht. Voraussetzung für den relativ hohen Konversionsgrad (im Vergleich zu Edelgassystemen) war die Entwicklung eines Berylliumofens, der bis zu Temperaturen von 1800° C chemisch stabil ist und die Herstellung von Berylliumdampf mit Teilchendichten bis  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  erlaubt. Eine Analyse der die Konversion begrenzenden Prozesse zeigt, daß bei höheren Pumpintensitäten eine Steigerung des Konversionsgrades auf über 1% möglich ist. Auf diese Weise könnten  $L_{\alpha}$ -Pulse von einigen kW, wie sie beispielsweise zur Randschichtdiagnostik von größeren Tokamaks (z.B. Asdex, JET etc.) benötigt werden, mit käuflichen Lasern erzeugt werden.

Für ein Streuexperiment in der Asdex-Randschicht, bei dem das Krypton-System in Verbindung mit einem 10 - 30 Hz Farbstofflaser verwendet wird, wurden Vorbereitungen getroffen (siehe Jahresbericht Asdex).

#### 3.4.2 Argon Exzimer Laser

Nachdem 1979 erstmals die Abstimmung eines Ar<sub>2</sub>-Lasers glückte, standen im laufenden Jahr Untersuchungen zur Funktionsweise dieses Lasers im Vordergrund. Dazu wurden kinetische Rechnungen durchgeführt. Der berechnete große Druckbereich für Lasertätigkeit (18 - 65 bar) wurde durch Experimente mit verschiedenen Spiegelanordnungen bestätigt. Spitzenleistungen von 250 kW wurden gemessen. Selbst bei der Reflexion der MgF<sub>2</sub>-Fenster von 5 % trat bei 55 bar Lasertätigkeit auf. Die Rechnung sagt - in Übereinstimmung mit Verstärkermessungen - eine breitbandige Absorption voraus, die die Verstärkung auf die Hälfte und den Verstärkerbereich auf 121 - 131 nm reduziert, so daß bei Lyman- $\alpha$  (121.6 nm) nur mit marginal positiver Verstärkung gerechnet werden kann.

Zur Erhöhung der Verstärkung wurde die Pumpdichte durch eine Verringerung der Wandstärke des Anodenrohres (100  $\rightarrow$  50  $\mu\text{m}$ ) erhöht. Dadurch konnte im Zentrum der Exzimer-Emission eine Leistung von 400 kW erzielt werden. Es zeigt sich aber, daß die Erhöhung der Pumpdichte zu einer geringeren Strahlungseffizienz der Exzimer führt. Das hat zur Folge, daß das Verhältnis von Verstärkung zu Absorption sich verschlechtert, was wiederum zu einer Einengung des Abstimmbereichs führt.

### 3.5 Elektronen-Zyklotronstrahlungs-Diagnostik

Zur Ermittlung der lokalen Elektronentemperatur aus der Elektronen-Zyklotronstrahlung (ECE) des Asdex-Plasmas wurde ein neuartiger Polychromator entwickelt, der die kontinuierliche Registrierung der ECE (Millimeterwellen) von gleichzeitig 4 verschiedenen Plasmaradien ermöglicht. Im Gegensatz zum sonst üblichen Aufbau eines Gitterspektro-

graphen werden hier in den 4 einzelnen, jedoch gemeinsam einstellbaren Spektralkanälen Reflektionsstufengitter verschiedener Gitterkonstante mit jeweils einem Planspiegel in Katzenaugen-Anordnung verwendet und die Richtungen des Lichteinfalls wie auch der Dispersion in der Ebene parallel zu den Gitterstufen gewählt Abb. 19. Dadurch wird erreicht:

- Die einzelnen Spektralkanäle arbeiten immer unter Blaze-Bedingungen. Ihre Effizienz ist deshalb stets maximal und unabhängig von der registrierten Wellenlänge.
- Die spektral zerlegte Strahlung verläßt in den einzelnen Kanälen die Katzenaugen-Anordnung aus Stufengitter und Planspiegel (nahezu) antiparallel zum Lichteinfall. Beide Richtungen bleiben damit auch bei Drehung des Gittertisches (Wellenlängenänderung) ortsfest.

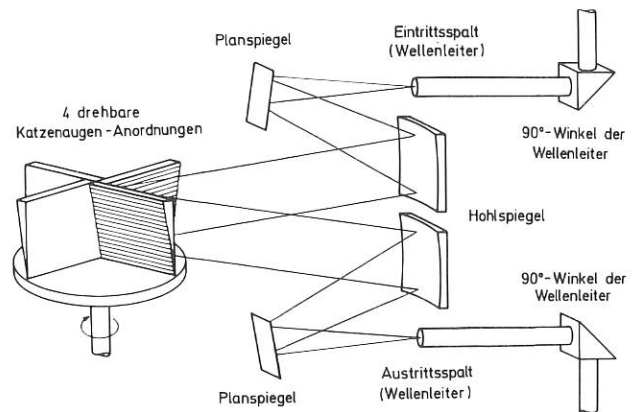


Abb. 19

Andererseits koinzidieren - wie bei jedem Gitterspektrographen - auch hier die verschiedenen Interferenzordnungen in den einzelnen Kanalausgängen, so daß entsprechende Tiefpaßfilter erforderlich werden, um Mehrdeutigkeiten in den registrierten Spektren zu vermeiden. Es erwies sich, daß reflektierende Kreuzgitter, den jeweiligen Wellenlängenbereichen angepaßt, sehr wirkungsvoll eine derartige Filterung übernehmen können, wenn sie in geeigneter Weise in den 90°-Winkeln des zugehörigen, überdimensionierten Wellenleitersystems angebracht werden.

Seit der Sommerpause 1980 werden mit diesem 4-Kanal-Polychromator  $T_e$ -Messungen an Asdex vorgenommen. Die Abbildung der ECE in das Wellenleitersystems des Instrumentes erfolgt dabei über eine TPX-Linse ( $\phi = 15 \text{ cm}$ ) und einen Polarisator (zur Selektion der außerordentlichen ECE-Mode). Für die Registrierung der spektral zerlegten mm-Strahlung findet z.Z. noch ein (4-Kanal-)Bolometer (Arbeitstemperatur 1.4° K) Verwendung, das jedoch durch empfindlichere und rauschärmere In Sb-Detektoren (Arbeitstemperatur 4.2° K) zu ersetzen sein wird.

BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2 (STELLARATOREN)

(Dr. Günter Grieger)

Unter Ausnutzung der vorhandenen Neutralteilcheninjektion (NI) gelang im Jahre 1980 der Übergang zu nettostromfreiem Betrieb im Stellarator Wendelstein VII-A. Damit ist zumindest für die erreichten Zeitdauern reiner Stellaratorbetrieb bei wesentlichen Plasmaparametern ( $T_i \leq 700$  eV,  $T_e \leq 500$  eV,  $n \leq 1.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $W \leq 4$  kJ,  $P_{\text{abs}} \leq 300$  kW) demonstriert. Nach Abzug der Strahlungsverluste ist die Energieeinschlußzeit vor allem durch die neoklassischen Wärmeleitungsverluste der Ionen bestimmt. Das Targetplasma für die NI mußte wie bisher mittels ohmscher Heizung (OH) erzeugt werden, da andere, für den Plasmaaufbau geeignete Heizverfahren, wie HF, nicht mit nennenswerter Leistung zur Verfügung standen.

Eine wichtige Voraussetzung für den Übergang zum nettostromfreien Betrieb war die Möglichkeit, mit der Absenkung des Plasmastromes das äußere helikale Feld so anwachsen zu lassen, daß das Durchlaufen kritischer Resonanzen und damit Phasen erhöhter Verluste vermieden werden konnten. Die Dauer während der der nettostromfreie Betrieb aufrecht erhalten werden kann, ist zur Zeit durch das zeitliche Anwachsen der Verunreinigungsstrahlung begrenzt. Es besteht der begründete Verdacht, daß ein Großteil der Verunreinigungen (C und O) mit dem Neutralstrahl und seiner Energie bis ins Plasmazentrum gelangt und dort über Ladungsaustausch-Rekombination mit den neutralen, eingeschossenen Wasserstoffteilchen zu erheblichen Strahlungsleistungen führt. Daraus aber ergeben sich auch die erforderlichen Maßnahmen zur Abstellung dieses Effektes.

Erhebliche Fortschritte wurden auch bei der Suche nach verbesserten, ausgleichstromoptimierten Stellaratorkonfigurationen erzielt. Diese Arbeiten laufen in intensiver Zusammenarbeit mit dem Bereich Theorie 2, und ein Großteil der Ergebnisse ist dort beschrieben. Hier soll nur gesagt werden, daß Ausgleichstromoptimierung bis zum Verschwinden der Shafranov-Verschiebung bei endlichem Beta möglich ist und daß solche Konfigurationen auch die umlaufenden Teilchen dichter an die magnetischen Oberflächen binden, als das beim Tokamak der Fall ist. Schwierig ist, diese Konfigurationen zur Stabilisierung mit einer magnetischen Mulde zu verbinden und die Zahl der gefangenen Teilchen in ausreichendem Maße zu reduzieren. Versicherung des Magnetfeldes ist dagegen mit ihnen verträglich. Alle diese Konfigurationen lassen sich mit modularen Spulensystemen herstellen.

Bei der WEGA wurde 1980 mit der Einspeisung der Hochfrequenzleistung über einen Vier-Hohlleiter-Grill begonnen. Dabei lag der Schwerpunkt der Arbeiten im Berichtsjahr bei der Antennentechnologie, die fortschreitend verbessert werden konnte. Es bestehen jetzt begründete Aussichten, die vorgesehene Senderleistung von 800 kW störungsfrei an das Plasma anzukoppeln.

Das WEGA-Team hat im Berichtsjahr auch wesentliche Beiträge zur Auslegung der Lower Hybrid Heizung am ASDEX geleistet, die vom Bereich Technologie vorbereitet wird. Aus diesen Gründen geht die WEGA ab 1.1.1981 in die Verantwortung dieses Bereichs über.

## 1. STELLARATOR W VII-A

(G.Grieger, H.Renner, J.Sapper, H.Wobig, N.Amiranoff<sup>1)</sup>, D.V.Bartlett<sup>1)</sup>, G.Cannici, G.Cattanei, D.Dorst, H.Hacker, J.How, H.Jäckel, R.Jaenicke, P.Javel, J.Junker, M.Kick, R.Lathe, C.Mahn, S.Marlier, J.Meyer<sup>1)</sup>, G.Müller, W.Ohlen-dorf, F.Rau, H.Ringler, P.Smeulders, M.Tutter, B.Ulrich<sup>1)</sup>, A.Weller, E.Würsching, M.Zippe)

## 1.1. Technischer Stand

Im Jahr 1980 wurde das Experiment W VII-A während 10 Monaten betrieben. Im August und September war es zwecks technischer Revision und Diagnostiker-gänzungsarbeiten abgeschaltet. Während der Be-triebszeit konnten 4200 Pulse für Plasmaentla-dungen genutzt werden. Weitere 750 Pulse wurden zur technischen Erprobung der Thyristorgleichrich-teranlagen im Gebäude L5e durchgeführt (Lückfreier Antiparallelbetrieb der Gruppe 1, Parallelbetrieb von Gleichrichtern an großen Induktivitäten). Mehr als 250 weitere Pulse waren am Experiment für Justier- und Eichmessungen, vornehmlich im Zusam-menhang mit den NI-Experimenten, erforderlich.

Die Verfügbarkeit der technischen Systeme des Ex-perimentes W VII-A konnte weiter erhöht werden. Insbesondere trifft dies für den Transformator für OH zu, welcher ausschließlich mit dem Vakuumschal-ter betrieben wurde. Nur neun Fehlabschaltungen - verursacht durch Bedienungs-mängel - traten insge-samt auf, d.i. eine Fehlerrate von weniger als 0,25%. Mit einer Vakuumschaltröhre wurden 3000 Ab-schaltungen zwischen 12 und 18 kA gegen ca. 10 kV ausgeführt, das geschaltete Stromzeitintegral lag bei 300 000 As. (Lichtbogenbrenndauer x Strom). Eine Untersuchung der ausgebauten Schaltröhre er-gab, daß die möglichen Abbrandwerte noch nicht erreicht waren.

Bei zunehmender Komplexität der Betriebsführung in-folge Ankopplung der Injektions-Systeme konnte eine noch ausreichende Verfügbarkeit des technischen Gesamtsystems erzielt werden. Infolge erweiterter und intensiver Kopplung des Experimentes W VII-A mit zusätzlichen Experimentiereinrichtungen (Pellet-injektion) und Auswertesystemen (Rechner, Rechen-zentrum) wird auch 1981 erheblicher Betriebsfüh-rungsaufwand zur Erzielung ausreichender Gesamtver-fügbarkeit erforderlich sein.

Die Stromversorgung aus den Energiezentralen EZ1 EZ2 und EZ3 ist soweit ausgebaut und erprobt, daß ein Parallelbetrieb von W VII-A (mit reduzierten Parametern) zu ASDEX ohne gegenseitige Störung möglich ist.

Eine technische Voraussetzung zum Erreichen des nettostromfreien Betriebes, ausgehend von OH im Stellarator W VII-A, ist die plasmastromabhängige Regelung des Helixstromes für bestimmte zeitliche Verläufe der Gesamt-Rotationstransformation  $t = t_0 + t_{p1}$ . Die Helix wird hierzu von einem Gleichrichter in Gebäude L5e (1,2 kV, 45 kA) über einen Vorwiderstand ( $R_V = 2,5 R_{HX}$ ) eingespeist.

Abhängig vom Entladungsverlauf kann der Helix-strom ausgehend von einem Anfangswert bis zum thermisch und mechanisch zulässigen Maximalwert erhöht werden.

Bei Ansprechen der Überspannungs-Schutzeinrich-tung der Helix (ÜS-Ableiter und Schnellzuschalter) schützt der Vorwiderstand den Gleichrichter vor kurzschlußähnlichen Beanspruchungen. Wegen der kleinen Zeitkonstante des Systems ( $\approx 30$  ms) mußte zum wirksamen Schutz gegen Überstrom eine sehr schnell arbeitende Grenzstromüberwachung instal-liert werden (Reaktionszeit  $\leq 5$  ms).

Der Timer des Experimentes wurde mit einem Mikro-Prozessor-System ausgerüstet, welches zur schnel-len Programmierung, Kontrolle und sicheren Ab-speicherung des Timerinhaltes dient. Das System stellt gleichzeitig die Schnittstelle zur Über-nahme der Daten in die Prozessdatenerfassungsan-lage PDP 11-45 dar.

Während der Revisionsarbeiten wurde das Exper-iment für eine weitere Betriebsphase vorbereitet. Eine größere Zahl von Kühlwasserschläuchen des Hauptfeldspulensystems wurde ersetzt, weil die Druckfestigkeit nicht mehr gegeben war. In zwei OH-Spulen (2o und 2u) mußten Kühlkanäle der Hohl-kupferwindungen (6 mm  $\phi$ ) chemisch von Ablagerungen gereinigt werden, da die Mindestabflusmengen un-terschieden waren. An einer überwachten Kontak-stelle der Helix (Überstieg) wird ein bleibender Anstieg der Kontaktspannung von 40% beobachtet. Dieser Wert liegt noch weit unterhalb des zulässig erachteten Wertes, gibt jedoch eine Hinweis darauf, daß die Helix nicht mehr höher belastet werden darf. Sie wird derzeit mit 90% der mechanischen und thermischen Auslegungswerte betrieben.

Für mögliche Nachfolge-Varianten des Experimentes W VII wurden Personal-, Zeit- und Aufwandabschät-zungen erstellt. Näher untersucht wurde ein Umbau der Anlage für NI mit vergrößertem Winkel (ca 30° und 55°), sowie für ein Modulkonzept unter der Verwendung der W VII-Struktur. Die Ergebnisse die-nen zur Beurteilung der Durchführbarkeit möglicher Experiment-Umbauten.

## 1.2. Ergebnisse der Experimente

## 1.2.1. Ergebnisse mit Plasmastrom

Nach hoffnungsvollem Beginn der Experimente im W VII-A Stellarator mit OH und NI als Zusatzhei-zung im Vorjahr konnte 1980 erstmals Plasmaein-schluß im nettostromfreien Stellarator erreicht werden. Ausgehend von einem mit OH erzeugten Tar-getplasma wurde während der NI-Phase der Plasma-strom reduziert und ein stabiler Plasmaeinschluß mit einem Plasmadruck im Zentrum entsprechend  $\beta = 0,5\%$  demonstriert. Energie- und Teilchenverluste werden dabei allein über die Absorption des Neu-tralteilchenstrahls im Plasma ausgeglichen.

Diese Experimente wurden in Zusammenarbeit mit dem Projekt Neutralteilcheninjektion durchgeführt. Während des Experimentabschnitts März-Juni 1980 konnte die Neutralinjektionsleistung bei Betrieb von 4 Injektoren am W VII-A auf  $P_N > 1$  MW gesteig-

1) Gastforscher

gert werden. Zuverlässiger und ausreichend reproduzierbarer Betrieb konnte mit 2 Injektoren ( $P_N \sim 650 \text{ kW}$ ) erreicht werden.

Vom Projekt "Pelletbeschleunigung" unter Mitarbeit von Dr. Büchl wurden im Dezember 1980 erste Experimente mit dem Pelletbeschleuniger (Pellet:  $D_2$ , Teilchenzahl  $N = 3 \cdot 10^{19}$ , Geschwindigkeit  $v = 500 - 1000 \text{ m/s}$ ) am W VII-A aufgenommen. Besonders Interesse erfährt dieses Verfahren zur schnellen Dichtesteuerung in Zusammenhang mit der Fortführung der NI-Experimente.

Ergebnisse der experimentellen Arbeiten in W VII-A, das Transportverhalten und Stabilitätsverhalten in Abhängigkeit von den Plasmaparametern, dem Plasmastrom  $I_p$  und den Stellaratorfeldern mit der Rotationstransformation  $\epsilon_0$  darzustellen, wurden in zahlreichen Veröffentlichungen diskutiert. Besondere Aufmerksamkeit fanden die Stellaratorergebnisse auf den Konferenzen der IAEA in Brüssel /27/ und der APS in San Diego /28,29/.

Trotz der ungünstigen Randbedingungen an W VII-A mit den Hauptparametern

- $R = 2.0 \text{ m}$  großer Radius
- $a \sim .1 \text{ m}$  Plasmaradius
- $B_0 \geq 3.5 \text{ T}$ ; Helische Wicklung  $l = 2, m = 5$  mit Rotationstransformation  $t_0 \leq .55$

konnten durch Veränderung der Experimentführung für Plasmaaufbau und Heizung und durch Verfeinerung der diagnostischen Methoden und Analyse wesentliche Fortschritte erzielt werden. Abb.1 gibt dabei eine Übersicht über diagnostische Verfahren und ihre Anordnung am W VII-A Experiment.

MHD-Vorgänge, gekoppelt an den Plasmastrom  $I_p$ , haben einen entscheidenden Einfluß auf Transport und Stabilität der Entladungen in W VII-A. Bisher konnte durch die Überlagerung von Stellaratorfeldern mit Rotationstransformation  $\epsilon_0$  das Gleichgewicht und die Stabilität verbessert werden, aber erst die Neutralteilcheninjektion mit der Möglichkeit zu Experimenten bei abgesenktem Strom  $I_p$  oder stromlos, läßt auch die Störung des Plasmatransports verringern. Die Plasmaparameter, Dichte und Temperatur, können dabei weitgehend ähnlich dem ohmsch geheizten Fall realisiert werden.

#### 1.2.1.1. Elektronenwärmeleitung $\chi_e$

Während Strahlungsverluste im Randbereich der ohmschen Entladungen den Energietransport beherrschen, bestimmt die Elektronenwärmeleitung im Gebiet zwischen der  $q = 1$ -Fläche und dem Rand den Energietransport. Für Entladungen mit geringer MHD-Modenaktivität läßt sich außerhalb der  $q = 1$ -Fläche eine einheitliche Beschreibung des ortsabhängigen experimentellen Elektronenwärmeleitungskoeffizienten  $\chi_e$  ab-

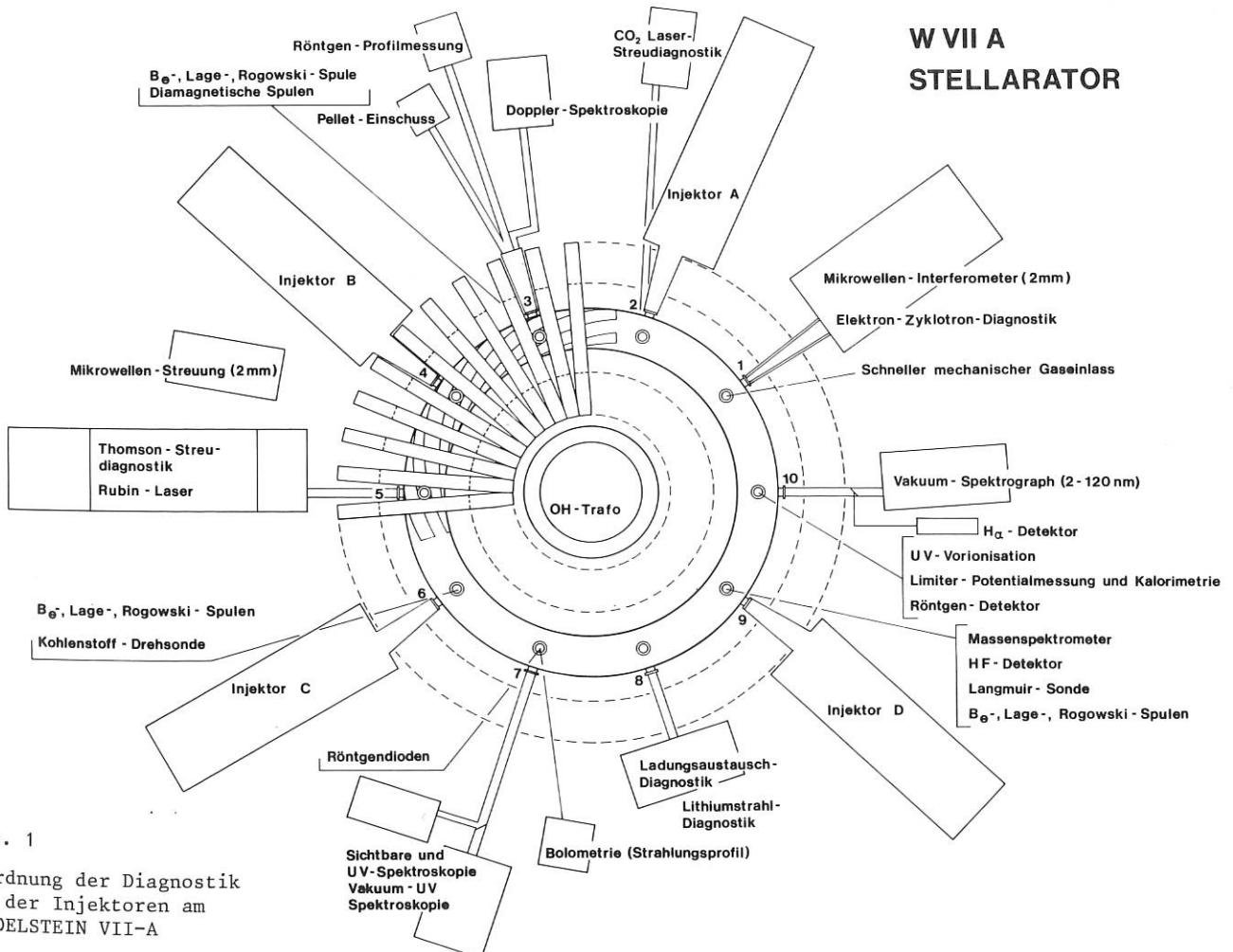


Abb. 1  
Anordnung der Diagnostik  
und der Injektoren am  
WENDELSTEIN VII-A



leiten. Die Profilauswertung ergibt mit Berücksichtigung gemessener Strahlungsprofile einen experimentellen Koeffizienten  $\chi_e$ .

$$\chi_e(r) = \frac{\int_0^r (P_{OH} - P_{rad} - P_{ei}) r dr}{r n \frac{dT_e}{dr}}$$

- $P_{OH}$  : ohmsche Heizleistungsdichte
- $P_{rad}$  : Strahlungsdichte
- $P_{ei}$  : Elektronen-Ionen Wärmeaustausch
- $n(r)$  : Dichteprofile
- $T_e(r)$  : Temperaturprofile

$\chi_e$  erweist sich im untersuchten Bereich  $I_p = 14$  kA  $\rightarrow$  35 kA und  $B_0 = 2.5$  T  $\rightarrow$  3.5 T proportional zu  $I_p/B_0$ . Eine Fehlerminimalisierung aller experimentellen Daten mit  $I_p/B_0 = \text{konstant}$  führt zu einer Dichte- und Temperaturabhängigkeit der Form

$$\chi_e \sim n_e^{-.97} \cdot T_e^{-.68}$$

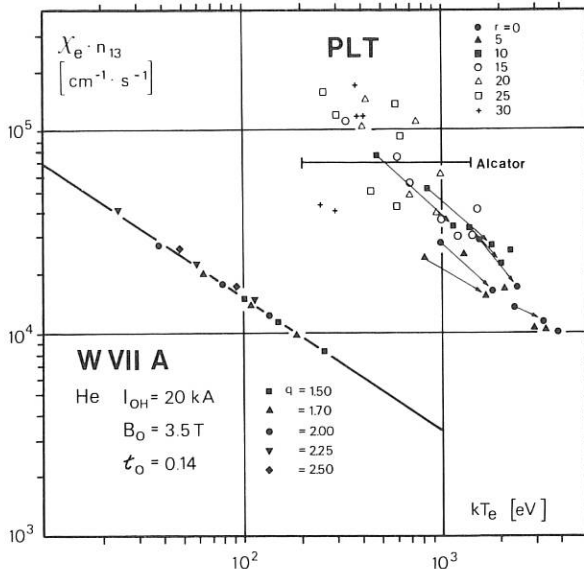


Abb. 2 Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitfähigkeit  $\chi_e$  von  $B_0$  und  $I_{OH}$

Der statistische Fehler liegt bei 12%.

Die gefundene Abhängigkeit von  $\chi_e$  kommt damit der Driftparameterskalierung  $\chi_e \sim \xi/B_0$  mit  $\xi \sim I_p / (n_e \sqrt{T_e})$  nahe. Stromgetriebene Instabilitäten könnten deshalb der Grund für diese erhöhten Verluste sein. Mikrowellenstreuung zeigt jedoch keinen klaren Zusammenhang zwischen Dichteschwankungsamplitude und dem Driftparameter  $\xi$ . Die meisten Ergebnisse wurden von einem großen Streuvolumen  $2 < r < 15$  cm erhalten. Die Spektren zeigen keine Abhängigkeit der globalen Dichteschwankungen  $n_e$  für  $k_{\perp}$  zwischen 6-25  $\text{cm}^{-1}$  vom Driftparameter. Durch zusätzliche Heizung mit NI und durch Zugaben von Verunreinigungen (Kr) wurde der zugängliche Parameterbereich für  $n$  und  $T_e$  erweitert. Insbesondere kann die Temperatur unabhängig vom ohmschen Heizstrom geändert werden. Mit der Möglichkeit durch erhöhte Strahlungskühlung im Zentrum die Temperatur zu reduzieren, ergibt sich durch Vergleich ein kritischer Test für die Wärmeleitung bei ähnlichen Profilen für die Dichte, Stromdichte und Rotationstransformation.

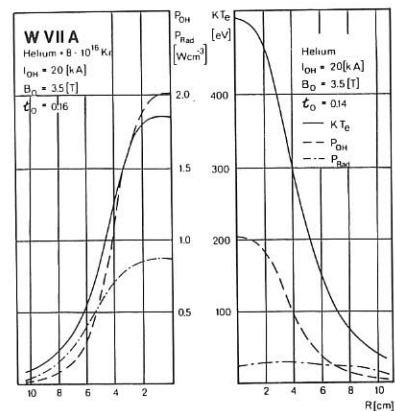


Abb. 3 Leistungsdichte- und Temperaturprofile. Temperaturprofil  $kT_e$ , ohmsche Heizleistungsdichte  $P_{OH}$  Strahlungsdichte  $P_{rad}$  mit Plasmastrom  $I_{OH} = 20$  kA

Die Temperaturabhängigkeit von  $\chi_e$  konnte dabei bestätigt werden.

Die Experimente mit NI geben Hinweise, daß, besonders im Fall mit niedrigem Plasmastrom,  $\chi_e$  wesentlich herabgesetzt wird.

#### 1.2.1.2. Einfluß von MHD-Tearing-Moden auf den Wärmetransport

Bei höheren Dichten wurde eine starke Korrelation zwischen dem Auftreten von (2,1)- und (3,2)-Tearing-Moden und der Energie- und Teilcheneinschlußzeit beobachtet. Immer wenn die Amplituden dieser Moden ansteigen, verschlechtert sich der Einschluß. Um experimentell aufzuzeigen, in welchem Umfang die Ausbildung von Inseln mit der Verringerung des effektiven Plasmaquerschnittes zu diesem Phänomen beiträgt, wurden am Beispiel von (2,1)- und (3,2)-Moden Temperatur- und Dichteprofile ausgewertet. Bei den Filmmessungen wurde

die Triggerung der Pockelszelle des Lasers über Mirnovspulensignale synchronisiert. Abb.4 zeigt Messungen mit zwei Lasern, synchronisiert auf das Maximum bzw. Minimum des poloidalen Magnetfeldes während desselben Schusses im gleichen Raumpunkt. Die beiden Temperaturprofile lassen auf das Vorhandensein einer  $m = 2$  Insel schließen. Lage und räumliche Ausdehnung sind in Übereinstimmung mit Vorhersagen der Theorie über Tearing-Moden unter Verwendung des aus dem Temperaturprofil berechneten Stromprofils. Eine näherungsweise quantitative Berechnung des Einflusses dieser Inselbildung auf den Einschluß erscheint nach den vorliegenden Messungen möglich, ist aber noch nicht abgeschlossen (Abb. 4).

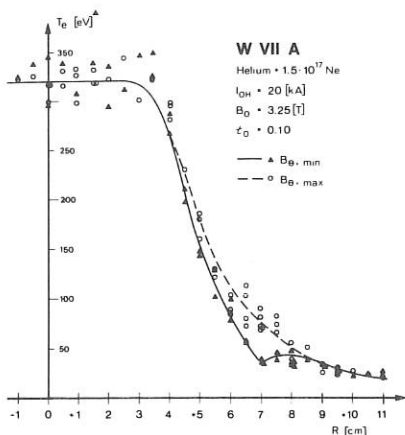


Abb. 4 Phasensynchronisierte Messung des Elektronentemperaturprofils bei Vorhandensein der (2,1)-Mode. Es bildet sich eine magnetische Insel der Breite  $W$  aus.

### 1.2.2. Neutralteilcheninjektion mit reduziertem Plasmastrom $I_p$

Die ungünstige Anordnung der NI an W VII-A (Wechselwirkungslänge mit dem Plasma  $L = 0,2m$  bei Coinjektion  $6^\circ$  zur Senkrechten auf dem Magnetfeld) fordert hohe Liniendichten für das Targetplasma, um ausreichende Strahlabsorption zu erreichen. Da für Injektion von  $H_2$  nach dem ODIN-Code höhere Wirkungsgrade für die Heizung von  $D_2$ -Plasmen als von He-Plasmen vorhergesagt wurden, wurden 1980 die Experimente in  $D_2$  fortgesetzt. Die nötige Targetdichte  $n_{dl} > 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  konnte bei niedrigem Plasmastrom  $I_p < 20 \text{ kA}$  auch für He nicht realisiert werden, so daß in beiden Fällen (He oder  $D_2$ ) durch Gaszufuhr während der Injektionsphase die Plasmadichte aufgebaut werden mußte.

#### 1.2.2.1. Modenverhalten während der Injektion

Während auf der einen Seite nur bei hohem Plasmastrom ausreichende Targetdichte erzeugt werden kann, haben auf der anderen Seite Experimente im reinen Stellaratorbetrieb wegen der Verringerung des störenden Einflusses des Plasmastroms auf Transport und Stabilität besonderes Interesse.

Eine Absenkung des Plasmastroms während der Injektionsphase wurde daher versucht, um den stromlosen Zustand für das Plasma zu erreichen. Der Kontrolle der (2,1)-Mode kommt dabei besondere Bedeutung zu.

#### 1.2.2.1.1. Konstanter Plasmastrom $I_p$ , konstante Rotationstransformation $\tau$ , $\tau_0 + \tau_p |_a \approx .5$

Während für ohmsch geheizte Plasmen Stromabbrüche mit  $t_0 > .14$  wirkungsvoll unterdrückt werden, ergaben sich bereits bei Heizung mit zwei Injektoren erhebliche Probleme, die nur beherrscht werden konnten, solange die zur (2,1)-Mode resonante  $q = 2$ -Fläche am Rand oder außerhalb des Einschlußvolumens gehalten werden konnte: Bei verringertem Plasmastrom mußte die externe Rotationstransformation mit der Bedingung  $\tau_0 + \tau_p \approx .5$  erhöht werden.

#### 1.2.2.1.2. Reduzierter Plasmastrom $I_p$ , $\tau_0 = .23$

Alle Versuche  $I_p$  zu reduzieren führen zu unvollständigen Stromabbrüchen: Abb.5

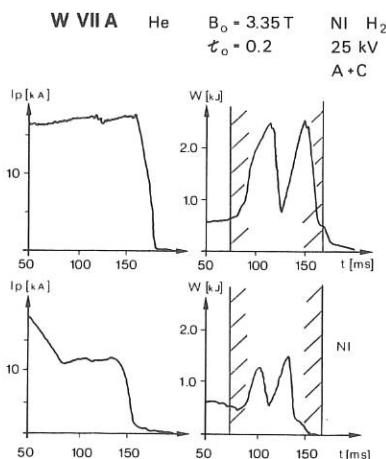


Abb. 5 Verlauf der Plasmaenergie für Entladungen mit NI, bei verschiedenem Plasmastrom und konstanter Rotationstransformation

Der maximal erreichbare Plasmadruck entspricht einem  $\beta_\theta \leq 8$  [ $\beta_\theta \approx (nT_0 + nT_i) / I_p^2$ ]. Eine schnell wachsende (2,1)-Mode führt - vermutlich durch Ergodisierung der Feldlinien über einen weiten radialen Bereich - zu dem beobachteten Energieverlust. Die Verschiebung der  $q = 2$ -Fläche zum Zentrum und die Änderung des Stromdichteprofiles infolge der Energieabgabe des Neutralstrahls und der zunehmende Strahlungstransport aus dem Zentrum destabilisieren das Plasma: Nach dem Anstieg einer gekoppelten (2,2) und (3,2)-Mode führt ein Sägezahn an der  $q = 1,5$  Fläche zu einem weitgehenden Zerfall des Energieinhalts des Plasmas (Abb.6).

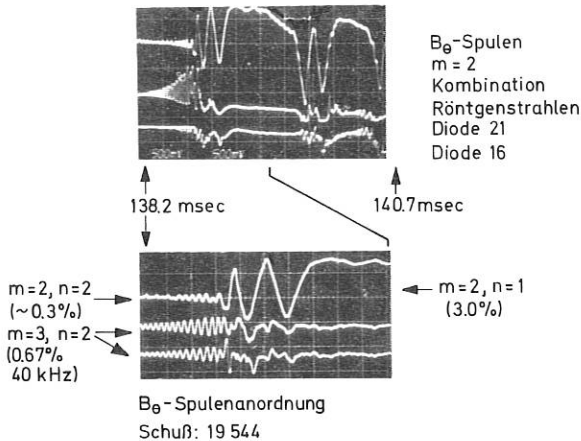


Abb. 6 Schneller Übergang von (3,2) + (2,2) in (2,1) + (1,1)-Moden

### 1.2.2.1.3. Regelung des Stroms in den helischen Wicklungen

Erst eine Nachführung der externen Rotationstransformation  $\tau_0$  während der Stromabsenkung mit  $\tau_0(t) + \tau_p(t) > .5$  erlaubt einen Übergang zum stromlosen Betrieb. Auf diesem Weg lassen sich Stromabbrüche verhindern. In einem versicherungsfreien Magnetfeld wird mit  $\tau_0 > .5$  das Plasma allein mit NI geheizt. MHD Instabilitäten wurden

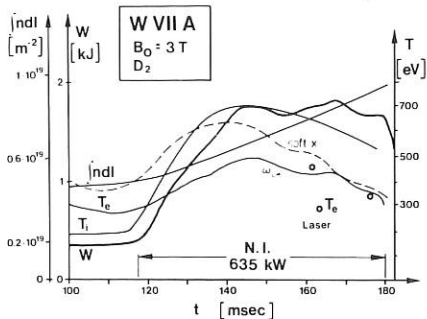
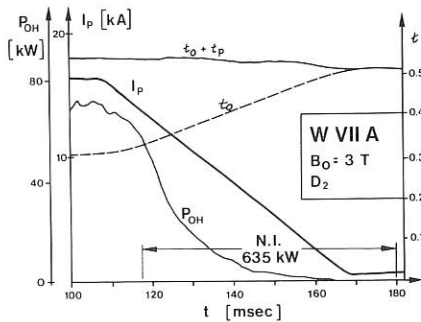


Abb. 7 Stromabsenkung während NI, dargestellt zusammen mit ohmscher Heizleistung  $P_{OH}$  und Rotationstransformation  $\tau_0 + \tau_p$  sowie  $\tau_0$ . Zeitverlauf der Liniendichten  $|ndI|$ , der Elektronentemperatur  $T_e$ , der Ionentemperatur  $T_i$  und des Plasmaenergieinhalts  $W$ . Dauer der NI von 115 bis 180 ms.

bis zu einem im Augenblick zugänglichen Plasma-  
 druck  $\beta_{(0)} \leq .5\%$  nicht beobachtet. Mit diesem  
 Plasmadruck nähert man sich dem kritischen Bereich,  
 für den theoretische Rechnungen das Auftreten ört-  
 lich begrenzter MHD-Moden erwarten lassen.

### 1.2.3. Stromloses Plasma

Durch sorgfältige Anpassung der Stromabsenkung  
 $dI_p/dt$  und der Gaszufuhr  $\Gamma \rightarrow dn/dt$  läßt sich ein  
 stromloses Plasma mit  $n_{e0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und  
 $T_e, T_i > 350 \text{ eV}$  erreichen. Abb. 7 beschreibt den  
 zeitlichen Verlauf der wichtigsten Plasmaparameter  
 bei einer Injektionsleistung  $P_{NI} = 635 \text{ kW}$  unter  
 Verwendung von zwei Injektoren mit einer In-  
 jektionsdauer von 60 ms. Abb. 8 gibt die zugehörigen  
 Temperaturen und Dichteprofile zu verschiede-  
 nen Zeitpunkten.

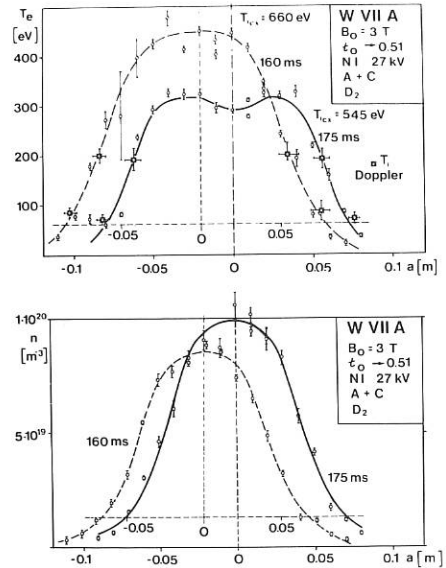


Abb. 8 Profile der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Dichte  $n$  zu den Zeitpunkten 160 und 175 ms während NI. Plasmaparameter wie in Abb. 7. Die Ionentemperatur  $T_i$  wurde über Ladungsaustauschanalyse und Dopplerbrennmessung gewonnen.

### 1.2.3.1. Strahlungsverhalten

Die Länge der Entladung wird bestimmt durch den  
 starken Anstieg der Strahlungsverluste im Zentrum  
 der Entladung. Nach Messungen mit Bolometer und  
 Dioden für das ultraweiche Röntgengebiet ist dieser  
 Anstieg auf Photonen mit  $E_{ph} > 300 \text{ eV}$  zurück-  
 zuführen (Abb. 9). Spektroskopische Untersuchungen  
 schließen Hoch-Z-Materialien wie Ti, Fe und Mo als  
 Strahlungsursache aus. Wahrscheinlich sind Wasserstoff-  
 und Helium-ähnliche Zustände von O, C, N für diese  
 hohen Verluste verantwortlich. Über Ladungsaustausch-  
 Rekombination mit den neutralen Strahlern ergibt sich  
 eine Erhöhung der Verluste, so daß eine Konzentration  
 von z.B. 1-3% 0 ausreicht, um die gemessenen Strahlungsdichten  
 $P_{rad} \approx 1.5 \text{ W/cm}^{-3}$  zu erklären (Abb. 10).

Offensichtlich ist das Strahlungsverhalten während der Injektion kein spezifisches Problem des stromlosen Plasmas. Auch bei hohem Plasmastrom, bei D<sub>2</sub>- und He-Targetplasmen wird ähnliches Strahlungsverhalten beobachtet.

1.2.3.1.1. Energiebilanz

Eine genaue Analyse der Energieflüsse wird erschwert durch die hohen Strahlungsverluste und die Unsicherheiten in der Energieabgabe durch den Strahl. Nach dem ODIN-Code ergeben sich für den fast senkrechten Einschuss am W VII-A hohe Bahnverluste. Die berechnete NI-Leistung  $P_{inj}$  erscheint in Widerspruch zu den gemessenen integralen Strahlungsverlusten  $P_{rad}$  (Abb. 11).

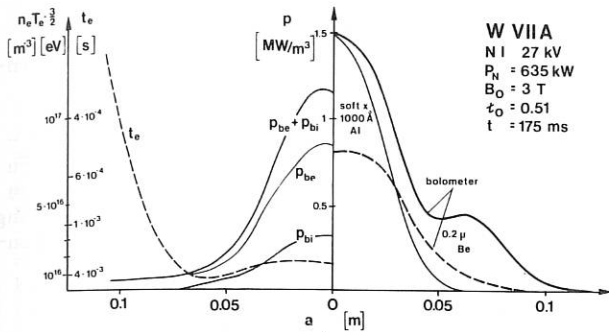


Abb. 9 Berechnete Depositionenprofile für den NI-Strahl im Zeitpunkt 175 ms. Plasmaparameter wie in Abb. 7. Leistungsaufnahme der Elektronen  $P_{be}$ , Leistungsaufnahmen der Ionen  $P_{bi}$ ; zum Vergleich sind rechts zwei Bolometermessungen und eine Röntgenmessung des Strahlungsdichteprofiles aufgetragen.

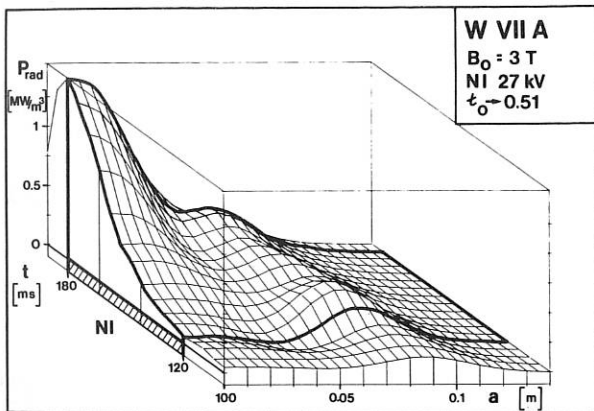


Abb. 10 Bolometrisch gemessenes Strahlungsleistungsdichteprofil während NI. Plasmaparameter wie in Abb. 7

Der Mechanismus für die Anreicherung von O-Atomen im Zentrum kann noch nicht eindeutig dargelegt werden. Als Möglichkeit müssen Diffusion, Injektion von Strahlverunreinigungen und lokalisierter Fluß von Verunreinigungen aufgrund von Strahl-Wand-Wechselwirkung betrachtet werden. Die nichtstationären Parameter erschweren zudem die Analyse. Es gibt Hinweise, daß Sägezahnoszillationen innerhalb der  $q = 1$ -Fläche den Anstieg der Strahlungsverluste verringern, dabei aber auch den Energieeinschluß stören. Weiterhin kann der Strahlungsanstieg durch Gaszufuhr an den Injektionsebenen trotz höherer Dichte wesentlich verlangsamt werden. Ein Anwachsen des Verunreinigungsflusses konnte bisher durch spektroskopische Messungen fern von den Injektionsebenen nicht gefunden werden: Es wird eine Abnahme der Strahlung bei den niederen Ionisationsstufen  $O^{+1}$  bis  $O^{+5}$  gemessen.

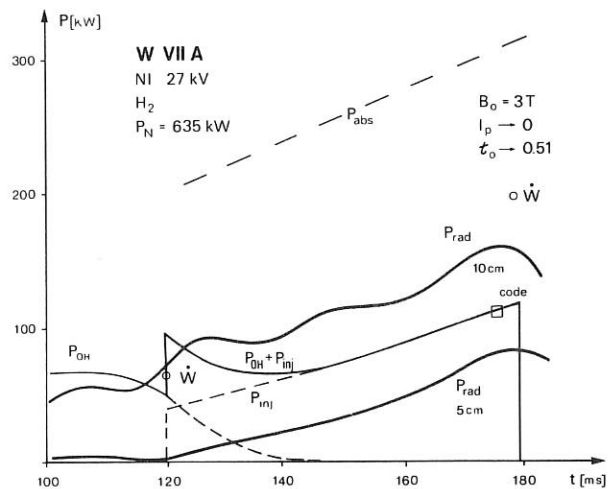


Abb. 11 Zeitverlauf der eingebrachten Leistung  $P_{OH} + P_{inj}$ . Bolometrische Messung der abgestrahlten Leistung im Bereich  $r < 5$  cm und  $r < 10$  cm.  $\dot{W}$  ist die Zeitableitung des Energieinhalts zu Beginn und Ende der NI.  $P_{abs}$  ist die berechnete absorbierte Leistung.

Zudem ergibt der Code deutlich eine zu geringe Kopplung des Strahls an die Plasmaionen, um wegen  $T_i > T_e$  die Verluste der Ionen an die Elektronen und die Ionenwärmeleistungsverluste auszugleichen. Dabei scheint es sich nicht um numerische Probleme zu handeln, da ein Vergleich von Rechnungen mit anderen Codes ähnliche Ergebnisse liefert. Physikalische Erscheinungen, die nicht in dem Modell eingeschlossen wurden, könnten für diese Unstimmigkeit verantwortlich sein.

1.2.3.1.2. Wirkungsgrad der NI

Numerische Studien, ausgeführt vom Projekt NI, haben gezeigt, daß eine Berücksichtigung von radialen elektrischen Feldern, die von einer negativen Aufladung des Plasmas während der Injektion hervorgerufen werden, den Wirkungsgrad der Heizung wesentlich verbessert (Abb. 12).

Die Bahnverluste für hochenergetische Ionen gingen bei Anwesenheit von elektrischen Feldern zurück. Es gibt dazu experimentelle Hinweise für eine Plasmarotation mit  $v \approx 10^7$  cm/s aus der Analyse der Mikrowellenspektren während der Injektion, entsprechend einem Potential  $\phi \approx 1$  kV.

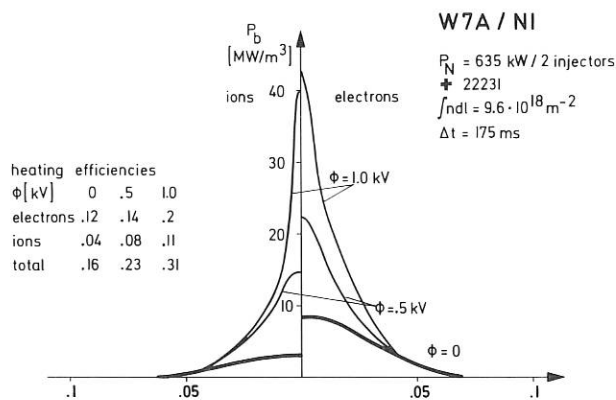


Abb. 12 Leistungsaufnahme der Elektronen und Ionen während NI. Einfluß eines radialen elektrischen Feldes auf die Leistungsaufnahme (berechnet).

Vorläufige Messungen der Dopplerverschiebung an Linien von Verunreinigungsatomen scheinen diese Beobachtung zu stützen. Eine stärkere Ankopplung der Ionen kann durch eine Reduktion der "slowing down" Zeit erreicht werden. Die beobachteten HF-Spektren mit Ionenzyklotronresonanzen könnten einen Hinweis auf einen anomalen Bremsvorgang geben. Auch die relativ flach verlaufenden Spektren der "slowing down" Teilchen mit dem Ladungsaustauschanalysator könnten Argumente für eine höhere Leistungsabgabe an die Ionen liefern.

### 1.2.3.1.3. Energieeinschluß während der Injektion

Die direkte experimentelle Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitung  $\chi_e$  vom Plasmastrom  $I$  läßt eine Verringerung der Elektronenwärmeverluste im stromlosen Fall erwarten. Bei den erreichten Plasmaparametern ist zu erwarten, daß der Ionenwärmeverlust neben dem Strahlungsverlust beherrschend wird.

Eine Gesamtenergiebilanz mit der pessimistischen Annahme, daß überhaupt keine Bahnverluste auftreten, ergibt selbst bei den hohen gemessenen Strahlungsverlusten Einschlußzeiten  $\tau_E = W/P_{ab}$  vergleichbar und besser als bei ohmscher Heizung (Abb. 13).

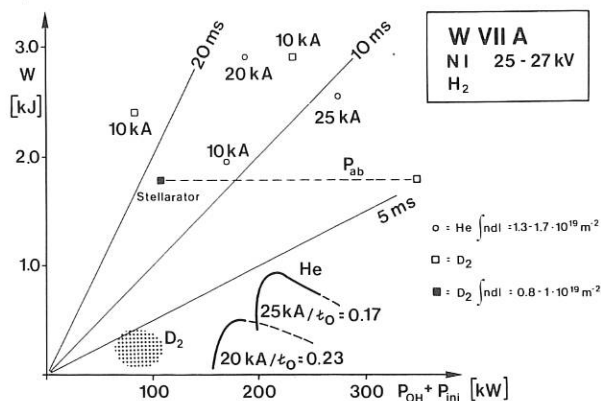


Abb. 13 Energieinhalt des Plasmas ohne (Kurven) und mit NI (Punkte) bei verschiedenem Plasmastrom, abhängig von der eingebrachten Leistung  $P_{OH} + P_{inj}$ ; mit den Geraden wird konstante Energieeinschlußzeit dargestellt.

Bemerkenswert erscheint das Ergebnis der Fluktuationmessungen. Übereinstimmend ergibt sich eine signifikante Abnahme der Fluktuationsamplituden im Niederfrequenzbereich  $< 500$  kHz für die Mikrowellenstreuung und die  $CO_2$ -Laserstreuung. Dabei liegt der Bereich von  $k_{\perp}$  für die Mikrowellenstreuung bei 10 bis 25  $cm^{-1}$ , während für die  $CO_2$ -Streuung  $k_{\perp} \approx 100$   $cm^{-1}$  beträgt. Im Vergleich zu den Verhältnissen bei ohmscher Heizung kann diese Abnahme der Fluktuationen in direktem Zusammenhang mit einer Verringerung der turbulenten Elektronenwärmeleitung im stromlosen Fall gesehen werden (Abb. 14).

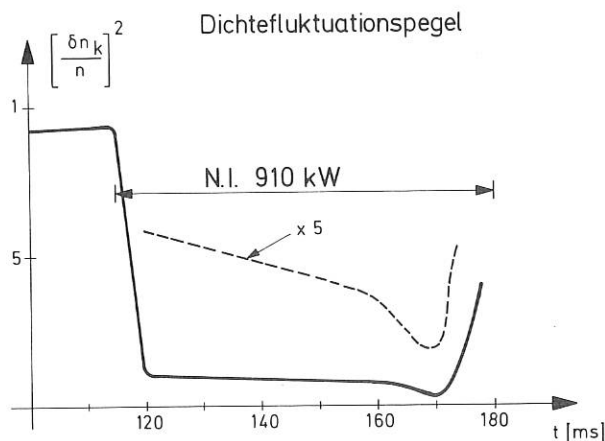


Abb. 14 Pegel der Dichtefluktuation, mit  $CO_2$ -Laser gemessen.

### 1.3. Diagnostik am W VII-A

#### 1.3.1. Ionentemperaturmessung

##### 1.3.1.1. Ladungsaustauschanalyse

Die Energieverteilung und deren zeitlicher Verlauf während einer Entladung wurde mit einem 10-Kanal-Teilchenenergie-Analysator (eine Entwicklung des Leningrader Ioffe-Institutes) gemessen. Die Ionentemperatur eines Deuteriumplasmas, welches mit zwei Leistungsinjektoren geheizt wird, erreicht maximal 700 eV. In Abb. 15 ist der zeitliche Verlauf der Ionentemperatur wiedergegeben bei einer Entladungsserie, welche in den reinen Stellaratorbetrieb übergeht. Zum Zeitpunkt  $t = 165$  ms, zu welchem der stromlose Betrieb erreicht ist, beträgt die Ionentemperatur 600 eV. Vor und während der Leistungsinjektion wurden Spektren gemessen, wie sie beispielhaft in Abb. 16 für  $t = 100$  ms und 160 ms wiedergegeben sind. Der während der Injektion gemessene hochenergetische Deuteriumfluß läßt sich erklären durch die unvollkommene Massentrennung des Analysators. Der ebenfalls gemessene Fluß von Wasserstoff-Neutralteilchen war in diesem hochenergetischen Bereich um einen Faktor 10 bis 100 größer. Das Wasserstoffspektrum zeigt bis zur Einschubenergie von 27 keV einen flachen Verlauf.

Bei der "aktiven" Flußmessung zeigt sich, daß ein nichtthermischer Anteil nur unterdrückt werden konnte, wenn der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Gyrationsebene der eingeschlossenen Teilchen absolut größer als  $3^\circ$  gewählt wurde.

Die Übereinstimmung der "passiv" und "aktiv" gemessenen Spektren bestätigt die Annahme, daß die "passive" Messung die zentrale Ionentemperatur liefert.

Die über einen Plasmaradius "passiv" gemessene Flußverteilung zeigt vor der Injektion bei kleinen Energien ( $< 1$  keV) ein Glockenprofil und bei großen Energien (z.B. 4 keV) ein Hohlprofil. Während der Injektion kehren sich die Profilformen genau um: Der Fluß bei kleinen Energien zeigt ein Hohlprofil, bei großen Energien ein Glockenprofil. Für eine Profilmessung der Temperatur sind die bisherigen Messungen nicht brauchbar.

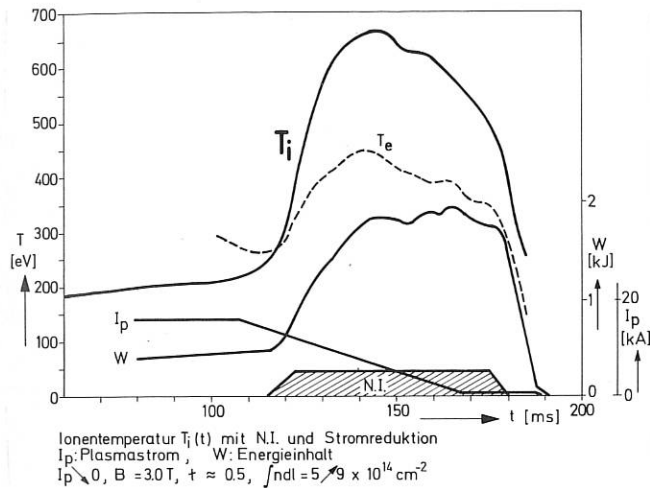


Abb. 15 Ionentemperatur  $T_i$  mit NI beim Übergang zum Stellaratorbetrieb. Weitere Plasma-parameter: Elektronentemperatur  $T_e$ , Plasmaplastrom  $I_p$ , Energieinhalt  $W$ ,  $B_0 = 3.0 T$ ,  $\tau \approx 0.5$

1.3.1.2. Doppler-Breiten-Messungen von Verunreinigungslinien

Das Auswerteverfahren wurde modifiziert, um auch Doppler-Verschiebungen zu ermitteln. Erste Testsergebnisse ergaben, daß bei Einsatz von NI eine Linienverschiebung zu beobachten ist, die vermutlich auf eine Rotation des Plasmasäule zurückzuführen ist.

Um Richtung und radiale Abhängigkeit dieser Rotation zu bestimmen, wird der Einbau eines schwenkbaren Spiegels in den Torus vorbereitet.

Außerdem ist geplant, die Diagnostik von einem Ein-Kanal-System auf ein Drei-Kanal-System umzubauen, um die Schußzahl pro Linie zu reduzieren.

1.3.1.3. Neutronen-Diagnostik<sup>1)</sup>

Die mit NI in einem Deuterium-Targetplasma erreichten Plasma-Parameter ( $T_{e0} = 700$  eV,  $n_{e0} = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) erlaubten erste Messungen der zentralen Ionentemperatur aus dem gemessenen Neutronenfluß. Die Apparatur besteht aus einem  $^3\text{He}$ -Zählrohr, das in einem Moderatorblock angebracht ist und einer Zähl-Elektronik. Gestreute Neutronen, die nicht direkt von der Quelle kommen, werden durch eine Abschirmung aus Paraffin und Cadmium eliminiert. Zur Bestimmung des vom Plasma emittierten Neutronen-Flusses muß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, dessen Raumwinkel, sowie der Abschirmfaktor des Torus-Spulen-systems bekannt sein. Dieser konnte für W VII bisher jedoch nur abgeschätzt werden. Zur Ermittlung der zentralen Ionen-Temperatur müssen dann noch Radialprofile der Ionendichte und -temperatur angenommen werden. Abb. 17 zeigt eine Auswertung des Zeitverlaufs der Ionentemperatur im Vergleich zu den zentralen Elektronen-Temperaturen, die durch Thomson-Streuung ermittelt werden. Dabei wurden in etwa gleiche Radialprofile der Dichten und Temperaturen für Elektronen und Ionen angenommen. Der um etwa 15% im Vergleich zur Elektronen-Temperatur und zu Werten aus der Ladungsaustausch-Analyse höher liegende Wert der Ionen-Temperatur ist durch die Unsicherheiten der einzelnen Faktoren, die die Absolut-Messung beeinflussen, begründet.

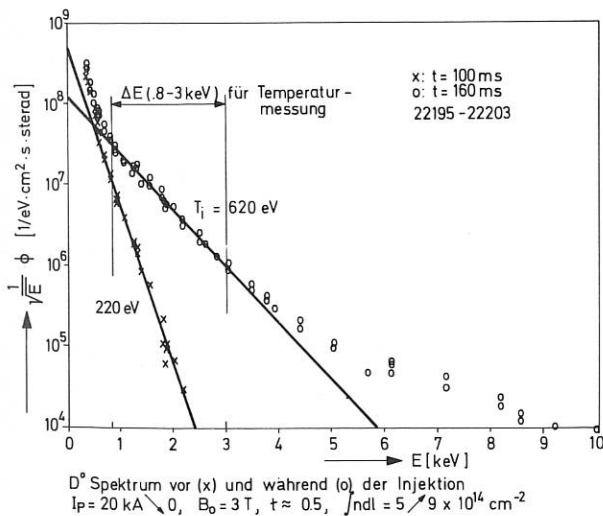


Abb. 16 Deuteriumspektrum vor (100 ms) und während (160 ms) der Injektion beim Übergang zum Stellaratorbetrieb

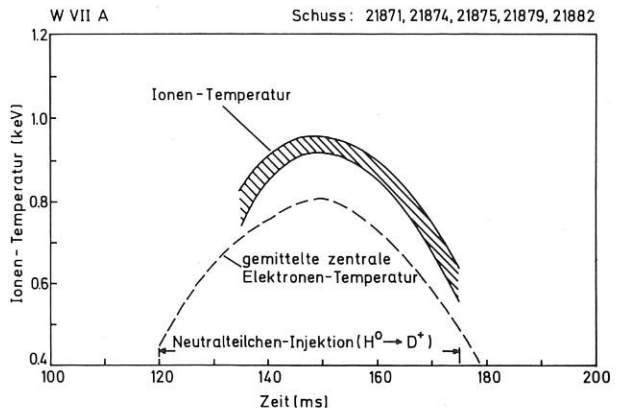


Abb. 17 Ionentemperatur aus Messung des Neutronenflusses eines  $\text{D}_2$ -Plasmas während NI

<sup>1)</sup> Diese Messungen wurden im wesentlichen von Dr. G. Assi mit einer vom ASDEX-Team zur Verfügung gestellten Apparatur durchgeführt.

## 1.3.2. Strahlungsverhalten

## 1.3.2.1. Radiale Energieverluste

Der radiale Energiefluß im W VII-A wird mit zwei Germanium-Widerstandsbolometern gemessen. Beide Bolometer sind mit Kollimatoren ausgerüstet, die eine Winkelauflösung in poloidaler Richtung, entsprechend 2,5 cm auf der Torusseule, zulassen. Einem Bolometer ist zusätzlich ein 0,2  $\mu\text{m}$  dickes Beryllium-Filter vorgesetzt, dessen Transmission für Photonenenergien von 280 eV bei 50% liegt und für Energien von 400 eV bei 75%. Somit kann während eines Schusses der gesamte radiale Energiefluß und der hochenergetische Anteil gemessen werden.

Mit der Annahme eines elliptischen Plasmaquerschnitts kann die lokale Energieemission berechnet werden. Speziell bei mit NI (Injektionsleistung bis zu 600 kW) geheizten Entladungen niedriger Elektronendichte ( $n_e \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) wurden Strahlungsleistungen aus dem Plasmazentrum bis  $2 \text{ W cm}^{-3}$  gemessen. Der hochenergetische Anteil der Strahlung für Photonenenergien  $h\nu \geq 250 \text{ eV}$ , entsprechend der Be-Filtercharakteristik, betrug maximal  $1 \text{ W cm}^{-3}$ .

Die durch Integration über die gesamte Plasmaoberfläche bestimmte totale abgestrahlte Leistung beträgt bei einer Neutralinjektionsleistung von 600 kW für Entladungen niedriger Dichte ( $n_e \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) maximal 150 kW und bei hoher Dichte ( $n_e \leq 15 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) maximal 280 kW.

## 1.3.2.2. Spektroskopische Untersuchungen im Wellenlängenbereich 2-120 nm und 200-700 nm

Durch die physikalischen Fragestellungen einerseits und die apparativen Gegebenheiten andererseits ergaben sich zwei Schwerpunkte für die Untersuchungen. Die Linienstrahlung der niederen Ionisationsstufen von He, O, C und Ne, die den Außenbereich des Plasmas ( $r = 5 - 14 \text{ cm}$ ) kennzeichnet, wurde raum- und zeitaufgelöst im Bereich 40 - 120 nm gemessen. Dazu konnte in ersten Versuchen ein Beobachtungssystem mit schnell rotierendem Spiegel erprobt werden. Es erlaubt für zwei Linien während einer Entladung Raum-Zeitprofile zu erstellen, mit einer Zeitauflösung bis herab zu 20 ms. Damit wurde die früher schon gemachte Beobachtung der Linienstrahlung der Stufen  $\text{O}^{2+}$  bis  $\text{O}^{5+}$  und der stete Anstieg von C- und Ne-Linien während der NI-Phase, besonders aber bei zusätzlicher Stromabsenkung, bestätigt.

Besondere Beachtung galt der Linienstrahlung von 16 - 100 nm, die photographisch mit einer Zeitauflösung von 30 - 50 ms registriert wurde. Im Falle der NI mit Stromabsenkung zeigt die für die Linien von O VIII, O VII, C VI und C V registrierte Schwärzung eine starke Zunahme, die nicht durch den Elektronendichteanstieg allein erklärbar ist. Die durch diese Linien bestimmte Strahlungsverlustleistung ist dominierend im o.g. Spektralbereich. Bei einigen Entladungsserien, vornehmlich aber bei rein ohmsch geheizten Plasmen, trat wiederum das schon früher beobachtete Quasikontinuum bei 6 - 8 nm auf, ohne daß eine eindeutige Zuordnung zu den in

Frage kommenden Fremdionen Fe, Ni, Cr oder Mo hätte getroffen werden können, da sich keinerlei Korrelation zum Auftreten ihrer Resonanzlinien herstellen ließ. Gasinjektionsexperimente mit Ne und Kr erlaubten, die Spektren dieser Elemente bei einer Elektronentemperatur bis 500 eV zu analysieren.

Arbeiten zur Fortentwicklung der diagnostischen Hilfsmittel dienen im wesentlichen der Erprobung und Verbesserung des Spiegelsystems für raumzeit-aufgelöste Messung und der Aufbereitung der Meßergebnisse mittels eines Kleinrechners.

## 1.3.3.1. Mikrowellenstreuung

Die Untersuchung von Mikrowellen-Streuspektren (Beschreibung der Streudiagnostik siehe Bericht 1979) wurde in der vergangenen Experimentierperiode fortgesetzt. Die Spektren und Amplituden der Streusignale hängen von mehreren Plasmaparametern wie Dichte, Leistung der NI, sowie Plasmaeinschluß ab.

In reinen OH-Entladungen wird ein breites Fluktuationsspektrum mit maximalen Amplituden um 0 Hz gemessen. Das Spektrum ist im allgemeinen unsymmetrisch. Bei kleiner Plasmadichte ist es in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen verschoben, symmetriert sich mit wachsender Dichte und erreicht bei hoher Dichte eine Unsymmetrie, die auf der Seite der diamagnetischen Drift der Elektronen liegt.

Mit Einsetzen der NI erfährt das Spektrum ebenfalls eine Versetzung in Richtung der diamagnetischen Drift der Elektronen, die viel rascher als der zeitliche Anstieg der Plasmaenergie erfolgt und die mit der Anzahl der betriebenen Injektoren wächst. Bei bis zu zwei Injektoren liegt das Fluktuationsspektrum noch innerhalb des zur Zeit zugänglichen Frequenzbereichs bis 1,8 MHz; bei drei bzw. vier Injektoren liegt der Hauptanteil der Streuspektren zum Teil jenseits des höchsten Frequenzkanals, so daß derzeit unter diesen Plasma-Bedingungen keine quantitative Aussage über die Breite des Fluktuationsspektrums möglich ist. Beim Einsetzen der Injektion wird zugleich und wieder innerhalb weniger Millisekunden eine Reduktion der Plasmafluktuationen gemessen, die mit der Anzahl der Injektoren zunimmt und die möglicherweise mit einer Verbesserung des Plasmaeinschlusses gekoppelt ist. Auf einen Einfluß dieser Fluktuationen auf den Einschluß deutet das bei gelegentlich auftretenden Einbrüchen der Plasmaenergie beobachtete starke Anwachsen der Fluktuationen hin, das mit einer Verschiebung des Frequenzspektrums zeitlich korreliert ist. In gleicher Weise kann auch der starke Abfall des normierten, integralen Fluktuationssignals  $(\bar{n}/n_0)^2$  mit der Plasmaenergie bei Entladungen mit NI und zum Zeitpunkt der jeweils erreichten maximalen Plasmaenergie interpretiert werden.

Durch Messungen konnte die Proportionalität der spektral integrierten Fluktuationsamplitude mit der Plasmadichte auch im zeitlichen Verlauf der Entladungen verifiziert werden. Die auf die Dichte bezogenen Fluktuationsamplituden sind maximal bei

reinen OH-Entladungen und sind umso geringer, je höher die Injektionsleistung ist.

1.3.3.2. Fluktuationmessungen mittels Streuung von CO<sub>2</sub>-Laser-Strahlung

In der Zeit von März bis August dieses Berichtsjahres konnten die ersten Ergebnisse von Streuung an Wellenlängen von 0,5 mm ausgewertet werden. Dies geschah an Fluktuationen innerhalb der Poloidalebene ohne Unterscheidung für radiale und poloidale Komponenten.

Zunächst handelte es sich um das Plasma mit rein ohmscher Leistungs-Zufuhr, sowohl von Entladungen in He als auch solchen in D<sub>2</sub>. Dabei zeigte sich eine enge Korrelation zwischen den anderweitig gemessenen - Einschlußzeiten und dem Niveau der Fluktuationen jener Wellenlängen: Mit einer Abnahme der Fluktuationen geht eine Zunahme des Einschlußverhaltens parallel. Zudem wurde in dem überstrichenen Parameterbereich eine Abhängigkeit von Dichte und Temperatur entsprechend der Driftparameter-Skalierung gefunden. Bei Annahme einer, über alle in Frage kommenden Wellenlängen konstanten Amplitude der Fluktuationen ergibt sich eine relative Dichtefluktuation von  $n/n_0$  etwa 3%, entsprechend einer absoluten Modulation von  $n$  etwa  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Anschließend wurde dann der Übergang von ohmscher Heizung zur reinen NI-Heizung untersucht (zwei oder drei H<sub>0</sub>-Strahlen, mit je 300 kVA, in D<sub>2</sub>-Plasma), ebenfalls an Fluktuationen von 0,5 mm. Das Frequenzspektrum wurde breiter; während sich bei OH der wesentliche Betrag innerhalb des Bandes 0 - 300 kHz befand, füllte er bei NI den Bereich 0 - 900 kHz aus. Die Folge einer eventuellen Frequenzverschiebung (Unsymmetrie gegenüber der Frequenz Null) ist bei der angewandten Homodyn-Technik nicht zu entscheiden. Auffallend war ferner, daß die frequenzintegrierte Fluktuation bei Einschalten der NI um fast eine Größenordnung zurückgeht gegenüber dem Wert bei OH, und zwar innerhalb 1 - 2 ms. Schließlich: Wenn bei gleichem Ausgangsplasma (was Dichte und Temperatur anbelangt) und gleicher Injektionsleistung der erzielte Plasmaenergieinhalt von Puls zu Puls schwankte, so zeigte sich das Fluktuationsniveau stets umgekehrt proportional zur erzielten Plasmaenergie.

1.3.4. Elektronenzyklotronstrahlung

1.3.4.1. Elektronentemperatur (T<sub>e</sub>)-Messungen

Wie im Vorjahr wurde die Elektronenzyklotronemission (ECE) mit zwei Meßsystemen aufgenommen: 1. Michelson-Spektrometer zur Messung des radialen T<sub>e</sub>-Profils, 2. Fabry-Perot-Bandpaßfilter zur Messung des zeitlichen T<sub>e</sub>-Verlaufs in einem bestimmten radialen Bereich. Der Detektor im zweiten System ist ein Germaniumbolometer, dessen Zeitauflösung 2 msec beträgt. Die Abb. 18 und 19 zeigen gemessene T<sub>e</sub>-Zeitverläufe. Es ist geplant, das Bolometer im neuen Jahr durch einen InSb-Detektor mit einer Zeitauflösung von ca. 3 µsec zu ersetzen. Mit diesem können dann z.B. auch T<sub>e</sub>-Änderungen bei Sägezahninstabilitäten gemessen

werden.

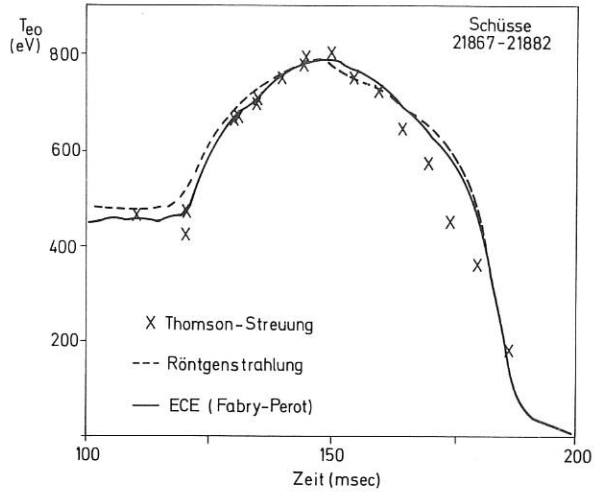


Abb. 18 T<sub>e</sub>-Zeitverlauf auf der Torusachse (über mehrere Schüsse gemittelt) bei NI im Vergleich mit den aus Thomson-Streuung und Röntgenemission ermittelten Kurven. Die ECE-Kurve ist in einem Punkt angepaßt.

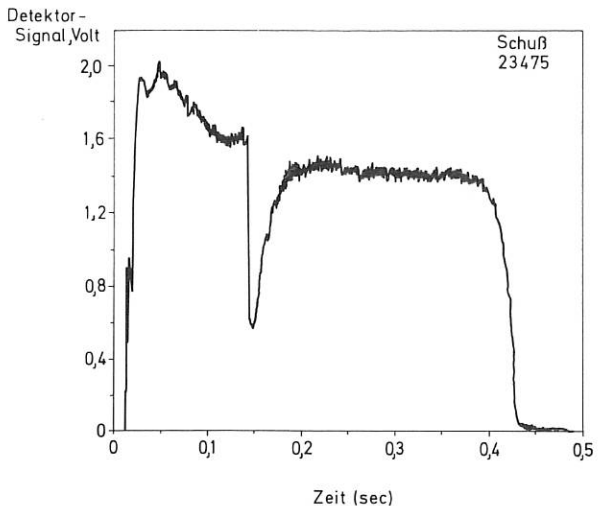


Abb. 19 T<sub>e</sub>-Zeitverlauf auf der Torusachse bei Pelletinjektion (genähert, da die Zeitauflösung des Detektors nicht ausreicht).

1.3.4.2. Josephson-Superhetempfänger

Die Entwicklung eines schnell durchstimmbaren Empfängers, der mit dem Josephson-Effekt arbeitet, wurde fortgesetzt. Das Josephson-Element schwingt beim Anlegen einer Spannung U mit der Frequenz  $f = 2eU/h = 0.484 U_{\mu V} \text{ (GHz)}$ . Dieses Element wird als spannungsabstimmbarer Lokaloszillator und Mischer im Heterodynempfänger verwendet. Der Hauptvorteil dieses zur Messung der 2. Harmonischen der Elektronenzyklotronemission (ECE) verwendeten Empfängers liegt in seiner schnellen Durchstimmbarkeit, die nicht durch die mechanische Trägheit der üblichen Interferometer begrenzt ist. Mehrere ECE-Spektren können bei Betrieb des Josephson-Elements mit einstellbaren Punktkontakten bei der Temperatur von 4.2 K aufgenommen werden. Die



Zwischenfrequenz (ZF) wird über eine Bandbreite von 10 bis 500 MHz verstärkt, und der wesentliche Teil des Spektrums wird in 6 ms durch die angelegte Sägezahn-Spannung überstrichen. Abb. 20 zeigt sieben zeitlich aufeinanderfolgende ECE-Spektren eines Plasmaschusses (22647) mit Stromabsenkung. Das Maximum der Charakteristik der überdimensionierten Empfangsantenne schien unterhalb des Zentrums der Plasmasäule zu liegen, was zu einer Zuspitzung der Profile führte. Das Signal-Rauschverhältnis war nicht groß genug, um ein exaktes Temperaturprofil der Elektronen zu messen; allerdings erlauben die Meßwerte die Angabe der Breite des ECE-Spektrums und damit des effektiven Plasmaradius. Die spektrale Halbwertsbreite nahm signifikant zu während der stromfreien Phase. Die Ergebnisse sind in Abb. 20 im oberen Teil bezogen auf die Standardabweichung  $\sigma_r$  dargestellt. Die Zunahme des Plasmaradius mit der Zeit wurde auch mit dem Michelson-Interferometer beobachtet, das aber nur ein Spektrum pro Schuß aufnehmen kann.

Um den Josephson-Empfänger als Standarddiagnostik einzusetzen, müssen mehrere Verbesserungen vorgenommen werden: Unterdrückung der Störungen auf der Vorspannung, Verwendung von Elementen mit herabgesetztem elektrischen Widerstand zur Verbesserung der Frequenzauflösung von 9 GHz auf 2 GHz, Erhöhung des Signal-Rauschverhältnisses durch Verminderung der Rauschtemperatur des ZF-Verstärkers und verbesserte Einkopplung des ECE-Signals in den Josephson-Übergang, sowie des ZF-Signals in den ZF-Verstärker.

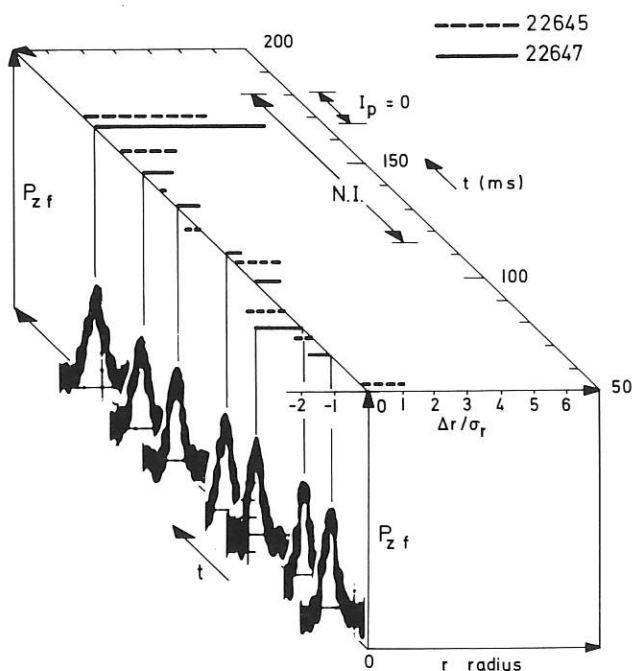


Abb. 20 ECE-Spektren, gemessen mit einem durchstimmbaren Empfänger mit Josephson-Element, während zweier äquivalenter Plasmaentladungen (3 Injektoren, Stromabsenkung von 17 kA auf 0). Der effektive Plasmaradius nimmt signifikant während der stromfreien Phase der Schüsse zu.

### 1.3.5. Sondenmessungen

Die HF-Messungen bei der Ionenzyklotron-Frequenz und ihren Harmonischen  $n\omega_{ci}$  mit  $n = 1, 2, \dots$  (siehe Jahresbericht 1979) wurden fortgesetzt.

In OH-Entladungen werden  $n\omega_{ci}$ -Signale mit Sonden im Limiterschatten nur bei großen Plasmaströmen, geringen Dichten und bei Driftparametern  $v_D/v_e \geq 0,05$  beobachtet.

Die Hochdichte-Targetplasmen für NI zeigen wegen des geringen Driftparameters keine  $n\omega_{ci}$ -Strahlung, jedoch wird während der NI ein intensives  $n\omega_{ci}$ -Spektrum der eingeschlossenen Teilchen angeregt. Die Fundamentale zeigt eine Feinstruktur, die für verschiedene Injektoren unterschiedlich ist und sich während der Injektion typisch ändert. Die Schwerpunktfrequenz ist gegenüber der errechneten Zyklotronfrequenz im Plasmazentrum um bis zu 7% erniedrigt. Die HF-Intensität bei  $\omega_{ci}$  ist bei Schüssen mit gutem Plasmaeinschluß stark reduziert und ist groß bei schlechtem Einschluß. Auch der zeitliche Verlauf der HF-Intensität zeigt während der NI Schwankungen und ist in dieser Weise mit dem Energieeinschluß korreliert. Pelletinjektion während der NI verursacht eine Intensitätssteigerung bis zu 30 dB. Beim Übergang in den stromlosen Betrieb wird keine typische Änderung des Verhaltens der Ausstrahlung bei  $n\omega_{ci}$  beobachtet.

### 1.3.6. Lithiumstrahl-Diagnostik

Die Entwicklung der Lithium-Quelle zur Bestimmung des Poloidal magnetfeldes am W VII-A konnte 1980 erfolgreich abgeschlossen, und die Quelle am Experiment montiert werden. Der Aufbau der Quelle und die Strahleigenschaften sind im Jahresbericht 1979 ausführlich dargestellt. Die dazugehörige Hochspannungsanlage wurde aufgestellt und getrennt von der Li-Quelle bis 140 kV getestet (Betriebsspannung 100 kV).

Da 1981 der Schwerpunkt des W VII-Programms auf der Erzeugung von stromlosen Plasmen liegt, wurde das vorgesehene Polarimeter zur Bestimmung der Poloidalfeldrichtung nicht montiert. Statt dessen wurde ein optisches System vorbereitet, mit dem die Intensität des vom Strahl emittierten Lichtes als Funktion des Plasmaradius und der Plasmadichte erfaßt werden soll. Diese Messungen haben zwei Ziele: Zum einen um festzustellen, ob die Intensität für eine genügend genaue Poloidalfeldbestimmung in einem stromlosen Plasma ausreicht und zum anderen, um die Eindringtiefe des 100 keV Strahls ins Plasma zu ermitteln und für ausgedehnte Plasmen (z.B. an ASDEX) zu extrapolieren.

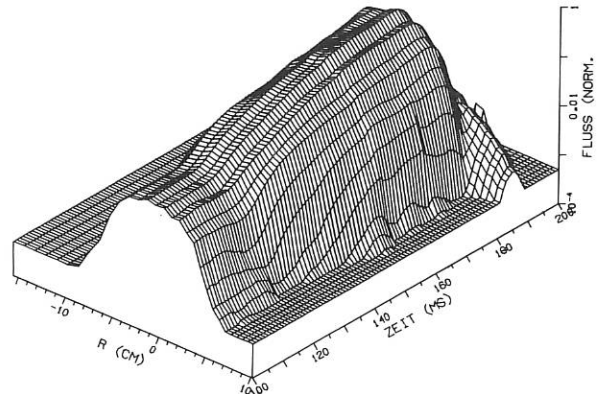
### 1.3.7. Untersuchungen der Röntgen-Emission

Das Verhalten von Instabilitäten während NI im W VII-A läßt sich in folgenden Punkten zusammenfassen<sup>1)</sup>:

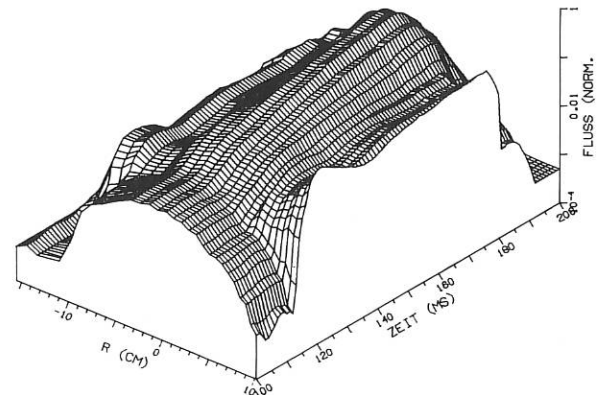
<sup>1)</sup> W VII-A Team: "Stabilization of the (2,1)-Tearing Mode and of the Current Disruption in the W VII-A Stellarator" Nucl. Fus., Vol. 20, No 9

- Sägezahn-Oszillationen werden durch Erhöhung der Injektionsleistung und Wahl des Arbeitsgases (He oder  $D_2$ ) beeinflusst (Die  $q = 1$ -Fläche verschiebt sich nach innen, Sägezähne verschwinden).
- $m = 2$ -Moden können bei einem festen  $t_0$ , das im Falle von OH-Plasmen die  $m = 2$ -Mode vollständig stabilisierte ( $t_0 \geq 0,17$ ), (siehe auch IPP Report 2/250), nun mit großer Amplitude auftreten und Energie-Einbrüche bzw. Stromabbrüche verursachen.
- Dies ist durch die Verschiebung der  $q = 2$ -Fläche infolge der stärkeren Randheizung in Richtung Plasma-Zentrum zu erklären. Dabei wirken sich eine Reduktion des OH-Stromes oder vorhergehende interne Abbrüche bei  $q = 1.5$  (durch  $(m,n) = (3,2)$ -Moden verursacht) aus dem gleichen Grund nachteilig auf die Stabilität bezüglich der  $m = 2$ -Mode aus.
- Durch Erhöhung von  $t_0$  während der Absenkung des OH-Stromes (bis auf 0 kA) wurden sehr stabile Entladungsbedingungen erreicht.
- In diesen Fällen werden höchstens kurzzeitig auftretende  $(m,n) = (3,2)$ - und  $(4,3)$ -Moden geringer Amplitude während der Stromreduktion beobachtet.

Die Messungen der in verschiedenen Energie-Fenstern emittierten Röntgen-Strahlungsleistung zeigen einen kontinuierlichen Anstieg der Zentralstrahlung ( $E \geq 500$  eV) während der NI. Dieser Effekt kann durch zusätzliche Gaszufuhr reduziert werden, wobei die Liniendichte von  $1 \cdot 10^{15}$  auf  $1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  angehoben wird. Außerhalb des zentralen Plasmabereichs tritt beim Einsatz der NI ein starker Anstieg der niederenergetischen Strahlung auf ( $E \leq 400$  eV), die je nach Gaszufuhr-Programm sehr stark asymmetrisch an der Torus-Außenseite lokalisiert sein kann. Die Frage der Quellen der Verunreinigungsstrahlung läßt sich noch nicht klar beantworten. Ein Beispiel für Röntgenfluß-Messungen während einer Serie mit NI mit zwei verschiedenen dicken Filtern zeigt Abb. 21.



SCHUSS 22297 T = 100.00- 200.00MS 2 MICRON BE



SCHUSS 22285 T = 100.00- 200.00MS 0 MICRON BE

Abb. 21 Zeitliche Entwicklung von radialen Röntgenstrahlungsfluß-Profilen während NI (Signale vor Abel-Inversion), mit zwei verschiedenen dicken Be-Filtern aufgenommen.

### 1.3.8. Verunreinigungsfluß im Randbereich

In Zusammenarbeit mit Dr. Schou des Projekts PWW wurden Untersuchungen zum Verunreinigungsfluß begonnen. Kohlenstoffproben, welche zeitaufgelöst mit einer Drehsonde an der Randschicht von W VII-A exponiert waren, wurden am 2,5 MeV Beschleuniger analysiert. Die Belegungen von Randschichtverunreinigungen wurden mit Rutherford-Rückstreuung von 1 MeV He und 1.5 MeV N untersucht. Damit geben Energie und Intensität der rückgestreuten Ionen Aufschluß über die Art und Oberflächendichte der Verunreinigungen. Die Belegung mit ca. 200 Schüssen, verteilt über eine Länge von 20 mm auf den Proben, war nicht nachweisbar. Oberflächendichten aus der Deposition von 200 Schüssen liegen für Fe, Cr, Ni weit unter  $2 \cdot 10^{14}$  Atomen/cm<sup>2</sup>, für Mo unter  $4 \cdot 10^{13}$  Atomen/cm<sup>2</sup> und für Ta, Au unter  $7 \cdot 10^{12}$  Atomen/cm<sup>2</sup>.

Durch die Verlängerung der Exposition unter der Verwendung von reinem Trägermaterial besteht Hoffnung, die Verunreinigungsflüsse im Randbereich quantitativ zu beschreiben.

### 1.4. Datenerfassung

Im Berichtsjahr konnten die noch verbleibenden Diagnostiken an das Datenerfassungssystem angeschlossen werden. Damit wurden alle bestehenden Anforderungen hinsichtlich der anfallenden Experimentdaten erfüllt und der Ausbau des Datenerfassungssystems abgeschlossen.

Der Abschluß dieses Ausbaus erlaubte eine intensivere Untersuchung der Datenverarbeitung. Es stellte sich heraus, daß viele Programme einen

nahezu identischen logischen Ablauf haben und daß die meisten Benutzer-Probleme beim Einlesen der gespeicherten Daten und der Erzeugung von Programm-Overlays lagen. Daraufhin wurde das "data-Display-System" (DDS) konzipiert. Mit diesem System können Benutzer Hauptprogramme in einer strukturierten, PASCAL-ähnlichen Sprache schreiben und ausführen. Eine Reihe von Funktionen, z.B. das Einlesen von Experimentdaten, Terminal-Ein-Ausgabe, Plots, usw., werden von DDS unterstützt. Außerdem ist es möglich, Verarbeitungsprogramme, die in FORTRAN oder PASCAL geschrieben sind, in einfacher Weise anzuschließen.

## 1.5. Theorie

### 1.5.1. Zusammenhang zwischen Driftoptimierung und Ausgleichsoptimierung

In einem Standardstellarator vom Typ  $l = 2$  oder  $l = 3$  ist das Verhältnis der Ausgleichsströme  $J_{\parallel}$  zu den diamagnetischen Strömen von der Ordnung  $2/\epsilon$ . Eine Reduktion der Ausgleichsströme, die bei endlichem  $\beta$  eine radiale Verschiebung des Plasmas verursachen, kann durch geeignete Deformation des Vakuumfeldes erreicht werden. Besonders wirksam sind M + S-Verformung, Überlagerung eines Spiegelfeldes und helikale Deformation. Die Berechnung der Driftflächen umlaufender Teilchen zeigt, daß die Abweichung der Driftfläche von der magnetischen Fläche, die im  $l = 2$ -Stellarator von der Ordnung  $1/\epsilon$  ist, bei Reduktion von  $J_{\parallel}$  ebenfalls reduziert wird. Eine wesentliche Abweichung von der Parallelität zwischen Ausgleichsoptimierung und Driftoptimierung tritt erst auf, wenn die Feldstärke B längs der Feldlinie starke Schwankungen zeigt.

Wie die kinetische Theorie zeigt, führt die Driftoptimierung der umlaufenden Teilchen sowohl im Pfirsch-Schlüt  $r$ -Bereich als auch im Plateau-Bereich zu einer Reduktion des Diffusionsflusses.

### 1.5.2. Ausgleichsoptimierung und Plasmagleichgewicht

Rechnungen mit dem Chodura-Schlüter-Code zeigen eine Reduktion der Shafranovverschiebung bei endlichem  $\beta$ , wenn als Ausgangsfeld eine  $J_{\parallel}$ -optimierte Konfiguration gewählt wird. In einer Konfiguration vom M + S-Typ reduziert sich die Shafranovverschiebung ungefähr proportional zum Dipolanteil in den Ausgleichsströmen.

Durch geeignete Deformation des Vakuumfeldes konnte der Dipolanteil in  $J_{\parallel}$  ganz eliminiert werden. Nach dem Ergebnis des Chodura-Schlüter-Codes zeigt diese Konfiguration bis zu  $\beta = 0.1$  keine Verschiebung des Gleichgewichts /Madison: Wobig/.

### 1.5.3. Gleichgewichtsoptimierung und Stabilität

Zur Stabilisierung der MHD-Moden wird eine magnetische Mulde und Verschönerung angestrebt. Es zeigt sich in den bisherigen Rechnungen, daß  $J_{\parallel}$ -Optimierung mit Hilfe der M+S-Deformation oder eines Spiegelfeldes immer zum Verlust der magnetischen Mulde führt. Es ist aber möglich, gleichgewichtsoptimierte Konfigurationen mit erheblicher Verschönerung zu konstruieren.

### 1.5.4. Modulare Spulensysteme

Stellaratorfelder können prinzipiell durch poloidal geschlossene Spulen erzeugt werden. Dabei ist es vorteilhaft, die Form des Spulensystems an die Form der magnetischen Flächen anzupassen. Dies vermindert die toroidale Auslenkung der Spulen und die azimuthalen und poloidalen Kräfte auf die Spulen. Die meisten Studien wurden für  $l = 2$  und  $l = 3$ -Stellaratoren durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die toroidalen Kräfte unter Umständen die radialen Kräfte übersteigen können. Diese azimuthalen Kräfte kompensieren sich über eine Feldperiode, was für den modularen Aufbau des Spulensystems von Bedeutung ist /APS San Diego: Wobig/.

### 1.5.5. Vorgegebene felderzeugende Ströme

Ausgehend von vorgegebenen felderzeugenden Strömen findet man driftoptimierte Torsatronen (Reduziert-Q-Konfiguration<sup>+</sup>) mit  $V'' > 0$  und vergleichsweise geringem Aspektverhältnis  $R/a = 15-10$ . Einige dieser Konfigurationen besitzen weiterhin Verschönerung: die Rotationstransformation wächst von etwa 0.5 auf der Achse bis nahe an 1 auf der Separatrix.

Zugehörige zentrierte Konfigurationen haben deutlich größere Apertur und höhere Verschönerung aufgrund einer niedrigeren Rotationstransformation auf der Achse; andere Datensätze sind gekennzeichnet durch eine weiter außen liegende Konfiguration mit einer zumindest marginalen magnetischen Mulde. Der Übergang zwischen diesen Konfigurationen wird durch Änderung des Vertikalfeldes um jeweils 1.5 - 2 kG erreicht.

Die Driftflächen umlaufender Teilchen (stoßfrei gerechnete Guiding-Center-Bahnen von  $H^+$  bzw.  $D^+$  mit einer Energie von typisch 40 keV) weichen bei "Reduziert-Q"-Konfigurationen um Faktoren 2-5 weniger von den magnetischen Flächen ab, als bei den zugehörigen zentrierten Konfigurationen, bezogen auf gleiche Rotationstransformation. Diese Verbesserungsfaktoren entsprechen jenen der Ausgleichsströme (vgl. Jahresbericht 1979, Abb. 24). Bahnen gefangener Teilchen wurden fast ausschließlich in "Reduziert-Q"-Konfigurationen studiert. In Abhängigkeit von Energie, Startpunkt und Startwinkel werden unterschiedliche Bahntypen beobachtet. In einigen der driftoptimierten Torsatronkonfigurationen wird ein merklicher Anteil der gefangenen Teilchen vergleichsweise gut einge-

<sup>+</sup>) Proc. 9th Eur. Conf., Oxford (1979), BP 22, sowie [DPG]

geschlossen /Ringberg:Rau/. Der quantitative Vergleich unterschiedlicher Konfigurationen hinsichtlich ihres Einschlußverhaltens für gefangene Teilchen verlangt noch weitere Untersuchungen.

Bei Stellaratoren mit konventioneller Helix haben sich "Reduziert-Q"-Konfigurationen erst bei starker toroidaler Modulation des Toroidalfeldes ("M+S"-Feld) finden lassen. Die bisher erreichten Aperturen übersteigen nicht den doppelten Wert von W VII-A.

Bei Torsatrons erzeugt die Helix bereits einen beträchtlichen Teil eines inhomogenen Toroidalfeldes. Zusätzlich überlagerte M+S-artige Toroidalfeldkomponenten erlauben schon bei geringen Beträgen (typisch  $5 \pm 2$  kG "M+S" bei einem Gesamtfeld um 25 kG) einen etwas größeren Abstand der Achse der "Reduziert-Q"-Konfiguration von der Helix radial innen. Die gefangenen Teilchen scheinen jedoch durch die M+S-Feldmodulation ungünstig zu sein.

Für eine "Reduziert-Q"-Konfiguration mit Verscherung und etwa 10% M+S-Modulation des gesamten Toroidalfeldes wurde der Einfluß eines unterschiedlichen Plasmadruckes und damit von beta untersucht<sup>+)</sup> . Das Vakuumfeld besitzt  $V'' > 0$ . Nahezu instantan bildet sich nach "Einschalten" der Druckverteilung von der Achse bis etwa zum Bereich der niedrigen Randdichte  $V'' < 0$  aus. Zwar sind die Flußflächen mit steigenden Werten von  $\beta$  zunehmend gestört, die radial nach außen verschobenen Werte der Achse stimmen jedoch mit den Maxima der Dichteverteilung zufriedenstellen überein. Bei  $\beta \leq \beta_c = (2t^2 / R/a)$  ( $a$  = halbe Breite des festgehaltenen quadratischen Randes) ist die Verschiebung der Konfiguration gegenüber dem von Shafranov angegebenen Wert um etwa den gleichen Faktor verbessert wie die Ausgleichsströme oder die Versetzung der Driftflächen umlaufender Teilchen /Madison: Rau/.

Seit einiger Zeit werden modulare Spulenanordnungen betrachtet. Diese Konfigurationen besitzen derzeit meist nur mäßige bis geringe Verscherung; sie erfordern nicht zu hohe Vertikalfelder. Nahe bei  $B_z = 0$  ergeben sich wiederum zentrierte Konfigurationen mit höherer Verscherung und größerer Apertur; negative Vertikalfelder bewirken eine zumindest marginale Mulde. Vergleichsweise einfache Module lassen sich von "gekreuzten" Helices ableiten, Abb. 22. Als Beispiel zeigt Abb. 23 Flußflächen eines mit Modulen erzeugten Vakuumfeldes. Die Module sind hierbei auf einem Kreistorus mit Aspektverhältnis 5 angeordnet.

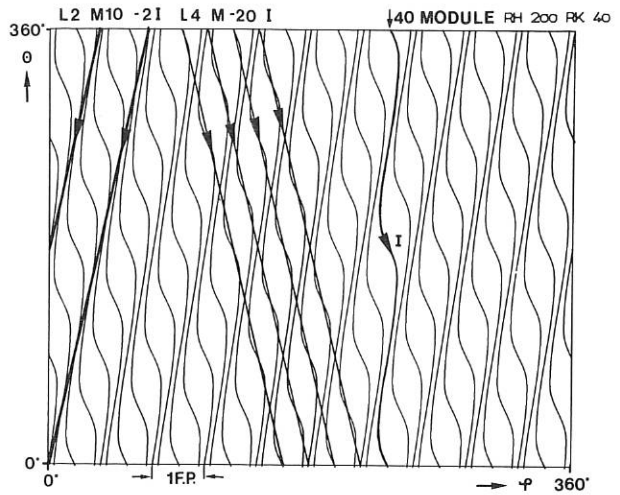


Abb. 22 Äquivalentes System von 40 Modulen M und gekreuzten Helices L2M10 und L4M-20

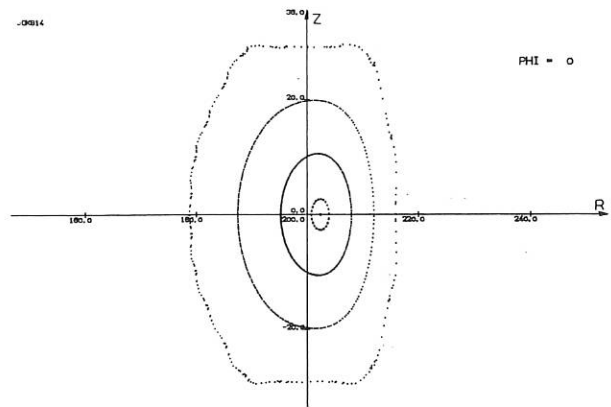


Abb. 23 Flußflächen, erzeugt mit 40 Modulen gemäß Abb. 22

<sup>+)</sup> Wir danken Herrn Chodura für die Durchführung der Rechnungen und für Diskussionen der Ergebnisse.

## 2. WEGA

(J.-G. Wegrowe, G. Pacher, H. Pacher, F. Söldner, IPP).  
(G.F. Tonon, G.L. Berger By, P. Blanc, M. Borrel, J.J. Capitain, F. Coulon, M. El Shaer, C. Gormezano, W. Hess, G. Ichtchenko, M. Lipa, R. Magne, G. Melin, D. Moulin, T.K. Nguyen, L. Pin, M. Provost, M. Raffin, G. Schenk, G. Sentis, F. Ternay (CEA) ).

### 2.1. Das Experiment WEGA: Zielsetzung

Um Reaktorplasmen auf Zündtemperatur in toroidaler Anordnung aufzuheizen sind - zusätzlich zur Stromheizung - andere Mittel erforderlich. Zwei Verfahren könnten - mit oder ohne anschließende Verwendung einer Kompression der Plasmasäule - diesen Zweck erfüllen. Es sind einerseits die Injektion energiereicher Neutralteilchen und andererseits die Wellenheizung.

Mit der Absicht, ein toroidales Experiment ganz den Untersuchungen der Plasmaheizung durch Wellen zu widmen, beschlossen 1972 das IPP und das französische Commissariat à l'Energie Atomique das Projekt WEGA gemeinschaftlich durchzuführen. Diese Maschine mittlerer Größe (großer Radius 72 cm, Plasmaradius 16 - 18 cm, Magnetfeld 2.5 Tesla) funktioniert seit 1975 in Grenoble; bei ihr wird das im Hinblick auf Reaktorheizung vielversprechende Verfahren der Heizung bei der unteren Hybridfre-

quenz (Lower-Hybrid Frequency in Englisch, LHF abgekürzt) studiert.

In einer ersten Phase 1975 - 1977 wurde die Apparatur als Tokamak betrieben, in dem HF Leistungen vergleichbar mit der Ohmschen Heizung (OH) ins Plasma eingekoppelt worden sind (WEGA I). Die in dieser Periode an WEGA erzielten Heizergebnisse, und insbesondere die zum ersten Male an diesem Experiment aufgestellte Leistungsbilanz (seitdem auch, 1980, an der japanischen Apparatur JFT2 bestätigt) zeigten einen sehr guten Wirkungsgrad der LH-Heizung.

1978 - 1979 wurden ähnliche Experimente, nunmehr in Stellaratorgeometrie durchgeführt (WEGA II), wobei gezeigt werden konnte, daß diese Heizmethode auch im Stellaratorbetrieb ähnlich zu funktionieren scheint.

Die ersten positiven Ergebnisse der LH-Heizung haben zur Planung einer Hochleistungsphase der Experimente an WEGA geführt. Bei dieser dritten Phase (WEGA III), die 1980 begonnen hat, wird u.a. ein optimierter Hohlleiterstrahler, der sogenannte Grill, verwendet.

Die Verwendung einer solchen Grill-Antenne, bestehend aus mehreren Hohlleitern soll es ermöglichen, durch Einprägung eines günstigen Wellenspektrums am Plasmarand den Wirkungsgrad der Heizmethode zu erhöhen. Im Hinblick auf Reaktor-

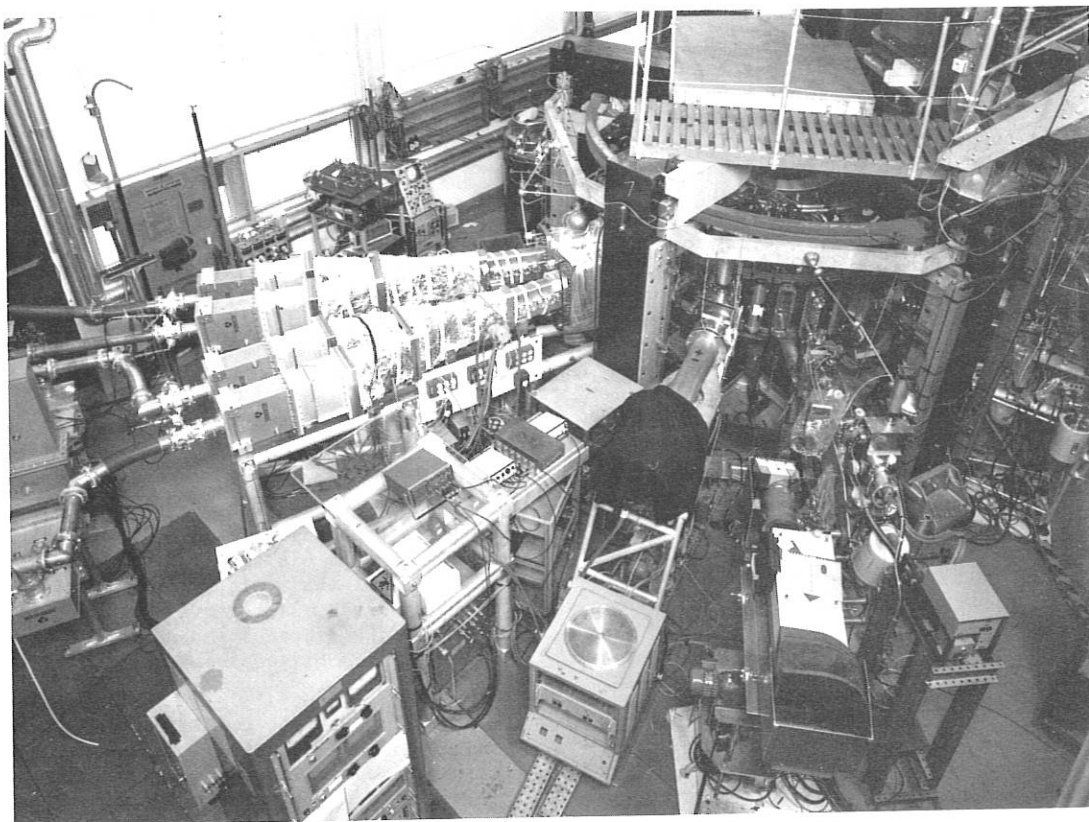


Abb. 1 WEGA III: Die Apparatur mit dem 4-Hohlleiter Grill (oben links) und einige Diagnostikeinrichtungen (links vom Grill: Randinterferometer, rechts vom Grill: 7-Kanalmikrowelleninterferometer, Röntgenstrahlungsmessung, Spektroskopie im sichtbaren Bereich)

heizung ist die Benützung einer Hohlleiter-Antenne besonders vorteilhaft, da keine Strukturen zur Ankopplung im Raum zwischen Wand und Plasma benötigt werden.

Der Zweck der Untersuchungen an WEGA ist es, die Anwendbarkeit der LH-Heizung bei hoher Leistung unter Beweis zu stellen und somit die Extrapolierbarkeit zu größeren Experimenten zu sichern.

Dazu ist sowohl die Beherrschung der Antennentechnologie (eine Aufgabe die im Berichtsjahr einen grossen Teil der Arbeit unserer Mannschaft in Anspruch nahm) als auch das Verständnis der physikalischen Prozesse nötig. Eine theoretische Beschreibung dieser Prozesse wurde kürzlich erarbeitet und deren Übereinstimmung mit unseren früheren Ergebnissen getestet. Ihre Gültigkeit ist jetzt in einem erweiterten Parameterbereich zu prüfen. In künftigen Experimenten soll die HF-Leistung die Stromheizleistung weit übertreffen. Mit dem neuen HF-Leistungssender von WEGA III wird das Verhalten eines Tokamaks unter diesen Bedingungen studiert.

2.2. Ablauf des Programms und WEGA III-Ergebnisse

Die Inbetriebnahme der meisten der zur Durchführung des Programms benötigten neuen Komponenten der Apparatur, des HF-Systems und der Diagnostiksysteme<sup>1)</sup> wurde im Laufe des Berichtsjahres abgeschlossen. Die Maschine wurde im geplanten Parameterbereich betrieben.

Bei den ersten Versuchen zur Einkopplung der HF-Energie ins Plasma mittels des 4-Hohlleiter-Grills traten jedoch innerhalb des Grillsystems während der Impulse HF-Durchschläge auf, die die Funktionsfähigkeit der Antenne beeinträchtigten. Dieses Phänomen, das schon bei verhältnismäßig niedrigem Leistungspegel in Erscheinung tritt, erforderte detaillierte Untersuchungen. Es wurden im Laufe des Jahres Meßmethoden entwickelt, Prozeduren ausgearbeitet und Komponenten gebaut und getestet, die es erlauben, Einsicht in die verantwortlichen Prozesse zu gewinnen und dadurch Mittel zu deren Beherrschung zu erarbeiten.

2.2.1. Technische Komponenten

Diese wurden ausführlich im letzten Jahresbericht beschrieben<sup>1)2)</sup>. Hier sollen lediglich zum Stand der verschiedenen Komponenten zusätzliche Informationen gegeben werden.

2.2.1.1. Apparatur

Der Tokamak wird routinemäßig bei einem Magnetfeld von 2,2 bis 2,5 T betrieben, mit Deuterium bei Plasmaelektronendichten von  $5 \div 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  entsprechend LH-Heizungsbedingungen bei der neuen Arbeitsfrequenz von 800 MHz. Der schnelle MVA-Verstärker zur Plasmastabilisierung während der Heizung wurde angeschlossen und getestet. Der Plasmastrom (75 kA) soll, dank Einsatz dieses Verstärkers zum besseren Einschluß der von der HF produzierten hoch-energetischen Ionen, auf 100 kA erhöht werden.

2.2.1.2. Diagnostische Einrichtungen

Mit einer Ausnahme (CO<sub>2</sub>-Interferometer) wurde das vorgesehene Diagnostiksystem eingesetzt. Dieses System wurde, im Vergleich zu WEGA II, verbessert und ergänzt mit dem Ziel einerseits Meßdaten in kürzeren Zeitspannen zu gewinnen ("1-Schuß-Messung") um die in WEGA III erlaubten Parametervariationen diagnostizieren zu können und andererseits spezifische Messungen der Wellenankopplung, -fortpflanzung und -absorption oder der Energiebilanz zu ermöglichen. Tabelle 1 führt die verwendeten Diagnostikeinrichtungen auf.

In Betrieb	In Betrieb, neu in WEGA III	Kurz vor Inbetriebnahme
* $I_p, v_p$ : Plasmalage		
* $n_{e, \text{rad}}$ : Mikrowellen Interferometer	$n_e(r)$ : 7 Kanal Mikrowellen Interferometer	
* $T_e$ : Thomsonstreuung (Mehrkanal in Wellenlängenbereich)	$T_e(r)$ : Thomsonstreuung (Mehrkanal über Plasmaradius)	
* $T_{e\alpha}$ : Weiche Röntgenstrahlung Spektrometer (Spektrum und Verunreinigungslinien)		
* $n_{e\alpha}, T_{e\alpha}$ : Weiche Röntgenstrahlung (Foliensystem)		
		* n-T; diamagnetische Spule
$n_{iL}$ und HF produzierte schnelle Ionen: Monokanal Neutralteilchen Analysator		
$T_{i  }$ : 5 Kanal Neutralteilchen Analysator	Tangential	} $T_{i(r)}, n_{i\alpha}$ : Neutralstrahl-diagnostik ( $L_\alpha$ )
* $T_i$ : Doppler Verbreiterung von Verunreinigungslinien		
$\alpha$ Bolometer		
$D_i(r, z, t)$ : Multiplexer		
	$\alpha$ Rand-Messungen: Langmuirsonden, (feste, bewegliche)	
	$\alpha$ Elektrostatische Analysator	$\alpha$ $n_e$ : Randinterferometer (am Grill) HF-Sonden
	$\alpha$ Lokalisierung der HF-Felder: Mikrowellenstrahlung (beweglich)	
	$\alpha$ HF Feldstärke- und Phasenmessung am Grill	

TABELLE 1 WEGA III - 1980 DIAGNOSTISCHE EINRICHTUNGEN

- \* Grundlegende Diagnostikeinrichtungen
- $\alpha$  Schnelle-Messungen (1 Schuss-Information)
- $\alpha$  Spezifische Messungen

Abb. 2 zeigt das 7-Kanal Mikrowelleninterferometer ( $\lambda = 2 \text{ mm}$ ). Aus detaillierten Messungen des Elektronendichteprofiles und dessen Änderungen während der HF wird erwartet, eine bessere Einsicht in die den Teilcheneinschluß beeinflussenden Phänomene zu gewinnen (wie insbesondere die wesentliche Dichteerhöhung während HF, die in Betrieb ohne Verwendung von Getter in WEGA I und II beobachtet wurde). Abb. 2b zeigt den Verlauf der Liniendichte in einem Schuß mit Getter in WEGA III.

Abb. 3 zeigt das Randinterferometer (bewegliches Mikrowelleninterferometer am Rande der Grill-Mündung;  $\lambda = 4 \text{ mm}$ ). Auf der Abbildung sind auch drei Langmuirsonden zu sehen, die es erlauben, Temperatur und Dichte am Rande des Grills zu messen: Es sei hier daran erinnert, daß der Dichtegradient eine wesentliche Rolle in der Theorie der

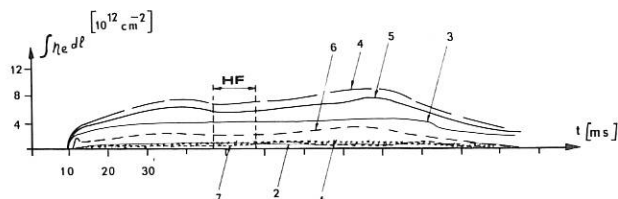
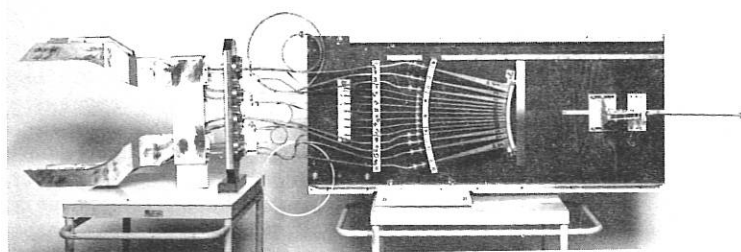


Abb. 2 7-Kanal Mikrowelleninterferometer  
 a) Mikrowellenkomponenten, von rechts bis links: Mikrowellenoptische Leistungsteiler, Ausgleichsleitungen, Torusflansch, Hörnerträger und Hörner.  
 b) Interferogramme eines WEGA III Schusses (Numerierung von Torusinnen nach Torusaußen)

Welleneinkopplung spielt 3). Das System der Randmessungen besteht noch aus anderen Langmuirsonden (180° azimuthal entfernt vom Grill), einer beweglichen Sonde und aus einem elektrostatischen Teilchenanalysator (zur Untersuchung der während der HF produzierten energetischen Ionen).

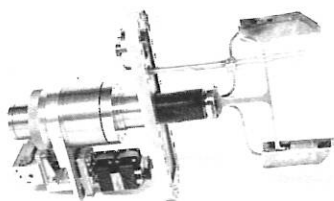


Abb. 3 Mikrowellen-Randinterferometer mit beweglichen Spiegelhörnern. Im oberen Teil sind auch drei Langmuirsonden zu sehen.

Abb. 4 ist ein Beispiel einer Messung der Elektronendichte mit Langmuirsonden während der HF.

Thomson-Streusystem: Das Mehrkanalsystem zur räumlich aufgelösten Messung des Elektronendichte- und -temperaturprofils mit einem Laserschuss wurde an WEGA aufgebaut und geeicht. Das Lasersystem wurde mit Hilfe eines am IPF Stuttgart gebauten speziellen Hochspannungsimpulsgenerators auf Mehrpulsbetrieb umgestellt. Bei einer Pulsfrequenz von 25 kHz konnten während 1 ms bis zu 25 Laserpulse mit einer Gesamtenergie von 15 J extrahiert werden. Die Datenerfassung für das räumliche Mehrkanalsystem mit

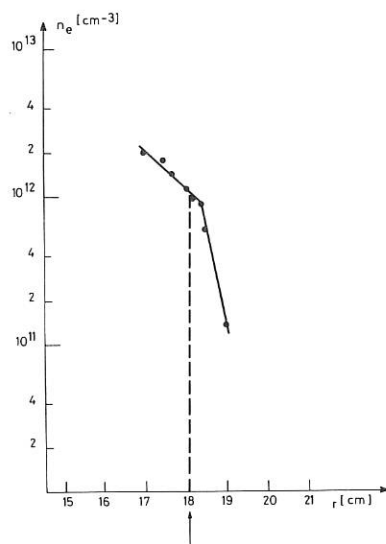


Abb. 4 Radialverlauf der Randdichte. Der Pfeil entspricht der Lage der Grillmündung. Im Grillschatten ist der Gradient steiler

Laser-Mehrpulsbetrieb wurde installiert und getestet.

Mikrowellenstreuung ( $\lambda = 2 \text{ mm}$ ). Das neue System erlaubt eine lokale Messung der Dichteschwankungen unter zwei verschiedenen Streuwinkeln entlang eines Plasmadurchmessers. Es wurden sowohl Driftwellen als auch Fluktuationen bei der HF-Pumpfrequenz und in ihrer Nachbarschaft nachgewiesen 4).

### 2.2.1.3. HF-Anlage

Die 60 kV, 60 A Versorgung wurde Mitte 1980 abgenommen und an bis zu zwei 800 MHz Klystrons angeschlossen. Die vier Klystrons des vorgesehenen 800 kW Senders sind einsatzbereit. Die Vervollkommnung des kompletten Senders soll im 1. Halbjahr 1981 erfolgen.

### 2.2.2. Grill-Technologie und HF-Durchschläge

Die Verwendung des Grillkopplers für LH-Heizung empfiehlt sich aus zweierlei Gründen: Diese Art Hohlleiterstruktur erscheint, wie schon erwähnt, für Reaktor Anwendungen sehr wünschenswert. Andererseits soll mit ihr eine bequeme und berechenbare Beeinflussung des eingepprägten Wellenspektrums möglich sein und dadurch eine wesentliche Erhöhung des bisherigen Wirkungsgrades der Heizmethode erzielt werden.

Gleich zu Anfang der Experimente mit dem 4-Hohlleitergrill an WEGA III stellte sich jedoch das Problem der HF-Durchschläge in den Leitungen. Diese führen sowohl zu einer Reduzierung der transmittierten HF-Leistung, als auch zur Modifizierung der erwünschten Phasen- und Amplitudenverteilung an der Grillmündung. Die Lösung dieses Problems ist also eine Vorbedingung zu den Heizexperimenten.

Die Untersuchungen wurden im Laufe des Jahres an

verschiedenen schrittweise verbesserten Grill-Konfigurationen durchgeführt. Im "offenen Grill", der zuletzt benutzt wurde, sind verschiedene Arten von HF-Durchschlägen erkannt worden. Ein Modell, das ihre Entstehung beschreibt, wurde erarbeitet, basierend auf dem Multipaktoreffekt.

Eine neue Ausführung der Grillmündung aus Titan wurde vorbereitet. Diese neue Konstruktion soll es erlauben, Multipaktor und dadurch die HF-Durchschläge zu vermeiden. Die Untersuchungen begannen in einer Niederleistungsversion des Grills. Diese Version bestand aus kurzen Hohlleitern, die mit Teflon-gedichteten Koaxialübergängen an der HF-Leistung angeschlossen waren. Diese Konstruktion besaß den Vorteil der Einfachheit, sie führte jedoch zu Durchschlägen bei extrem niedriger Leistung wegen des engen, schlecht evakuierten Spaltes mit hoher Feldstärke zwischen Wand und Teflon.

Der nächste Schritt bestand in dem Einbau der Hochleistungsversion (s. Abb. 1) mit Koaxialleiteranschlüssen herkömmlicher Abmessungen und evakuiertem Teil zwischen Plasma und Übergängen<sup>1)</sup>. Der Zwischenteil war vom Torus mit resonanten Teflonstöpseln getrennt, wobei die Stöpsel selbst vom Plasma durch Glasplatten geschützt wurden. Auch in dieser Konfiguration traten Durchschläge auf, die zwischen Glas und Stöpsel (ungenügend abgepumpter Raum) lokalisiert wurden - nachträgliche Analyse der Ablagerung auf dem Glas zeigte rein metallische Aufdampfung.

Diese Erkenntnisse führten zur "offenen" Version (ohne Stöpsel, Glasplatte und zusätzliches Abpumpen) des V2A-Grills.

In dieser Version war es möglich, nach Kombination von Glimmentladungen und HF-Pulsreinigung, bis zu 170 kW/Hohlleiter mit Pulsdauern über 20 ms, ohne Plasma oder Gasfüllung im Torus, am Eingang des Grills einzukoppeln, (Reflexionskoeffizient beträgt dann ca. 80%). Mit Plasma jedoch (reflektierte Leistung ca. 20%, Fülldruck ca.  $2 \cdot 10^{-4}$  Torr bei Beginn der Entladung), bei Gesamtleistung bis über 200 kW, ist keine wesentliche Heizung festgestellt worden. Phase und Amplitude des Reflexionskoeffizienten ändern sich stark während dieser Impulse.

Bei gleichzeitiger Einspeisung aller vier Hohlleiter erwies es sich als sehr schwierig, HF-Durchschläge eindeutig zu bestimmen, wegen der gegenseitigen Beeinflussung der Hohlleiter. Zur genauen Untersuchung der Durchschläge wurde deshalb nur jeweils in einen Hohlleiter HF eingekoppelt, und die reflektierte Leistung in diesem Hohlleiter sowie die transmittierte Leistung in den benachbarten Hohlleitern gemessen. Diese Signale sollten proportional zur eingestrahlten Leistung sein. Eine Abweichung signalisiert einen HF-Durchschlag. Zur Analyse der Durchschläge wurde weiterhin der zeitliche Druckverlauf in Torus und Hohlleitern und die Lichtemission in den Hohlleitern gemessen.

Damit konnten 3 Kategorien von HF-Durchschlägen unterschieden werden:

- a) Hochdruck-Durchschlag (Abb. 5). Die im benachbarten Hohlleiter transmittierte Leistung fällt auf Null, diese Durchschläge setzen bei  $7.0 \cdot 10^{-4}$  Torr  $D_2$  ein.

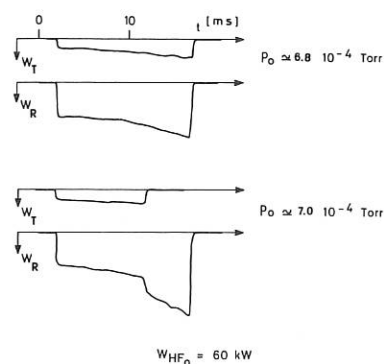


Abb. 5 Hochdruck-Durchschlag: jeweils transmittierte Leistung (obere Spur), und reflektierte Leistung (untere Spur)

- b) Durchschläge in der Nähe des Hohlleiterausgangs: (Abb. 6) charakterisiert durch schnelle Druckerhöhung im Torus als im Hohlleiter. Transmission und Reflexion nicht proportional wegen Änderung der Kopplungskoeffizienten zu benachbarten Hohlleitern.

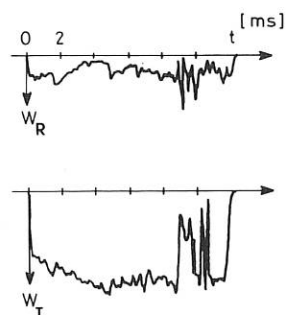


Abb. 6 Durchschlag bei der Grillmündung: unten transmittierte Leistung, oben reflektierte Leistung.

- c) Mitteldruck Durchschläge (Abb.7). Sie existieren zwischen  $p \approx 10^{-5}$  und  $7 \cdot 10^{-4}$  Torr (statischer Fülldruck oder Druck im Hohlleiter bei dynamischen Vorgängen, wie z.B. mit gepulstem Gaseinlaß). Die transmittierte Leistung wird während des Durchschlags vermindert. Sie beträgt ein Drittel bis ein Halb des Schwellwertes vor Einsetzen der Durchschläge, bleibt jedoch bei Eingangsleistungen oberhalb dieses Wertes konstant. Daher ist die transmittierte Leistung auf weniger als 20 kW begrenzt (Abb. 8). Die Phase des Reflexionskoeffizienten ändert sich rasch während des Durchschlags (Abb. 9). Die Leistungsschwelle beim Basisdruck ( $< 10^{-6}$  Torr) erhöht sich erheblich nach Glimmentladungen (auf mehr als 170 kW/Hohlleiter).

Bei allen Durchschlägen erhöht sich der Druck im Hohlleiter bzw. im Torus. Die Druckerhöhung ist proportional der Pulsdauer, ihr Verlauf als Funktion der HF-Leistung bei Durchschlägen vom Typ c) (in gut gereinigtem Zustand) wird in Abb. 10 wiedergegeben.



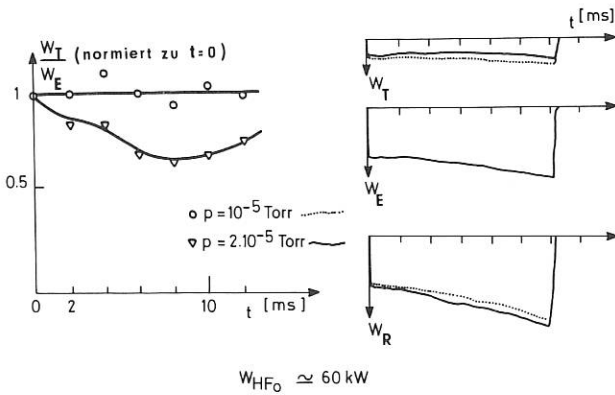


Abb. 7 Mitteldruck-Durchschlag. Rechts von oben bis unten: transmittierte, eingekoppelte und reflektierte Leistung bei Druck oberhalb und unterhalb des Schwellwertes. Links: transmittierte Leistung unterhalb und oberhalb des Schwellwertes (normiert zu Anfang des Pulses)

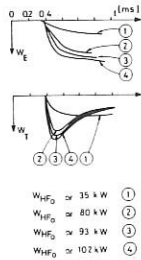


Abb. 8 Leistungsbegrenzung beim Mitteldruck-Durchschlag: oben Eingangsleistung, unten transmittierte Leistung

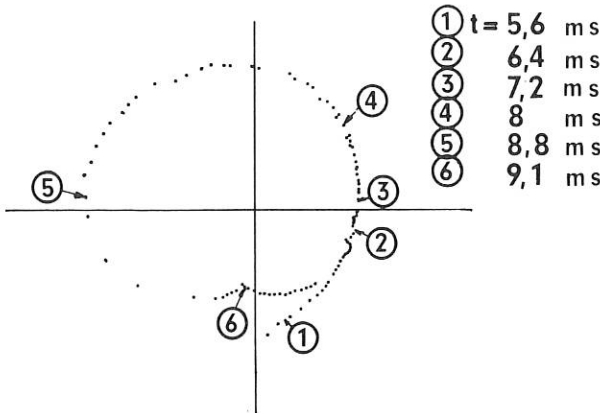


Abb. 9 Reflexionskoeffizient bei Mitteldruck-Durchschlag (Polardarstellung). Die angegebenen Zeiten beziehen sich auf den Anfang des Pulses.

Bei der unteren Skala sind auch die Schwellen für die verschiedenen Multipaktormoden angegeben. Bei diesem Prozeß wird ein von der Wand emittiertes Elektron vom E-Feld der Welle während ungerader Halbfeldperioden ( $3/2$ ,  $5/2$ , usw.) beschleunigt und trifft wieder eine Wand, wo Sekundärelektronen emittiert werden, so daß ein Lawinenprozeß entsteht.

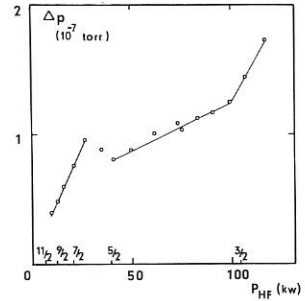


Abb. 10 Druckerhöhung im Torus als Funktion der Eingangsleistung ( $|\rho| = 80\%$ ,  $\tau = 19$  ms), mit berechnetem Einsatz der Multipaktormoden

Ein Modell für die verschiedenen Durchschläge, basierend auf dieser Elektronenquelle, erklärt die Ergebnisse durch Bildung und Erhaltung eines Plasmas im Hohlleiter (mit Elektronendichten nahe vor der Cut-off Dichte im Hohlleiter, in unserem Fall:  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ).

Folgende Schlußfolgerungen können beim jetzigen Stand der Untersuchungen gezogen werden:

- Die Hochdruckdurchschläge werden durch angemessene Oberflächenbehandlung zur Reduktion der Ausgasraten beherrscht.
- Die Mitteldruckbereich-Durchschläge finden im Fülldruckbereich statt. In einem offenen V2A-Grill müßte während der Zeit der HF-Anwendung in den Hohlleitern der Druck unterhalb der Plasmaentstehungsgrenze ( $10^{-5}$  Torr) gehalten werden, was entweder intensives Pumpen oder ausreichende Pumpleitfähigkeit (also kurzer Vakuumteil zum Torus) voraussetzt. Da dieses bei dem WEGA-Grill aus geometrischen Gründen schwierig ist, bieten sich im wesentlichen zwei Möglichkeiten: Anbringen von Hochleistungsfenstern in den Hohlleitern zur Verkürzung des Vakuumteils oder Unterdrückung des Multipaktoreffekts an der Quelle, also Benutzung von Materialien, deren Sekundäremissionskoeffizient kleiner als eins ist. Hierzu bietet sich Titan an. Die nächste Version des WEGA-Grills wird also aus Titan sein und sollte es dann erlauben, höhere Leistungen ans Plasma anzukoppeln<sup>8)</sup>

### 2.3. Plasmaheizung bei der unteren Hybridfrequenz

Theoretische Beschreibung der experimentellen Ergebnisse

Eine Deutung der Heizergebnisse an WEGA I<sup>5)</sup>/66, 67/ gelang im Lichte kürzlich erschiener Theorien der Wellenabsorption durch stochastische Heizung der Ionen<sup>6)</sup> und durch quasi-lineare Landau-Dämpfung der Elektronen<sup>7)</sup>. Viele Eigenschaften unserer Beobachtungen (und der an anderen Experimenten erzielten Ergebnisse) entsprechen den Voraussagen dieser Theorie, insbesondere bei folgenden Punkten:

2.3.1. Ionen-Heizung, suprathemische Bevölkerung in senkrechter Richtung

Im theoretischen Modell wird den Ionen senkrechte Energie während jeder Gyroperiode zugeführt (wenn kurzzeitig jeweils die Resonanzbedingung der senkrechten Phasen- und Teilchen-Geschwindigkeit,  $v_{\perp} = \omega/k_{\perp}$ , erfüllt wird). In Gebieten hoher elektrischer Feldstärke, d.h. in der Nachbarschaft der sogenannten "Modenkonzentrationschicht" (oder "Turning Point") bei den Heizexperimenten in der Nähe des Plasmazentrums genügt der nichtlineare Charakter der Bewegung, um die Kohärenz aufeinanderfolgender "Schübe" zu zerstören.

Die Heizung erfolgt dann durch die Wechselwirkung des so entstandenen suprathemischen Anteils in senkrechter Richtung mit der Hauptionenbevölkerung.

Eine äquivalente Temperatur  $T_{ih}$  dieser senkrechten suprathemischen Population kann von der Theorie hergeleitet werden. Der unter Benutzung der Experimentparameter errechnete theoretische Wert für verschiedene Experimente wurde mit dem experimentell festgestellten Wert verglichen.

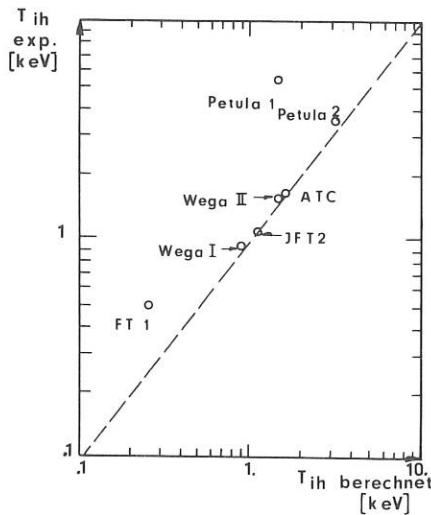


Abb. 11 Gemessene und berechnete Temperatur der hochenergetischen Ionen senkrecht zum Magnetfeld

(Abb. 11). Eine überraschend gute Übereinstimmung wird für die meisten Experimente gefunden.

2.3.2. Heizung der Hauptionenbevölkerung, Energieübertragungsdichte

Die Wirksamkeit der Energieübertragung von der überthermischen zur thermischen Ionenbevölkerung wird durch die Einschlußeigenschaften der energetischen Teilchen bedingt. Dies wurde Objekt einer detaillierten Untersuchung. Als Ergebnis wird u.a. gezeigt, daß der bei den referierten WEGA I Heizexperimenten /68/ benutzte Plasmastrom einen genügenden Einschluß nur für ca. 30% der HF-produzierten schnellen Ionen sichert, sobald die Entstehungszone (Modenkonzentrationschicht) sich außerhalb der inneren Plasmasäulenhälfte befindet. Letzteres

wird nach 10 ms in den referierten Schüssen der Fall wegen der während der HF-Pulse stattfindenden Dichteerhöhung. Diese Einschlußeigenschaft wird in WEGA III erheblich verbessert.

Unter Berücksichtigung dieses Effektes in der Anwendung der Theorie kann die Energieübertragungsdichte zu den Ionen berechnet werden. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist besser als  $\pm 25\%$ .

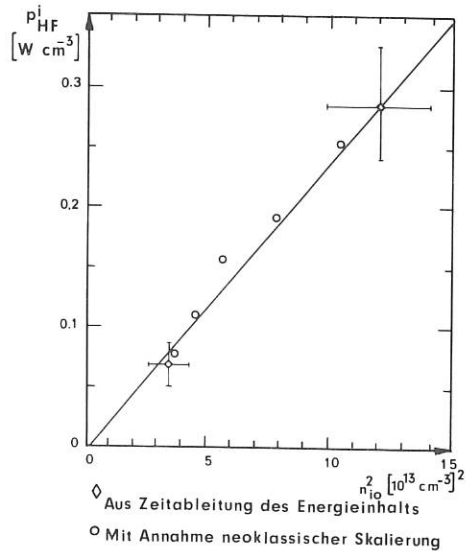


Abb. 12 Energieübertragungsdichte zu den Ionen

Ein anderer wichtiger Prüfstein der Theorie ist die Dichteabhängigkeit der Energieübertragung ( $P_{HF}^i \propto n_{i0}^2$ ). Abb. 12 zeigt im Test dieses Verhalten während der Dauer eines HF-Pulses (der erste und der letzte Punkt werden ohne Annahme von Verlusten gewonnen, durch Messung der Änderung der Zeitableitung des Plasmaenergieinhalts beim Ein- und Ausschalten der HF); nochmals wird hier eine sehr gute Übereinstimmung gefunden.

2.3.3. Elektronenheizung

Hier wird die quasi-lineare Theorie der parallelen Landau-Dämpfung zugrunde gelegt.

In diesem Falle kommt in der Elektronengeschwindigkeitsverteilung (diesmal aber in der Richtung parallel zum Tokamakmagnetfeld) ein "Plateau" zustande. Die Geschwindigkeitsgrenzen dieses Plateaus entsprechen den Wellenzahlgrenzen ( $N_{\parallel} = c/v_{\parallel}$ ) im Spektrum der von der Antenne ausgestrahlten HF-Welle. Die HF-Energie wird in einem ersten Schritt den suprathemischen Teilchen zugeführt und von diesen durch Stöße der Hauptelektronenbevölkerung. Die Theorie erlaubt auch, die Energieübertragung vorauszusagen. Eine qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment über zwei Größenordnungen wird für die der Hauptelektronenbevölkerung übertragene Leistung als Funktion der Elektronentemperatur gefunden (Abb. 13).

Die bei höherer Leistungsdichte merkbare Abwei-

chung ist möglicherweise auf die Tatsache zurückzuführen, daß die verfügbare HF-Leistung in diesem Gebiet kleiner ist als die errechnete absorbierbare Leistung.

Obwohl diese Werte mit dem von der Antenne (Schleifensystem) ausgestrahlten Wellenspektrum nicht in Widerspruch liegen, sind sie jedoch so hoch, daß die entsprechenden Wellen nicht ganz zum Plasmatzentrum eindringen sollten.

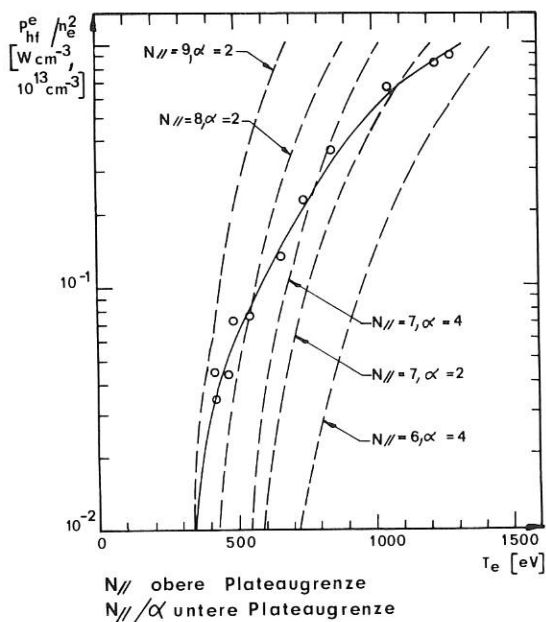


Abb. 13 Energieübertragungsdicht auf die Elektronen

Experimentell kann die obere Grenze für  $N_{\parallel}$ , bei der noch merkbare Leistung ausgestrahlt wird, festgestellt werden (entsprechend der unteren Geschwindigkeitsgrenze des Plateaus in der Elektronenverteilung). Diese ist in gutem Einklang mit dem Wert, den man auf eine etwas kompliziertere Weise von der Ionenheizung herleiten kann. Ähnlich zum Elektrodenfall, entsprechen die Plateaugrenzen der Ionensenkrechtenverteilung den Grenzen im  $k_{\perp}$  (oder  $N_{\perp}$ )-Spektrum.  $k_{\perp}$  ist selbst (unter Berücksichtigung der Plasma- und Wellenparameter) eine einfache Funktion des ausgestrahlten  $N_{\parallel}$ -Spektrums (Abb. 14).

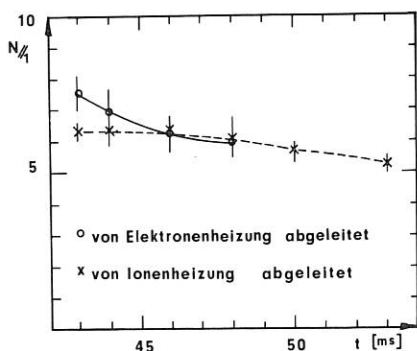


Abb. 14 Obere Grenze des Wellenspektrums der Pumpwelle, berechnet aus Elektronen- oder Ionenheizung

### 2.3.4. Abschließende Bemerkungen

Die Wellenabsorption im Gebiet der Lower Hybrid Frequenz wird von der Theorie gut beschrieben. Die quantitative Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Einklang herrscht zwischen den Ergebnissen die man von experimentell festgestellter Elektronenheizung bzw. Ionenheizung herleitet, trotz der großen Unterschiede in den wirksamen Prozessen.

Diese Prüfung der Theorie erfolgte in einem engen Parameterbereich, der jetzt erweitert werden soll.

Die Studie zeigt insbesondere den wesentlichen Einfluß des Ioneneinschlusses einerseits und die Abhängigkeit der absorbierbaren Leistung mit dem Quadrat der Dichte andererseits.

- 1) IPP - Jahresbericht 1979 und Report EUR-CEA-FC-1045 (1980), siehe /66/
- 2) Brambilla, M. Report EUR-CEA-FC-890 (1977) and H.D.Pacher, IPP-Report 2/247 (1979)
- 3) Ichtchenko, G., M. Moresco, A. Vendramin & E. Zilli, to be published in "Journal of Infrared and Millimeter Waves"
- 4) Tonon, G. Meeting on LH-Heating of ASDEX, IPP (Feb.1980)
- 5) Karney, C.F.F. Phys. Fluids, 22, 2188 (1979)
- 6) Fisch, N.J. Phys. Rev. Lett., 41, 873 (1978)
- 7) Pacher, H.D., P. Blanc, M. Durvaux, C. Gormezano, W. Hess, G. Ichtchenko, P. Lallia, R. Magne, T.K. Nguyen, G.W. Pacher, F. Söldner, G. Tonon, J.-G. Wegrowe, in Proc. of the 7th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Innsbruck, I, 97 (1978)
- 8) Pacher, G.W., C. Gormezano, W. Hess, G. Ichtchenko, R. Magne, G. Melin, T.K. Nguyen, H.D. Pacher, F. Söldner, G. Tonon, J.-G. Wegrowe, Conditioning of Grill Couplers for Lower Hybrid Heating in WEGA, 4th Topical Conf. on RF Plasma Heating, Austin (Texas), (Feb. 1981) -invited paper-

BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (ASDEX)

(Dr. Gerhart von Gierke)

Nach über sechsjähriger Entwurfs-, Konstruktions- und Bauzeit konnte ASDEX zum Beginn des Berichtsjahres in Betrieb genommen werden. Die Inbetriebnahme und über 3000 Plasmaschüsse im Jahr 1980 verliefen ohne ernsthafte technische Pannen. Schon die ersten physikalischen Untersuchungen zeigten, daß ASDEX eine vielversprechende, vielseitige und zuverlässige Maschine ist, die unsere Erwartungen voll erfüllt.

Die technischen Möglichkeiten der Maschine (programmierte Rückkopplungssteuerung aller wichtigen Parameter, Vergleich von Limiter und Divertorentladungen, das leichte Erreichen von sauberen Plasmen, die Möglichkeit langer Entladungen) erlaubten ein ergebnisreiches Experimentieren.

Die bisherigen Experimente mit rein ohmscher Heizung ergaben schon interessante Ergebnisse, deren physikalische Tragweite noch längst nicht voll ausgewertet werden konnte und die zu weiterführenden, gezielteren Untersuchungen auffordern. Die vielfältigen diagnostischen Methoden und ihr gegenseitiges Wechselspiel, wie auch die Möglichkeiten der direkten Datenverarbeitung fangen erst jetzt an, ihr Potential zur Erkenntnisgewinnung voll zu zeigen. Mit dem Übergang zu mit Neutralinjektion geheiztem Plasma im nächsten Jahr wird ein weiterer Parameterbereich erschlossen.

Projekt ASDEX

(M. Keilhacker)

1. Experimentelle Ergebnisse

( M. Keilhacker, O. Klüber, H. Niedermeyer, K. Behringer, W. Engelhardt, A. Eberhagen<sup>1</sup>, G. Fußmann, O. Gehre, E. Glock, G. Haas, D.J. Campbell<sup>2</sup>, F. Karger, M. Kornherr, G. Lisitano, H.M. Mayer, D. Meisel, E.R. Müller, H. Murmann, W. Poschenrieder<sup>3</sup>, S. Sesnic, G. Siller, F. Wagner).

<sup>1</sup>Exp.Plasmaphysik 1

<sup>2</sup>Gastforscher

<sup>3</sup>Projekt PWW

1.1 Überblick

Nachdem das Vakuumgefäß bereits Ende 1979 angepumpt worden war, konnte nach Beseitigung einiger Lecks sowie nach Konditionierung der Wand im Februar 1980 der erste Plasmaschuß erfolgen.

Bei den bisherigen Experimenten wurde folgender Parameterbereich überdeckt:

Toroidales Magnetfeld	$B_p \leq 2.5 \text{ T}$ (88 % des Design-Wertes)
Plasmastrom	$I_p \leq 420 \text{ kA}$ (84 % des Design-Wertes)
Plasmastrompulslänge	$t \leq 12 \text{ s}$
Stabilitätsparameter	$q_a \geq 2.0$

Elektronentemperatur	$T_e = 0.5 \dots 1.2 \text{ keV}$
Ionentemperatur	$T_i = 0.5 \dots 0.85 \text{ keV}$
mittlere Plasmadichte	$\bar{n}_e = 0.2 \dots 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Verunreinigungsparameter	$Z_{\text{eff}} = 1 \dots 5$
Energieeinschlußzeit	$\tau_E \leq 70 \text{ ms}$

Die Mehrzahl der Plasmaschüsse wurde mit einem "Standardparametersatz"  $B_\phi = 2.2 \text{ T}$ ,  $I_p \approx 240 \text{ kA}$ ,  $q_a \approx 4.4$  gefahren.

Obwohl bis Ende des Jahres nur Ohm'sche Heizung zur Verfügung stand - der Einbau von Neutralinjektoren ist für Anfang 1981 vorgesehen - konnten Ergebnisse erzielt werden, die in mehrfacher Hinsicht eine überraschend günstige Prognose für die Erreichbarkeit von reaktornahen Parametern durch ASDEX zulassen.

- Die beiden Hauptverunreinigungsarten, die in Tokamaks mit Stahlgefäß und Stahlimiter das Plasma am stärksten beeinträchtigen, Eisen und Sauerstoff, konnten in ASDEX erfolgreich reduziert werden. Vergleicht man beim Standardparametersatz typische Limiter(L)- und Divertor(D)-Entladungen, so bringt die Verlegung des Plasma-Wand-Kontakts vom Limiter in den Divertorraum eine Reduktion des Eisengehaltes um mehr als einen Faktor 25. Der Sauerstoffgehalt kann durch Titangettern (P) um etwa eine Größenordnung reduziert werden. Die Kombination beider Methoden (DP) ergibt ein extrem sauberes Plasma mit  $Z_{\text{eff}} = 1$ , das im Entladungsraum nur noch ca. 15% der eingespeisten Leistung abstrahlt (gegenüber 50-90% bei L-Entladungen). Dieser Reinheitsgrad des Ausgangsplasmas und - was ebenso wichtig ist - die Reinhaltung während der gesamten Entladungsdauer bieten sehr gute Voraussetzungen für den Einsatz von Zusatzheizung (Neutralinjektion und Hochfrequenz), deren Anwendung bisher meist durch Erzeugung von Verunreinigungen limitiert war.

-Aus der extremen Reinheit des DP-Plasmas resultiert ein drastisches Absinken der Umfangsspannung, das mit dem Standardparametersatz und einer Dichte  $\bar{n}_e$  von ca.  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  Entladungsdauern von 3...4 sec erlaubt (Abb.1). Durch Absenken der Dichte bei sonst gleichen Parametern auf ca.  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  konnten Entladungsdauern bis zu 12 sec (Begrenzung durch toroidales Magnetfeld) erreicht werden. Dieses einzigartige technische Potential von ASDEX bezüglich der Entladungsdauer ist Voraussetzung dafür, daß in Kombination mit einer entsprechend dimensionierten Zusatzheizung die für die Auslegung des OH-Trafos von zukünftigen großen Tokamaks ausschlaggebenden Skinzeiten und die Wandreaktionen bei Langzeitbelastung gemessen werden können.

- Für die Beherrschung dieser langen Entladungsdauern mit reaktornahen Parametern ist ein weiteres Ergebnis von Bedeutung: An ASDEX konnte bis zu 85% der eingespeisten Leistung in den Divertorraum geführt werden. Dort ist eine Verteilung auf eine größere Fläche (Prallplatten und Strahlung an die Wand) und ein besserer Abtransport der Leistung möglich als im Entladungsraum selbst.
- Bei der Kontrolle der Prallplattenbelastung kommt möglicherweise ein Effekt zu Hilfe, der in dieser Größe nicht erwartet wurde. Kompressionsfaktoren des Divertors im Vergleich zur limiterbegrenzten Entladung von bis zu 100 wurden gemessen. D.h. in den Divertorkammern baut sich eine so hohe Dichte auf, daß die Ausbildung eines Kaltgasmantels vor den Prallplatten möglich erscheint. Außerdem ist durch einen hohen Kompressionsfaktor ein sehr effektives Abpumpen von Verunreinigungen (bzw. von He im Reaktor) erreichbar.
- Bei den Belastungsmessungen der Prallplatten zeigte sich überraschenderweise eine starke Unsymmetrie zwischen der Innenseite und der Außenseite des Torus, die auf eine Bevorzugung des

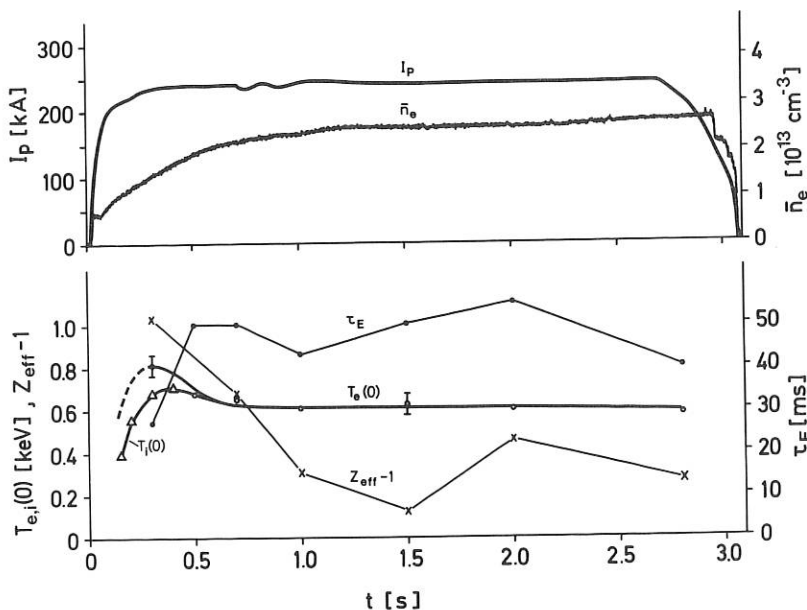


Abb.1 Plasmastrom  $I_p$ , mittlere Elektronendichte  $\bar{n}_e$ , zentrale Elektronentemperatur  $T_e(0)$ , Energieeinschlußzeit  $\tau_E$  und  $Z_{\text{eff}}^{-1}$  als Funktion der Zeit für eine typische 3 s Entladung (DP)

Transportes nach außen hinweist. Obwohl zur Zeit noch nicht klar ist, ob sie auf stärkere Fluktuationen an der Außenseite des Torus (ungünstige Krümmung) oder auf eine Strömung im Plasma (ähnlich Pfirsch-Schlüter) zurückzuführen ist, läßt sich schon jetzt sagen, daß sie beim Doppel-Null-Divertor (wie in ASDEX) vor allem bei höheren  $\beta$  (Reaktor) eine Entlastung der Innenwand bringt bzw. eine bessere Ausnutzung des Innenraumes gestattet. Man kann dann die Separatrix ohne negative Folgen fast völlig an die Innenwand heranschieben.

- Mit der Möglichkeit, das Plasma ungehindert eine Strecke weit in radialer Richtung schieben zu können, ohne daß Verunreinigungen aus der Wand herausgeholt werden, hängt wahrscheinlich auch das Resultat zusammen, daß sich das Plasma mit magnetischer Limitierung stabiler als mit materiellem Limiter verhält; das erreichte  $q_a$  ist niedriger ( $\approx 2.0$ ) und die Reproduzierbarkeit der Entladung ist besser. Tritt eine Disruption auf (z.B. am Dichtelimit), so ist deren Entschärfung mit Hilfe von Feedback-Regelung aufgrund des seitlichen Spielraumes leichter. Theoretische Befürchtungen bezüglich axisymmetrischer Moden (der Staupunkt kann in die Stabilitätsberechnungen nicht mit einbezogen werden) erwiesen sich als unbegründet. Der Staupunkt hat offensichtlich keinen negativen Einfluß auf die Lagestabilisierung.
- Die Sauberkeit und Reproduzierbarkeit der Entladung macht eine tägliche oder von Schuß zu Schuß notwendige umständliche Konditionierung des Gefäßes durch Reinigungsentladungen o.ä. überflüssig. Dadurch erhöht sich der Nutzungsfaktor der Maschine, der vor allem bei großen (und teuren) Maschinen mit Zusatzheizung zum Tragen kommt.

Die guten Aussichten, die ASDEX aus physikalischen und technischen Gründen hat, mit ausreichend dimensionierter Zusatzheizung in reaktornaher Parameterbereiche vorzustoßen, werden unterstützt durch vielseitige Diagnostikmöglichkeiten, deren Resultate bzgl. verschiedener Fragestellungen in den ohmschen Heizexperimenten im folgenden detailliert aufgeführt sind.

## 1.2 Recycling von Wasserstoff

Ionen verlassen während einer Entladung durch Diffusion quer zum Magnetfeld das Plasma, treffen auf die Wand und werden dort absorbiert und als neutraler Wasserstoff reemittiert. Die Wasserstoffatome und -moleküle fliegen zum Plasma zurück und werden dort wieder ionisiert. Dieser Kreisprozeß wird als Recycling von Wasserstoff bezeichnet. Ohne Recycling würde die Plasmadichte nach Abschalten der äußeren Quellen mit der Teilcheneinschlußzeit  $\tau_p$  auf Null zerfallen. Recycling verlängert die Dichtezerfallzeit auf den Wert:  $\tau_{eff} = \tau_p / (1-r)$ .  $r$  ist der Recyclingkoeffizient.

Man ist bestrebt, den Recyclingkoeffizient der Wand klein zu halten, damit die Plasmadichte während einer Entladung durch den äußeren Gaseinlaß gesteuert werden kann. Ferner können die Stoßprozesse an der Wand, die zum Recycling führen, auch Verunreinigungen freisetzen.

Für ein Divertorexperiment wie ASDEX ist die Untersuchung des Recyclings einerseits wichtig, um die Teilchenströme vom und ins Plasma bestimmen zu können, so daß eine Gesamtteilchenbilanz erstellt werden kann. Andererseits ist auch wegen der Verunreinigungskontrolle bei einem Divertorexperiment das Studium des Recycling von großer Bedeutung.

Abbildung 2 zeigt den Verlauf der Plasmadichte während einer Entladung, die durch ein geringes Recycling gekennzeichnet ist. Das kurze Dichteplateau bei 700 msec wird durch einen gesteuerten Gasfluß erreicht. Nach Abschalten des Gasventils zerfällt die Elektronen-Liniendichte von  $2.5 \times 10^{13}$  auf  $2.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ . Da die Dichte nicht vollständig verschwindet, muß zu späten Zeiten  $r = 1$  werden.

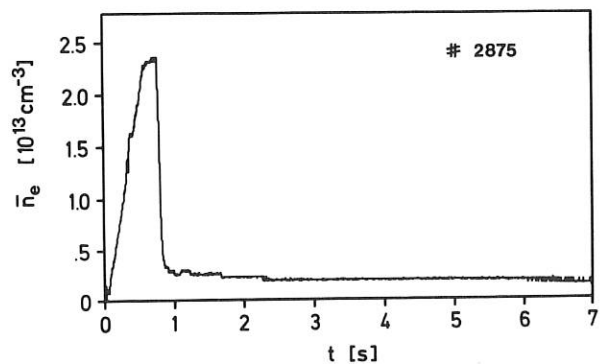


Abb. 2 Variation der Liniendichte während einer Plasmaentladung, bei der das äußere Gasventil bei 0.8 sec geschlossen wird.

### 1.2.1 Recycling bei Limiterentladungen

Die einzigartige Möglichkeit von ASDEX, das Plasma alternativ durch einen magnetischen Limiter (Separatrix) oder durch einen materiellen Limiter zu begrenzen, wurde dazu verwendet, das Recycling für beide Entladungstypen zu vergleichen. Abbildung 3 zeigt den Anstieg des Neutralteilchenflusses (gemessen an der Position des materiellen Limiters), wenn der Limiter zum Plasma, das von der Separatrix begrenzt wird, gedreht wird. Der Abstand Limiter - Separatrix ist mit  $\Delta r$  bezeichnet. Nähert sich der Limiter dem Plasma, dann steigt der dort emittierte Neutralteilchenfluß an. Der Anstieg des Neutralteilchenflusses ist hervorgerufen durch ein entsprechendes Anwachsen der Neutralteilchendichte am Limiter, das wiederum verursacht wird durch Plasmaionen, die am Limiter neutralisiert werden. Für Limiterentladungen ist in Abbildung 4 das Flächenintegral der Neutralteilchendichte aufgetragen gegen den toroidalen Abstand zum materiellen Limiter. Der vom Recycling bedingte Anstieg der Neutralgasdichte fällt mit zunehmender Entfernung vom Limiter mit einer charakteristischen Länge ab, die vergleichbar mit dem kleinen Plasmaradius ist. Der Anstieg der Neutralgasdichte am Limiter hat zur Folge, daß die Neutralgasdichte im Limiter-

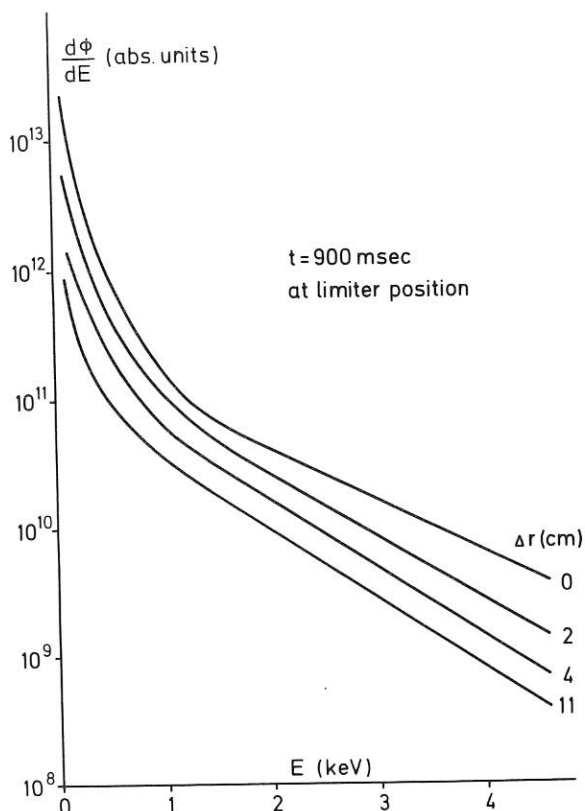


Abb. 3 Umladungsspektren gemessen in der Nähe des materiellen Limiters bei verschiedenen Limiterpositionen.  $\Delta r$  ist der Abstand zwischen Limiter und Separatrix.

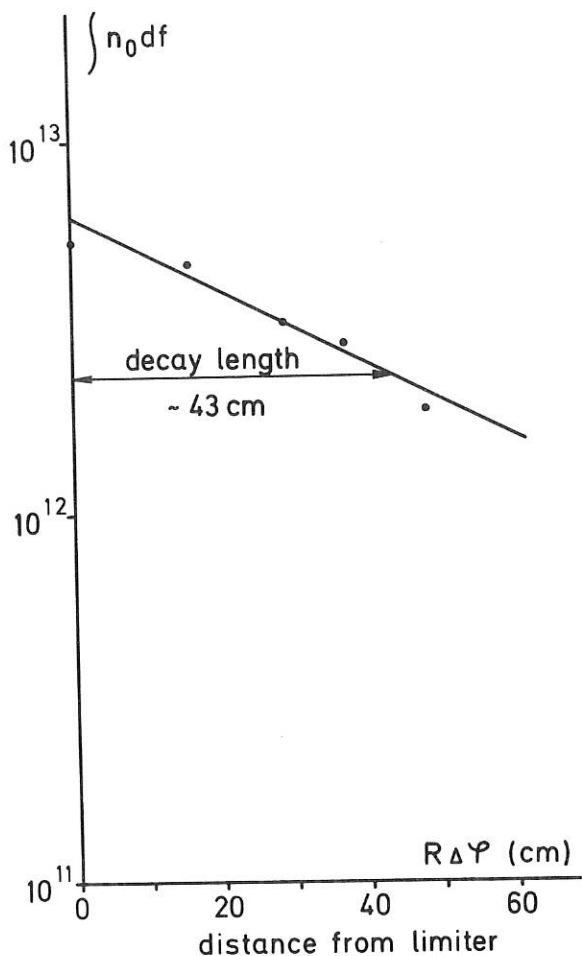


Abb. 4 Abnahme des Flächenintegrals der Neutralgasdichte  $\int n_0 df$  mit der toroidalen Entfernung  $R\Delta\varphi$  vom Limiter.

Plasma etwa um den Faktor 4 größer ist als ohne Limiter. Der Anstieg der Neutralteilchendichte am Gaseinlaßventil ist zunächst außer Acht gelassen.

Da das Neutralgas durch Ionisation die Quelle für das Plasma darstellt, folgert aus den bisherigen Ergebnissen, daß der Limiter den Quellterm im Plasma etwa um den Faktor 4 erhöht. Andererseits sind die Entladungen, bei denen der Limiter in Stufen zum Plasma geklappt wurde, bei konstanter Plasmadichte durchgeführt worden, wofür eine konstante Quellstärke erforderlich ist. Entsprechend muß der Gasfluß aus der äußeren Quelle abnehmen, wie die Quelle am Limiter durch Recycling zunimmt.

In Abbildung 5 ist der Gasfluß aus dem äußeren Ventil für Entladungen gleicher Plasmadichte aufgetragen während die Limiterstellung variiert wurde. Wie erwartet nimmt der äußere Gasfluß ins Plasma ab, wenn der Limiter an das Plasma herangeführt wird und ist im Dichteplateau um den Faktor 3 kleiner. Mit diesen Ergebnissen sind wir in der Lage, das Recycling einer Limiterentladung zu beschreiben. Da eine Limiterentladung durch Recycling bestimmt ist, gilt für den Gesamtteilchen-

inhalt  $N_e$  des Plasmas:

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{N_e}{\tau_p} + r \frac{N_e}{\tau_p} + \phi_G$$

$\phi_G$  ist die äußere Gasquelle

Schaltet man bei einer Limiterentladung die äußere Gasquelle ab, so zerfällt die Elektronendichte mit einer typischen Zeitkonstante  $\tau_{eff} = 400$  msec. Unter der Annahme, daß die Teilcheneinschlußzeit für Limiterentladungen etwa 40 msec beträgt, ergibt sich für  $r$ :

$$r = 1 - \tau_p / \tau_{eff} = 0.9$$

Da das Recycling zu etwa 2/3 am Limiter erfolgt, läßt sich  $r$  aufspalten in einen Limiter- und einen Wandanteil:

$$r = \frac{2}{3} r_L + \frac{1}{3} r_W$$

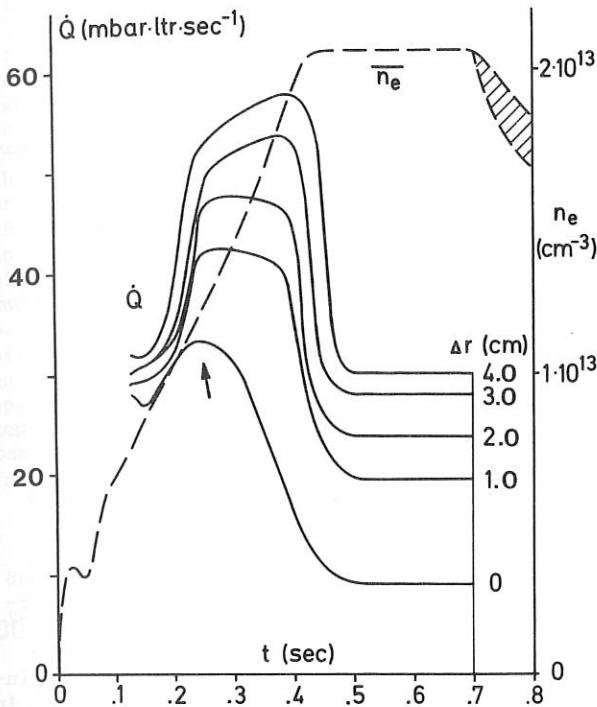


Abb. 5 Zeitliche Variation des Gasflusses in die Entladung für verschiedene Abstände  $\Delta r$  des materiellen Limiters von der Separatrix um die gestrichelt gezeichnete Liniendichte zu erzielen. Das Gasventil wird bei 0.7 sec abgeschaltet.

Bei den auf den Limiter treffenden Ionenflüssen ist das Limitermaterial (VA) kurz nach Beginn der Entladung gesättigt:  $r_L = 1$ . Die Sättigung des Limiters läßt sich der Gaseinlaßkurve in Abb. 5 entnehmen. Noch während die Plasmadichte aufgebaut wird, nimmt der Gasfluß aus dem Ventil wegen der Limitersättigung ab (s. Pfeil in Abb. 5).  
Somit folgt:  $r_W = 0.7$

### 1.2.2 Recycling bei Divertorentladungen

#### 1. Recycling Modell

In Abb. 6a ist der Zerfall der Liniendichte nach Abschalten des Gasventils für eine D-Entladung dargestellt. Die Dichte zerfällt in der typischen Zeit von 300 msec und ist somit weitgehend vom Recycling bestimmt. Abbildung 6b zeigt die entsprechende Dichteabnahme für eine DP-Entladung bei der im Divertor gegettert wird. In dieser Entladung, zerfällt die Dichte innerhalb von 40 msec, also in einer Zeit, die durch die Teilcheneinschlußzeit  $\tau_p$  begrenzt ist. In einer DP-Entladung findet somit kein nennenswertes Recycling mit den das Plasma umgebenden Gefäßwänden statt. Die radiale Abhängigkeit des Ionenflusses jenseits der Separatrix zeigt, daß etwa 4 % des Ionenflusses auf die Gefäßwand treffen kann. Aus dem Vergleich von D- mit DP-Entladungen folgt, daß in beiden Fällen

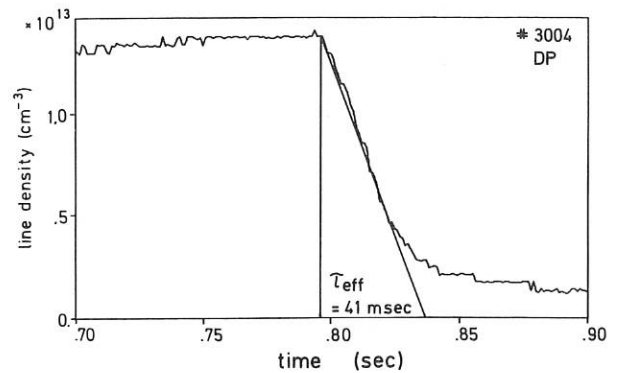
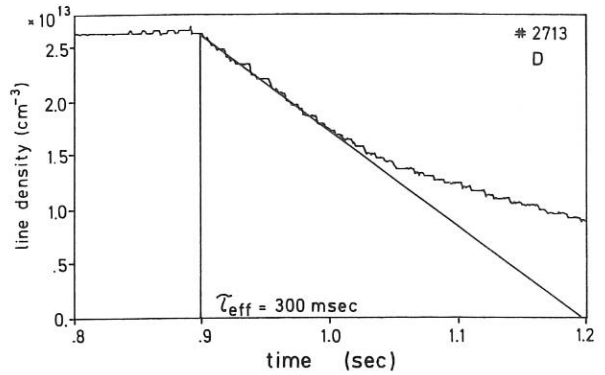


Abb. 6 [6a, (6b)] Abnahme der Liniendichte einer D (DP) Entladung nach Abschalten des äußeren Gasflusses.

das Plasma in den Divertor abströmt, dort an den Prallplatten neutralisiert wird und im Falle der DP-Entladung abgepumpt wird. Bei einer D-Entladung kann das Gas in den Plasmaraum zurückströmen und dort das Plasma nachfüllen. Für das rückströmende Gas bestehen prinzipiell 2 Öffnungen: die Divertorhülse, durch die auch das Plasma fließt und konstruktionsbedingte Schlitze zwischen Hauptraum und den Divertorkammern. Abschätzung der Ionisationswahrscheinlichkeit im Divertorplasma mit Liniendichten von  $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  sowie Messungen am Stauort zeigen, daß das Neutralgas durch den Divertorhals nicht zurückfließen kann. Folglich wird der für das Recycling bestimmende Kreislauf über die zusätzlichen Öffnungen geschlossen. Der gemessene Leitwert dieser Öffnungen beträgt  $3.6 \times 10^5 \text{ ltr/sec}$ , was einer Ausströmzeit  $\tau_c = 44 \text{ msec}$  entspricht.

Der Übergang von der Limiterentladung zur D-Entladung erfordert etwa den 3-fachen Gasfluß von außen, um die gleiche Plasma-Liniendichte zu erzielen. Beim Übergang von D- zu DP-Entladungen ist eine weitere Erhöhung des Gasflusses um den Faktor 2-3 notwendig.

Ein Teil des eingeblasenen Gases wird in der Rand-



schicht ionisiert und in den Divertor transportiert; der restliche Teil des Gases dient dazu, die Plasmaverluste  $N_e/\tau_p^+$  zu kompensieren.  $\tau_p^+$  ist die Teilcheneinschlußzeit innerhalb der Separatrix. Die Randschicht schirmt den äußeren Gasfluß  $\phi_G$  ab. Der Abschirmkoeffizient ist  $1 - \gamma$ . Nur der Bruchteil  $\gamma$  dient zur Nachfüllung des Plasmas.

Mit diesen Beobachtungen sind wir imstande, das Recycling bei D- und DP-Entladungen zu beschreiben. Das Recycling Modell ist in Abbildung 7 dargestellt.

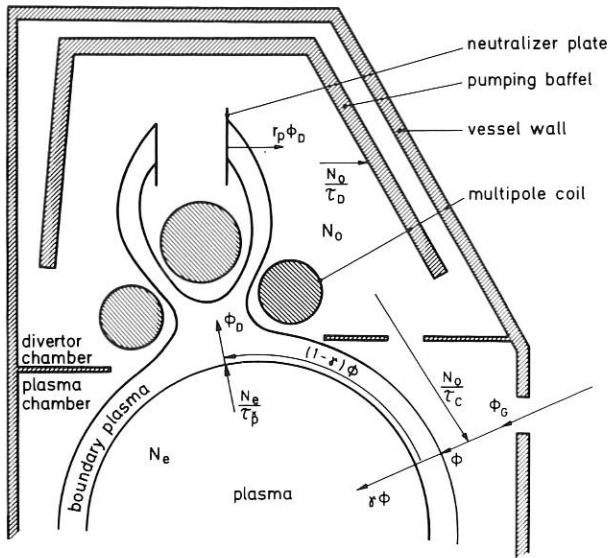


Abb. 7 Recycling Modell für D- und DP-Entladungen. Die verschiedenen Größen sind im Text erläutert.

Das Plasma wird durch den Fluß  $\phi = (\phi_G + N_0/\tau_c)$  nachgefüllt. Der Anteil  $(1 - \gamma)$   $(\phi_G + N_0/\tau_c)$  fließt zusammen mit dem Plasmaverlust  $N_e/\tau_p^+$  in den Divertor. Der Anteil  $r_p$  dieses Flusses stellt die Neutralteilchenquelle im Divertor dar.  $r_p < 1$ , da für D-Entladungen auch im Dichteplateau Gas von außen nachgefüllt werden muß. Bei DP-Entladungen kommt es zusätzlich zum Teilchenverlust  $N_0/\tau_D$  durch die Getterpumpen in den Divertorkammern. Das Recycling Modell läßt sich darstellen:

$$\frac{dN_e}{dt} + \frac{N_e}{\tau_p^+} = \gamma(\phi_G + N_0/\tau_c) \quad (1)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = r_p \left[ (1-\gamma)\phi + N_e/\tau_p^+ \right] - N_0/\tau_c - (N_0/\tau_D)$$

Aus der Kenntnis der Absolutwerte für Gesamtteilchenzahl  $N_e$  und Gasfluß  $\phi_G$  während der stationären Phase einer Entladung und nach dem Abschalten des Gasflusses lassen sich die charakteristischen Größen  $\gamma$ ,  $r_p$  und  $\tau_D$  bestimmen. (Die Bestimmung dieser Größen leidet allerdings unter einer sehr ungenauen Kenntnis des Flusses  $\phi_G$ ; außerdem muß angenommen werden, daß die Gesamtteilchenzahl  $N_e$

wie die Liniendichte mit der charakteristischen Zeit  $\tau_{eff}$  abnimmt).

Für eine D- und DP-Entladung mit einer mittleren Elektronendichte von  $2.6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  gilt:

$$D: \phi_G \sim 5.6 \cdot 10^{20} \text{ Atome/sec}; N_0/\tau_c \sim 1.4 \cdot 10^{21} \text{ Atome/sec};$$

$$\gamma \sim 0.68; r_p \sim 0.89$$

$$DP: \phi_G \sim 1.3 \cdot 10^{21} \text{ Atome/sec}; N_0/\tau_c \sim 5.4 \cdot 10^{20} \text{ Atome/sec};$$

$$\gamma \sim 0.9; r_p \sim 0.91; \tau_D \sim 21 \text{ ms.}$$

Die Abpumpzeit von 21 msec entspricht einer Saugleistung der Divertorpumpen von  $7.6 \cdot 10^5 \text{ ltr/sec}$ .

### 2. Abschirmung und Teilcheneinschluß durch die Randschicht

Um bei einer DP-Entladung die Plasmadichte von  $2.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$  auf  $5.3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$  zu erhöhen, muß der Gasfluß von außen zunächst stark erhöht werden, bis die Randschichtdichte von  $1.9 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$  auf  $1.1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$  angestiegen ist. Die Randschichtdichte wird mit Hilfe eines Mikrowelleninterferometers in den Divertorkammern gemessen. In der Aufbauphase der Randschichtdichte wird der Gasfluß  $\phi_G$  kontinuierlich zurückgeregelt. Im gleichen Maße wie die Randschichtdichte steigt der Druck  $N_0$  im Divertor an. Bei konstanter Plasmadichte sind Randschichtdichte und Neutralgasdichte im Divertor eng verkoppelt. Ein Gleichgewicht zwischen beiden Größen stellt sich ein, einerseits über die Neutralisation an den Prallplatten und andererseits durch die Ionisation der Neutralgasdichte im Divertor durch das Divertorplasma. Abbildung 8 zeigt den Zusammenhang zwischen Randschicht- und Neutralgasdichte im Divertor für D- und DP-Entladungen.

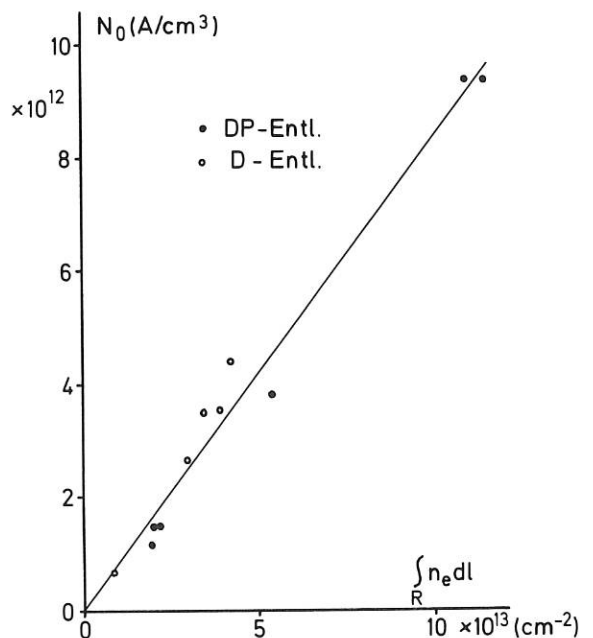


Abb.8 Linearer Zusammenhang zwischen Neutralgasdichte  $N_0$  im Divertor und Randschicht-Liniendichte

Beim Übergang von der D- zur DP-Entladung bei  $2.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$  fällt die Neutralgasdichte im Divertor von  $3.6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$  auf  $7.4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ . Im gleichen Maße verdünnt sich die Randschichtdichte. Wegen der dünneren Randschicht erhöht sich der Fluß ins Plasma. Der Abschirmfaktor  $1-\gamma$  hängt von der Randschichtliniendichte ab. Bei dünner Randschicht geht  $1-\gamma$  gegen 0, dem Wert, den  $1-\gamma$  auch bei Limiterschüssen annimmt. Diese Tatsache hat zur Folge, daß sich umgekehrt der Plasmaeinschluß mit zunehmender Randschichtdichte verbessert. Abbildung 9 zeigt die Teilcheneinschlußzeit  $\tau_p^+$  abhängig von der Randschichtdichte. Folgende Vorstellung bietet sich an. Mit zunehmender Randschichtdichte wird der Teilcheneinschluß besser, da sich aufgrund der hohen Randschichtdichte die Dichtegradienten an der Separatrix reduzieren. Die Plasmadichte wird folglich über den Gaseinlaß von außen festgelegt; die Dichteprofilform stellt sich jedoch über die Neutralgasdichte im Divertor ein.

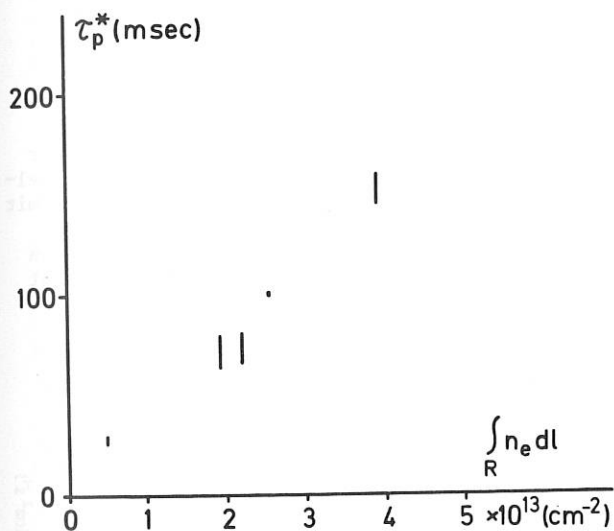


Abb. 9 Variation der Teilcheneinschlußzeit  $\tau_p^+$  des Plasmas innerhalb der Separatrix mit der Randschicht-Liniendichte.

Die so ermittelten langen Einschlußzeiten  $\tau_p^+$  scheinen zunächst im Widerspruch zu sein zu den beobachteten kurzen Dichteabschaltzeiten (s. Abb. 6). Dieser Widerspruch löst sich auf durch die Beobachtung, daß beim Abschalten des äußeren Gasflusses die Randschichtdichte sehr viel schneller abfällt als die Plasmadichte. Abbildung 10 zeigt den Zerfall der Randschichtdichte, der etwa in 40 msec erfolgt im Vergleich zur Dichteabfallzeit von 90 msec. Beim Abschalten des Gasventils werden die Dichtegradienten in der Randschicht schnell erhöht, so daß die Plasmadichte in einer Zeit zerfallen kann, die kürzer als die Teilcheneinschlußzeit in der Plateauphase ist. Die Teilcheneinschlußzeit verringert sich beim Dichtezerfall. In der Tat wird beobachtet, daß die Liniendichte eher linear als exponentiell abfällt (s. Abb. 6b).

### 1.2.3 Recycling als Ursache für Verunreinigungen

Die Stoß- und Desorptionsprozesse an der Wand, die zum Recycling führen, lösen auch Verunreinigungen von der Wand. Abbildung 11 a zeigt den Anstieg

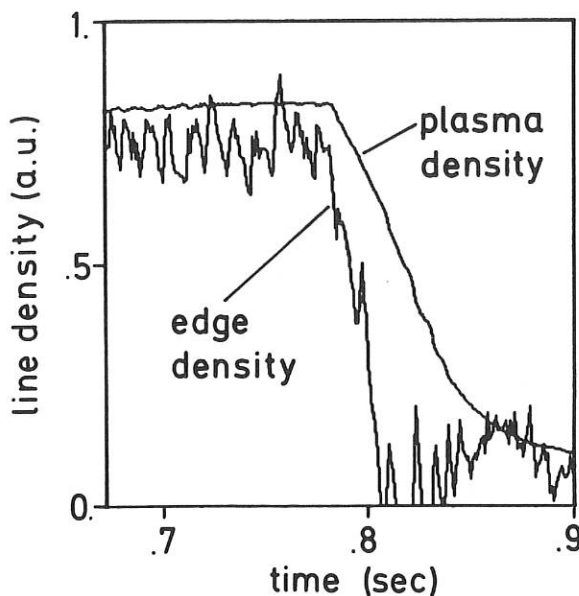


Abb. 10 Vergleich der Abnahme der Randschichtdichte mit der Plasmadichte nach Abschalten des äußeren Gasflusses.

der Ionentemperatur und der ohmschen Leistung, wenn der VA Limiter bzw. in Abb. 11 b der SiC-Pilzlimiter zum Plasma bewegt werden. Mit dem Recycling am Limiter erhöht sich der Verunreinigungsgrad des Plasmas, was sich im Anstieg der ohmschen Leistung und damit als Folge im Anwachsen der Plasmatemperaturen bemerkbar macht. In beiden Fällen läßt sich der Anstieg von Zeff, der etwa 50 % beträgt, durch Wasserstoffsputtering an den Limitermaterialien mit der Annahme erklären, daß Wasserstoff- und Verunreinigungsionen die gleiche Einschlußzeit haben.

Beim Übergang von der D- zur DP-Entladung fällt die ohmsche Leistung und mit ihr die Ionentemperatur. In Abb. 11 c ist die Abnahme dieser Werte gegen die Zahl der Schüsse nach Getterbeginn dargestellt. Vor jedem Schuß wurde neu Titan aufgedampft. In diesem Fall werden die leichten Verunreinigungen, die beim Recycling freigesetzt werden, abgepumpt, so daß die Gefäßwand zunehmend sauberer wird.

### 1.3 Teilchentransport

Die Untersuchungen über den Teilchentransport erstrecken sich auf den Transport des Wasserstoffplasmas sowie auf den Transport leichter und schwerer Verunreinigungen, die entweder im Plasma bereits enthalten sind, oder zu Diagnostikzwecken während der Entladung zugegeben wurden. Da Teilchenflüsse der Messung nicht unmittelbar zugänglich sind, müssen sie aus einer Messung der Quellfunktion und der Dichteverteilung mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung erschlossen werden. Im Falle von Verunreinigungen sind derartige Messungen nicht vollständig durchführbar, so daß es sich als günstig erwiesen hat, zunächst von einem Ansatz für die Teilchenflüsse auszugehen und dann in Einzelfällen nachzuprüfen, wie weit mit diesem Ansatz berechnete Teilchendichteprofile mit den Messungen

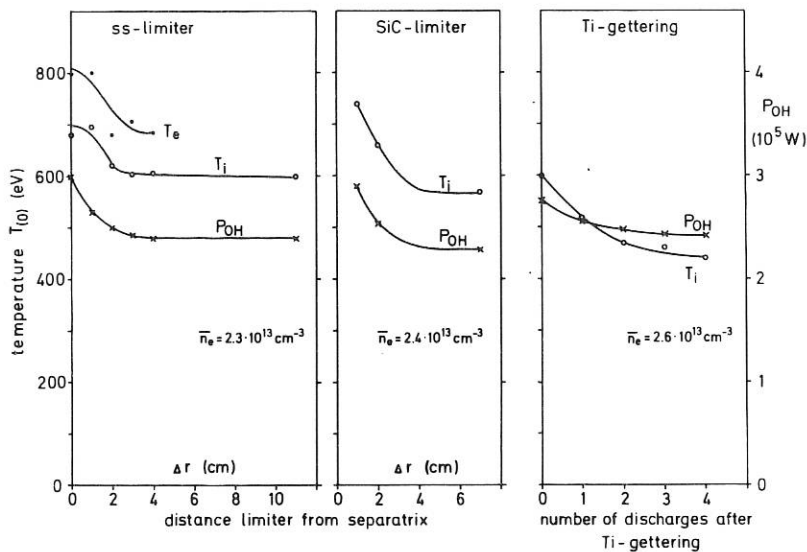


Abb. 11a/b Variation der Elektronentemperatur  $T_e$ , der Ionentemperatur  $T_i$ , und der Ohmschen Leistung  $P_{OH}$  für verschiedene Entfernungen  $\Delta r$  des materiellen Limiters (bestehend aus VA oder SiC) von der Separatrix.

Abb. 11c Abnahme von  $T_i$  und  $P_{OH}$  beim Übergang von D- zu DP-Entladungen in Abhängigkeit von der Anzahl der getter-Zyklen. Vor jeder Plasmaentladung wurde Titan verdampft.

übereinstimmen. Als Ansatz für die Flüsse sämtlicher Teilchensorten wurde gewählt:

$$\Gamma_K = -D \frac{\partial n_K}{\partial r} + v_D n_K$$

$D$  ist ein anomaler Diffusionskoeffizient, der als konstant angesehen werden kann,  $v_D$  ist eine anomale, auf das Plasmazentrum gerichtete Driftgeschwindigkeit. Dieser Ansatz garantiert die Erhaltung der Quasineutralität. Da im stationären Fall annähernd parabolische Elektronendichteprofile gemessen werden, auch wenn die Quelle im Zentrum verschwindend klein ist, wird

$$v_D = -\frac{2Dr}{a^2}$$

gesetzt, so daß sich im Bereich  $r \ll a$   $n_e = n_{e0} \cdot [1 - (\frac{r}{a})^2]$  ergibt.

Im folgenden wird zunächst der Wasserstofftransport, dann der Verunreinigungstransport innerhalb der Separatrix unter Annahme dieses Modells betrachtet und mit den Messungen verglichen. Abweichungen von diesem Modell sowie der Transport in der Randschicht werden gesondert behandelt.

### 1.3.1 Wasserstofftransport

a) Entwicklung der Elektronendichteprofile  
In Abbildung 12 ist ein typisches Elektronendichteprofil gezeigt, wie es übereinstimmend durch Thomson-Streuung und 2 mm-Interferometrie während der stationären Phase einer ASDEX-Entladung gemessen wird. Gleichzeitig ist eine berechnete Verteilung der Dichte des neutralen Wasserstoffs dargestellt, die durch Messung des Flusses der Ladungsaustauschneutrals abgesichert wurde. Nimmt man an, daß  $v_D = 0$ , so kann man  $D(r)$  bestimmen. Es zeigt sich, daß  $D$  sehr stark über den Radius variiert (Abb.12).

Berechnet man nun die Dichteprofile während der instationären Aufbau- bzw. Abbauphase mit demselben  $D(r)$ , so ergeben sich starke Diskrepanzen mit den Messungen. Setzt man hingegen  $D(r) = \text{const}$  ( $= 4000 \text{ cm}^2/\text{s}$ ) und führt  $v_D$  ein, so lassen sich die Profile in allen Phasen der Entwicklung gut beschreiben (s. z.B. Abb. 13).

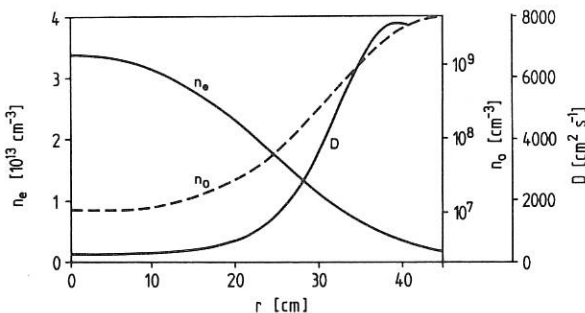


Abb. 12 Profile von  $n_e$ ,  $n_0$  und  $D$  ( $v_D = 0$ )

b) Dichteschwankungen während der inneren Abbrüche  
Ähnlich wie die Elektronentemperatur zeigt auch die Elektronendichte eine sägezahnförmige Modulation. Der Anstieg der zentralen Dichte während eines Sägezahns wird zu 5 % gemessen. Die Ionisationsrate, die sich aus der gemessenen Neutralteilchendichte ergibt, erlaubt aber nur einen Anstieg von maximal 0,5 %, selbst wenn Transportverluste vernachlässigt werden. Es müssen also geladene Teilchen entgegen dem Gradienten ins Zentrum strömen. Die charakteristische Geschwindigkeit ist  $v = -2.5 r \text{ cm/sec}$ , während man aus unserem Modell für  $\frac{\partial n_e}{\partial r} = 0$ ,  $v = -5 r \text{ cm/sec}$  erhalten würde.

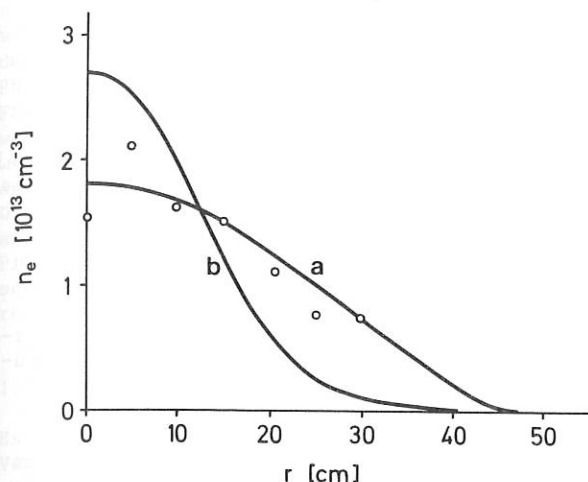


Abb. 13  $n_e$ -Profile 0.7 s nach Abschalten des Gas-einlasses  
 a) Rechnung mit  $v_D = -2D/a^2$ ,  $D = 4000 \text{ cm}^2/\text{s}$   
 b) Rechnung mit  $v_D = 0, D(r)$  aus Abb.12. Meßpunkte aus Thomson-Streuung.

Die experimentellen Hinweise auf eine einwärts gerichtete Geschwindigkeit beziehen sich lediglich auf Beobachtungen im Plasmazentrum. Ob die lineare Abhängigkeit von  $r$  auch bei  $r \approx a$  noch gilt, kann nicht entschieden werden.

### 1.3.2 Verunreinigungstransport

#### a) Stationäre Profile

Mit Hilfe schwenkbarer Monochromatoren wurden die Emissionsprofile verschiedener Verunreinigungslinien (O V-VIII, Fe XVI, XVII) gemessen. Abb. 14 zeigt einige Beispiele sowie mit dem obigen Modell berechnete Profile. Die Übereinstimmung ist bemerkenswert, wenn die gleichen Koeffizienten wie für den Wasserstofftransport verwendet werden. Die Existenz des  $v_D$ -Terms kann in diesem Fall jedoch nicht unmittelbar verifiziert werden, da wegen der steileren Gradienten der Verunreinigungsdichten der Transport durch den diffusiven Term dominiert wird. Verwendet man allerdings  $D(r)$  und  $v_D = 0$  (Abb.12), so ergeben sich erhebliche Diskrepanzen mit der Messung. Mit der Annahme  $v_D = 0$  wäre man also gezwungen, im Plasmazentrum für den Verunreinigungstransport einen wesentlich größeren Diffusionskoeffizienten als für den Wasserstofftransport zu wählen.

#### b) Injektion von Verunreinigungen

Es wurden mit kurzen Pulsdauern (5-10 ms) verschiedene Fremdgase während der stationären Phase der Entladung ins Plasma eingelassen. Die Entwicklung ausgewählter Emissionsprofile wurde gemessen und wiederum mit Rechnungen verglichen. In diesem Fall erhält man genauere Aussagen über den Diffusionskoeffizienten, da dieser umgekehrt pro-

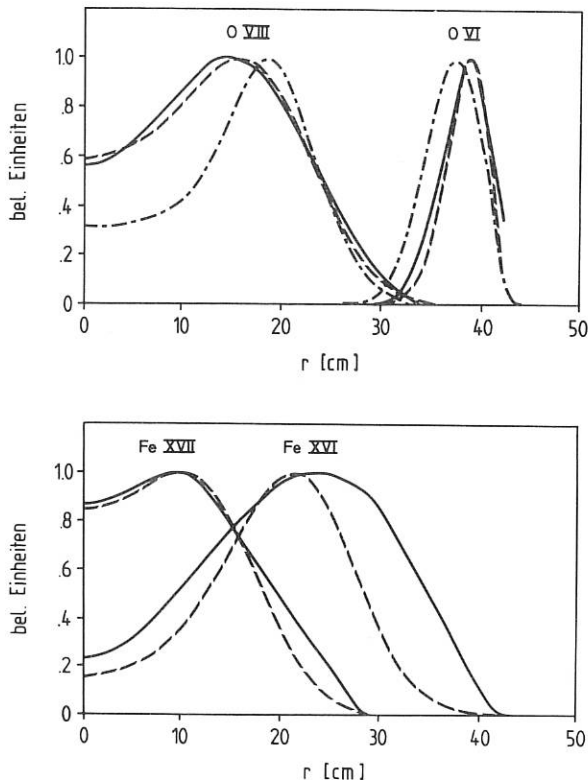


Abb. 14 Normierte Emissionsprofile von Sauerstoff und Eisen in der stationären Phase. Durchgezogen: Messung; gestrichelt: Rechnung mit  $v_D = -2D/a^2$ ,  $D = 4000 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Strichpunktirt:  $v_D = 0, D(r)$  aus Abb. 12.

portional der gemessenen Diffusionszeit ist, während Profilbreiten nur von  $\sqrt{D}$  abhängen. Die auf diese Weise bestimmten Koeffizienten stimmen gut mit den aus den stationären Profilen ermittelten überein. In Abb. 15 ist der Vergleich bei 50 ms nach Ne-Einlaß durchgeführt. Die Rechnung mit  $D(r)$  liefert ein Profil von Ne X, das zu schmal ist und zu weit außen liegt.

### 1.3.3 Abweichungen vom einfachen Transportmodell

Während sehr viele Beobachtungen durch das gewählte Transportmodell hinreichend gut beschrieben werden, gibt es aber auch eine Reihe charakteristischer Abweichungen. Die wichtigste bezieht sich auf eine beobachtete poloidale Abhängigkeit des Teilchenflusses am Plasmarand, die im Abschnitt 1.5 eigens behandelt wird. Ein Hinweis darauf, daß auch innerhalb der Separatrix Abweichungen von einem rein radialen Transport auftreten, besteht darin, daß häufig asymmetrische (bezügl. d. Mittelebene des Torus) Emissionsprofile gemessen werden. Ähnliche Beobachtungen wurden auch an Pulsator, PLT und Alcator A gemacht. Eine systematische Untersuchung an ASDEX liegt noch nicht vor, da das

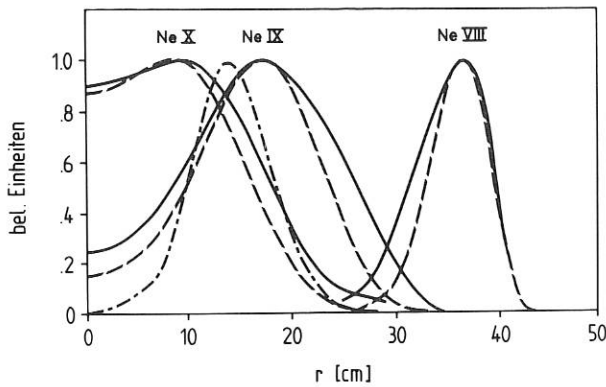


Abb. 15 Normierte Emissionsprofile von Neon, 50 msec nach Neoneinlaß. Darstellung wie in Abb.14.

Phänomen nicht sehr reproduzierbar ist und mehrere vollständige Profilmessungen während einer Entladung erfordern würde.

Während des Strom- und Dichteaufbaus können die Emissionsprofile nicht mit dem einfachen Modell erklärt werden. Fe-Profile zeigen eine starke Konzentration auf der Achse, die sich nach einigen 100 ms abbaut. Gelegentlich findet man in dieser Phase in der weichen Röntgenstrahlung ein stark anwachsendes Signal, das mit dem Einsatz innerer Abbrüche in wenigen ms verschwindet. Das Phänomen zeigt eine gewisse Verwandtschaft mit der Verunreinigungsanhäufung, wie sie an Pulsator gefunden wurde, und steht in Übereinstimmung mit Beobachtungen an Doublet III und Alcator C. Offenbar findet eine Entmischung von Verunreinigungen und Wasserstoff statt, die in unserem Modell nicht enthalten ist.

Schließlich muß festgestellt werden, daß die Modellrechnungen in achsennahen Zonen die größten Abweichungen von den experimentellen Profilen zeigen. Beispielsweise sollte in Abb. 15 Ne X sein Maximum zu späten Zeiten auf der Achse haben, was durch die Messung nicht bestätigt wird. Vermutlich beeinflussen die inneren Abbrüche den Verunreinigungstransport in einer Weise, die durch die einfachen Annahmen nicht gut genug beschrieben wird.

#### 1.3.4 Abschirmwirkung gegenüber dem Verunreinigungszufluß durch die Plasmarandzone

Aus der Annahme eines gemeinsamen Diffusionskoeffizienten für alle Verunreinigungen läßt sich eine einfache Beziehung für die Gesamtdichte einer Verunreinigungssorte im Inneren eines limiter-begrenzten Plasmas für den stationären Fall ableiten:

$$n_{\text{tot}} = \frac{\phi_{\text{v}} \cdot \lambda_{\text{ion}}}{D}$$

$\phi_{\text{v}}$  ist der Fluß neutraler Verunreinigungen, der auf das Plasma auftrifft,  $\lambda_{\text{ion}} = v/n_e S$  ist die Ionisierungslänge. In einem Divertor-Tokamak erwartet man geringere Konzentrationen, da die geladenen Teilchen parallel zum Feld in einer charakteristischen Zeit  $\tau_{\parallel}$  abgeführt werden. Auf der anderen Seite ist jedoch die Breite der Randschicht ( $\lambda$ ) durch  $\tau_{\parallel}$  selbst gegeben, wenn die Randschicht keine Quellen für Plasma enthält und der Wasserstoff mit demselben Koeffizienten  $D$  diffundiert:  $\lambda = \sqrt{D \tau_{\parallel}}$ . In diesem Fall wird auch bei perfekter Ionisation in der Randschicht die Abschirmwirkung durch den Divertor nur um 30 % gegenüber dem Limiterfall verbessert. Dieses Ergebnis wird anschaulich verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die Diffusionszeit senkrecht zum Feld  $\tau_{\perp} = \lambda^2/D$  genauso groß wie  $\tau_{\parallel}$  ist, die Teilchen also mit gleicher Wahrscheinlichkeit ins Plasma oder in den Divertor gelangen können. Hängt jedoch der Fluß  $\phi_{\text{v}}$  vom Recyclingfluß der Verunreinigungen selbst oder von dem des Wasserstoffs ab, so kann die Pumpwirkung des Divertors zu einer Reduktion der Verunreinigungen führen, da das Recycling in Plasmanähe verhindert wird.

Bei der Untersuchung der Randschicht sind folgende Größen von Wichtigkeit:  $D$ ,  $\tau_{\parallel}$ ,  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $\lambda$ .  $D$  ergab sich aus 0 VI Profilmessungen (Abb. 14) zu etwa  $4000 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . Dieser Wert ist unsicher, da  $n_e$  und  $T_e$  am Rande nicht gut bekannt sind. Der Bohm-Koeffizient für 15 eV ist von gleicher Größe.  $\tau_{\parallel}$  wird zu 1 - 3 ms abgeschätzt. Dies ergibt sich aus der Messung von  $\sigma_{\text{v}} \lambda n_e d l \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  und der Einschlußzeit von  $\tau_{\text{p}} \approx 40 \text{ ms}$ . Damit wird  $\lambda \approx 2-4 \text{ cm}$ , in Übereinstimmung mit Messungen des Recyclings bei Annäherung des Limiters an die Separatrix sowie mit Messungen des Teilchenflusses durch Aufsammler-Sonden. Die für die Randschicht charakteristische Dichte ergibt sich zu  $\approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Direkte Messungen von  $T_e$  liegen nicht vor. Ionisationskoeffizienten sind allerdings oberhalb 20 eV unempfindlich gegen  $T_e$ .

Leider ist es nicht möglich, mit diesen Resultaten die gemessenen Verunreinigungskonzentrationen entsprechend obiger Beziehung zu vergleichen, da die neutralen Verunreinigungsflüsse nicht gemessen werden konnten. Man kann umgekehrt vorgehen und diese Flüsse aus dieser Formel berechnen. Für eine D-Entladung wurde eine Sauerstoffkonzentration von etwa  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  gemessen. Dies entspricht einem Sauerstofffluß von  $5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Der zugehörige Wasserstofffluß ist etwa  $10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Da die Konzentration nur 0.4 % beträgt, muß die Randschicht eine erhebliche Abschirmwirkung besitzen.

Ein experimenteller Hinweis, daß die Diffusionszeit  $\tau_{\perp}$  durch die Randschicht vergleichbar mit der Abpumpzeit  $\tau_{\parallel}$  ist, wurde aus den schon erwähnten Ne-Injektionsexperimenten gewonnen. Obwohl Ne bereits in der Randschicht mindestens einmal ionisiert wird, findet man dennoch etwa 40 % der eingelassenen Menge nach Abschalten des Pulses im Plasma, wobei dieser Wert allerdings innerhalb eines Faktors 2 unsicher ist. In einer Zeit der Größenordnung  $\tau_{\parallel}$  muß also ein erheblicher Teil des Neons durch die Randschicht im geladenen Zustand diffundiert sein.

Die geringe Verbesserung der Abschirmwirkung durch den Divertor gegenüber dem Limiter-Fall zeigt sich

am Beispiel des Sauerstoffs besonders deutlich. Es wird praktisch keine Reduktion durch Einschalten des Divertors gefunden. Allerdings kann in beiden Fällen die Sauerstoffkonzentration um etwa einen Faktor 15 auf  $5 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$  (DP-Entladung) gesenkt werden, wenn in den Divertorkammern Ti verdampft wird. Eisen kann dagegen mit Hilfe des Divertors auch ohne Gettern um einen Faktor 20 gegenüber dem Limiter-Fall verringert werden. Dies ist offenbar auf das verminderte Recycling geladener Teilchen in Plasmanähe, also auf eine Verringerung des Zuflusses, weniger auf die Abschirmwirkung zurückzuführen.

#### 1.4 Energiebilanz

Es wurde versucht, die Energieflüsse in den einzelnen Verlustkanälen vom Plasma zur Wand bzw. in den Divertor quantitativ zu bestimmen und den Einfluß des Divertors auf die Energiebilanz zu ermitteln.

##### Energieflüsse im Bereich des Plasmatorus

Die Entladungen im Berichtsjahr waren ausschließlich ohmsch geheizt. Die zugeführte Energie wird vollständig innerhalb des Plasmatorus deponiert. Aus dem gemessenen Plasmastrom, der Ringspannung und  $T_e$ -Profilen kann der Leistungsquellterm  $P_{OH}$  innerhalb des Plasmas zumindest während stationärer Entladungsphasen berechnet werden. Dabei wird ein über den Radius konstanter Wert von  $Z_{eff}$  und eine Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit nach Spitzer vorausgesetzt. Reabsorption abgestrahlter Leistung kann vernachlässigt werden.

Die ohmsche Heizung führt zunächst nur den Elektronen Energie zu. Ein Teil der Elektronenenergie wird durch Elektronenwärmeleitung vom Plasmazentrum zum Rand transportiert, ein Teil wird abgestrahlt. Daneben findet ein Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen statt. Im Plasmazentrum werden die Ionen von den Elektronen geheizt. Ihre Energie wird durch Konvektion und Ionenwärmeleitung zum Plasmazentrum abgeführt, ein Teil der Ionenenergie geht dadurch verloren, daß durch Umladungsstöße Ionen in Neutralteilchen verwandelt werden, die nicht mehr eingeschlossen sind. In der äußeren Plasmazone kann die Elektronentemperatur unter die Ionentemperatur sinken, so daß die Ionen Energie an die Elektronen abgeben.

Die abgestrahlte Leistung (einschließlich des Neutralteilchenstroms) wurde sowohl räumlich integriert wie auch orts aufgelöst bolometrisch gemessen. Die Form der Strahlungsprofile und Ergebnisse zahlreicher anderer Diagnostiken geben Aufschluß über die hauptsächlich zur Strahlung beitragenden Verunreinigungen im Plasma.

Der Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen wurde für mehrere Entladungstypen aus gemessenen  $T_e$ ,  $T_i$  und  $n_e$ -Profilen als Funktion des Radius berechnet. Aus allen genannten Meß- und Rechengrößen wurden schließlich die Transportkoeffizienten für Ionen- und Elektronenwärmeleitung bestimmt.

Der radiale Verlauf von ohmscher Leistungsdichte ( $P_{OH}$ ) und Leistungsdichte der Strahlungsverluste einschließlich Ladungsaustauschverlusten ( $P_{RAD}$ )

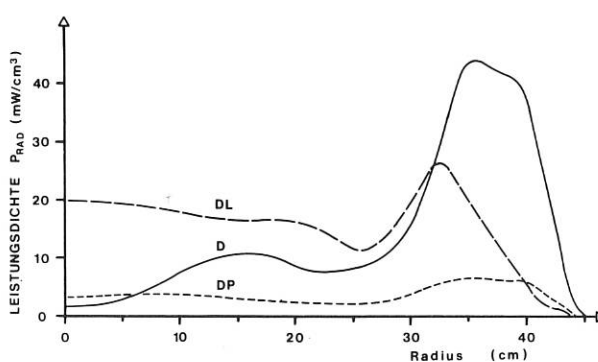
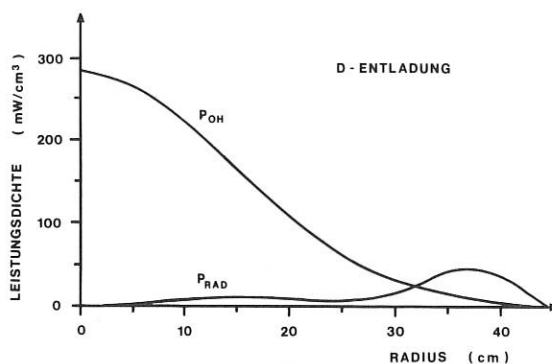


Abb. 16 Radiale Abhängigkeit der Leistungsdichten von ohmscher Heizung  $P_{OH}$  und Strahlung einschließlich Neutralteilchen  $P_{RAD}$ . Entladungstypen: D = Divertorentladung ohne Ti-Gettern, DP = Divertorentladung mit Gettern, DL = Divertorentladung, bei der der Limiter eingeschwenkt war.

in der stationären Phase verschiedener Entladungstypen ist in Abb.16 dargestellt.

Abbildung 17 zeigt die innerhalb eines Radius  $r$  zugeführte bzw. abgestrahlte Leistung (Integrale der mit dem Radius gewichteten Werte aus Abb. 16).

In allen untersuchten Fällen von Divertorentladungen gibt das heiße Plasmazentrum nur einen vernachlässigbaren Bruchteil der zugeführten Leistung durch Strahlung ab, d.h. der Energieverlust im Plasmazentrum ist transportdominiert. Die gesamte im Torus abgestrahlte Leistung beträgt bei relativ sauberer Maschine etwa ein Drittel der zugeführten Leistung. In den ersten Monaten nach der Inbetriebnahme von ASDEX wurden bei reinen Limiterentladungen mehr als 80 % der zugeführten Leistung abgestrahlt.

Messungen mit einem Grazing-Incidence-Spektrographen, mit PHA und Oberflächensonden ergaben, daß die wesentlichen Verunreinigungen des Plasmas Sauerstoff und Eisen sind. Nach einer größeren Anzahl von Titan-Verdampfungen kommt Titan hinzu. Daneben

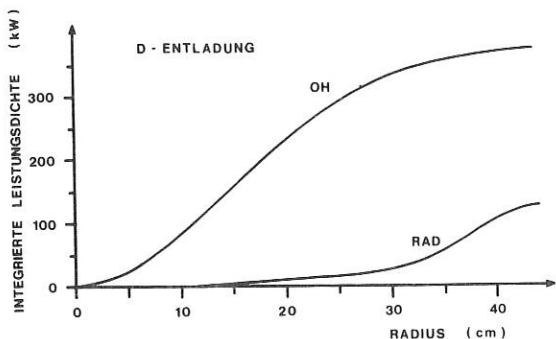


Abb. 17 Über den Radius integrierte Werte aus Abb. 16 oben. Die gesamte ohmsche Heizleistung und Strahlungsleistung bei den Abb. 16 zugrundeliegenden Entladungen betragen:

	OH	RAD	RAD/OH
D	367 kW	120 kW	35 %
DL	296 kW	85 kW	29 %
DP	234 kW	26 kW	11 %

wurden Chrom und Nickel sowie in einer etwa eine Größenordnung kleineren Konzentration Chlor, Schwefel, Stickstoff und Kohlenstoff identifiziert.

Alle durchgeführten Strahlungsmessungen, insbesondere auch die Langzeitentwicklung der Signale über Wochen deuten darauf hin, daß die Strahlung aus Divertor-Entladungen ohne Ti-Gettern von Sauerstoff dominiert ist. Würden schwere Verunreinigungen erheblich zur Gesamtstrahlung beitragen, so müßte die Strahlungsdichte im Plasmazentrum etwa in der gleichen Größenordnung wie am Plasmarand liegen. Der gemessene  $Z_{eff}$ -Wert von 1,5 läßt sich mit einer Sauerstoff-Konzentration von 1 % erklären.

Die Intensität der 0 VI-Linie bei 103,2 nm und die Gesamtstrahlung sinken nach einer größeren Schußzahl und besonders stark nach einigen Ti-Verdampfungen in den Divertorkammern. Gleichzeitig sinkt  $Z_{eff}$  auf 1. Schwere Verunreinigungen sowie Ladungsaustauschverluste tragen nun vermutlich wesentlich, möglicherweise überwiegend, zu den noch verteilenden insgesamt sehr niedrigen Strahlungsverlusten bei. Bei einer Dichte  $n_{e0} = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  wurde ein Ladungsaustauschverlust von  $0.3 \text{ mW/cm}^3$  im Zentrum,  $7,6 \text{ mW/cm}^3$  in der äußeren Plasmazone und eine Gesamtverlustleistung von ca. 5 % der ohmschen Heizleistung ermittelt. Die Konzentration schwerer Verunreinigungen (etwa  $1-3 \times 10^{-5}$  Fe und Ti nach PHA-Messungen) scheint in Divertorentladungen relativ unabhängig vom Ti-Gettern zu sein.

In ASDEX ist bereits bei niedrigen Dichten die

Ionentemperatur vergleichbar mit der Elektronentemperatur, da die Energieeinschlußzeit stets größer ist als die Equilibrationszeit  $\tau_{ei}$ . Abbildung 18 zeigt Ionentemperaturprofile bei  $q = 2.2$  und  $q = 4.4$ . Die Verbreiterung der Ionentemperaturprofile bei niedrigem  $q$  entspricht der typischen Verbreiterung der  $T_e$ -Profile. Wegen der kleinen Differenz der Temperaturen ist die Berechnung des Heizterms  $P_{ei}$  für die Ionen nur mit geringer Genauigkeit möglich. Das erschwert vor allem die Aufstellung der Ionenenergiebilanz. Da die Ionen nur einen kleinen Teil der Gesamtleistung transportieren, ist die Elektronenbilanz von dieser Unsicherheit weniger betroffen.

Die Bestimmung des Transportkoeffizienten für die Elektronenwärmeleitung ist im Bereich um den halben Plasmaradius mit befriedigender Genauigkeit möglich. Unter Vernachlässigung der Strahlungsleistung und der Konvektion findet man für

$$\chi_e = \frac{r}{\sigma} \int_0^r (P_{OH} - P_{ei}) \cdot 2\pi r' dr' / 2\pi r n(r) \frac{\partial}{\partial r} (kT_e)$$

in einer typischen Divertorentladung bei  $r = 20 \text{ cm}$  den Wert  $1.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ .  $\chi_e$  fällt zum Plasmazentrum hin stärker als  $1/n_e$  monoton ab und steigt (zumindest bis zur Meßgrenze bei  $r = 30 \text{ cm}$ ) stärker als  $1/n_e$  monoton an.

Abbildung 18 b zeigt die zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Ionentemperatur in einer Divertorentladung, bei der die Dichte zeitlich ansteigt. Als ausgezogene Linie ist die Ionentemperatur dargestellt, die unter der Annahme neoklassischer Ionenwärmeleitung berechnet wurde. Die zu niedrigen Meßwerte von  $T_i$  bei hohen Dichten sind vermutlich auf die Meßunsicherheit zurückzuführen, die auf der abnehmenden Transparenz des Plasmas beruht.

Bei einer liniengemittelten Elektronendichte von  $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  werden für die Ionen folgende Größen bestimmt: Etwa 10 - 20 % der gesamten ohmschen Heizleistung wird von den Ionen zum Plasmarand abgeführt. Davon gehen etwa 50 % durch Umladung verloren, 40 % werden am Plasmarand als Konvektionsverlust infolge der Teilchendiffusion abgeführt, der kleine Rest entfällt auf die Ionenwärmeleitung. Etwa beim halben Plasmaradius hat die Ionenwärmeleitung ihr Maximum. Sie transportiert dort etwa die Hälfte der auf die Ionen übertragenen Energie. Der Ionenwärmeleitungskoeffizient liegt allerdings auch hier etwa eine Größenordnung unter dem der Elektronen.

Die globale Energieeinschlußzeit, die nicht zwischen Elektronen-, Ionen- und Strahlungsverlusten unterscheidet, wurde in einem größeren Dichtebereich ermittelt (Abb. 19). Die Werte für kleine Dichten können durch  $\tau = c \cdot \bar{n} \cdot a^2$  angenähert werden, wobei für  $c$  der bereits am Pulsator gefundene Wert von  $1,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm} \cdot \text{s}$  eine befriedigende Übereinstimmung mit den Meßwerten an ASDEX ergibt.

#### Energiebilanz außerhalb des Plasmatorus

In Limiter- wie Divertorentladungen wird die Strahlungs- und Neutralteilchenleistung auf der Gefäßwand im Bereich der Entladungskammer deponiert. Diese Leistung wurde bei den meisten

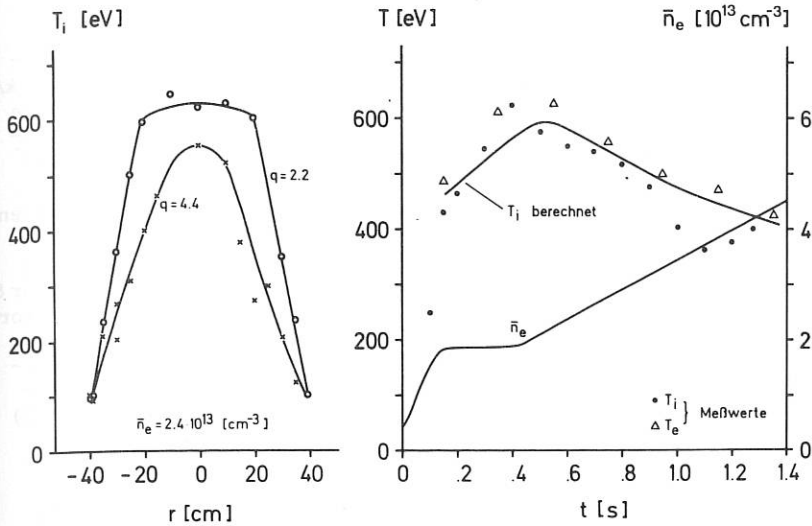


Abb. 18 a Radiale  $T_i$ -Profile bei Entladungen mit unterschiedlichem  $q$ .

Abb. 18 b Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten von  $T_e$  und  $T_i$  bei einer Entladung mit zeitlich ansteigender Dichte.

Entladungen bolometrisch gemessen.

Ein gravierender Unterschied zwischen Limiter- und Divertorentladungen besteht für die Energie, die von Ladungsträgern transportiert wird. Je nach Betriebsweise sollte der überwiegende Teil dieser Energie vom Limiter oder vom Divertor aufgenommen werden. Ein kleiner Teil der Energie könnte zur Wand, zu den Schutzlimitern oder sonstigen Gefäßeinbauten gelangen. Bei Divertorentladungen könnte ein Teil dieser Energie auch an den Eintrittsöffnungen der Divertoren deponiert werden.

Die Energiedeposition am Limiter konnte nicht quantitativ bestimmt werden, jedoch ist wegen des großen Plasma-Wandabstands anzunehmen, daß in Limiterentladungen fast die gesamte von Ladungsträgern transportierte Energie am Limiter abgegeben wird (Am Limiter findet überwiegend das Recycling statt. Näheres siehe Abschnitt 1.2 Recycling).

Die Belastung der verschiedenen Prallplatten in den Divertoren wird an mehreren Stellen des Umfangs und mit einer groben Ortsauflösung über die Breite der Prallplatten mit Hilfe von Thermoelementen gemessen. Es zeigte sich, daß bei den Divertorentladungen nur ein Bruchteil von 20 % bis 50 % der nicht im Bereich des Torus abgestrahlten Leistung zu den Prallplatten gelangt. Bolometermessungen in den Divertorkammern ergaben, daß der Fehlbetrag im Rahmen der Meßgenauigkeit auf Strahlung oder Umladungsneutrale im Divertorbereich zurückzuführen ist. Vorläufige Messungen deuten an, daß es sich dabei überwiegend um Strahlung im Wellenlängenbereich unterhalb 110 nm handelt.

Die Energiebilanzmessungen wurden unter zahlreichen verschiedenen Entladungsbedingungen durchgeführt. Es wurde z.B. untersucht, wie die Bilanz durch  $T_i$ -Gettern im Divertor beeinflusst wird. Der Einfluß einer vertikalen Verschiebung des Plasmas auf die Symmetrie der Belastung beider Divertoren wurde gemessen. Die Wirkung eines Pilzlimiters, der sich bei Divertorentladungen außerhalb der Separatrix an verschiedenen Positionen im Bereich der Randschicht befand, wurde untersucht.

Da bisher nur ein kleiner Teil der Messungen ausgewertet ist, sei der Vergleich zwischen einer

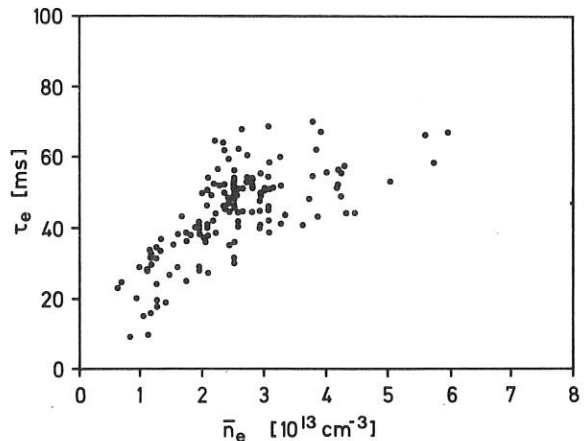


Abb. 19 Abhängigkeit der Energieeinschlußzeit von der Elektronendichte.

Limiterentladung (L), einer ungepumpten Divertorentladung bei  $q = 4.4$  und  $q = 2.2$  (D) und einer gepumpten Divertorentladung (DP) nur als Beispiel aufgezeigt:

	L	D	D	DP
	$q = 4.4$	$q = 4.4$	$q = 2.2$	$q = 2.2$
Gesamtleistung	290 kW	290 kW	540 kW	450 kW
Strahlung Torus	50 %	34 %	22 %	16 %
Strahlung Divertor	-	40 %	39 %	29 %
Prallplatten	-	21 %	30 %	41 %
Fehlbetrag	50 %	5 %	9 %	14 %



Der Fehlbetrag ist auf die Belastung des Limiters, der Wand, nicht erfaßter Stellen im Divertor (vor allem Eintrittsöffnung) sowie auf Fehler der relativ ungenauen Messungen in den Divertoren zurückzuführen. Die Prallplatten-Leistung wurde durch Division der gemessenen Energiedeposition durch die Dauer der Divertorbelastung gewonnen.

1.5 Energie- und Teilchenflüsse zu den Prallplatten

Die Energie- und Teilchenflüsse zu den Prallplatten werden gleichzeitig an den 4 charakteristischen Positionen, nämlich an der Torus-Innen (I)- und Außenseite (A) der oberen (O) und unteren (U) Divertorkammer, gemessen (vgl. Abb. 20). Die räumliche Verteilung der Energiedeposition auf den Prallplatten wird dabei zeitintegriert mit einem Array von Thermoelementen, die Liniendichte der Abschäl-schicht in der Nähe der Prallplatten mit Interferometern (8 mm-Wellen) bestimmt.

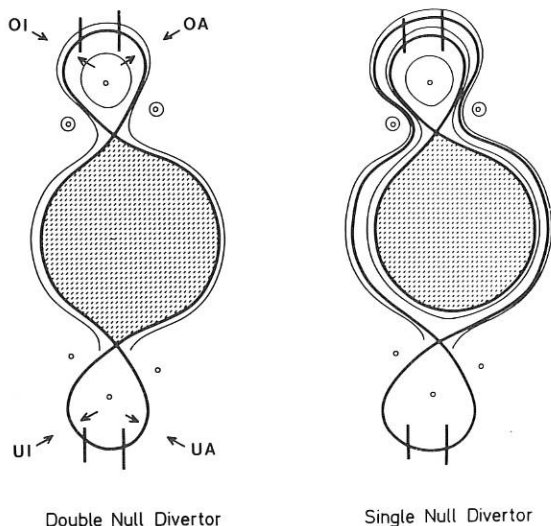


Abb. 20 Links: Standard-Konfiguration für ASDEX mit je einem ober- u. unterhalb des Plasmas liegenden Divertor.

Abb. 20 Rechts: Durch Verschiebung des Plasmas nach oben entstehen zwei Separatrices. Nur die zum oberen Staupunkt gehörige Separatrix läuft auf die Prallplatten, ohne Wände zu berühren.

Während ASDEX in der Standard-Konfiguration einen Doppeldivertor ("Double Null") besitzt, kann man durch vertikale Verschiebung des Plasmaringes nach oben oder unten zu einem "Single Null" Divertor übergehen (vgl. Abb. 20), wie er für INTOR diskutiert wird. Es zeigt sich nun, daß in einer "Double Null"-Konfiguration die Teilchen- und Energieflüsse auf der Torusaußenseite wesentlich größer sind als auf der Torusinnenseite (etwa um einen Faktor 3 bis 4), während dieses Verhältnis

für einen "Single Null"-Divertor gegen 1 geht.

Dies ist in Abb. 21 für die Liniendichten dargestellt. Bei einer Reihe von Entladungen ( $I_p = 240$  kA,  $q = 4.4$ ,  $\bar{n}_e = 2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ) wurde die Plasmalage mittels eines Radialfeldes von einigen Gauß zwischen  $z = -4$  cm und  $z = +6$  cm variiert (während der Entladung wurde die vertikale Position mit einem Feedbacksystem auf 0.2 cm konstant gehalten). Bei einer vertikalen Verschiebung des Plasmas um  $\Delta z = 2$  cm beträgt die Oben - Unten Unsymmetrie der Liniendichten,  $n_{OA}/n_{UA}$ , bereits einen Faktor 8, d.h. es ist praktisch nur noch der obere Divertor im Einsatz (die Verschiebung um 2 cm entspricht etwa der Breite der Abschäl-schicht). Die Außen - Innen Unsymmetrie,  $n_{OA}/n_{OI}$ , ist bei dieser Verschiebung bereits fast auf den Grenzwert ( $\approx 1.2$ ) abgesunken.

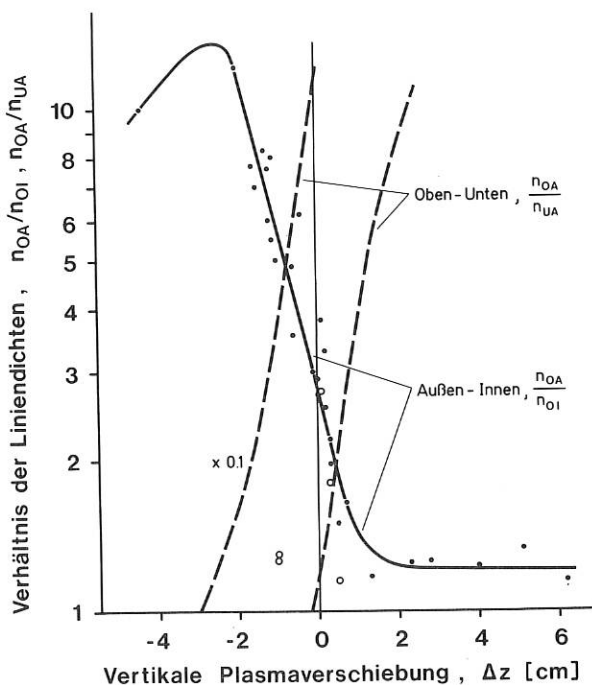


Abb.21 Verhältnis der Liniendichten in der Rand-schicht als Funktion der vertikalen Verschiebung (nach oben für  $\Delta z > 0$ ).

Ähnliche Verhältnisse findet man auch bei den Energieflüssen: Für den "Double Null"-Divertor weisen sie eine starke Unsymmetrie (ebenfalls etwa einen Faktor 4) auf (vgl. Abb. 22), die beim "Single Null"-Divertor praktisch verschwindet. Die Energiedepositionsprofile gestatten außerdem eine Aussage über die Breite der Abschäl-schicht (allerdings über die gesamte Entladungsdauer verschmiert, was wahrscheinlich etwas zu breite Profile vertauscht). Sie ist 3-4 cm für Entladungen mit  $q = 4.4$  und etwa 2 cm für  $q = 2.2$ , d.h. sie nimmt mit  $q$  ab (Abb. 22).

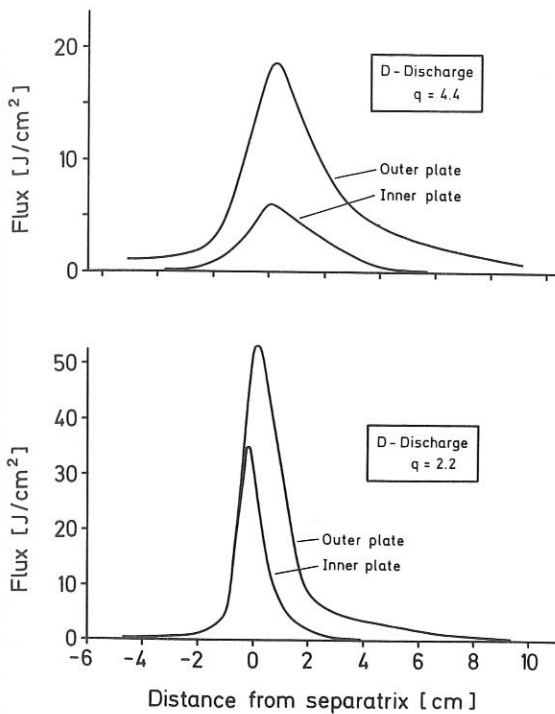


Abb. 22 Verteilung der Energiedeposition auf den oberen Prallplatten für zwei D-Entladungen mit unterschiedlichem  $q$ .

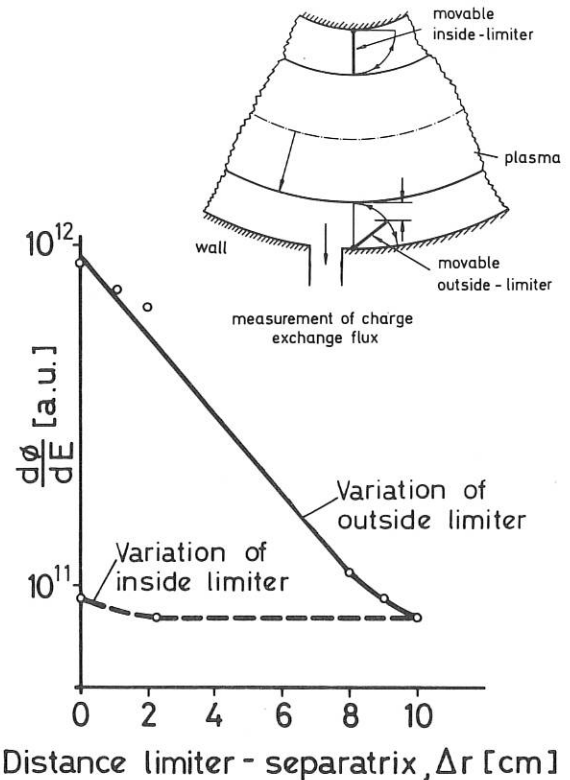


Abb. 23 Der in der Nähe des Limiters gemessene Fluß der Umladungsneutralen in Abhängigkeit von den Positionen des äußeren und des inneren Limiterflügels.

Die starke Unsymmetrie in den Energie- und Teilchenflüssen beim "Double Null"-Divertor deutet auf einen bevorzugten Transport zur Torusaußenseite hin und legt die Vermutung nahe, daß die auf der Torusinnenseite liegende Randschicht geringere Plasmadichte hat. Eine Reihe experimenteller Befunde erhärtet diese Vermutung:

- Hereinklappen des inneren Limiters bis zur Separatrix (vgl. Skizze in Abb. 23) ändert den Teilchen- und Energiefluß zu den inneren Prallplatten nicht.
- Schrittweises Hereinklappen des äußeren Limiters (vgl. Skizze in Abb. 23) reduziert die Flüsse sowohl zu den äußeren als auch zu den inneren Prallplatten.
- Der Neutralteilchenfluß, gemessen in der Nähe des Limiters, steigt um mehr als eine Größenordnung an, wenn der äußere Limiter an die Separatrix herangebracht wird, während er bei Hereinklappen des inneren Limiters praktisch unverändert bleibt (Abb. 23).

### 1.6 Wirkung des Divertors als Exhaust

Für das Exhaust-Problem im Fusionsreaktor spielt der Divertor eine große Rolle. Man erhofft sich durch seinen Einsatz eine effektivere Beseitigung des He-Abbrandes infolge einer gegenüber

der Entladungskammer wesentlich erhöhten Neutralgasdichte. Dabei wäre eine gegenüber dem Brennstoff überproportionale Dichteerhöhung des He wünschenswert, um so das unvermeidliche gleichzeitige Abpumpen des Brennstoffs möglichst gering zu halten. Die folgenden Messungen am ASDEX-Divertor liefern einen Beitrag zu diesem Fragenkreis.

Die Neutralgasdichte im Divertor wurde dazu mit einem Quadrupolmassenspektrometer ermittelt. Der Analysator ist direkt über einer der 3500 l/s Turbomolekularpumpen der oberen Divertorkammer angebracht und so abgeschirmt, daß auch während der Entladung Partialdrücke von  $10^{-4}$  bis  $10^{-8}$  mb mit einer Ansprechzeit von 20 bis 40 ms gemessen werden können. Ein zweites Quadrupol-Massenspektrometer ist über ein differentiell gepumptes Vakuumsystem mit der Plasmakammer verbunden.

Abbildung 24 zeigt den mit dem Divertor-Massenspektrometer gemessenen Verlauf des Neutralgasdrucks bzw. der Dichte von  $H_2$  im Divertor während der Entladung und bis einige Sekunden danach. Die unterschiedlichen Druckverläufe entsprechen verschiedenen vertikalen Positionen des Plasmas. Eine Verschiebung aus der zentrierten Position nach unten (-5 cm, -10 cm) bewirkt, daß der Fluß direkt außer-

halb der Separatrix im wesentlichen in den unteren Divertor geleitet wird. Der Druck im oberen Divertor entspricht dann der Neutralgasdichte in der äußeren Randschicht, wie man sie in etwa auch im Limiterschatten einer reinen Tokamakentladung erwarten würde. Man kann nun den "Gewinn" eines Divertors durch ein Kompressionsverhältnis  $K$  ausdrücken, das angibt, wievielfach der Druck im Divertor höher ist als in einem Pumpstutzen direkt an der Wand der Plasmakammer. Für den unsymmetrischen "Eindivertorbetrieb" (+ 5 cm) erhält man ein  $K_{max} \approx 100$ . Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß diese Definition von  $K$  etwas problematisch ist, denn nur der Druck im Divertor stellt eine einigermaßen übersichtliche Größe dar.

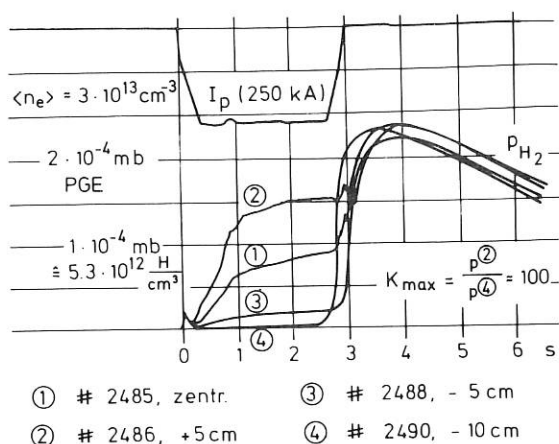


Abb. 24 Kompressionswirkung des Divertors für  $H_2$ . Die Meßkurven 1 bis 4 entsprechen verschiedenen vertikalen Plasmalpositionen.

Die lokale Neutralgasdichte an der Wand der Plasmakammer hängt jedoch in starkem Maße von der Wandstruktur ab. So zeigt Abb. 25 die in der Plasmakammer in der Nachbarschaft eines beweglichen Pilzlimiters gemessene Neutralgasdichte. Die typische Dichte, selbst bei völlig zurückgefahrenem Limiter entsprach dort einem Druck von  $1 \times 10^{-5} \text{ mb}$ , was nicht zuletzt der Nähe zum  $H_2$ -Gaseinlaß und zum Schutzlimiter zugeschrieben werden kann. Mit dieser Bezugsgröße würde sich  $K_{max}$  auf 15 erniedrigen.

Die Kompressionswirkung für He in einem  $H_2$ -Plasma zeigt Abb. 26. Es wurden stationär  $2 \times 10^{-16} \text{ mb}$  eingelassen. Wegen des Gefäßvolumens von  $2.5 \times 10^4 \text{ l}$  standen zu Beginn der Entladung  $1.3 \times 10^{18}$  He-Atome zur Verfügung ( $n_{He} = 2.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Weitere  $0.6 \times 10^{18}$  He-Atome/s strömten während der Entladung nach. Das Verhalten des He-Partialdrucks ist ähnlich wie bei  $H_2$  (vgl. Abb. 24), doch ist das Kompressionsverhältnis ersichtlich kleiner und liegt bei  $K_{max} \approx 20$ .

Die Verhältnisse bei der Zugabe von Ar ( $n_{Ar} = 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) sind aus Abb. 27 ersichtlich. Das Kompressionsverhältnis nimmt hier während der Entladung stärker zu, da der Druck im "abgeschalteten" Divertor diesmal während der Entladung abnimmt. Man erhält hier ein  $K_{max} \approx 15$ .

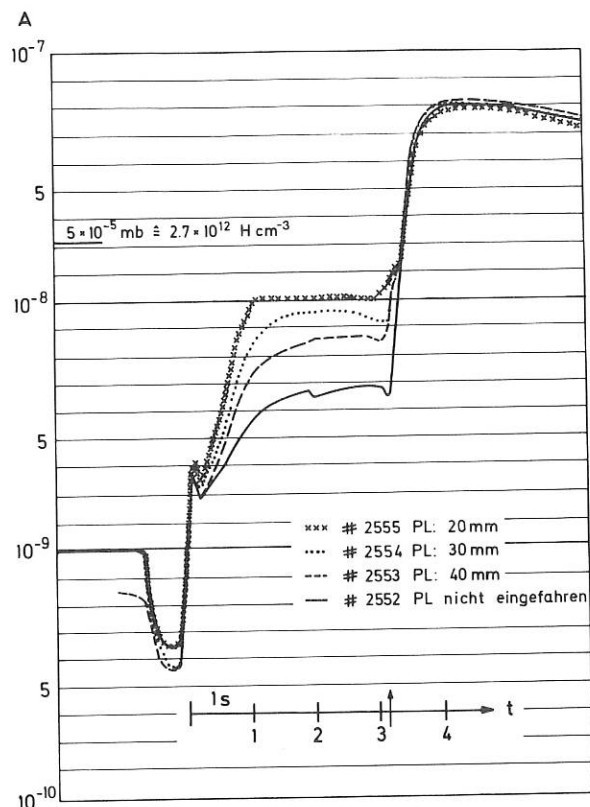


Abb. 25 Abhängigkeit der Neutralgasdichte von  $H_2$  in einem Stutzen der Plasmakammer von der Position eines Pilzlimiters in unmittelbarer Nachbarschaft.

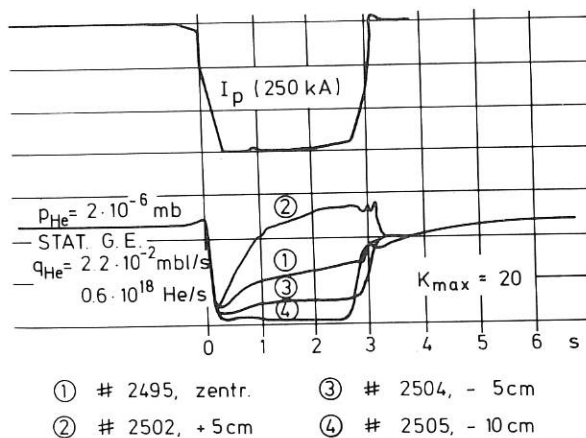


Abb. 26 Kompressionswirkung des Divertors für He in einer  $H_2$ -Entladung. Würde das ganze zugeführte He im Plasma eingeschlossen, wäre die Konzentration etwa 3 % der mittleren Dichte  $\bar{n}_e$ .

Diese Messungen zeigen, daß die Neutralgasdichte durch einen Divertor wesentlich erhöht werden kann. Sie zeigen allerdings auch, daß die Kompressionswirkung für He und Ar eher geringer ist. Wesentlich für den Reaktor ist aber auch noch der Zusammenhang zwischen der Heliumdichte im Fusions-

plasma und der entsprechenden Neutralgasdichte in der Randschicht, über die hier nichts Quantitatives gesagt werden kann.

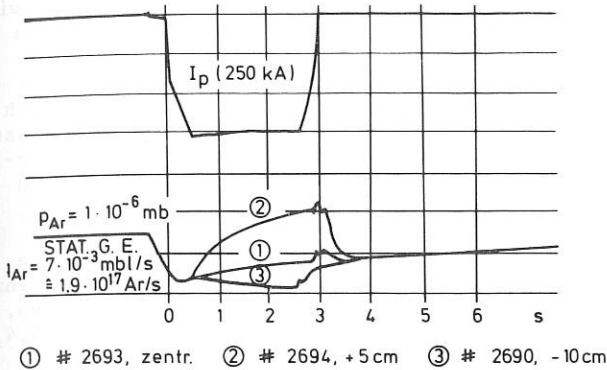


Abb. 27 Kompressionswirkung des Divertors für Ar in einer H<sub>2</sub>-Entladung. Die entsprechende maximale Konzentration von Ar wäre etwa 1 % der mittleren Dichte  $\bar{n}_e$ .

Der ASDEX-Divertor hat einen konstruktionsbedingten Bypass-Leitwert von  $1,8 \times 10^5$  l/s (pro Divertor) zurück in die Plasmakammer, zusätzlich zu den eigentlichen Divertorschlitzen. Wenn das Plasma - wofür es Hinweise gibt - diese Divertorschlitze während der Entladung im wesentlichen "zustopft", besteht die Möglichkeit einer weiteren Druckerhöhung durch Reduzierung des Bypass-Leitwertes (dies wird z.Zt. vorbereitet).

Die Abb. 24 und 26 weisen noch einige Besonderheiten auf. So wird zwar zu Beginn der Entladung, angezeigt durch den plötzlichen Druckabfall, ein beträchtlicher Teil des Edelgases im Plasma eingeschlossen, doch vermisst man einen entsprechenden Druckanstieg am Ende der Entladung. Ferner sieht man z.B. bei symmetrischem Divertorbetrieb, daß ein erheblicher Anteil (mehr als die Hälfte) des Edelgases während der Entladung verschwindet und somit das Recycling wesentlich unter 100 % liegt. Im Gegensatz zu H<sub>2</sub>, wo zwischen den Entladungen der größte Teil des während der Entladung sorbiereten H<sub>2</sub> wieder von den Oberflächen freigesetzt wird, taucht das Edelgas auf dieser Zeitskala nicht wieder auf. Diese Beobachtungen sind in qualitativer Übereinstimmung mit dem Trapping von Edelgasen in Stählen. Für He finden sich in der Literatur\*) Trapping-Wahrscheinlichkeiten zwischen 10 % und 50 % im Energiebereich 10 eV bis 100 eV. Der geringe Druckanstieg am Entladungsende, verglichen mit dem Divertordruck selbst, läßt eine geringe Dichte von He relativ zu H im Plasma vermuten, was im Hinblick auf den Fusionsreaktor ein sehr günstiger Befund wäre.

### 1.7 Dichte- und q-Grenze

Der in einem Tokamak zugängliche Parameterbereich wird bekanntlich durch das Einsetzen der Abbruch-

instabilität in zweierlei Weise begrenzt: es gibt eine maximale Dichte und einen minimalen Wert für  $q_a = 2\pi a^2 B_\phi / \mu_0 R J$ . ( $R, a$  - großer, bzw. kleiner Radius,  $B_\phi$  - toroidales Feld,  $J$  - Plasmastrom). Eine auch nur einigermaßen genaue Festlegung dieser Grenzen bedarf umfangreicher Parameterstudien: Einmal hängt die maximal erreichbare Dichte von  $q_a$  ab und umgekehrt, zum anderen gehört zu jedem Wert von  $q_a$  eine Kurve  $J = \text{const.}$   $B_\phi$ , und schließlich spielen auch die Anstiegsgeschwindigkeiten von Strom und Dichte eine Rolle. Aus früheren Experimenten (z.B. Pulsator) ist ferner bekannt, daß Wandbeladung mit Sauerstoff den zugänglichen Parameterbereich drastisch einengt; somit liefern Entladungen in der Einfahrphase und nach vorangegangenen Belüftungen untypische Resultate. Umgekehrt gestattet der Vergleich zwischen der an einem bestimmten Schußtag erreichten Dichte mit dem bisherigen Bestwert Aussagen darüber, inwieweit sich die Maschine nach einer Belüftung "erholt" hat, und ob sich bezüglich der Dichtegrenze eine Sättigung eingestellt hat.

Die weitaus meisten Untersuchungen an Divertor-Plasmen wurden bei den sog. Standard-Parametern  $B_\phi = 22$  kG,  $J = 240$  kA,  $q_a = 4,4$  oder bei leicht abweichenden Strömen entsprechend  $4,3 < q_a < 4,7$  durchgeführt. Typisch für die Mehrzahl dieser Entladungen ist ferner ein Stromanstieg in zwei Etappen zu je etwa 120 kA mit  $\dot{J} = 45 \cdot 10^5 \text{ As}^{-1}$  bzw.  $3 \cdot 10^5 \text{ As}^{-1}$ , so daß das Plateau in 0,4 s erreicht wird. Für diesen Parametersatz liegen auch hinreichend viele Daten über die Dichtegrenze bei D- und DP-Entladungen vor. Für beide Entladungstypen lassen sich die folgenden Feststellungen treffen:

- Die Dichtegrenze ist reproduzierbar. Damit ist gemeint: Der Test auf maximal erreichbare Dichte durch programmiertes zeitliches Anwachsen führt innerhalb eines Schußtages mit einer Abweichung von 5 % jedesmal zum gleichen Ergebnis (auch unabhängig davon, an welchem Zeitpunkt der Entladung das Maximum erreicht wird).
- Die Dichtegrenze ist scharf: Will man ein Dichteplateau für größenordnungsmäßig 1 s reproduzierbar einstellen, so genügt es, 10 % unter der für den betr. Schußtag festgestellten Maximaldichte zu bleiben.

Bei Divertor-Entladungen ohne Titanverdampfen (D) wurde an mehreren, zeitlich weit auseinanderliegenden Schußtagen (Mai bis November 1980) maximal eine mittlere Dichte  $\bar{n}_e = 3,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. ( $\bar{n}_e = \int_{-a}^{+a} n_e ds / 2a$  ist das von den Interferometern - 2 mm und 0,3 mm - "gesehene" Dichtemittel; die Achsenwerte sind typisch um den Faktor 1,5 größer). Mit Titanverdampfung (DP) wurde bisher maximal  $\bar{n}_e = 5,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , also eine um den Faktor 1,6 höhere Dichte erreicht. Ähnliche Verbesserungen konnte man in mehreren Tokamak-Anlagen mit materiellem Limiter durch Titangetterung im Entladungsraum erzielen. Sie werden fast durchweg der Reduktion des Sauerstoffgehalts und damit der Strahlungsverluste zugeschrieben. Insbesondere wurde die Hypothese vertreten, daß sich stabile Stromdichteprofile nicht mehr einstellen können, sobald die Verlustleistung durch  $P_{\text{rad}}$  einen bestimmten Bruchteil der (hier Ohm'schen) Heizleistung  $P_{\text{OH}}$  überschreitet. Die Ergebnisse von ASDEX bestätigen diese Hypothese nicht. Wohl wurden beim

\*) W. Eckstein, H. Verbeek, IPP 9/32

Dichtelimit in einigen Fällen für  $P_{rad}/P_{OH}$  untypisch hohe Werte, nämlich 60 - 66 % gefunden, ebenso aber bei den gleichen oder sogar etwas höheren Dichten nur 25 - 45 %. Noch dazu treffen die obigen Angaben für beide Entladungstypen D und DP mit ihren deutlich unterschiedlichen Dichtegrenzen zu.

Ob der Übergang zu Limiter-Entladungen (L bzw. LP) einen wesentlichen Einfluß auf die maximal erreichbare Dichte hat, müssen wir bei dem gegenwärtigen Stand der Kenntnisse offen lassen. Es erwies sich nämlich als extrem zeitaufwendig, einen solchen Vergleich unter signifikanten Bedingungen durchzuführen; ein für längere Zeit dem Plasma nicht mehr exponierter Limiter muß nämlich erst wieder formiert werden. So erklärt sich wohl auch der Befund, daß die höchste in Limiter-Entladungen reproduzierte Dichte am Ende der ersten Betriebsphase erreicht wurde, in der ausschließlich mit L-Entladungen gearbeitet wurde. Sie betrug  $\bar{n}_e = 2,8 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$  ( $B_\phi = 22 \text{ kG}$ ,  $J = 280 \text{ kA}$ ,  $q_a = 3,8$ ). Dieser Wert wurde seither nur in zwei Schüssen überschritten, die nicht reproduziert werden konnten.

Zur Bewertung der oben angegebenen Maximaldichten sei schließlich noch auf die sog. Murakami-Skalierung verwiesen, die sich als Faustregel zur groben Abschätzung der in konventionellen Tokamaks mit Ohm'scher Heizung erreichbaren Dichten bewährt hat. Danach sollte  $n_{max}$  zu  $B_\phi/R$ , somit also zur zentralen Stromdichte ( $q(0) = 1$  vorausgesetzt) proportional sein. Die in ASDEX erreichten Dichten fügen sich in dieses Bild ein.

Untersuchungen zur Begrenzung des  $q_a$ -Wertes wurden fast ausschließlich bei D-Entladungen durchgeführt. Ausgangspunkt waren dabei wieder die Standard-Entladungen mit  $B_\phi = 22 \text{ kG}$ ,  $J = 240 \text{ kA}$ ,  $q_a = 4,4$ . Dabei wurde an insgesamt vier Schußtagen versucht, stabile Entladungen mit möglichst niedrigen  $q_a$  zu erhalten. Alle Versuche,  $q_a = 2$  zu unterschreiten, blieben erfolglos. Stabile Entladungen mit  $q_a$  etwas oberhalb von 2 sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

$B_\phi$ [kG]	J [kA]	$q_a$
12,4	245	2,5
15,5	366	2,05
15,5	340	2,25
18,6	410	2,2

Zu den ASDEX-Plasmen mit kleinem  $q_a$  ist im einzelnen folgendes zu sagen:

- Bei der Berechnung von  $q_a$  wurde der Einfluß der Multipolfelder nicht berücksichtigt. Wegen der kurzen Reichweite dieser Felder sollte ihr Einfluß auch dann noch gering sein, wenn die  $q=2$ -Fläche schon ziemlich nahe an der Separatrix ist. Es besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied zu Konfigurationen mit materiellem Limiter:

Während dort die  $q=2$ -Fläche durch zeitliches Ansteigen des Stromes im Prinzip aus dem Plasma in ein Gebiet außerhalb des Limiters verlegt werden kann, hat die Separatrix ein unendlich großes

$q$ , so daß aus Stetigkeitsgründen stets eine  $q=2$ -Fläche innerhalb der Separatrix existieren muß.

- Je kleiner das Hauptmagnetfeld ist, um so schwieriger ist es, stabile Entladungen mit kleinem  $q_a$  zu erreichen, bzw. zu reproduzieren. Hier spielt vermutlich die Stromdichte eine Rolle: Wegen der Tendenz der Stromdichteprofile, sich so lange zuzuspitzen, bis  $q(0) = 1$  erreicht ist, ist dann  $j(0) = 2 B_\phi/\mu_0 R$ . Als gut reproduzierbar erwiesen sich die Entladungen mit 340 und mit 410 kA.
- Systematische Untersuchungen zur Dichtegrenze bei  $q_a \sim 2,2$  liegen nicht vor. Aus der Existenz stabiler Plateaus kann nur geschlossen werden, daß sie nicht niedriger liegt als bei  $q_a = 4,4$ .

### 1.8 Suprathermische Langzeitentladungen

Im Dezember des Berichtsjahres wurden einige Untersuchungen zum Dichteabbau vorgenommen, wobei die Wasserstoffzufuhr während der Entladung abgeschaltet wurde. Hierbei stellte sich heraus, daß entgegen aller bisherigen Erfahrung die Entladung auch bei sehr kleiner Elektronendichte nicht in eine von Runawayelektronen dominierte Entladung umschlug. Im Gegenteil, die Intensität der am Limiter freigesetzten harten Röntgenstrahlung, die normalerweise sehr empfindlich mit der Produktion von Runawayelektronen korreliert ist, zeigte einen drastischen Abfall mit abnehmender Elektronendichte. Ebenso wurden die für Runaway-Entladungen charakteristischen positiven Sprünge in der Umfangsspannung nicht beobachtet. Andererseits wurde wie erwartet eine rasche Abnahme der Umfangsspannung festgestellt. Diese Spannungserniedrigung gab die Möglichkeit, den zur Verfügung stehenden Fluß des OH-Transformators von etwa 3 Vs (technische Grenze 5 Vs) über längere Zeiten zu erstrecken. Auf diese Weise konnten Entladungen bis zu einer Dauer von 11,7 Sekunden hergestellt werden.

Abbildung 28 zeigt den Zeitverlauf einer derartigen Entladung (DP-Typ) für Plasmastrom ( $I_p$ ), Umfangsspannung ( $U_L$ ), mittlere Elektronendichte ( $\bar{n}_e$ ) sowie die Intensitäten der harten ( $h\nu > 100 \text{ keV}$ ) und weichen ( $h\nu < 10 \text{ keV}$ ) Röntgenstrahlung (von Limiter bzw. aus Plasmazentrum). Nach 0,6 sec wird für 0,2 sec ein Dichteplateau von  $\bar{n}_e = 2,5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$  eingestellt. Danach wird das  $H_2$ -Gasventil geschlossen, worauf die Dichte innerhalb von 0,1 sec auf einen Wert von  $4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  und nach mehreren Sekunden bis auf einen Grenzwert von  $1 - 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  abfällt. Bemerkenswert ist die damit einhergehende Reduktion der Umfangsspannung von 1,3 V auf 0,12 V und der Abfall der Intensität der harten Röntgenstrahlung um mehr als drei Zehnerpotenzen. Während eines Zeitintervalls von 40 ms nach Schließen des Ventils wird zunächst eine erhebliche Zunahme der Intensitäten der weichen Röntgenstrahlung (Abb. 28) wie auch der Linienintensitäten von O VIII- und Fe XVII-Ionen registriert. Gemessene  $T_e$ -Profile (Thomsonstreuung) geben einen Hinweis darauf, daß während dieser Zeitspanne eine Verbreiterung des Temperaturprofils mit einem Achsenwert von 0,6 - 0,7 keV einsetzt. Bolometermessungen liefern bei einer Dichte von  $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  eine abgestrahl-

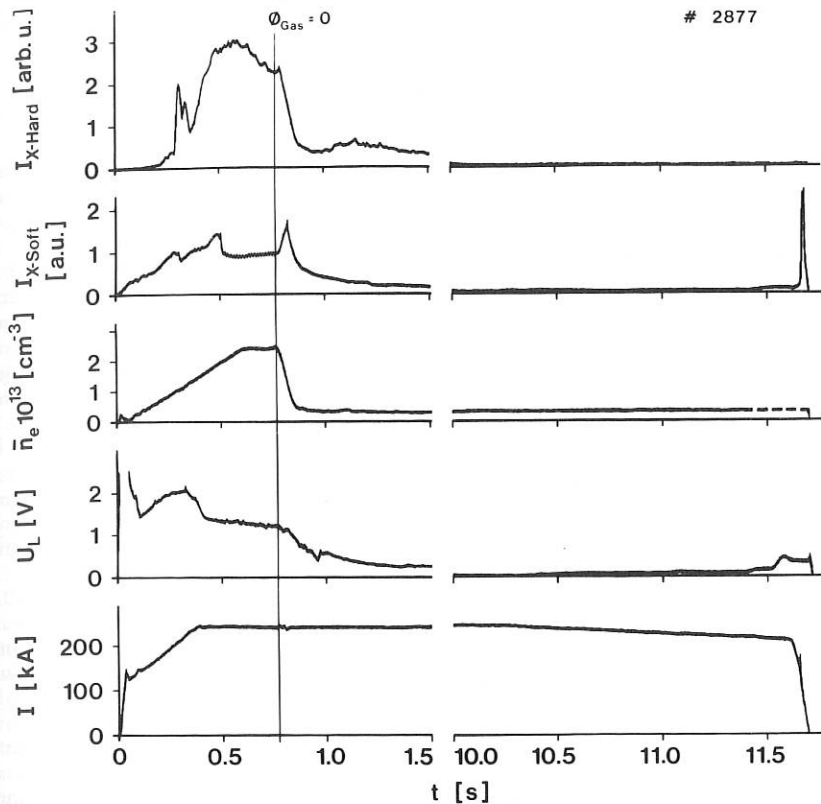


Abb.28 Zeitverlauf verschiedener Plasmaparameter bei einer supra-thermischen Langzeitentladung.

te Leistung von  $< 10$  kW, was weniger als eine Drittel der zugeführten Ohmschen Leistung ausmacht. Legt man eine Leitfähigkeit proportional zu  $T_e^{3/2}$  zugrunde, so würde sich aus dem gemessenen Spannungsabfall ein Temperaturanstieg auf mindestens 1,9 keV sowie eine Energieeinschlußzeit von  $\tau_e \geq 60$  ms ergeben, wobei die Ionen mit einer gemessenen Temperatur von 100-150 eV in der Energiebilanz keine Rolle spielen. Es ist allerdings zu beachten, daß nach Ausweis der Zyklotronstrahlungsmessungen die Entladungen bereits zum Zeitpunkt  $t = 1$  sec in einen stark nicht-thermischen Zustand übergehen, dem keine Temperatur zugeordnet werden kann. Damit ist der Energieinhalt des Plasmas wahrscheinlich wesentlich geringer als in obiger Betrachtung angenommen und die Einschlußzeit weit unterhalb des abgeschätzten Wertes. Wie zahlreiche Experimente gezeigt haben, ist dieser Übergang zu einer Nicht-Maxwell-Verteilung reversibel, so daß jederzeit durch Gaszusatz zum Normalentladungstyp zurückgekehrt werden kann.

Obwohl diese Langzeitentladungen bisher nur sehr unvollständig diagnostiziert werden konnten, spricht doch vieles für folgende Auffassung: Bei einer Absenkung der Elektronendichte kommt es unmittelbar zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit und damit zu einer Abnahme der Umfangsspannung. Voraussetzung hierfür ist offensichtlich, daß keine merkliche Plasmaverunreinigung eintritt, was wiederum nur im Divertorbetrieb erreicht werden kann. Entladungen, bei denen der Divertorstrom nach  $t = 8$  sec heruntergefahren wurde, enden disruptiv und zeigen einen Anstieg in der Dichte (Verunreinigung), der Umfangsspannung sowie in der harten

Röntgentrahlung. Die Verringerung der Umfangsspannung führt dazu, daß in der Entladung vorhandene Runaway-Elektronen weniger stark beschleunigt werden und aufgrund von Verlustmechanismen (u.U. Zyklotronstrahlungsverluste) Energie verlieren. Es stellt sich schließlich eine supra-thermische Verteilungsfunktion der Elektronen ein, die infolge der extrem niedrigen Dichte weitgehend von den Ionen entkoppelt ist. Da am Ende der Entladung keine Runawaybursts mehr beobachtet werden, wenn die Dauer von ca. 5 sec überschritten wird, dürfte die maximale Energie der Teilchen unterhalb von 300 keV liegen (Transparenz des Torusgefäßes).

Insgesamt erscheint dieser Entladungstyp - sowohl wegen der geringen aufzuheizenden Masse wie auch wegen der günstigen Entkopplung der schlecht eingeschlossenen Elektronen von den Ionen - prädestiniert für Ionenzyklotronheizexperimente.

### 1.9 Runaway-Elektronen

An ASDEX konnte erstmalig das Verhalten von Runawayelektronen in einer Divertorkonfiguration untersucht werden. Von besonderem Interesse war dabei die Frage der Teilchenbewegung in der Nähe der magnetischen Separatrix. Darüber hinaus wurde auch den Fragen der Produktion, der Beschleunigung und des Einschusses der Teilchen nachgegangen.

Es zeigte sich, daß bei den üblichen Entladungen ( $\bar{n}_e > 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ) Runaways im wesentlichen während der Plasmaaufbauphase ( $t \leq 0,1$  s) erzeugt und in den darauffolgenden 0.2 - 0.3 s bis zu Energien von 8 - 14 MeV beschleunigt werden. Während

dieser Zeit gelangt ein Teil dieser Teilchen durch Diffusion quer zum Magnetfeld in die Divertorkammern. Zu späteren Zeiten ist die Energie der Teilchen und die damit verbundene Verschiebung der Driftflächen so groß, daß sie nicht mehr auf eine Driftseparatrix gelangen können, sondern schon vorher auf der äußeren Torusseite auf den beweglichen Limiter oder die Hilfslimiter ( $E > 19 \text{ MeV}$ ,  $\Delta R = R_{\text{lim}} - R_{\text{sep}} = 13 \text{ cm}$ ) aufprallen. Dies konnte sowohl anhand der beim Auftreffen ausgelösten harten Röntgenstrahlung wie auch durch eine Aktivierungsanalyse der entsprechenden Limiterstellen festgestellt werden. Die schwache Radioaktivität war hierbei durch  $(\gamma, n)$ - und  $(\gamma, d)$ -Prozesse hervorgerufen worden, woraus auf eine Mindestenergie der Teilchen von  $E = 12 \text{ MeV}$  ( $\gamma, n$ ) bzw.  $E \geq 20 \text{ MeV}$  ( $\gamma, d$ ) geschlossen werden kann.

Weiterhin wurde festgestellt, daß keineswegs die aufgrund des vorhandenen Flußhubs von 3 Vs möglichen Energien von 100 MeV erreicht werden. Die aufgenommenen Spektren der am Limiter freigesetzten Bremsstrahlung deuten vielmehr darauf hin, daß sich bei Entladungen mit konstanter Dichte nach etwa 1 s eine stationäre Verteilung mit einer maximalen Energie von ca. 20 - 30 MeV einstellt. Diese Abweichung von der Frei-Fall-Beschleunigung läßt sich durch Zyklotronstrahlungsverluste erklären, wenn man annimmt, daß bei den Teilchen - beispielsweise aufgrund restlicher Coulombwechselwirkung - ein Geschwindigkeitsverhältnis von  $v_{\perp}/v_{\parallel} \approx 0,1$  nicht unterschritten wird.

Während der gesamten Entladungsdauer gehen Runaway-Elektronen durch Diffusion verloren, so daß ihre Zahl stetig abnimmt. Der verbleibende Rest landet im Normalfall am Ende der Entladung mit abfallendem Strom in einem oder mehreren "Bursts" ("minor disruptions") am Limiter.

Bei Entladungen mit geringer Anfangsdichte bzw. erhöhtem Verunreinigungsgrad (nach Belüftung) wurden durch aufrallende Runaways zum Teil starke Verschmelzungen an Limitern und vorgeschobenen Plasmasonden hervorgerufen. Die hierbei erodierten Mengen an verschmolzenem und verspritztem Edelstahl sind derartig beträchtlich, daß ein Limiter schon nach weniger als 100 Entladungen unbrauchbar werden kann. Da sich derartige Entladungen nach bisheriger Erfahrung nicht vollständig vermeiden lassen, besteht ein Bedürfnis für die Ent-

wicklung und Erprobung eines widerstandsfähigen Limiters.

#### 1.10 Limiteruntersuchungen

Mit Ausnahme einiger spezieller Limitertestentladungen wurden in ASDEX ausschließlich Limiter aus Edelstahl verwendet.

Die Elektronenseite der Limiter konnte zwischen den Entladungen durch ein Fenster aus 3 m Entfernung beobachtet und fotografiert werden. Unter anderem wurden aus dieser Entfernung mit Hilfe eines speziellen Stereo-Mikroskops bei einer Auflösung von 5 Linienpaaren pro mm am Objekt fotografische Aufnahmen angefertigt.

Die Limiter zeigen am gesamten Umfang auf der Elektronen- und der Ionenseite oberflächliche Anschmelzungen, die offensichtlich von thermischen Plasmateilchen verursacht wurden. Daneben treten an der äußeren Limiterhälfte in der Gegend der Mittelebene starke Anschmelzungen mit Tropfenbildung auf. Diese Stellen sind schwach radioaktiv. Es ist naheliegend, diese Anschmelzungen auf den Beschuß mit Runaway-Elektronen zurückzuführen (vgl. auch Abschnitt 1.9 über Runaway-Elektronen).

Um ein höher belastbares Material zu finden, wurden Versuche mit einem Pilzlimiter unternommen. An einer radial ins Gefäß eingeführten Stange wurden Scheiben oder Kugelkalotten aus verschiedenen Materialien befestigt und bei verschiedenen Abständen zur Separatrix in Divertorentladungen dem Plasma ausgesetzt. Schließlich wurde auch versucht, mit dieser Anordnung reine Limiterentladungen zu zünden.

Untersucht wurden Kalotten bzw. Scheiben aus Edelstahl, Kupfer, Graphit sowie eine Gruppierung von vier Limiterknöpfen, wie sie für ZEPHYR vorgesehen waren (SiC beschichteter Graphit).

Das einzige Material, das keine gravierenden Beschädigungen aufwies, war Graphit. Die Oberfläche war lediglich durch kratzerähnliche Bogenspuren aufgeraut. Wegen der geringen Zahl der zur Verfügung stehenden Entladungen konnte nicht untersucht werden, welches Material hinsichtlich der Wirkung auf die Entladung vorzuziehen ist.

## 2. Entwicklung und Erprobung von Diagnostikverfahren

### 2.1 Interferometrie mit dem HCN-Laser (O. Gehre)

Das HCN-Laser-Interferometer läuft seit Sommer 1980 an ASDEX mit einem horizontalen und vertikalen Meßkanal durch das Plasmazentrum. Von Anfang an zeigte das Interferometer nur wenig Störanfälligkeit und die im horizontalen Kanal befürchteten Meßfehler durch Wandbewegung des ASDEX-Gefäßes waren nicht registrierbar. Meßempfindlichkeit und Zeitauflösung reichten aus, um bei allen bisherigen Entladungen bis zum erreichten Dichtelimit von  $\bar{N} = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  einwandfrei zu messen; dabei ergab ein Vergleich mit dem horizontalen Zentralkanal des 2 mm-Interferometers bei den meisten Entladungen Übereinstimmung in der mittleren Dichte  $\bar{N}(t)$ . Bei reinen Limiter-Entladungen zeigte  $\bar{N}(t)$  in horizontaler und vertikaler Richtung gemessen, identische Verläufe, während sich bei allen Plasmen mit MP-Feld in vertikaler Richtung um bis zu 20 % höhere Werte ergaben. Der Verlauf der gemessenen Differenz  $\Delta \bar{N}$  ist dabei mit dem Auf- und Abbau der Randschichtdichte zeitlich korreliert. Da der vertikale Meßkanal durch den äußeren MP-Spalt und die beiden Divertorkammern verläuft, ist anzunehmen, daß der gemessene Unterschied in  $\bar{N}$  durch den Anteil der Randschicht bei Divertorbetrieb verursacht wird.

### 2.2 Lithiumstrahl-Diagnostik

(K. McCormick in Zusammenarbeit mit dem Projekt W VII a)

Die Entwicklung der 100 keV-Ionenquelle für W VII a wurde erfolgreich abgeschlossen. Die Quelle ist am Torus montiert; sie liefert bei einem Abstand von 2,6 m (Kathode-Torusseele) eine Intensität von äquivalent 3 mA/cm<sup>2</sup> mit einer Halbwertsbreite von 5 - 10 mm bei einer Strahlenenergie von 100 keV. Gestützt auf diese Entwicklung wurde mit der Konstruktion der ASDEX-Quelle und der Schwenkvorrichtung begonnen. Im kommenden Jahr soll an W VII a geprüft werden, ob die Eindringtiefe des Lithiumstrahls bei einer Energie von 100 keV für eine Messung des poloidalen Magnetfeldes an ASDEX ausreicht.

Eine zweite Anwendung des Verfahrens ist die Messung der Elektronendichte am Plasmarand. Sie beruht darauf, daß die Intensität des emittierten Lichtes (Wechselwirkung der Strahlatome mit den Elektronen des Plasmas) proportional zur lokalen Elektronendichte ist, sofern die Elektronentemperatur nicht zu stark variiert. Eine gute räumliche Auflösung erfordert, daß das Produkt von Atomstrahlgeschwindigkeit und Lebensdauer des angeregten Niveaus klein gehalten wird. Unter diesem Gesichtspunkt sind Natrium und Rubidium geeigneter als Lithium. Deswegen wurden Kathoden entwickelt, die starke Emission ( $> 1 \text{ mA/cm}^2$ ) von Na- oder Rb-Ionen aufweisen und gegen die Li-Kathode ausgetauscht werden können.

### 2.3 Neutronendiagnostik (G. Assi<sup>1</sup>, H. Rapp)

Zur Messung des Neutronenflusses bei Deuteriumentladungen wurde eine mehrkanalige Meßanordnung mit <sup>3</sup>He- und <sup>10</sup>B-Zählrohren aufgebaut. Besonderer Wert wurde auf die Entwicklung von Rechenprogrammen gelegt, welche die Berechnung der Ionentemperatur auf der Achse unter Berücksichtigung der tatsächlichen Torusgeometrie ermöglichen. Ein vergleichender Test am Stellarator W VII a verlief erfolgreich (siehe Jahresbericht, Bereich 2, Abschnitt Ionentemperatur).

<sup>1</sup>Gastforscher

### 2.4 Spezielle Laserlichtstreuverfahren (K.-H. Steuer, H. Röhr<sup>1</sup>, H. Langer<sup>1</sup>, S. Goto<sup>2</sup>)

#### a) Quasistationäre Streuung

Ziel dieser Entwicklung ist die Bestimmung des Zeitverlaufs von Elektronendichte und -temperatur mit Hilfe eines repetierbaren (100 Hz) Nd-YAG-Lasers. Im Berichtszeitraum wurden bezüglich Laser und Nachweissystem wesentliche Fortschritte erzielt. Der Laser wird voraussichtlich im März 1981 ausgeliefert.

Zum Nachweis der Streustrahlung in der Umgebung von 1.06  $\mu$  benötigt man Avalanchedioden. Im IPP Stuttgart wurde ein entsprechendes Detektionssystem entwickelt. Um den Einsatz der Si-Avalanchedioden am Tokamak zu testen, wurde gemeinsam mit dem IPP Stuttgart an ASDEX ein 90° Streuexperiment mit einem Einzelpuls Nd-Glas-Laser durchgeführt, der im IPP vorhanden war. Die Wellenlänge des Lasers und der Aufbau des Streuexperimentes entsprechen der späteren Anordnung.

Das Streulicht wurde mit einem 2-Kanal-Spektrographen gemessen. Wie erwartet, ist das störende Plasmauntergrundleuchten im Infraroten deutlich geringer als bei der Rubinwellenlänge. Die gemessenen Signal/Rausch-Verhältnisse entsprachen der Vorhersage. Die Avalanchedioden arbeiteten sehr zuverlässig und sind im Unterschied zu Multipliern praktisch magnetfeldunempfindlich. Es wurde damit zum ersten Male an einem Tokamak gezeigt, daß ein Streuexperiment bei 1.06  $\mu$  unter Verwendung von Avalanchedioden möglich ist.

#### b) Lyman- $\alpha$ -Resonanzstreuung

Im Rahmen der Vorbereitungen eines Lyman- $\alpha$ -Streuexperimentes zur Bestimmung der Wasserstoffatomdichte in der Randschicht von ASDEX wurde das Vakuum-UV-Abbildungssystem (Cassegrain-Optik) entworfen und das Detektionssystem an ASDEX getestet.

Zur Anregung der L $\alpha$ -Resonanz wird ein mit einem Exziplex-Laser gepumpter Farbstofflaser, der eine Wiederholfrequenz von 20 Hz erlaubt, in einer

<sup>1</sup>Exp. Plasmaphysik 1

<sup>2</sup>Gastforscher



Kryptongaszelle frequenzverdreifacht. Die gemessenen Konversionsgrade sollten für eine Randschichtmessung ausreichen. Die Experimente werden in enger Zusammenarbeit mit der KFA Jülich (Gruppe Prof. Hintz) durchgeführt.

c) Laserfluoreszenzstreuung

In Zusammenarbeit mit dem IPP Jülich und der Universität Bochum wurde an ASDEX ein Fluoreszenzstreuexperiment aufgebaut mit dem Ziel, die Dichte und den Fluß von Titan vor den Prallplatten zu messen. Zur Anregung der Resonanzlinie von neutralem Titan ( $\lambda = 2942 \text{ \AA}$ ) wird ein frequenzverdoppelter Farbstofflaser mit einer Ausgangsleistung von etwa 1 kW verwendet. Der Laserstrahl wird senkrecht auf die Divertorplatten eingestrahlt. Beobachtet wird das spektral versetzte Fluoreszenzlicht bei 4450 Å. Aus der Intensität des Fluoreszenzlichtes läßt sich die Titandichte und aus seiner Frequenzverschiebung das Geschwindigkeitsprofil der Teilchen ermitteln.

Die Verdampfung von Titan vor der Plasmaentladung zu Getterzwecken kann zur Eichung des Verfahrens herangezogen werden. Die während der Verdampfungsphase ermittelten Dichten liegen typisch bei einigen  $10^8$  Titanatomen/cm<sup>3</sup>. In Abb. 29 oben ist das Fluoreszenzsignal während der Getterphase aufgetragen. Der Laser wurde dabei von Schuß zu Schuß in der Wellenlänge durchgestimmt. Die Breite des Spektrums ist durch die Laserlinienbreite ( $\sim 70 \text{ m\AA}$ ) gegeben, ein Dopplereffekt durch den Titandampf (2000 °C) ist vernachlässigbar.

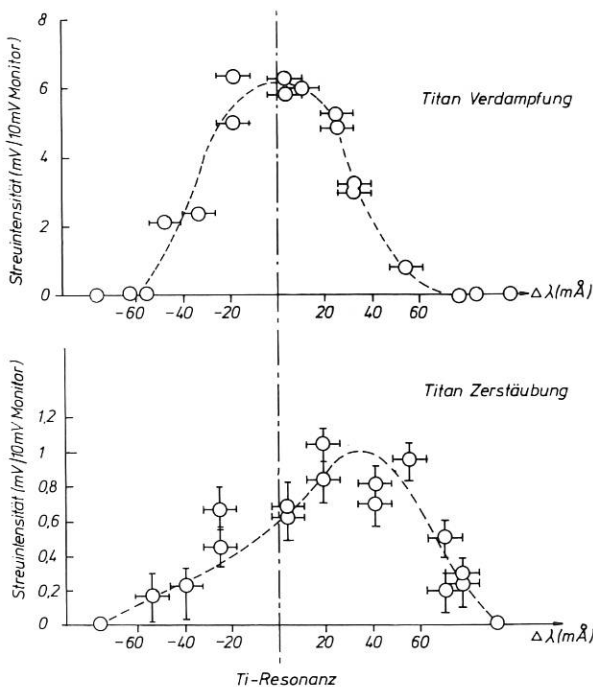


Abb. 29 Streuspektren, gemessen vor der Prallplatte  
oben : im Fall von Ti-Verdampfung  
unten: bei D-Entladungen (Zerstäubung)

Abb. 29 unten zeigt die Meßergebnisse während der Wasserstoffentladungen 2913-2930. Die Streuintensität ist etwa um eine Größenordnung geringer als bei der Verdampfung, entspricht also Titandichten von einigen  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Das Spektrum ist nach rot verschoben, die Verschiebung entspricht einer Teilchenenergie von 2-3 eV. Diese hohen Energien sind typisch für Zerstäubungsprozesse. Der blaue Flügel wird vermutlich durch Reflexion des Laserlichtes an den Prallplatten verursacht. In den Schüssen mit Deuterium sind die Streusignale etwa um den Faktor 3 höher, was mit der im Vergleich zu H erhöhten Zerstäubungsrate übereinstimmt. Sowohl die Verschiebung als auch der Signalanstieg bei Deuterium zeigen, daß es sich auch hier um zerstäubte Teilchen handelt. Man kann somit Unipolarbogenbildung bzw. Verdampfung als Erzeugungsprozeß ausschließen. Die gemessenen Titanflüsse lassen sich auch quantitativ mit Hilfe der Zerstäubung durch Wasserstoff erklären. Zerstäubung durch Verunreinigungen bzw. Selbstzerstäubung durch Titanionen sind nicht die dominierenden Prozesse.

2.5 Elektronzyklotronstrahlung

(A. Eberhagen<sup>1</sup>)

Es wurde ein Polychromator entwickelt und am ASDEX eingesetzt, der den Zeitverlauf von  $T_e$  auf vier Ortskanälen registriert (s. Jahresbericht Bereich 1).

2.6 EXB-Sonde

(Entwicklung im Bereich PWW. S. Jahresbericht)

3. Datenerfassung und Elektronik

(N. Ruhs, H. Bauer, K. Engelhardt<sup>1</sup>, D.E. Groening, M. Harnau, H. Hohenöcker, H. Horbach, H. Kroiss<sup>1</sup>, E. Reimann, J. Steuerwald<sup>1</sup>, W.V. Zeppelin<sup>1</sup>, D. Zimmermann<sup>1</sup>).

An das Datenerfassungssystem wurden im Laufe des Jahres die wichtigsten Diagnostiken angeschlossen. Die Anzahl der Kanäle und der zu registrierenden Daten kann von den Diagnostikern innerhalb gewisser Höchstgrenzen jederzeit geändert werden. Die Tabelle 1 zeigt die Datenmengen für einen typischen Schuß gegen Ende des Jahres.

Die in derzeit zehn Crates installierten CAMAC-Module werden einige Sekunden vor jedem Schuß initialisiert. Während des Schusses werden die gemessenen Daten ausschließlich in den CAMAC-Modulen gespeichert und nach Schußende in den PDP 11/70 Rechner übertragen. Für dieses Einlesen über den Serial Highway und die Abspeicherung auf Platte werden derzeit knapp 100 Sekunden benötigt. Die Programme sind jedoch noch nicht optimal geschrieben und lassen sich voraussichtlich um den Faktor zwei beschleunigen.

Die bei einem Schußabstand von fünf Minuten verbleibenden 200 Sekunden reichen derzeit kaum aus,

<sup>1</sup>Bereich Informatik

um die während des Experimentierbetriebes erforderlichen Auswertungen durchzuführen. Durch das ständige Hinzukommen weiterer Auswerteprogramme und Diagnostiken wird sich diese Situation noch weiter verschärfen. Eine Auslagerung eines Teils der Auswerteprogramme auf das Rechenzentrum oder einen lokalen Erweiterungsrechner ist deshalb in Planung.

Um den Zugriff zu den auf Platte gespeicherten Daten zu erleichtern, wurde die ursprünglich geräteorientierte Struktur der Daten zu einer kanalorientierten Struktur erweitert. Das bedeutet, daß die Auswerteprogramme keine Angaben über die verwendeten CAMAC-Module enthalten müssen. Um die Daten zu lesen, genügt die Angabe der Schußnummer, der Nummer der Diagnostik und eines Kanalnamens.

Für Diagnostiken mit Echtzeitanforderungen oder mit sehr großen Datenmengen werden Unterrechner eingesetzt. Zu den bereits vorhandenen Rechnern für das Steuerungs-Protokoll (PDP 11/20) und dem Notbetriebs-Rechner (PDP 11/45) kamen im Berichtsjahr ein Rechner für die Puls-Höhen-Analyse der weichen und harten Röntgenstrahlung (Nuclear Data 6600) mit einer Datenmenge von Max. 1 MByte je Schuß sowie ein Rechner für das Thermographiesystem (PDP 11/34) mit einer Datenmenge von max. 512 kByte je Schuß hinzu. Mit der Installation des Rechners für die Modenanalyse (PDP 11/34) wurde begonnen. Ein weiterer Rechner für die Datenerfassung der quasistationären Laserstreuung (LSI 11) wurde über einen Auxiliary Crate Controller an das CAMAC System angeschlossen und eine erste Version der Datenerfassungsprogramme, die später in PROM's gespeichert werden sollen, ausgetestet.

TABELLE 1

Diagnostik	Kanäle	Daten (in Bytes)
Spulenströme	8	24.576
Titanverdampfer-Überwachung	56	128
Elektr. u. magn. Messungen	44	237.280
Mikrowellen	12	114.744
HCN-Interferometrie	2	14.336
Rubin-Thomson-Streuung	48	3.224
Sichtb./Quarz-UV-Spektroskopie	10	71.680
Vakuum-UV-Spektroskopie	3	18.432
Bragg-Spektrometer	2	5.054
Elektron-Zyklotron-Strahlung	4	65.640
Umladungsspektren (10-Kanal)	10	8.008
Umladungsspektren (5-Kanal)	5	2.624
Neutronenfluß	2	8.054
Langmuirsonden	8	12.352
Divertor-Mikrowellen	9	49.152
Thermoelemente	160	41.024
Bolometer	3	30.720
Summe		707.028

In der Elektronikgruppe wurden mehrere elektronische Systeme entwickelt, mit denen die Sicherheit und Verfügbarkeit von ASDEX weiter ausgebaut werden konnte. So wurden z.B. ein Timer-Computer-Interface, eine Erdschleifenüberwachung, eine Entkopplung des seriellen Datenweges vom Experiment zum Rechner und eine Temperaturüberwachung des Rechner-raumes fertiggestellt. Vor allem die beiden letzt genannten Verbesserungen erhöhten die Verfügbarkeit des ASDEX-Rechners erheblich. Zur Kaltgasnachfüllung des ASDEX-Gefäßes wurde die Steuerung für gepulsten Gaseinlaß entwickelt und gebaut.

Für die Diagnostikeinrichtungen wurden umfangreiche Systeme zur Signalvorverarbeitung aufgebaut (Thomson-Streuung, Bolometer, Mikrowelleninterferometer, Messung harter Röntgenstrahlung, UV-Spektrograph, HCN-Laser und elektromagnetische Messungen). Als Neuentwicklung sind davon hervorzuheben: ein kontinuierlich arbeitender Zählratenmesser mit Aliasing-Unterdrückung für die Messung der harten Röntgenstrahlung und ein Vierquadranten-Dividierer für die elektromagnetische Diagnostik.

#### 4. Theoretische Arbeiten

##### 4.1 MHD-Gleichgewichtsrechnungen zur Bestimmung der Plasmalage (H. Winter, D. Albert<sup>1</sup>, K. Lackner<sup>2</sup>)

Zur Interpretation von Messungen in der Rand-schicht eines Divertor-Tokamaks ist eine genaue Kenntnis des Verlaufs der Separatrix notwendig. Dieser ist direkten Messungen unzugänglich, kann aber durch MHD-Gleichgewichtsrechnungen, die als Eingabe magnetische Signale benötigen, gewonnen werden. Für Plasmakonfigurationen wie ASDEX, bei denen Abweichungen von kreisförmigen Flußflächen nur in der Nähe des Randes auftreten, kann man diese Information mit viel geringerem Aufwand an Rechenzeit auch dadurch erhalten, daß man die gesamten, von Plasmaströmen erzeugten Felder durch die eines toroidalen Fadenstromes ersetzt. Seine Lage wird so bestimmt, daß die gemessenen magnetischen Felder und Flüsse möglichst genau reproduziert werden. Vergleichsrechnungen mit aufwendigeren Codes ergaben Abweichungen im vorhergesagten Separatrixverlauf, die kleiner als die aus den Meßgenauigkeiten folgenden sind. Diese Methode wurde auch auf Konfigurationen, die bezüglich der Mittelebene unsymmetrisch sind, erweitert und routinemäßig bei der Datenanalyse angewandt.

##### 4.2 Gleichgewichtsänderungen bei starker Zusatzheizung (D. Albert<sup>1</sup>, W. Schneider<sup>2</sup>, H. Winter)

Im vorangegangenen Jahr war ein MHD-Code entwickelt worden, der die Änderungen im Plasmagleichgewicht bei schneller Kompression des Plasmas in voller Konsistenz mit den äußeren felderzeugenden Spulensystemen beschreibt. Dieser Code wurde auf Fälle erweitert, in denen das Plasma zwar durch passende Feldänderungen ortsfest gehalten wird, sein Energieinhalt jedoch durch Zusatzheizung in einer Zeit, die kurz gegen die Plasmaskinzeit ist, angehoben wird. Auf dieser Skala bleibt die Rotationstransformation der Felder im Plasma erhalten, was durch die gegenseitige Verschiebung der Flußflächen (die als Induktivitätsänderung betrachtet werden kann) zu einer Erhöhung der Volumenströme im Plasma führt. Um das Plasma trotz der Zunahme des Energieinhalts im lagekonstanten Gleichgewicht zu halten, müssen gleichzeitig die außen angelegten Poloidalfelder angehoben werden,

<sup>1</sup> Gastforscher

<sup>2</sup> Bereich Exp. Plasmaphysik 1

wodurch in Abhängigkeit von der Feldkonfiguration ebenfalls induktiv zusätzliche Plasmaströme getrieben werden. Nur bei passender Auslegung des Poloidalfeldsystems, die mit diesem Code durchgeführt werden kann, ist es in dieser Lage möglich, das Auftreten von Skinströmen an der Plasmaoberfläche zu verhindern. Diese Problematik wurde erstmals für ZEPHYR untersucht, die Methoden stehen jetzt für INTOR und Reaktorstudien zur Verfügung.

4.3 Flußflächengemittelter Transport  
(D. Albert<sup>1)</sup>)

Die Entwicklung eines sogenannten 1 1/2-dimensionalen Transportcodes, bei dem zweidimensionale MHD-Gleichgewichtsrechnungen mit eindimensionalen (flußflächengemittelten) Transportrechnungen kombiniert werden, wurde weitergeführt. Die Mitnahme zweidimensionaler Effekte spielt vor allem bei der Deposition der Zusatzheizleistung und der Berechnung der Plasmaströmverteilung - Induktionsvorgänge sind stark geometrieabhängig - eine Rolle. Im Gegensatz zu ähnlichen anderweitig entwickelten Codes wurde hier eine konsistente Behandlung der Wechselwirkung mit den äußeren Feldern eingebaut. Erste Anwendungen von Teilen des Codes werden im Bericht über das Projekt ZEPHYR beschrieben.

<sup>1</sup>Gastforscher

4.4 Inselbildung und Ergodisierung des Magnetfeldes auf rationalen magnetischen Flächen  
(H.P. Zehrfeld, G. Fußmann)

Ausgehend von einem im vorigen Jahresbericht beschriebenen Konzept zur Berechnung des Vektorpotentials magnetfeldparalleler Ströme auf rationalen magnetischen Flächen wurde der Einfluß der Toruskrümmung auf Inselbildung, Inselstruktur und Ergodisierung von Feldlinien im Tokamak untersucht. Diese Untersuchungen sollten u.a. Aufschluß darüber geben, ob die bei Pulsator beobachtete Dichtebegrenzung (Abbruchinstabilitäten) erklärt werden

kann durch einsetzende Ergodisierung der Feldlinien infolge der mit wachsendem Druck zunehmenden Verbreiterung magnetischer Inseln (Tearing-Moden).

Bei Vernachlässigung toroidaler Effekte und damit helikalsymmetrischen Parallelströmen werden auf magnetischen Flächen mit ganzzahligen q-Werten ( $q=m$ ) die typischen Inseln gefunden, die von einem "geraden" Tokamak mit superponierten helikalen Feldern her bekannt sind.

Bei Berücksichtigung der Toruskrümmung (und damit insbesondere auch von druck- und stromdichteabhängiger Plasmaverschiebung) erscheinen auf rationalen magnetischen Flächen benachbarter q-Werte ( $q=m \pm 1$ ) Satelliteninseln.

Abbildung 30 a zeigt die Verhältnisse für einen Störstrom auf der  $q=2$ -Fläche bei der Geometrie und den Plasmametern von Pulsator (Aspektverhältnis 6.36). Hierbei wurden Feldlinien berechnet, deren Bahnen in die enge Nachbarschaft von auf den drei rationalen Flächen  $q=1$ ,  $q=2$  und  $q=3$  gelegenen X-Punkten führen. Die Abbildung zeigt die Schnittpunkte dreier solcher Feldlinien mit einer poloidalen Ebene bei oftmaligem toroidalem Umlauf. Bei den Rechnungen wurden Pulsator-Meßdaten sowie realistische Strom- und Druckprofile zugrundegelegt. Es zeigt sich, daß für das während der stationären Phase der  $m = 2$  Tearing Mode gemessene Verhältnis von helikalem Störstrom zu Plasmaström von  $I_H/I_P = 0.15\%$  noch keine Überlappung der Inseln eintritt (Abb. 30 a). Erst bei einem etwa fünffach stärkerem Störstrom setzt eine Zerstörung der magnetischen Flächen (Ergodisierung) durch Verschmelzung der  $m = 2$  und  $m = 3$  Inseln ein (Abb. 30 b). Derartig starke Störströme werden aber erst in der exponentiellen Anwachsphase der Instabilität beobachtet, so daß hiernach Ergodisierungseffekte eher als eine Folge, denn als Ursache der Abbruchinstabilität zu betrachten sind. Grundsätzlich sind jedoch bei kleinerem Aspektverhältnis ( $A \leq 3$ ) nachteilige Effekte aufgrund der starken helikalen Kopplung zwischen ganzzahlig rationalen Flächen zu erwarten.

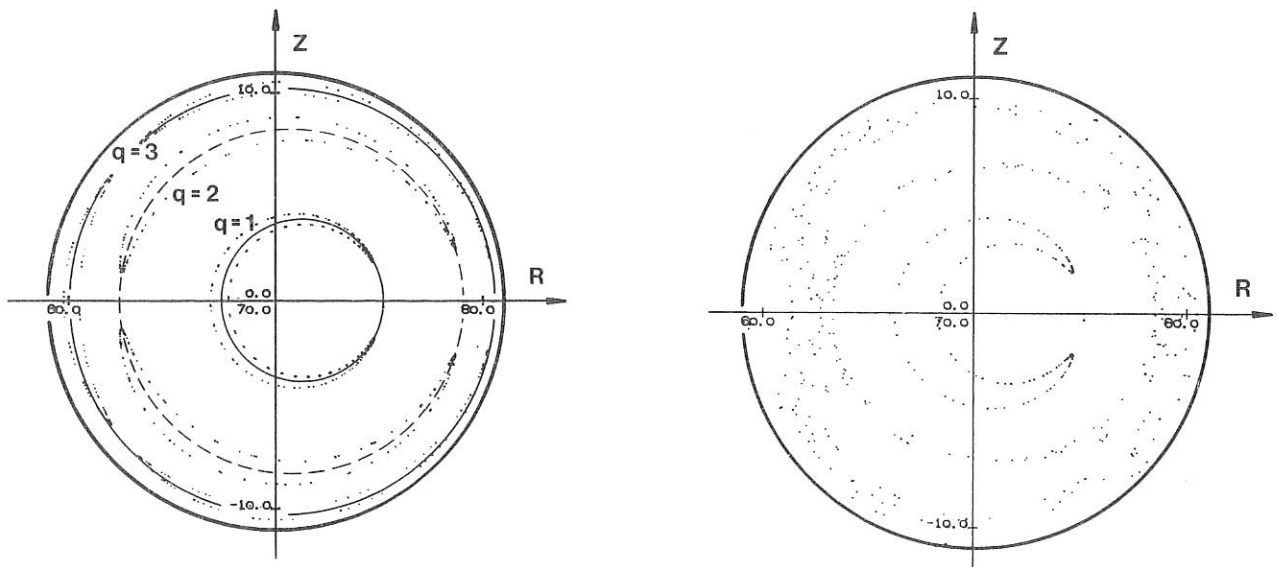


Abb. 30a, b Schnittpunkte magnetischer Feldlinien mit einer poloidalen Ebene (3 Startpunkte in 30a, 2 Startpunkte in 30b) für einen helikalen Störstrom von  $I_H = 1.5 \times 10^{-3} I_P$  (30a) bzw.  $8 \times 10^{-3} I_P$  (30b) auf der  $q=2$ -Fläche ( $\beta_{pol} = 1.5$ ).

#### 4.5 Rechnungen zur Verunreinigungskontrolle ohne Divertor (W. Feneberg)

Die Verwirklichung eines poloidalen Divertors im Fusionsreaktor stößt - wie z.B. die INTOR-Studie zeigt - auf erhebliche technische Schwierigkeiten. Versuche zur Verunreinigungskontrolle ohne Divertor sind deshalb weiterhin wichtig. Zur Kontrolle der Plasmarandschicht wurde bereits früher (vgl. Jahresbericht 1977) die Verwendung resonanter helikaler Windungen vorgeschlagen: Bei einem Windungsstrom von etwa 1 % des Plasmastroms sollte eine Zerstörung der magnetischen Flächen in der Randschicht eintreten, die zu einer hohen anomalen Teilchendiffusion am Plasmarand führt und die Verunreinigungskonzentration im Plasmainneren reduzieren kann.

Inzwischen wurde weiter untersucht, wie sich Dichte und Temperatur in der Randschicht einstellen. Dabei wurde der Teilchentransport wie üblich durch anomale Diffusion beschrieben. Am Plasmarand, wo die Magnetfeldlinien unter einem kleinen Winkel die Wand schneiden, wurde eine Ausströmbedingung benutzt, die besagt, daß die Energie durch Strömung entlang der Feldlinien mit Schallgeschwindigkeit verloren geht.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen, die in Zusammenarbeit mit der Kernforschungsanlage Jülich durchgeführt wurden, ergaben für die Parameter von INTOR das günstige Resultat einer Randschichttemperatur von etwa 30 eV bei einer hohen Teilchendichte am Rand von etwa  $10^{14} \text{cm}^{-3}$ . Ob dieses modifizierte Kaltgasmantel-Konzept funktioniert, hängt davon ab, ob anomale Auswärtsdiffusion allein den Teilchentransport bestimmt. Angesichts der Dichteprofile, die in gegenwärtigen Tokamaks gemessen werden und ein stärkeres Ansteigen der Dichte zum Zentrum hin zeigen als aus den Rechnungen zu erwarten ist, sind Zweifel an dem verwendeten Transportmodell angebracht.

Deshalb beschäftigen sich weitere theoretische Überlegungen mit der Suche nach einem Mechanismus, der das Plasma nach innen treibt. Kandidaten dafür sind das äußere elektrische Feld und der Elektrentemperaturgradient, die bereits in der klassischen Theorie eine Einwärtsdiffusion erzeugen.

#### 4.6 Zur Kinetischen Theorie der Abschältschicht (U. Daybelge<sup>1</sup>)

Eine verbesserte Berechnung der Plasma-Wand-Wechselwirkung und der damit zusammenhängenden Prozesse in der Abschältschicht mit Limiter oder Divertor erfordert die Lösung eines Systems von kinetischen Gleichungen mit Rand-Bedingungen, welche die jeweilige geometrische Anordnung der Platten und die Charakteristika der Wand berücksichtigen. Wegen der Schwierigkeit des resultierenden Randwert-Problems liegen bisherige Untersuchungen der Abschältschicht fast ausschließlich in null- oder eindimensionalen Rechnungen vor. Ortsabhängige Effekte oder etwaige Asymmetrien in Struktur und Transport können jedoch durch solche Modelle nicht wiedergegeben werden.

Das Modell-Problem arbeitet mit der Drift-kinetischen-Gleichung der Protonen mit beliebiger Zahl

und Lage von axialsymmetrischen Prallplatten. Der Querschnitt der magnetischen Flächen wird als kreisförmig angenommen. Die Stöße werden zunächst durch einen Modell-Operator dargestellt. Eine doppelte Reihentwicklung nach dem poloidalen Winkel und dem "pitch"-Winkel und eine unilaterale Fourier'sche Transformation über den Radius wandelt das Problem in ein Hilbert'sches Problem in Matrix-Form um. Die Absorption an den Prallplatten wird durch die Diskontinuität der Verteilungsfunktion beschrieben.

Bei Ersatz des Modell-Operators durch den Fokker-Planck-Operator ergibt die Rechnung Asymmetrie zwischen oben und unten in der Struktur der Abschältschicht, was zu einer ungleichen Belastung der Divertoren führen sollte. Im Bereich großer Weglängen wäre dies typisch für die Plattengeometrie in ASDEX und müßte sich durch Umkehr des Plasmastromes prüfen lassen.

#### 4.7 Untersuchung der Plasmaschicht vor einer Metallwand für ein nahezu Wand-paralleles Magnetfeld (U. Daybelge<sup>1</sup>)

In vielen Plasmaexperimenten, so auch bei toroidalen Einschlußsystemen, ist an den Plasma-Wand-Wechselwirkungen eine Plasmaschicht beteiligt, in der die B-Feldlinien fast parallel zur Gefäßwand verlaufen. Es ist daher wichtig die Struktur solcher Plasmaschichten in Abhängigkeit von den wichtigsten Faktoren, wie Absorptions- und Emissions-Charakteristika der Wand, Einfallswinkel des B-Feldes gegen die Wand und Temperatur-Verhältnis der Plasma-Komponenten zu bestimmen.

Das Modell nimmt eine stoßfreie Plasmaschicht zwischen einem unendlich großen Maxwell'schen Plasma-Reservoir und einer ebenen Wand an, wobei die Debye-Länge gleich oder größer als der Larmor-Radius der Elektronen ist. Zunächst wurde der Grenzfall des Einfallswinkels Null untersucht. In diesem Fall ist die Ambipolarität automatisch erfüllt, weil kein Strom an die Wand fließen kann. Für den Fall eines monotonen Potentialverlaufes, dessen Selbstkonsistenz durch die Ergebnisse bestätigt wurde, war eine exakte Klassifizierung der Teilchenbahnen und die Bestimmung der Verlustgebiete im Phasenraum möglich. Die daraus resultierenden Dichten wurden in die Poisson'sche Gleichung eingesetzt und diese dann numerisch gelöst. In dieser Rechnung wurde das Wandpotential als Parameter variiert. Für negatives Schichtpotential ergab sich, daß die Schichtdicke von der Größenordnung des Ionen-Larmor-Radius ist. Für kleine Einfallswinkel  $\alpha$  besitzen daher die Elektronen eine adiabatische Konstante der Bewegung. Diese Überlegungen führten zu dem unerwarteten Ergebnis, daß das ambipolare Schichtpotential bei kleinem  $\alpha$  denselben Wert hat wie bei  $\alpha = 90^\circ$ . Die Abhängigkeit der Teilchen- und Energieströme an die Wand vom Winkel und von der Sekundärelektronenemission sowie die Profile der diamagnetischen Ströme in der Nähe der Wand wurden gleichfalls berechnet. Letztere weisen bei zwei bestimmten Wandabständen je ein Maximum auf, eines für die Elektronen und eines für die Ionen.

<sup>1</sup> Gastforscher

## 5. Technik

(H. Rapp, R. Allgeyer, H. Finkelmeier, J. Franzspeck, J. Gernhardt, F. Gresser, F. Hartz, G. Herppich, G. Klement, P. Krüger, E.v. Mark, F. Schneider, S. Schraub, H. Wedler, F. Wesner)

### 5.1 Allgemeines

Die Verfügbarkeit der Anlage im ersten Betriebsjahr war zufriedenstellend. Auftretende Störungen (Lecks am Gefäß und Gefäßeinbauten, Defekte am OH-Abschalter, Probleme mit dem Kühlsystem, der Steuerung und Überwachung) konnten jeweils relativ rasch beseitigt werden.

ASDEX besitzt durch seine wirksamen und komfortablen Regeleinrichtungen, seine große Zugänglichkeit, die Divertoreinrichtungen und die Möglichkeit, von Schuß zu Schuß zwischen Limiter- und Divertorbetrieb umzuschalten, eine große Flexibilität für die experimentelle Arbeit.

### 5.2 Vakuum

Die Verbesserung des Vakuums nach Gefäßbelüftungen erfolgt durch ein ca. einwöchiges Ausheizen bei 130°C, Glimmentladungen und 50-Hz-Entladungen. Die Wirkung von Reinigungsentladungen beschränkt sich allerdings auf den Plasmaraum. Eine wirksame Reinigung der Divertorräume ist nur durch Tokamak-Entladungen mit Divertor möglich. Im Gegensatz zum Limiterbetrieb sind stabile Divertorentladungen auch bei relativ schlechten Vakuumbedingungen möglich.

### 5.3 OH-Kreis

Der Strom in den OH-Spulen wird zur Plasmazündung mit einem Druckluft-Leistungsschalter abgeschaltet und anschließend von einem feedback-geführten Thyristor-Stromrichter getrieben. Es zeigte sich, daß das Plasma in ASDEX mit weit kleineren Ringspannungen zündet als erwartet werden konnte, nämlich bis herab zu 10 V. Dies ermöglicht für künftige Experimente einen wesentlich einfacheren Aufbau des OH-Kreises.

Bei guten Vakuumbedingungen (Zündspannung  $\leq 10$  V) kann bei ASDEX auf den Einsatz des technisch komplizierten und damit störanfälligen Abschaltkreises verzichtet werden, die Entladung wird dann von der Thyristoranlage allein gezündet und aufrechterhalten.

### 5.4 Feedbacksystem

ASDEX ist mit einem Feedbacksystem zur automatischen Regelung der radialen und vertikalen Plasmalage, des Plasmastroms und der Elektronendichte im Plasma ausgerüstet. Die einzelnen Regelkreise bieten die Möglichkeit, beliebige Zeitfunktionen für die Sollwerte vorzugeben. Darüber hinaus können für eine Serie ähnlicher Schüsse die Steuerprogramme von einem Rechner automatisch von Schuß zu Schuß optimiert und so die Regelabweichungen reduziert und die Wirksamkeit des Regelsystems verbessert werden. Innerhalb der Stabilitätsgrenzen

der Entladung können damit für die genannten Plasmameter beliebige Zeitprogramme gewählt und mit hervorragender Reproduzierbarkeit eingehalten werden.

### 5.5 Stromabbrüche

Das Regelsystem für die radiale Lage des Plasmas ist in der Lage, die gefürchteten harten Stromabbrüche stark zu verlangsamen. So konnten die dadurch ausgelösten mechanischen und elektrischen Belastungen der Maschine erheblich reduziert werden. Beim Betrieb mit magnetischem Limiter (bzw. Divertor) können diese Stromabbrüche innerhalb der Stabilitätsgrenzen des Plasmas vollständig vermieden werden.

Das Strom- und Dichte-Feedbacksystem führt beim Einsetzen einer Disruption zur Aufrechterhaltung der Entladung mit stetig wiederkehrenden, schwachen Stromabbrüchen, die zu Rüttelkräften und zu mechanischen Schwingungen von Poloidalfeldspulen und Gefäßteilen führen. Beim Auftreten einer Disruption müssen diese Regelkreise deshalb sofort abgeschaltet werden. Ähnliche Auswirkung kann der Ausfall der Istwertfassung haben. Hier müssen redundante Meßsysteme geschaffen oder der dynamische Regelbereich begrenzt werden.

Harte Stromabbrüche, die z.B. durch Störungen in der Steuerung entstehen können, führten zu Beschädigungen in einigen Meßgliedern. Im Gefäß und den Spulensystemen wurden dabei in Übereinstimmung mit den Berechnungen nur relativ kleine Spannungen induziert. Die vorsorglich installierten Schutzvorrichtungen brauchten nicht anzusprechen.

### 5.6 Vibrationen durch Stromrichter-Oberwellen

Bereits bei den Multipoltests Mitte 1979 waren Probleme durch Rüttelkräfte aufgetreten. Neben mechanischen Verstärkungen wurde deshalb zur Oberwellendämpfung eine Luftdrossel mit Streuflußjoch eingebaut. Bereits vorher war zur Dämpfung von Schwingungen in den Gehäusen der Hauptfeldspulen eine Kondensatorbatterie installiert worden.

Beim Tokamakbetrieb zeigte sich, daß Oberwellen im Vertikalfeldsystem Vibrationen in Gefäßwänden und Spulenteilen verursachen. Deshalb wird auch für diesen Stromkreis der Einbau eines Filters vorbereitet.

JET Joint European Torus

1. JET

W. Daser<sup>(1)</sup>, C. Dorn<sup>(2)</sup>, G. Düsing<sup>(1)</sup>, H. Falter<sup>(1)</sup>,  
 S. Füss<sup>(3)</sup>, B.J. Green<sup>(4)</sup>, G. Mannhardt<sup>(5)</sup>,  
 A. Nowak<sup>(6)</sup>, W. Obert<sup>(1)</sup>, R. Pöhlchen<sup>(7)</sup>,  
 J. Saffert<sup>(8)</sup>, V. Schmidt<sup>(8)</sup>, G. Venus<sup>(1)</sup>,  
 E. Usselmann<sup>(1)</sup>, G. Schneider<sup>(1)</sup>

Im Jahre 1980 wurden große Fortschritte bei der Errichtung der Gebäude am Standort des JET-Labors erzielt. Die Arbeiten am Kontrollgebäude waren genügend weit fortgeschritten, um mit der Aufstellung der Rechenanlagen sowie der zugehörigen Elektronik für das Control und Data Acquisition System (CODAS) zu beginnen. Die Montagehalle wurde fast fertiggestellt; außerdem wurden Kräne und ein Asheizofen für die Oktanten des Vakuumgefäßes aufgestellt. Die Arbeiten an der 33 kV-Schaltanlage wurden fortgesetzt, und zwei Hochspannungsmasten, die die 400 kV-Verteiler zur Schaltanlage tragen werden, wurden gebaut. Die Gebäude für die Energieversorgung kamen voran, und die Installierung der beiden Vertikal-schwungradgeneratoren wurde eingeleitet.

Im Oktober wurden dem JET Joint Undertaking von der Gastgeberorganisation, der United Kingdom Atomic Energy Authority (UKAEA), zwei Büro- und Kleinlaborgebäude übergeben. Diese von JET gemieteten Gebäude werden von der UKAEA im Rahmen des Support Agreements zur Verfügung gestellt. Die Bereitstellung ermöglichte es dem Project Team die verschiedenen, zerstreuten und beengten Arbeitsplätze zu verlassen, um gemeinsam in den neuen Gebäuden untergebracht zu werden.

Die Belieferung von JET mit Hardware wurde fortgesetzt, so daß 24 von 32 toroidalen Feldspulen bis Jahresende zur Verfügung standen. Elektrisches Gerät, einschließlich mehrere Großtransformatoren, ist auch eingetroffen.

Es wurden viele neue Herstellungs- und Anschaffungsverträge im Laufe des Jahres abgeschlossen, z.B.: für ein Sammelschienensystem für das toroidale Feld, Meßapparaturen für die Magnetsysteme, Netzwasserkühlsystem, Turbomolekularpumpenanlagen, Hochvakuumdrehventile, 33 kV- und 415 V-Verteileranlagen, das Vakuumgefäß für die Neutralinjektion sowie die zugehörigen Energieversorgungsanlagen und die Schutzschaltungen.

Software für CODAS wurde entwickelt, und innenliegende Magnetfeldspulen zur Bestimmung der Plasmalage wurden ausgelegt. Wichtige Studienaufträge zur Spezifizierung des Tritiumsystems sowie zur Ausle-

gung eines radiologischen Überwachungssystems wurden vergeben. Ein Auftrag zur Herstellung von zwei Plug-In Neutral Injectors (PINIs) wurde erteilt, und Untersuchungen zur Hochfrequenzheizung wurden durchgeführt. Es wurden auch mit EURATOM-assoziierten Labors Verträge zur Entwicklung einiger Diagnostiken abgeschlossen.

Im Laufe des Jahres wurden Vorschläge über die Organisation und Ablauf der Betriebsphase des Projekts gemacht. Ferner wurde wegen der neuesten günstigen Fortschritte in der Tokamak-Forschung beschlossen, die frühere Fertigstellung der vollen, vorgesehenen Leistungsfähigkeit von JET zu beantragen; die entsprechenden Vorschläge wurden gemacht.

Am Jahresende betrug der an JET beschäftigte Personalstand, einschließlich der etwa 100 Auftragnehmer, 320 Mitarbeiter, und der Zeitplan zur Aufnahme des Experimentierprogramms bis Mitte 1983 erscheint noch realistisch.

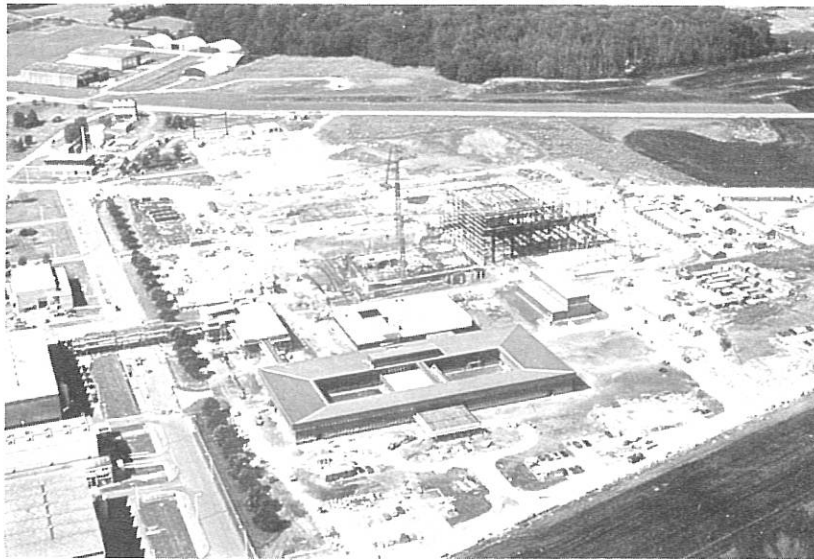
2. JET Diagnostikvorbereitungen im IPP

K.H. Steuer<sup>3</sup>, R. Behrisch<sup>PWW</sup>, F. Braun<sup>3</sup>, H. Goss<sup>ZtE</sup>,  
 K. Hirsch<sup>IPF</sup>, W. Hofer<sup>PWW</sup>, W. Möller<sup>PWW</sup>, R. Müller<sup>3</sup>,  
 H. Röhr<sup>1</sup>, M. Salvat<sup>3</sup>, H. Salzmann<sup>IPF</sup>, G. Zankl<sup>3</sup>

Im Jahre 1979 bis Anfang 1980 wurden im IPP 3 Designstudien für Meßverfahren an JET angefertigt, nämlich für Bolometrie, für quasistationäre Thomsonstreuung (gemeinsam mit dem IPF Stuttgart) und für eine Oberflächenanalysenstation (gemeinsam mit Culham). Die Ergebnisse dieser Designstudien wurden anschließend auf verschiedenen Diagnostikworkshops in Culham, an denen Vertreter von JET und der assoziierten Institute teilnahmen, vorgestellt und diskutiert. JET hat die Meßverfahren in 3 Gruppen eingeteilt. In der Gruppe A sind die Diagnostiken enthalten, die mit dem Betriebsbeginn von JET (jetzt Mitte 1983) unbedingt installiert sein müssen und deren Finanzierung im Rahmen des JET-Budgets im wesentlichen gesichert ist. Dazu zählen die Bolometrie und eine einfachere Version der Oberflächenanalyse mittels Kassetten-Proben. Gruppe B enthält die Meßverfahren, die für das geplante wissenschaftliche Programm nötig sind, deren Finanzierung jedoch noch offen ist. Dazu zählen Thomsonstreuung zur Profilmessung und die Oberflächenanalysenstation einschließlich Transferline. Gruppe C umfaßt die Diagnostiken, die noch an keinem Tokamak getestet wurden und noch Entwicklungsarbeit bedürfen. Für die Bolometrie und die Kassetten-Proben hat die Phase I begonnen, in der konkrete Konstruktionsunterlagen erarbeitet werden, auf deren Basis eine genauere Kosten- und Zeitschätzung möglich ist. An diese Phase I wird sich die Phase II anschließen, die die Fertigung und den Test der Diagnostik umfaßt. Phase III ist dann die Installation und Inbetriebnahme bei JET (bis Mitte 1983).

Ende 1980 hat das IPP auf Wunsch von JET die Ausarbeitung eines weiteren wichtigen Meßverfahrens übernommen, nämlich der Röntgenstrahldiagnostik (Gruppe B).

(1) Plasma Systems Division, Construction Department  
 (2) Experimental Systems Division, Scientific Depart.  
 (3) Contracts Service, Administration Department  
 (4) Directorate, Construction Department  
 (5) Site and Buildings Division, Construction Depart.  
 (6) Assembly Division, Construction Department  
 (7) Magnet Systems Division, Construction Department  
 (8) CODAS Division, Construction Department.



(a)



(b)

Abb.31 Aufnahmen von JET: Ein Überblick über das Baugelände und die Montagehalle (a); zwei der Hauptfeldspulen (b).

Über weitere Designstudien, wie Lyman- $\alpha$ -Resonanzstreuung und Pelletinjektion, wurden Vorgespräche geführt.

Zusätzlich hat JET beim IPP angefragt, ob auch die sichtbare und VUV Spektroskopie im Institut bearbeitet werden kann. Diese Diagnostik soll so ausgelegt werden, daß sie auch in Tritiumbetrieb zuverlässig funktioniert. Eine Entscheidung hierüber wird Anfang 1981 getroffen.

Im folgenden soll kurz auf den Stand der verschiedenen Diagnostiken eingegangen werden.

### 2.1 JET Bolometrie

Ziel dieser Diagnostik ist es, mit Hilfe von raum- und zeitaufgelösten Messungen der Plasmastrahlung eine lokale Energiebilanz als Funktion der Zeit zu erstellen. In dem Bericht von Herrn E.R. Müller

(IPP) "Design Study of Bolometric Scan Diagnostics for JET" (Jan. 1980), wurde die Basis geschaffen, um die Bolometrie als Diagnostikverfahren an JET zu verwenden.

Mit den in der Phase I vorgesehenen Arbeiten (scientific and engineering design) wurde begonnen. Die Konstruktion einer vertikalen Kamera mit 14 Bolometern und 2 horizontalen Kameras mit je 10 Bolometern wurde angefertigt und dem JET-Team zur Begutachtung vorgelegt. Die Bolometer selbst, die in der Designstudie beschrieben sind, wurden für die JET Bolometrie angepaßt: Die höhere Energie der Strahlung bei JET fordert dickere Goldfolie, die Bolometer müssen Temperaturen von  $150^{\circ}\text{C}$  bis  $200^{\circ}\text{C}$  standhalten (wenn die Wände des JET Tokamaks auf  $500^{\circ}\text{C}$  geheizt werden).

Die Elektronik zur Bearbeitung der Bolometer-Signale, die für ASDEX entwickelt wurde und die für JET verwendbar sein könnte, ist gegenwärtig in Bau. Die Fertigung eines Prototyps, bestehend aus Bolometerkamera, Elektronik und Datenverarbeitung wurde in Angriff genommen.

## 2.2 Quasistationäre Thomsonstreuung

Ziel dieser Meßmethode ist es, den zeitlichen Verlauf der Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe eines periodisch emittierenden Lasers zu bestimmen. Bei der ursprünglichen Designstudie konnte ein räumliches Profil nur durch Verschieben des Meßortes von Entladung zu Entladung gewonnen werden. Unter Mitarbeit vom IPF Stuttgart wurde die Designstudie dahingehend erweitert, daß jetzt mit jedem Laserschuß ein vollständiges räumliches Profil in der Äquatorialebene (bis zu 20 Ortspunkten simultan) beobachtet werden kann. Auch bezüglich des zu verwendenden YAG-Nd-Lasers und der Avalanche-detektoren wurden Verbesserungen vorgeschlagen. Zum Test, inwieweit die Abschätzungen, die dem Designproposal zugrundeliegen realistisch sind, wurde am ASDEX ein Streuexperiment mit einem Nd-Laser der gleichen Wellenlänge unter Verwendung der bei JET vorgesehenen Infrarotdetektoren durchgeführt. Es zeigte sich, daß sich die Avalanche-dioden als Streulichtdetektoren eignen und die gemachten Abschätzungen zutreffen. Leider wurde kurz vor Jahres-schluß - noch vor der vereinbarten Abgabe der erweiterten Designstudie - von JET mitgeteilt, daß man sich für das von Culham vorgeschlagene - aber noch nicht an Tokamaks getestete -  $\text{CO}_2$ -Streuexperiment entschieden habe. Das Institut hat gegen die Entscheidung Protest eingelegt.

## 2.3 Weiche Röntgenstrahldiagnostik

Im Dezember 1980 übernahm das IPP die Aufgabe, das Diodensystem für die Diagnostik der weichen Röntgenstrahlung an JET vorzubereiten. Mit Hilfe von Silizium-Oberflächen-Sperrschichtdioden soll die Modenstruktur untersucht und der Strahlungsverlust im Gebiet der weichen und ultraweichen Röntgenstrahlung quantitativ mit hoher Zeit- und Ortsauflösung bestimmt werden. Die Verwendung verschiedener Filter erlaubt außerdem eine grobe spektrale Auflösung der emittierten Strahlung im Energiebereich von 100 eV bis etwa 20 keV.

## 2.4 Oberflächenanalysenstation

Aufgabe dieser Diagnostik sind Untersuchungen der Oberfläche von Proben, die dem JET-Plasma ausgesetzt wurden. Eine gemeinsam mit Culham ausgearbeitete Designstudie wurde bei einem JET Workshop vorgestellt und diskutiert. Der Vorschlag sieht vor, die exponierten Proben nach jedem Plasmaschuß über eine Transferline in eine Analysenkammer zu leiten und dort zu untersuchen. Diese Diagnostik, die recht aufwendig ist, gehört zur Gruppe B. Um bereits frühzeitig an JET Oberflächenanalysen durchführen zu können, wurde zusätzlich eine einfachere Form von sogenannten Kassetten-Proben in Angriff genommen, mit denen z.B. nach jedem Schuß-tag eine Analyse durchgeführt werden kann.



## BEREICH THEORIE 1

(Prof. Dr. Dieter Pfirsch)

Von den im Hinblick auf die Realisierbarkeit eines ökonomischen Reaktors grundlegenden physikalischen Problemen bildeten das  $\beta$ - 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 atomphysikalischer 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 den USA außerordentlich hilfreich.

## 1. MAKROSKOPISCHE THEORIE

(D. Biskamp, D. Correa Restrepo, W. Kerner<sup>1</sup>,  
D. Lortz, R. Meyer-Spasche, A. Salat, R. Schmalz,  
G.O. Spies, H. Tasso, H. Welter)

## 1.1 Asymptotische 3-D hoch-beta Gleichgewichte

Es wurde ein Programm geschrieben zur numerischen Lösung der in /G. Spies, Nucl. Fusion 18, 12 (78)/ hergeleiteten Gleichungen für 3-D hoch-beta Gleichgewichte in der alten Scyllac-Skalierung. Es handelt sich um ein System von stark gekoppelten quasilinearen elliptischen Differentialgleichungen mit sowohl Dirichletschen als auch Neumannschen Randbedingungen in einem 2-dimensionalen Gebiet. Dieses System wird wahlweise im Kreis oder im Rechteck gelöst. Es sollen Aussagen gewonnen werden über die Existenz und Vielfachheit der Lösungen, sowie über deren qualitative Eigenschaften (z.B. Einfluß der Wandkorruptionen auf die Form der Flußflächen). (W. Metzner<sup>2</sup>, R. Meyer-Spasche, G.O. Spies)

## 1.2 Alfvénwellenheizung in nicht-axisymmetrischen Toren

Bei Alfvénwellenheizung ist das Feld und damit die Absorption in axisymmetrischen Toren auf die Nähe einer singulären Fläche  $\psi = \psi_0$  konzentriert. Soll dasselbe Verhalten für nicht axisymmetrische Geometrie gelten, muß auf  $\psi_0$  folgende lineare quasi-periodische (q.p.) Differentialgleichung (DGL) für das Feld  $x$  gelöst werden:

$$\dot{x}(t) = \underline{A}(\theta(t), \phi(t))x, \quad (1) \quad \text{mit } \underline{A}(\theta, \phi) = \underline{A}(\theta+2\pi, \phi) = \underline{A}(\theta, \phi+2\pi).$$

Dabei ist  $\theta$  bzw.  $\phi$  ein poloidaler bzw. toroidaler Winkel,  $t$  eine Koordinate entlang der Feldlinie. Die Lösung  $x(t)$  muß ebenfalls periodisch mit  $2\pi$  bzgl.  $\theta$  und  $\phi$  sein. Während in Axisymmetrie ( $\partial \underline{A} / \partial \phi = 0$ ) die Floquet-Theorie für lineare q.p. DGL die Existenz geeigneter Lösungen garantiert, ergibt sich im allgemeinen Fall:

1) Es ist keine Verallgemeinerung der Floquet-Theorie auf q.p. DGL bekannt. 2) Anwendung der Kolmogoroff-Arnold-Moser (KAM)-Störungstheorie ist nicht möglich, da KAM nur für nichtlineare DGL gilt. 3) Aus Verallgemeinerung der KAM-Methode durch Bogoljubov et al. auf lineare DGL folgt nur: "Fast alle" q.p. DGL sind Floquet-artig lösbar (reduzibel); unter gewissen Inkommensurabilitätsbedingungen existiert stets zu  $\underline{A}$  ein benachbartes reduzibles  $\underline{A}'$ .

<sup>1</sup> Bereich Exp. Plasmaphysik 1

<sup>2</sup> Universität München

Insgesamt bleibt die Existenz von Alfvénwellen mit radial lokalisierter Singularität also bisher offen. (A. Salat, J. Tataronis)

1.3 Untersuchung einer quasiperiodischen Modellgleichung

Als Modell für die bei Behandlung von Alfvénwellen in nichtaxisymmetrischer Geometrie auftretenden Probleme wurde folgende lineare quasi-periodische (q.p.) Modellgleichung numerisch untersucht:

$$\ddot{x}(t) + \left[ \omega_0^2 + a(t) \right] x = 0;$$

$$a(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \cdot \left[ F \delta(t - nT_1) + G \delta(t - nT_2) \right], \quad (1).$$

Es ist  $a(t) = a(\theta(t), \phi(t))$ , mit  $a(\theta, \phi) = a(\theta + 2\pi, \phi) = a(\theta, \phi + 2\pi)$ ;  $\theta = \pi t/T_1 + \text{const}$ ;  $\phi = \pi t/T_2 + \text{const}$ . Gleichung (1) wird für  $t$  zwischen den  $\delta$ -<sup>2</sup>Funktionen analytisch gelöst. An den  $\delta$ -Funktionen treten Sprünge auf, die rekursiv numerisch berechnet werden. Bis zu  $10^7$  Iterationen wurden verfolgt. Die Lösung wurde graphisch im Phasenraum ( $\dot{x}, x$ ) dargestellt und durch Berechnung der K.S.-Entropie analysiert. Ziel der Arbeit ist, einen Überblick über die Lösungen linearer q.p. Differentialgl. zu erhalten. Insbesondere ist wichtig, ob q.p. Diff.Gln. auch q.p. Lösungen mit denselben Perioden haben. Bisher wurde keine eindeutige q.p. Lösung gefunden. Die Lösungen von (1) sind entweder stabil mit einer scheinbar stochastischen Komponente, oder exponentiell instabil. (A. Salat)

1.4 Ein Energieprinzip für 3-dimensionale resistive Störungen für beliebige Plasmaquerschnitte

Ein Energieprinzip für 3-dimensionale inkompressible resistive Störungen und beliebige Plasmaquerschnitte ist abgeleitet worden. Die einzige Näherung ist die Tokamak Skalierung. Zwei Modelle für die Resistivität sind benutzt worden: einmal ist die Resistivität von der Flüssigkeit transportiert, im zweiten Modell ist sie konstant entlang den Magnetfeldlinien.

Im ersten Fall findet man verallgemeinerte "rippling" und "tearing" Moden. Im zweiten Fall verschwindet die "rippling" Mode in einer selbstkonsistenten Weise. Die Euler Gleichung für die "tearing" Mode verallgemeinert eine früher (Tasso, 1975) gefundene Gleichung für 2-d resistive Störungen. Es wird festgestellt, daß das Energieprinzip auf endliche Aspektverhältnisse nicht erweiterbar ist. (H. Tasso, J.T. Virtamo)

1.5 Numerische Untersuchung der Stabilität von Tearing Moden

Das Energieprinzip von Tasso und Virtamo wird numerisch ausgewertet. Die Stabilität von Plasma-Konfigurationen mit beliebigem Querschnitt wird mittels der Ritz - Galerkin-Methode untersucht, was zu einem Matrix-Eigenwert Problem führt. In Analogie zur Stabilität von idealen MHD Plasmen werden Flußkoordinaten mit geraden Magnetfeldlinien verwendet. In poloidaler Richtung wird eine Fourier-Entwicklung für die Störung angesetzt, und in radialer Richtung werden finite Elemente benutzt. Das Programm für 1D Zylinder Gleichgewichte ist fertiggestellt und mit bekannten Resultaten in der Literatur getestet worden. Bemerkenswert ist, daß mehrere

singuläre Flußflächen mit einem ganzzahligen  $q$ -Wert vorhanden sein können, was durch ein nicht-monotones Stromprofil verursacht werden kann. Dies stellt eine Erweiterung der bisher bekannten Aussagen dar. Die  $m = 1$  Mode ist immer instabil, wenn die  $q = 1$  Fläche im Plasma liegt. Das Diagramm 1 zeigt die Stabilität der  $m = 2$  Tearing-Mode für Gleichgewichte mit  $j_z \propto (1-(r/r_a)^2)^{\nu}$ , wobei  $q(r)/q(0) = \nu+1$  ist.<sup>2</sup> Diese Störung kann stabilisiert werden, wenn der Stromgradient in der Nähe der  $q = 2$  Fläche hinreichend klein ist, wie in Diagramm 2 dargestellt ist. (W.Kerner, H. Tasso)

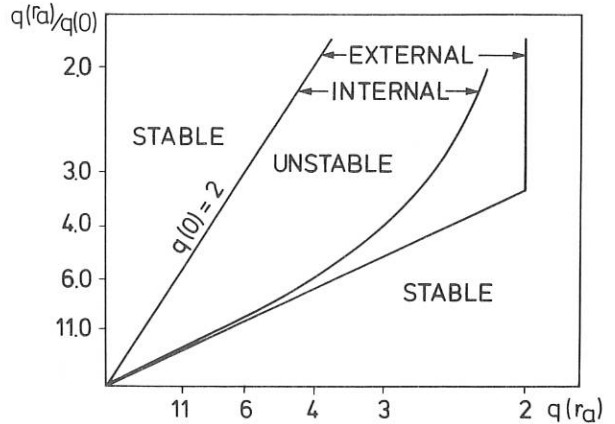


Abb. 1 Stabilitätsdiagramm der  $m = 2$  Tearing Mode für  $j_z \propto (1-(r/r_a)^2)^{\nu}$ .

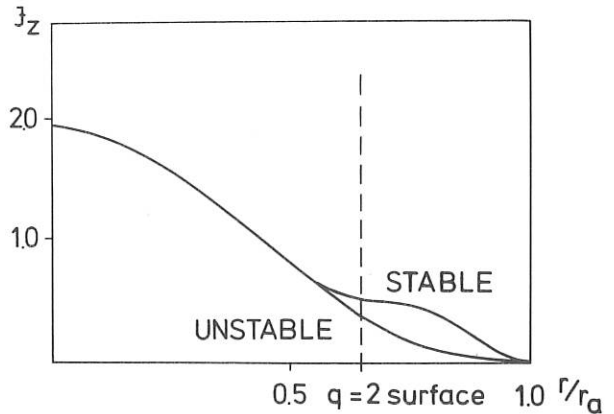


Abb. 2 Stabilisierung der  $m = 2$  Tearing Mode für  $j_z = (2/q(0)) \cdot (1-(r/r_a)^2)^3$  und  $q(0) = 1.05$  durch Abflachen des Stromprofils.

1.6 Über die Stabilität dissipativer Systeme mit zirkulatorischen Kräften

Die Stabilität eines dissipativen Systems mit zirkulatorischen Kräften wurde erneut untersucht. Es stellt sich heraus, daß eine in der Literatur neu erschienene Aussage falsch ist. Besonders interessant ist aber die Möglichkeit von Stabilitätsaussagen in der Art von Thompson und Tait. Dafür braucht

man gewisse Vertauschungsbedingungen, die aber viel weniger streng sind als die in der Literatur bis jetzt veröffentlichten. (H. Tasso)

1.7 Toruseffekte in hoch- $\beta$ -Plasmen

Für dreidimensionale numerische Studien scheint es unabdingbar, die (resistiven) MHD-Gleichungen in geeigneter Weise analytisch zu vereinfachen. Eine sehr erfolgreiche Reduktion ergibt sich durch Entwicklung der Gleichungen nach dem inversen Aspektverhältnis  $\epsilon \ll 1$ . Bisher waren die so reduzierten Gleichungen für den hoch- $\beta$ -Fall ( $\beta = \mu_0 p / B^2$  von der Ordnung  $\epsilon$ ) in niedrigster Ordnung und für den niedrig- $\beta$ -Fall ( $\beta = O(\epsilon^2)$ ) in der nächsthöheren Ordnung bekannt. Nun wurden entsprechende Gleichungen auch im hoch- $\beta$ -Fall und unter Einschluß von Toruseffekten hergeleitet. Sie bilden ein geschlossenes System nichtlinearer, dreidimensionaler Gleichungen, in denen die schnelle hydrodynamische Zeitskala eliminiert ist. Es zeigt sich, daß die Gleichung für die toroidale Geschwindigkeitskomponente entkoppelt bleibt, was eine weitere Vereinfachung bewirkt. (R. Schmalz)

1.8 Untersuchungen zur nichtidealen  $m = 1$  Kinkmode (Theorie der internen "Sägezahn" Abbrüche)

Das lineare und nichtlineare Verhalten der  $m = 1$  Mode wurde im Rahmen der Zweiflüssigkeitstheorie für tokamakähnliche Plasmen bei Vernachlässigung der Toruskrümmung untersucht. Berücksichtigt sind neben elektrischem Widerstand  $\eta$  Viskosität  $\mu$ , Plasmadiffusion  $\kappa$  und diamagnetische Effekte  $\omega_{*i}, e$ .

a) Lineare Theorie

Die bekannten linearen Eigenschaften werden durch die Hinzunahme von Plasmadiffusion  $\kappa$  in der experimentell beobachteten Größenordnung beträchtlich modifiziert. Man findet, daß in einem weiten Bereich von  $\kappa$  die Mode stabil ist. Dies steht im Gegensatz zum Einfluß von  $\mu$  und  $\omega_*$ , die nur die Anwachsraten reduzieren, nicht aber die Instabilität unterdrücken können.

b) Nichtlineare Entwicklung im vorwiegend resistiven Regime ( $\omega_*/\gamma < 1$ ). Bekanntlich wächst die  $m = 1$  Mode in diesem Regime ohne Sättigung bei endlicher Inselgröße bis zum vollständigen Reconnection des innerhalb  $q = 1$  befindlichen helikalen Flusses. Die stark nichtlineare Phase wurde mit Hilfe von numerischen Simulationen für sehr kleine Werte von  $\eta$  untersucht. Man beobachtet die Ausbildung einer quasi-singulären Stromschicht,  $j \propto \eta^{-1/2}$ , was zu einer nichtlinearen Zeitskala für den Reconnection Prozeß  $\tau \propto \tau_A \eta^{-1/2}$  führt. Der wesentlich schnellere von Petschek angegebene Reconnection Prozeß ist augenscheinlich nicht wirksam.

c) Nichtlineares Verhalten im Hochtemperaturbereich ( $\omega_*/\gamma > 1$ ). In diesem Bereich findet Sättigung der  $m = 1$  Mode bei endlicher Inselbreite statt. Im Gegensatz zu  $m \geq 2$  Moden wird die Sättigung jedoch nicht in erster Linie durch eine Änderung des Stromprofils sondern durch eine nichtlineare azimuthale Plasmaströmung statt. Die in den Simulationen gefundene Abhängigkeit der Sättigungsamplitude von den Parametern  $\omega_*/\gamma, \mu/\eta, \kappa/\eta$  wird qualitativ durch eine einfache quasi-lineare Theorie beschrieben. Dieses Verhalten der  $m = 1$  Mode könnte die Abwesenheit von Sägezahnoszillationen erklären, die kürzlich in mehreren Tokamakexperimenten mit Neutralinjektion beobachtet wurde. (D. Biskamp, H. Welter)

1.9 "Anti-Dynamo"-Theoreme

In der Dynamotheorie wurde ein neues "Anti-Dynamo"-Theorem bewiesen: Im Fall von Axialsymmetrie und ebener Symmetrie sind die Magnetfelder in der Zeit monoton fallend selbst dann, wenn die Strömung kompressibel und zeitabhängig ist. Dies widerlegt Spekulationen in der neueren Literatur. (D. Lortz, R. Meyer-Spasche)

1.10 Stabilität externer MHD-Moden in Konfigurationen mit flachem Druckprofil

Im Rahmen einer besonderen analytischen Entwicklung für das Problem der Stabilität von MHD-Moden in i.a. dreidimensionalen Konfigurationen (siehe JB 79, S. 71) wurde festgestellt, daß auch die Stabilität externer Moden durch die gleichen beiden Gleichgewichtsparameter wie für die Stabilität interner Moden entschieden wird /D. Lortz, J. Nührenberg IAEA-CN-38/M-1-1/. Diese Parameter sind der Quotient aus dem Produkt des Druckgradienten mit der magnetischen Mulde und dem Quadrat der magnetischen Verscherung ( $\Pi$ ) und der Quotient aus toroidalem Stromdichtegradienten und magnetischer Verscherung ( $X$ ).

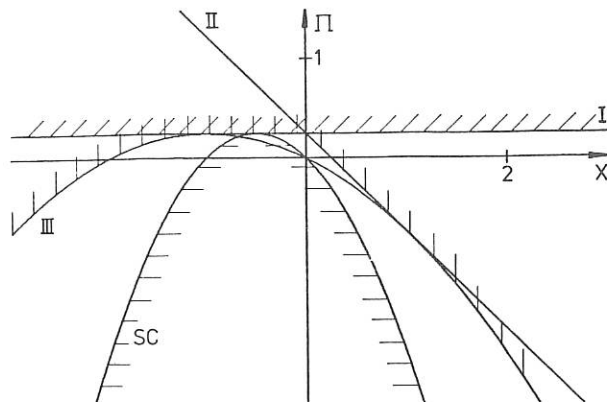


Abb. 3 Stabilitätsdiagramm in den im Text erklärten dimensionslosen Größen  $X, \Pi$ .  
 /// ballooning-instabiles Gebiet  
 ||| instabiles Gebiet in Bezug auf die  $m = 1$  Mode  
 ≡ instabiles Gebiet für externe Moden

In Abb. 3 sieht man außer dem Stabilitätsgebiet für interne Moden, dasjenige für externe Moden, wobei bemerkenswert ist, daß letzteres mit einem hinreichenden Stabilitätskriterium zusammenfällt. (D. Lortz, J. Nührenberg)

1.11 Explizite asymptotische magnetische Flächen

Für die Auffindung von asymptotischen Entwicklungen dreidimensionaler MHD-Gleichgewichte ist die Konstruktion asymptotischer magnetischer Flächen notwendige Voraussetzung. Ein Verfahren, das von einem Grundfeld mit geschlossenen Feldlinien ausgeht und im übrigen nur voraussetzt, daß die Amplitude des Störfeldes klein ist/G.O. Spies, D. Lortz, Pl. Phys.13 (1971) 799/ (insbesondere also keine Entwicklung nach geometrischen Größen wie inverses Aspektverhältnis oder Flächenform benutzt), wurde bis zur ersten nicht-trivialen Ordnung der Fluß-

flächenfunktion vollständig gelöst. Für den Fall eines Vakuumfeldes, das der natürliche Ausgangspunkt für ein Stellaratorgleichgewicht ist, müssen hierzu Lösbarkeitsbedingungen bis zur dritten Ordnung in der Störampplitude berechnet werden. Trotzdem kommt man auf relativ einfache Formeln, weil sich herausstellt, daß alle Integrationen bzgl. der beiden Variablen quer zu den Feldlinien des Grundfeldes explizit ausführbar sind. Die Methode kann auf die Untersuchung der Struktur magnetischer Flächen und auf klein- $\beta$  Entwicklungen angewandt werden. (D. Lortz, J. Nührenberg)

## 2. MIKROSKOPISCHE THEORIE UND TRANSPORT

(D. Biskamp, E. Canobbio, D. Correa-Restrepo, R. Croci, O. de Barbieri, D. Düchs, A. McKenney, R. Meyer-Spasche, F. Pohl, A. Salat, F. Sardei, H.K. Wimmel)

### 2.1 Anomaler Transport gefangener Teilchen in Tokamaks

Die im Jahresbericht 1979 aufgezählten Ergebnisse, welche die nichtlineare Theorie der dissipativen Trapped-Ion-Instabilität betreffen, wurden vervollständigt und (zusammenfassend) publiziert/F. Sardei, H.K. Wimmel, IPP 6/196, IPP 6/197, IPP 6/203 und Physics Letters 78A, 344 (1980)/. Es konnte zusätzlich gezeigt werden, daß die analytischen Ergebnisse nicht, wie angenommen, approximativ, sondern tatsächlich exakt sind und daß alle zu fordernden Randbedingungen für die Gleichungen erfüllt werden können. Die Energie-Einschlußzeiten, die sich allein auf Grund des anomalen Transportes gefangener Teilchen ergeben würden, genügen folgenden Skalierungen: bei niederen Temperaturen

$$\tau_E \propto \left(\frac{r_n}{a}\right)^3 a^4 \frac{nB^2}{T^{7/2}} \frac{1-\delta_0}{\delta_0^5}$$

und bei höheren Temperaturen:

$$\tau_E \propto \frac{r_n}{a} \frac{T^{3/2}}{n} \delta_0.$$

Hier ist  $a$  der kleine Radius des toroidalen Plasmas,  $\delta_0$  ist der Anteil gefangener Teilchen, und die übrigen Bezeichnungen sind Standard. (F. Sardei, H.K. Wimmel)

### 2.2 Berechnung effektiver Energie-Einschlußzeiten für ASDEX, INTOR, JET, PLT, TFTR und ZEPHYR

In einer null-dimensionalen Rechnung wurden effektive Energie-Einschlußzeiten  $\tau_E$  für die genannten sechs Experimente berechnet und in der Form  $\tau_E(T)$  für verschiedene Werte der mittleren Teilchendichte graphisch dargestellt. Das Dichteprofil wurde "dreiecksförmig" ( $r_n/a=0,5$ ) bzw. trapezförmig ( $r_n/a=1,0$ ) angenommen. Als Energie-Transportprozesse wurden die folgenden herangezogen:

- anomaler Energietransport durch gefangene Teilchen auf Grund der dissipativen Trapped-Ion-Instabilität (Theorie von F. Sardei und H.K. Wimmel),
- anomale Wärmeleitung der Elektronen (Skalierung von Düchs und Pfirsch),
- neoklassische Wärmeleitung der Ionen.

(siehe Abbildung 4 !)

Für die sechs Experimente wurden die kritischen Temperaturen angegeben, oberhalb derer der anomale Transport durch gefangene Teilchen dominant ist. Bei hohen Dichten gibt es auch Fälle, in denen die neoklassische Wärmeleitung dominiert. Die Genauigkeit, bzw. Verlässlichkeit der Resultate wurde diskutiert. Die Arbeit wurde publiziert/H.K. Wimmel, IPP 6/200 und Physics-Appendix I in EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 60, European Contributions to the 4th Meeting of the INTOR Workshop (20 - 31 Oct. 1980)/. (H.K. Wimmel)

### 2.3 Konvergenzstudie für den anomalen Transport gefangener Teilchen

Bei der numerischen Lösung der 2D-Kadomtsev-Pogutse-Flüssigkeitsgleichungen war es bisher nicht möglich, die Ergebnisse auf numerische Konvergenz zu prüfen. Das liegt an dem mit der Zahl der Gitterpunkte überproportional steigenden Rechenaufwand für das spektrale Abschneiden. Es wurde deshalb ein zweites Regularisierungsverfahren entwickelt, bei dem die Größe der Dichtegradienten durch geeignete künstliche Dissipationsterme begrenzt wird. Die entsprechenden künstlichen Diffusionskoeffizienten sind räumlich und zeitlich veränderlich und werden mit einer lokal definierten Skalenzlänge für die Dichteprofile berechnet.

Der Rechenaufwand dieses Verfahrens steigt linear mit der Zahl der Gitterpunkte. Damit konnte durch Gitterverfeinerung die Konvergenz der Lösungen mit erträglichem Rechenaufwand gezeigt werden. Für den Spezialfall monochromatischer Anfangsbedingungen konnten so sehr gute Approximationen der monochromatischen analytischen Lösungen gewonnen werden.

Mit einer abschließenden Parameterstudie aufgrund des neuen Regularisierungsverfahrens kann nun die Zuverlässigkeit der mit dem spektralen Abschneiden gewonnenen Skalierung nochmals überprüft werden.

In seiner allgemeinen Form läßt sich das neue Verfahren vermutlich zur Regularisierung einer großen Klasse instationärer Probleme heranziehen, bei denen eine Beschränkung der auftretenden Wellenzahlen erforderlich ist. (F. Sardei, H.K. Wimmel)

### 2.4 Statistische Implikationen der empirischen Skalierungsgesetze für die Elektronenenergieeinschlußzeit

Für die aus einem empirischen statistischen Material über den Elektronenenergieeinschluß gewinnbaren Skalierungsgesetzen wurden Formeln für die Fehlerbreiten von Vorhersagen für die Einschlußzeiten hergeleitet. Damit ergibt sich z.B. für Zephyr und JET ein Unsicherheitsbereich von einem Zehntel bis zum Zehnfachen der Einschlußzeit, die sich aus der besten temperaturunabhängigen Skalierungsformel ergibt, falls man alle temperaturabhängigen Skalierungsgesetze als gleichwertig ansieht, die das empirische Material wenigstens so gut wiedergeben wie die ALCATOR-INTOR-Skalierung. Die Skalierungszeiten selbst wären für Zündung höchstens marginal auszeichnend. Die Eigenwerte und Eigenfunktionen der Korrelationsmatrix erlauben exakte oder genäherte innere Beziehungen in dem

Theorie 1

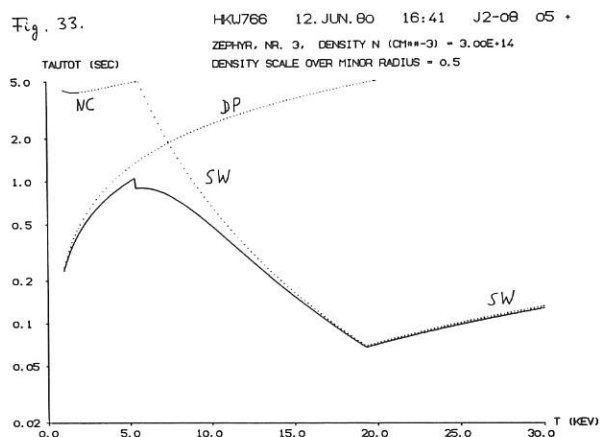
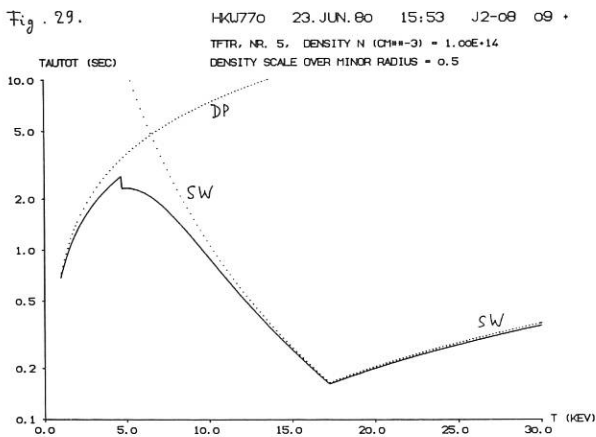
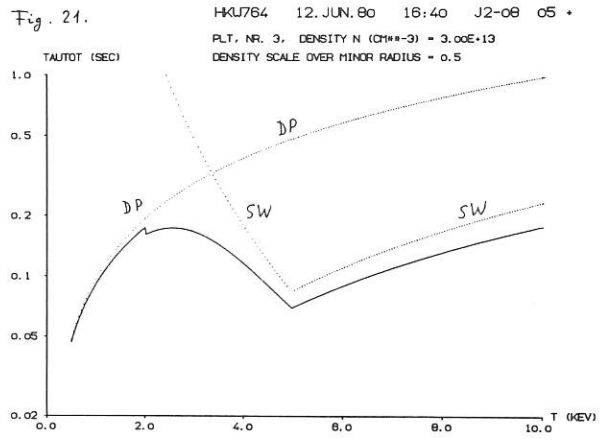
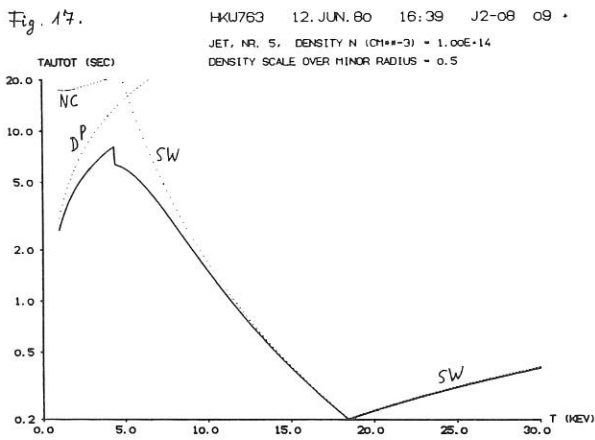
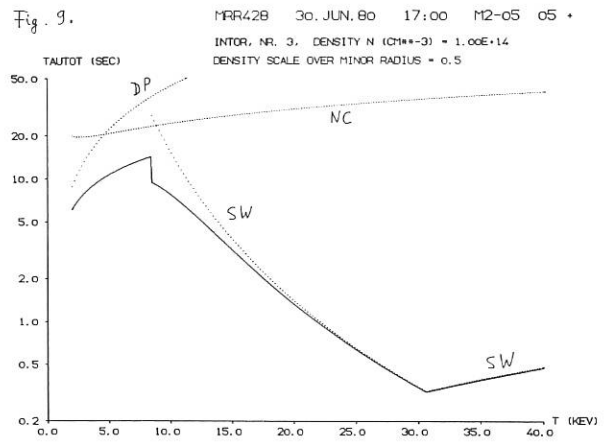
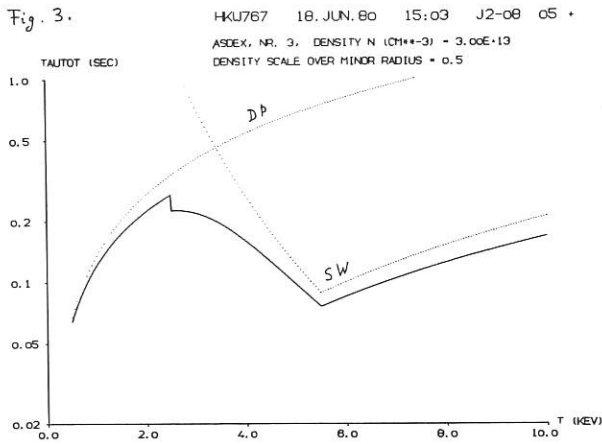


Abb. 4 Graphische Darstellungen der berechneten Energie-Einschlußzeiten  $\tau_E(T)$  in Abhängigkeit von der mittleren Temperatur, für die Experimente ASDEX, INTOR, JET, PLT, TFTR, ZEPHYR bei ausgewählten Werten der mittleren Teilchendichte und "dreiecksförmigem" Dichteprofil. Die Kurven gelten für  $T_i = T$ ; für  $T_i \neq T$  wären Korrekturen anzubringen. NC = neoklassisch, DP = Düchs-Pfirsch (anomaler Energietransport der Elektronen), SW = Sardei-Wimmel (anomaler Energietransport durch gefangene Teilchen). TAU TOT = effektives  $\tau_E$  durch Kombination der 3 Transportprozesse.

benützten statistischen Material zu erkennen. Bei Vorliegen einer solchen Beziehung muß man zu einem reduzierten Variablensatz übergehen. Die dazu gehörige Korrelationsmatrix und ihre Moore-Penrose-Inverse werden angegeben. Mit derartigen Reduktionsverfahren läßt sich gleichzeitig die Empfindlichkeit der Vorhersagegenauigkeit gegenüber Veränderungen der Exponenten von Dichte oder Temperatur usw. bei Optimierung der übrigen Exponenten berechnen. Es zeigt sich, daß die Dichteabhängigkeit am genauesten bestimmt ist, gefolgt von der Plasmaradiusabhängigkeit, während Temperatur-, Aspektverhältnis- und  $q$ -Abhängigkeiten große Fehlerbreiten besitzen. Bezüglich der Abhängigkeit der optimierten Einschlußzeit vom Temperaturexponenten  $\nu_T$  wurde das in Abb. 5 dargestellte Ergebnis erhalten. (D. Düchs, D. Pfirsch, teilweise gemeinsam mit A. Schlüter)

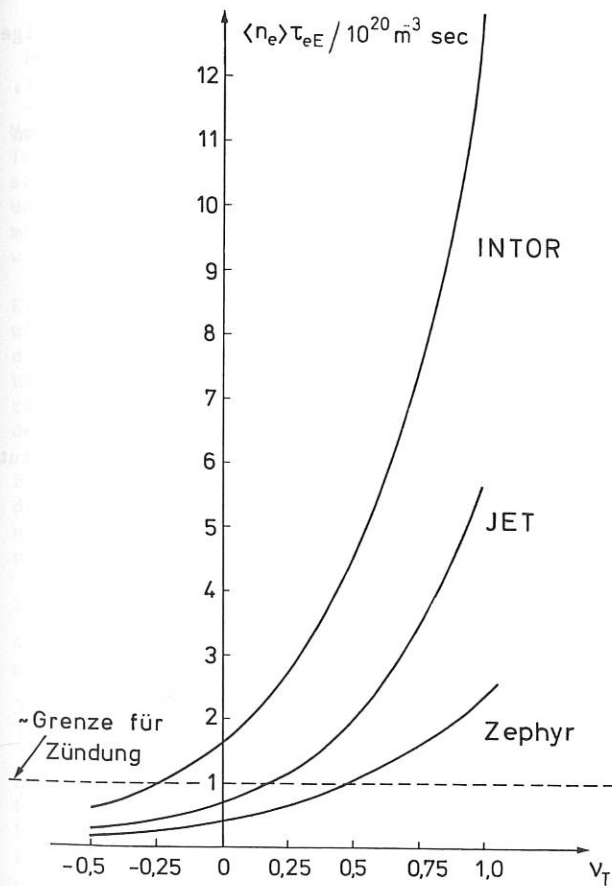


Abb. 5 Einschlußparameter für die thermische Energie der Elektronen,  $\langle n_e \rangle \tau_{eE}$ , in Abhängigkeit vom Exponenten  $\nu_T$  der Temperatur in der Skalierungsformel für  $\tau_{eE}$ .

## 2.5 Turbulente Diffusion

Schwache Turbulenz läßt sich mit Hilfe der Störungstheorie asymptotisch exakt behandeln. (Elsässer und Gräff 1971). Daher hat es nicht an Versuchen gefehlt, auch starke Turbulenz so zu trak-

tieren. Die Problematik wird aber bereits beim einfachsten Problem aus diesem Fragenkreis deutlich, der turbulenten Diffusion, etwa bei der Behandlung der  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift in stochastischen elektrischen Feldern. Lediglich der Fall, daß die Geschwindigkeit nur von der Zeit abhängt, ist in der Literatur sauber modelliert: Theorie der Brownschen Bewegung (ab Einstein 1905). Gänzlich offen ist dagegen etwa der Fall der "eingefrorenen Turbulenz", bei dem das Geschwindigkeitsfeld nur von  $x$  und nicht von  $t$  abhängt.

Es zeigt sich, daß ganz allgemein bei offener  $x$  und  $t$  Abhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes eine Modellierung möglich ist. Die Vorgehensweise ist allerdings von der bekannten Behandlung der Brownschen Bewegung sehr verschieden. Die neue Methode erlaubt es, über die bekannten Fälle hinaus eine große Anzahl von Beispielen und Modellen zu rechnen. Dabei haben wir uns zunächst auf Fälle von eingefrorener Turbulenz besonders deshalb konzentriert, weil sie zugleich am ehesten erlauben sollten, auf dem "Markt" gehandelte Näherungen zu testen.

Es zeigt sich weiter, daß die Methode - wenn auch derzeit noch mit Einschränkungen - gewisse exakte Aussagen über turbulente Beschleunigung zu liefern vermag. (P. Gräff, D. Pfirsch)

## 2.6 Synchrotronstrahlung

Die im vorigen Jahr angefangene Arbeit über Synchrotronstrahlung in nicht-Maxwell'schen Plasmen wurde fortgesetzt und abgeschlossen. Die Elektronen-Verteilungsfunktion wurde als die Summe von zwei Maxwell'schen Verteilungsfunktionen beschrieben: eine für die "thermischen" Elektronen mit Temperatur  $T_0$ , die andere mit wesentlich höherer Temperatur  $T_1$ , aber kleinerer Dichte, so daß die totale Energie der "suprathermischen" Elektronen viel kleiner ist als die der "thermischen". Hier die wesentlichen Ergebnisse:

- Bis zu der Harmonischen  $n_0$  (wobei  $n_0$  eine Funktion der Plasmamparameter ist) werden Linien ausgestrahlt mit der Intensität der schwarzen Strahlung bei der Temperatur  $T_1$  (sie sind also anomal groß für das thermische Plasma).
- Ein Modell für die Ankopplung der ausgestrahlten fast-elektrostatischen Wellen mit den Wellen, die sich ins Vakuum fortpflanzen können, wurde entwickelt. (Die Ankopplung an der "upper-hybrid frequency" kann bei höheren Harmonischen nicht stattfinden). Der daraus abgeleitete Transmissionskoeffizient ist  $T \sim \langle \rho/n \rangle (n_e'/n_e)$  ( $\rho$  ist der Larmorradius).
- Es wurde gezeigt, daß die von den "suprathermischen" Elektronen ausgestrahlte Energie von den "thermischen" Elektronen absorbiert wird als Folge der Radiusabhängigkeit des Magnetfeldes in einer toroidalen Maschine. Die so entstandene "Equipartition" wurde mit dem Equipartitions-Effekt der Stöße verglichen. Für das Verhältnis der zwei entsprechenden typischen Zeiten bekommt man  $t_{eq} / t_{rad} \sim 5 \cdot (T_1/T_0)^{5/6} (\ln \Lambda)$  (R. Croci)

## 2.7 Asymptotische Methode für elektrostatische Störungen in nicht-homogenen Plasmen

In einer Arbeit von R. Croci and R. Saison (Nuclear Fusion, 1973) wurde die Integralgleichung

für elektrostatische Störungen in einem inhomogenen Maxwell'schen Plasma abgeleitet. Aus der Integralgleichung wurde dann eine "Dispersionsbeziehung", asymptotisch im Inhomogenitätsparameter  $\eta$ , abgeleitet. Sie ist korrekt auch wenn  $k_{\perp} \rho \geq 1$ , im Gegensatz zu der üblichen "Dispersionsbeziehung".

Das asymptotische Verfahren wurde nun wesentlich verbessert, indem u.a. einschränkende Annahmen über die Form des Potentials fallengelassen wurden. Darüber hinaus wird der Einfluß der neuen "Dispersionsbeziehung" auf die Instabilitätsgrenze der Drift-Instabilitäten untersucht und ein Vergleich mit der üblichen "Eigenmoden"-Methode angestellt. (R. Croci)

#### 2.8 Driftinstabilitäten in nicht-homogenen Plasmen

Ein inhomogenes Vlasov-Plasma kann linear stabil sein und trotzdem "konvektive" Lösungen für das Potential (in der elektrostatischen Näherung) haben, die in einem beschränkten Gebiet anwachsen. Diese Lösungen können ähnlich negative Effekte auf das Plasma haben wie lineare Instabilitäten, wenn die Anwachsrates der konvektiven Lösungen groß genug ist im Vergleich zur Gruppengeschwindigkeit.

Es wird versucht, Kriterien für die Entwicklung solcher Lösungen abzuleiten. (R. Croci)

#### 2.9 Programmierung des FOKKER-PLANCK-Stoßterms in drei-dimensionalen kartesischen Koordinaten

Es wird ein FORTRAN-Programm beschrieben zur Berechnung des FOKKER-PLANCK-Stoßterms in kartesischen Koordinaten des Geschwindigkeitsraumes. Dabei kann für das ROSENBLUTH-Potential  $G$  eine Näherungsformel verwendet werden, wodurch eine beträchtliche Rechenzeiterparnis erreicht wird (Faktor 10 bis 100). Ferner wird der Satz von der Erhaltung der Teilchenzahl dadurch berücksichtigt, daß der mit numerischen Fehlern behaftete Anteil des Stoßterms mit einem konstanten Korrekturfaktor multipliziert wird. Das Programm wird auf ein Relaxationsproblem angewendet. Eventuell vorkommende negative Werte der Verteilungsfunktion werden  $=0$  gesetzt und der Teilchenerhaltungssatz durch einen weiteren Korrekturfaktor berücksichtigt. Wenn man diese beiden Korrekturen durchführt, dann ist das explizite Differenzenschema der Relaxationsgleichung numerisch stabil, wenn das RICHTMYER-MORTON-Stabilitätskriterium erfüllt ist. (F. Pohl)

### 3. BIBLIOTHEK, DOKUMENTATION

#### 3.1 Bibliothek

(L. Johannsen)

Bestand der Hauptbibliothek und der zehn Handbibliotheken (ohne PLF) am 24.11.1980:  
 33 360 Monographien, Konferenzberichte, Loseblattsammlungen  
 38 717 Reports, Dissertationen, Patentschriften  
 2 090 Microfiches  
 116 Mikrofilme  
 15 326 Zeitschriftenbände  
 606 Laufende Zeitschriftenabonnements

Davon Neuzugänge im Berichtsjahr:

3 411 Monographien, Zeitschriftenbände etc.  
 2 124 Relev. Reports, Dissertationen, Patentschriften

Zusätzlich zu der Beschaffung und Verwaltung obiger Bestände wurden Informationsdienste erstellt und verteilt, alle IPP-Veröffentlichungen bearbeitet, IPP-Berichte und Sonderdrucke versandt und Übersetzungen veranlaßt. Für die PLF wurden dieselben Arbeiten durchgeführt.

#### 3.2 Dokumentation

(D. Düchs, M. Müller-Verweyen)

Im Rahmen der Dokumentation des IPP wurden  
 5835 Arbeiten aus der Plasmaphysik  
 2742 Arbeiten aus der Oberflächen- und Vakuumphysik  
 2860 Arbeiten aus der Technologie  
 klassifiziert, die die ZAD in Monatsheften herausgibt. Es wurden 60 Literaturrecherchen im Institut erstellt.

BEREICH OBERFLÄCHENPHYSIK  
(Professor Dr. D.Pfirsch - kommissarisch)

Mehr als die Hälfte der Arbeiten des Projekts PWW betraf Experimente an Plasmamaschinen. Ein wesentlicher Teil dieser Aktivität waren Messungen an ASDEX. Dabei wurden die Verunreinigungsflüsse und die Wasserstoff-Flüsse in der Randschicht sowie der Gasdruck und die Gaszusammensetzung in einem Gefäßstutzen und im Divertor gemessen. Außerdem wurden bei verschiedenen Entladungen das Plasma und die Randschicht mit etwa 3000 Aufnahmen pro Sekunde gefilmt. Zusätzlich wurden Untersuchungen an anderen Plasmamaschinen wie W VII, TFR 600, T10 und Planungsarbeiten für JET, INTOR und ZEPHYR durchgeführt.

Ein weiterer Schwerpunkt war wieder die Messung atomarer Daten an den Materialien und für die Parameter, wie sie zum Verständnis der Plasma-Wand-Wechselwirkungen benötigt werden. Dies sind die Zerstäubung, d.h. die Erosion einer Oberfläche als Folge von Ionenbeschuss, die Gasimplantation und die damit zusammenhängende Änderung der Strukturen der Oberflächenschichten, die ioneninduzierte Desorption und die Ionenrückstreuung. Über die Verdampfung bei thermischen Schocks wurden Abschätzungen gemacht, die Bestimmung der Erosion bei Vakuumbögen erfolgte für einige Materialien in Zusammenarbeit mit der TU München.

Bei den Grundlagenuntersuchungen wurden die Arbeiten über Feldemission abgeschlossen. Bei den im Rahmen des Sonderforschungsbereiches SFB 128 laufenden Arbeiten, wie polarisierte Elektronen, Auger-Elektronen und Ionenstreuung, sind einige gute Ergebnisse erzielt worden. Für den Bau der Submikrostrahlsonde konnte noch kein Industriepartner gefunden werden.

Im Berichtsjahr wurden vom Projekt PWW mit Unterstützung des IPP zwei internationale Tagungen organisiert:

4. Internationale Tagung über "Plasma Surface Interactions" in Garmisch-Partenkirchen vom 21. - 25.4.1980 mit ca. 200 Teilnehmern (Chairman Dr. Vernickel). Die Proceedings liegen vor.

3. Internationale Tagung über "Inelastic Ion Surface Interactions" in Feldkirchen-Westerham vom 17. - 20.9.1980 mit ca. 60 Teilnehmern (Chairmen Dr. Heiland und Dr. Taglauer).

Das Projekt PWW hatte wieder eine intensive Zusammenarbeit sowohl mit deutschen als auch ausländischen Universitäten und Forschungsinstituten. Neben den vom IPP mitfinanzierten Arbeiten an einigen deutschen Universitäten gab es im Berichtsjahr gemeinsame Arbeiten u.a. mit der KFA Jülich, dem HMI Berlin, mit Fontenay-aux-Roses, mit dem CCF Ispra, mit Risø, den Universitäten Wien, Innsbruck, Kopenhagen, Stockholm und Odense, mit den SANDIA-Laboratories Albuquerque und Livermore, mit dem Oak Ridge National Laboratory und mit den Chalk River Nuclear Laboratories.

Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung

(R. Behrisch, W. Bauer<sup>1)</sup>, B. Bentz<sup>2)</sup>, J. Bohdansky,  
J. Brunnhuber<sup>3)</sup>, Chen-Guoliang<sup>4)</sup>, W. Eckstein,  
J. Ehrenberg<sup>3)</sup>, G. Engelmann<sup>3)</sup>, W. Englert<sup>3)</sup>,  
M. Hashmi<sup>5)</sup>, W. Heiland<sup>6)</sup>, W.O.Hofer<sup>7)</sup>, H. Liebl,  
A.P. Martinelli, N. Müller<sup>1)</sup>, W. Poschenrieder,  
S. Rosnagel<sup>8)</sup>, J. Roth, B.M.U. Scherzer,  
J.P. Schneider<sup>9)</sup>, J. Schou<sup>10)</sup>, R. Schulz<sup>3)</sup>

K.J. Snowdon<sup>11)</sup>, P. Staib, G. Staudenmaier,  
E. Taglauer, H. Verbeek)

- |                           |                             |
|---------------------------|-----------------------------|
| 1) SFB 128, bis Juni 1980 | 9) Gast für 3 Jahre         |
| 2) Gast für 2 Jahre       | 10) Gast ab März 1980       |
| 3) Stipendiat             | 11) Gast bis September 1980 |
| 4) Gast ab Nov. 1980      |                             |
| 5) ab Juni 1980           |                             |
| 6) und 7) bis Juli 1980   |                             |
| 8) Gast für 3 Monate      |                             |



1) MESSUNGEN IN DER PLASMARANDSCHICHT

Arbeiten an ASDEX:

Die Messungen an ASDEX betreffen die Gefäßreinigung und die Diagnostik des Randschichtplasmas, insbesondere die Dichten und Teilchenflüsse außerhalb der Separatrix. Hierzu wurden vorwiegend Aufsammelsonden mit anschließender Oberflächenanalyse (QWAASS), aber auch Teilchenspektrometer verwendet. Die Ergebnisse hängen sehr stark von der genauen Lage der Separatrix ab und waren nur dann reproduzierbar, wenn diese kontrolliert wurde. Alle Messungen wurden in Zusammenarbeit mit dem Projekt ASDEX durchgeführt.

Reinigung durch Glimmentladung

Die von PWW für ASDEX entwickelte Gefäßreinigung durch eine einfache Gleichspannungsglimmentladung in H<sub>2</sub> wurde routinemäßig eingesetzt und auf ihre Wirksamkeit hin untersucht. Es ergab sich eine hohe Effizienz für die Entfernung von Kohlenstoff und Sauerstoff in der Form von CO, CH<sub>4</sub> und H<sub>2</sub>O (Abb.1). Einige zehn Gramm Kohlenstoff und Sauerstoff wurden auf diese Weise abgepumpt. Insbesondere konnte

sen werden. Außerdem konnte mit Hilfe von 10 cm langen Sonden das radiale Profil der Verunreinigungsflüsse während einer Entladung gemessen werden. Neben den Hauptverunreinigungen Sauerstoff ( $\Gamma_{\text{O}} = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) und Eisen ( $\Gamma_{\text{Fe}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) wurden bei DP-Entladungen (Divertor eingeschaltet, im Divertor Ti verdampft) auch Titanflüsse ( $\Gamma_{\text{Ti}} = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) beobachtet. Weitere Verunreinigungen im Randschichtplasma sind Chlor, Schwefel und Stickstoff. Für alle Verunreinigungen wurde ein exponentielles Abklingen der Flüsse mit wachsendem kleinem Radius gemessen. Die charakteristische Abfall-Länge beträgt ca. 2,5 cm (Abb. 2a und 2b). Sie hat für die Verunreinigungen etwa denselben Wert wie für Plasmadichte und Energiefluß in der Randschicht. Mit Hilfe eines einfachen Modells wird der Transport senkrecht zum Magnetfeld berechnet. Es ergeben sich Diffusionskoeffizienten von der Größenordnung der Bohm-Diffusion. Ähnliche Werte wurden aus spektroskopischen Messungen abgeleitet. (P. Staib, G. Staudenmaier, P. Rossnagel)

Auf einer Wandprobe, welche etwa 180° von der neuen QWAASS-Probe entfernt eingebaut war, wurden ebenfalls über eine Entladung gemittelte Flüsse

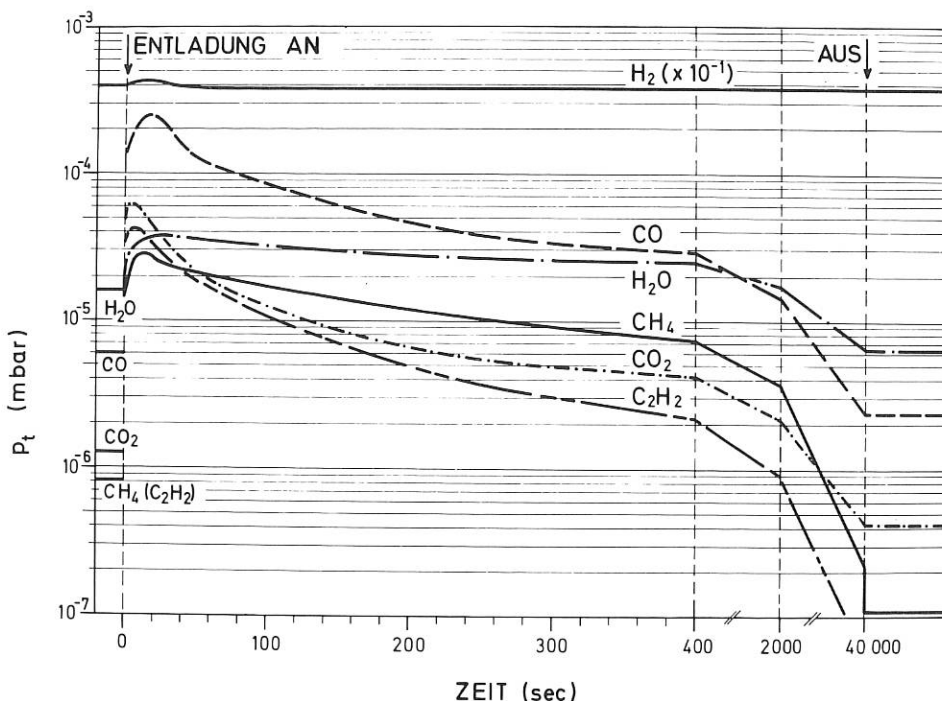


Abb. 1 Bildung von CO, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> bei einer Glimmentladung mit Wasserstoff in ASDEX. Wegen Verarmung der Wände nimmt der Partialdruck P<sub>t</sub> der einzelnen Gase mit der Zeit ab.

nach längeren Belüftungen und Arbeiten im Gefäß durch eine Kombination von Ausheizung auf 130° C und Glimmreinigung während des Abkühlens eine unmittelbare Wiederaufnahme des normalen Schußbetriebs erreicht werden. (W. Poschenrieder)

Gemittelte Verunreinigungsflüsse und Teilchen-Transport in der Randschicht

Mit der neuen QWAASS-Anlage konnten Verunreinigungsflüsse, gemittelt über einen Schuß, in situ gemessen

von Fe, Cl, Ti und S aufgesammelt und anschließend durch Rutherford Rückstreuanalyse und AES bestimmt. Die Absolutwerte liegen in der gleichen Größenordnung wie die der QWAASS-Messungen. Durch Rotation der Sonde während der Entladung können auch zeitaufgelöste Messungen durchgeführt werden. (E. Taglauer, B.M.U. Scherzer)

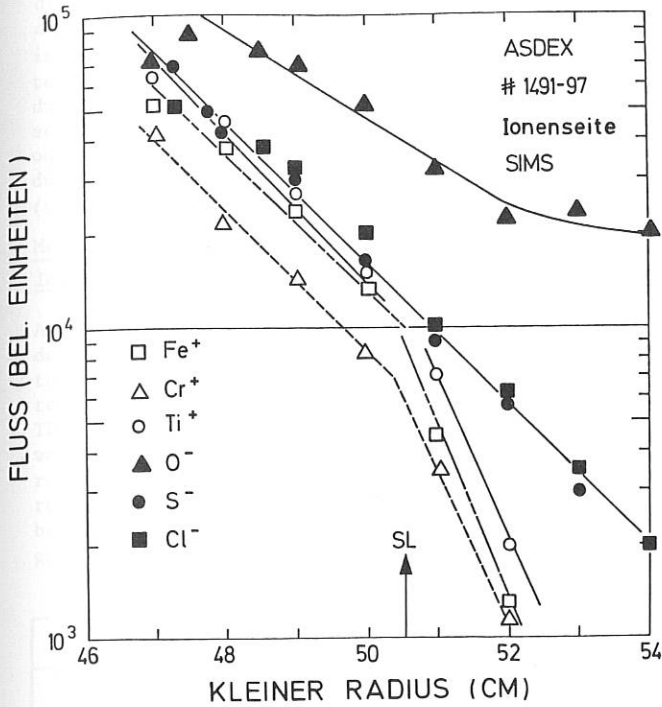


Abb. 2a Radiale Verteilung der Flüsse parallel zum toroidalen Feld für verschiedene Verunreinigungen. Der Transport (Abfall-Länge von 2,5 cm) ist für alle Verunreinigungen gleich. Die unterschiedliche Schattenwirkung des Schutzlimiters (SL) bei O, Cl und S ist auf Adsorption von Gasen nach dem Schuß und in der Zeit bis zur Messung zurückzuführen (Separatrix bei 40 cm).

Zeitaufgelöste Messungen der Verunreinigungsflüsse

Zur Analyse der Zeitabhängigkeit der Verunreinigungsflüsse während einer einzigen Entladung wurden Vorexperimente durchgeführt. Dabei konnten mit Hilfe einer speziellen Sondengeometrie die Flüsse verschiedener Entladungsphasen (Anfang, Plateau, Ende) nach jeweils einem Schuß gemessen werden. Die Analyse der Kollektoren erfolgt mit Hilfe eines hochempfindlichen Sekundärionenmassenspektrometers.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist für alle untersuchten Verunreinigungen (O, Cl, S, Ti, Fe, Cr) dasselbe zeitliche Verhalten beobachtet worden. Weitere Untersuchungen werden benötigt, um die Variation der Zeitabhängigkeit der Flüsse vom Abstand zum Plasma zu bestätigen. (G. Staudenmaier, P. Staib)

Messung der Wasserstoff-Flüsse und Ionentemperatur durch Aufsammeln und thermische Desorption

Durch Exponierung von Kohlenstoffstreifen in der Plasmarandschicht und anschließende thermische Desorption wurden die aufgesammelte Menge Wasserstoff und damit der zugehörige Teilchenfluß ermittelt. In Eichmessungen wurden bekannte Mengen Deuterium in die Proben implantiert und die Menge mittels der Kernreaktion  $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$  am 2.5 MeV-Beschleuniger bestimmt. Es zeigte sich, daß die aufgesammelte Menge bei niedrigen Fluenzen linear mit der Fluenz ansteigt, bei höheren Fluenzen jedoch einen Sätti-

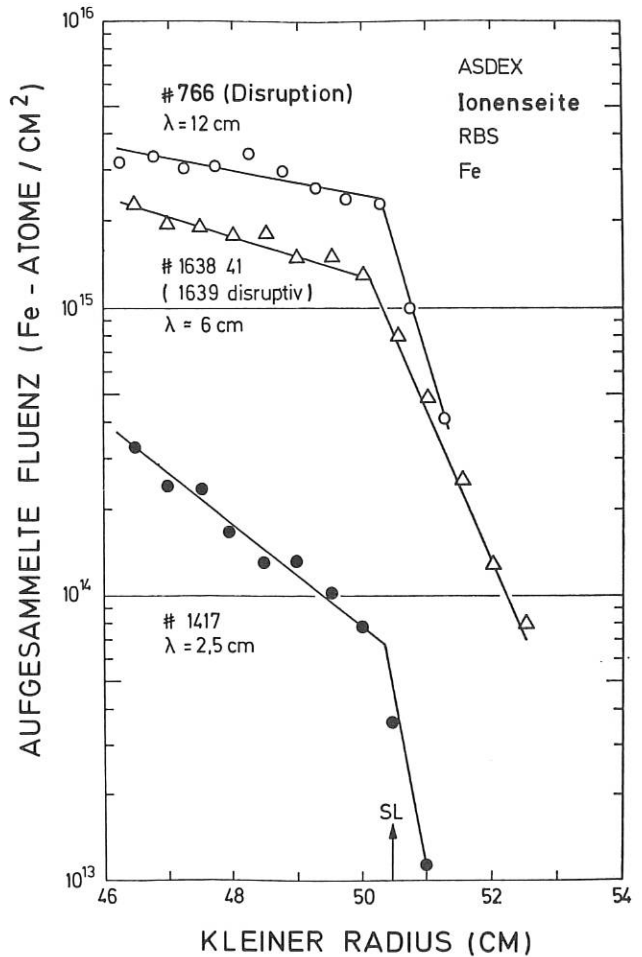


Abb. 2b Radiale Verteilung des Eisenflusses parallel zum magnetischen Feld für eine Entladung, eine Disruption und eine Disruption plus 3 Entladungen. Der dominierende Einfluß des Transportes senkrecht zum Magnetfeld bei disruptiven Entladungen zeigt sich in großen Weiten für Abfall-Längen und Verunreinigungsflüsse. Der Schutzlimiter (SL) verursacht in beiden Fällen eine starke Abschattung (Separatrix bei 40 cm).

gungswert erreicht, der stark energieabhängig ist.

Die Empfindlichkeit der Meßanordnung an ASDEX erlaubt für Deuterium den Nachweis einer Menge von  $2 \times 10^{14}$  D-Atomen. Die Nachweisgrenze für H-Atome liegt erheblich höher und ist bestimmt durch die Wasserstoffabgabe der Abschirmkappe vor der Probe, die sich beim Ausheizen der Kohlenstoffproben ebenfalls erwärmt.

Erste zeitaufgelöste Messungen der Wasserstoff-Flüsse in der Plasmarandschicht von ASDEX sind mit einer mit 16 Kohlenstoffstreifen versehenen zylindrischen Probe, die mittels eines Schrittmotors während des Plasmaschusses in Rotation gesetzt wird, durchgeführt worden (Abb. 3). (J. Roth, A.P. Martinelli)

ExB Sonde

Die Messung der Wasserstoff-Flüsse und gleichzeitig der Elektronenflüsse in der Randschicht er-

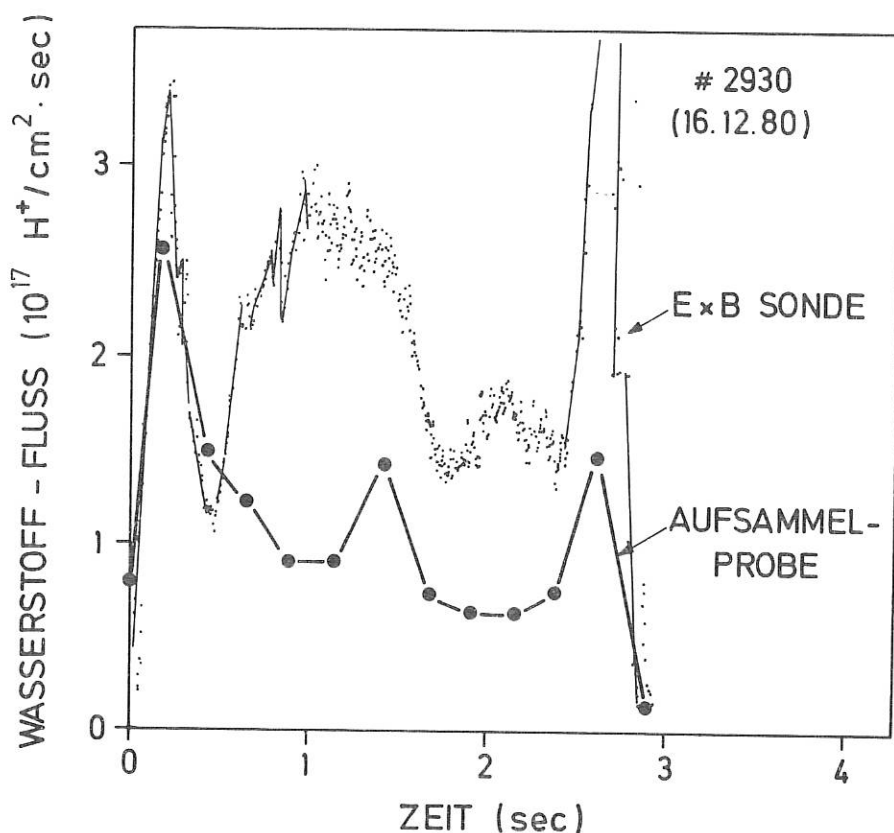


Abb. 3 Zeitaufgelöste Messung des Wasserstoff-Flusses in der Randschicht von ASDEX. Während eines Schusses wurde der Fluß gleichzeitig mit der ExB-Sonde und der Aufsammel-Probe gemessen. Die Proben befanden sich in 6 cm Abstand von der Separatrix.

laubte auch die neu entwickelte elektrische ExB Sonde. Die Kombination eines elektrischen Feldes E mit dem Magnetfeld B des Plasmaexperimentes dient zur Trennung der Teilchen nach ihrer Geschwindigkeit. Die Elektronentemperatur läßt sich durch Vorspannen der Probe aus der Strom-Spannungskurve ermitteln. Die Zeitkonstante der drei Meßkanäle von etwa einer Mikrosekunde ist für die Messung schneller Vorgänge geeignet. Die Meßdaten zeigen, daß der zeitliche Verlauf des Wasserstoff-Flusses an einer bestimmten radialen Position von dem zeitlichen Verlauf der mittleren Plasmadichte bestimmt wird. Abweichungen davon findet man am Beginn und am Ende der Entladung, im allgemeinen beobachtet man hohe Flüsse, wenn dem Plasma Wasserstoffgas zugeführt wird. Die Größe der Flüsse hängt ganz empfindlich von der Plasmalage und von der Limiter- und Divertorkonfiguration ab. Auf Grund der guten Zeitauflösung der Sonde kann der Einfluß von disruptiven Instabilitäten auf die Randschicht besonders deutlich beobachtet werden. (P. Staib)

#### Diagnostische Massenspektrometrie

Die von PWV an ASDEX betriebene Massenspektrometrie wurde zur Bestimmung der Gasumsätze beim Schußbetrieb verwendet. So wurde gleichzeitig der Druckverlauf der vorwiegend gefundenen Gase von  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CO$  und  $CO_2$  unmittelbar nach der Entladung routinemäßig aufgezeichnet. Daraus können Rückschlüsse auf die Sauberkeit des Gefäßes und die

Art der Verunreinigungsquellen gezogen werden. Es bestehen hier charakteristische Unterschiede zwischen Limiter- und Divertorentladungen, insbesondere auch beim Einsatz der Titanverdampferpumpen im Divertor.

Der zeitliche Verlauf der Neutralgasdichte wurde mit einer Auflösung von ca. 20 ms auch während der Schüsse aufgenommen. Man findet eine beträchtliche Erhöhung der Neutralgasdichte im Divertor gegenüber der Dichte in einem Stutzen an der Plasmakammer. Diese "Kompressionswirkung" des Divertors wurde bisher für  $H_2$ , He und Ar gemessen und ist von der Größenordnung zehn. Ein interessantes Ergebnis für die Wasserstoffrückführung besteht darin, daß zur Aufrechterhaltung der Entladung über 3 Sekunden - schon ohne Titanverdampfung - mehr als das Zehnfache an  $H_2$  zugeführt werden muß, als dem Plasmahalt entspricht. Etwa 90 % des eingelassenen  $H_2$  erscheinen nach dem Schuß als Ausgasen aus den Wänden nach einem  $1/t$ -Gesetz. (W. Poschenrieder)

#### Filme von ASDEX Plasma und der Randschicht

Von D. Goodall (Culham Laboratory) wurden mehrere schnelle Filme (ca. 3000 Bilder pro Sekunde) von ASDEX Entladungen aufgenommen. Die Mehrzahl der Filme zeigt eine stabile Entladung mit starkem Leuchten am Limiter, das jedoch während der Entladung abnimmt. Bei Divertorentladungen ist der Ort

der erwarteten Separatrix deutlich zu sehen, da das Plasma auf den magnetischen Flächen, welche in den Divertorschlitzen hineinlaufen, stärker leuchtet. Bei der Zündung und bei disruptiven Entladungen wurden leuchtende Objekte gesehen, wahrscheinlich Metalltröpfchen, welche am Limiter oder den Begrenzungen am Eingang zum Divertor durch unipolare Bögen abgelöst werden. (D. Goodall, R. Behrisch).

Messungen an anderen Experimenten

Ionentemperaturen in der Randschicht von TFR 600

Aus der energieabhängigen Transmission von verschiedenen Blenden- und Spalt-Anordnungen vor den Kollektoren in der Plasmarandschicht wurde die Iontemperatur ( $D^+$ ,  $Ni^+$ ,  $C^+$ ) im Randschichtplasma von TFR 600 bestimmt. Für Deuterium wurden Temperaturen von 100 eV bis 200 eV gefunden, gemittelt über mehrere Entladungen. Die Temperaturen für die Verunreinigungen ( $C^+$ ,  $Ni^+$ ) sind mit einer Unsicherheit behaftet, da der Ladungszustand, Z, bisher nicht gemessen wurde, vgl. Tabelle I.

Arbeiten an W VIIa

Aufsammelproben aus Kohlenstoff, welche zeitaufgelöst an W VIIa exponiert waren, wurden am 2.5 MeV Beschleuniger analysiert. Die Belegung mit Verunreinigungen, die während maximal 30 Schüssen aufgesammelt wurden, war jedoch so gering, daß selbst eine Erhöhung der Empfindlichkeit der Rückstreuanalyse um einen Faktor 5 - 10 durch Verwendung von  $N^+$ -Ionen nicht ausreichte. Die Nachweisgrenze ist zur Zeit auch durch Verunreinigungen in den Auffängermaterialien gegeben. (J. Schou)

Limiteruntersuchungen für T10

Teile des Kohlenstofflimiters von T10 wurden am 2.5 MeV Beschleuniger mit Hilfe der Rutherfordrückstreuung bezüglich schwerer Verunreinigungen und mit der Kernreaktion  $^3He(d,p)^4He$  bezüglich Deuterium untersucht. Es ergab sich, daß sich auf der Oberfläche etwa 5 % Edelstahl (Fe, N, Cr) und 1 % W befinden. Die Metallkonzentrationen reichen in Tiefen von mehr als 5000 Å, wohin sie offen-

	Probe A, Ionenseite	Probe A, Elektronenseite
$D^+$	$T = 200 \text{ eV}$ $\Gamma_{II} = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$T = 100 \text{ eV}$ $\Gamma_{II} = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$Ni^+$	$T = 10 \text{ eV}$ $\Gamma_{II} = 2.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$T = 4 \text{ eV}$ $\Gamma_{II} = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$Ni^Z+$	$T = Z^2 \cdot 10 \text{ eV}$	$T = Z^2 \cdot 4 \text{ eV}$
=====		
	Probe B, Ionenseite	Probe B, Elektronenseite
	$T = 32 \text{ eV}^{+})$	$T = 12 \text{ eV}^{+})$
$C^+$	$T = 30 \text{ bis } 42 \text{ eV}^{++})$ $\Gamma_{II} = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	- $\Gamma_{II} = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$C^{ZB}$	$T = Z^2 \cdot 35 \text{ eV}$	$T = Z^2 \cdot 12 \text{ eV}$

+ ) Schlitzblende      ++ ) kreisförmige Blende

Tabelle I: Iontemperaturen T und zu den Feldlinien parallele Ionenflüsse  $\Gamma_{II}$  im Randschichtplasma von TFR 600. Die Iontemperaturen wurden mit Hilfe der energieabhängigen Transmission von Blendenanordnung bestimmt. (Probe A: kreisförmige Blenden; Probe B: Schlitzblende + kreisförmige Blenden). Für die Messungen mit Probe A war  $B_T (R_0+a_L) = 3,5 \text{ T}$ , für die Messungen mit Probe B war  $B_T (R_0+a_L) = 3,4 \text{ T}$ .

Das Verhalten von TiC-Beschichtungen während Reinigungsentladungen im Hinblick auf die Verwendung von TiC-Limitern wurde in TFR 600 untersucht. Die Reinigungsentladungen sind von Taylor Typ (max.  $H_2O$  Partialdruck) bei heißen Wänden (ca.  $350^\circ \text{ C}$ ) und sind besonders effektiv für die Beseitigung von Kohlenstoff (C-Limiter). Bereits nach ca. 10 min wurde eine starke Verarmung von Kohlenstoff an der TiC-Oberfläche beobachtet (AES). Zur Bestimmung der Dicke dieser Verarmungsschicht sind weitere Experimente geplant. (P. Staib, G. Staudenmaier)

sichtlich durch Diffusion bei Erwärmung des Limiters gelangten. Es finden sich etwa 5 - 10 Atom% Deuterium in den Oberflächenschichten der Limiterproben. (R. Behrisch, P. Børgesen, B.M.U. Scherzer)

Arbeiten für JET und INTOR

JET

Der gemeinsam mit Culham ausgearbeitete Vorschlag für die Randschichtdiagnostik bei JET wurde abschließend diskutiert und bei einem JET-Workshop vorgestellt. (W. Hofer, R. Behrisch, W. Möller)

Für JET wurden mit der Zerstäubungsversion des Monte Carlo Programms TRIM Rechnungen durchgeführt, um Zerstäubungsausbeuten mit Deuterium bei hohen Energien und verschiedenen Einfallswinkeln zu bekommen. Experimentelle Daten liegen kaum vor, andererseits werden diese Daten zur Abschätzung der Verunreinigung durch den Neutralteilcheneinschuß benötigt. (W. Eckstein)

INTOR

Abschätzungen der Reemission von Deuterium zwischen den Brennzyklen von INTOR haben gezeigt, daß das reine Tritiumplasma am Beginn der Deuteriuminjektion durch reemittiertes Deuterium nicht wesentlich verunreinigt wird. Dies gilt auch für den Fall, daß Deuterium durch Strahlenschäden in der ersten Wand zurückgehalten wird. Jedoch sind Verzögerungen der Reemission, die mit Oberflächeneffekten zusammenhängen, noch ungeklärt. (J. Bohdansky)

2) MESSUNGEN ATOMARER DATEN

Zerstäubung

Zerstäubung bei hohen Temperaturen an der Hochstromquelle

Da der Limiter und andere Teile der ersten Wand eines Tokamaks sehr hohe Temperaturen erreichen können, ist das Zerstäubungsverhalten bei hohen Temperaturen von grundsätzlichem Interesse für die Plasma-Wand-Wechselwirkung. Zwar sollte man aus theoretischen Gründen keine Änderung der Zerstäubung bei hohen Temperaturen erwarten, wenn keine chemischen Effekte auftreten, jedoch gibt es keine publizierten Daten, die diese Aussage experimentell erhärten.

Aus technischen Gründen wurden die Messungen an Ag und Cu durchgeführt. Gemessen wurde die Zerstäubung durch  $Ne^+$ ,  $He^+$ ,  $D^+$  und  $H^+$  Ionen im Energiebereich 2 keV - 6 keV. Der Temperaturbereich wurde von Zimmertemperatur bis zu einer Temperatur, bei der die Verdampfung von Targetmaterial den Gewichtsverlust wesentlich bestimmte, ausgedehnt. Bis zu dieser Temperatur trat eine Änderung der Zerstäubung nur dann auf, wenn eine Rekristallisation des Targets erfolgte. Bei ausgeheiztem Material trat keine Änderung der Zerstäubungsausbeute auf, obwohl die Oberflächenstruktur im Beschußfleck bei Zimmertemperatur und nahe dem Schmelzpunkt ( $T/T_m \sim 0,8$ ) sehr verschieden waren. Aufgrund dieser Ergebnisse sollte auch bei den typischen Materialien der ersten Wand von Tokamaks keine Änderung auftreten, sofern Textur und chemische Zusammensetzung dieser Materialien sich nicht ändern. (J. Bohdansky, J. Roth, A.P. Martinelli)

Zerstäubung von niedrig Z Materialien, Entmischung

Die Zerstäubungsmessungen an Oxiden und Karbiden wurden weitergeführt und auf Boride ausgedehnt. Die Änderungen der Oberflächenzusammensetzung beim Beschuß mit leichten Ionen lassen sich, vor allem bei großen Massenunterschieden der Komponenten, auf kinetische Masseneffekte zurückführen. Dies führt insbesondere im Bereich der Schwellenenergie für Zerstäubung der schweren Komponenten zu einer starken Abreicherung der leichten Komponenten, die durch ein einfaches theoretisches Modell beschrieben werden kann (Abb. 4). Bei TiC, TiN und  $TiB_2$  sind die Effekte zu beobachten, aber nicht so ausgeprägt. (E. Taglauer)

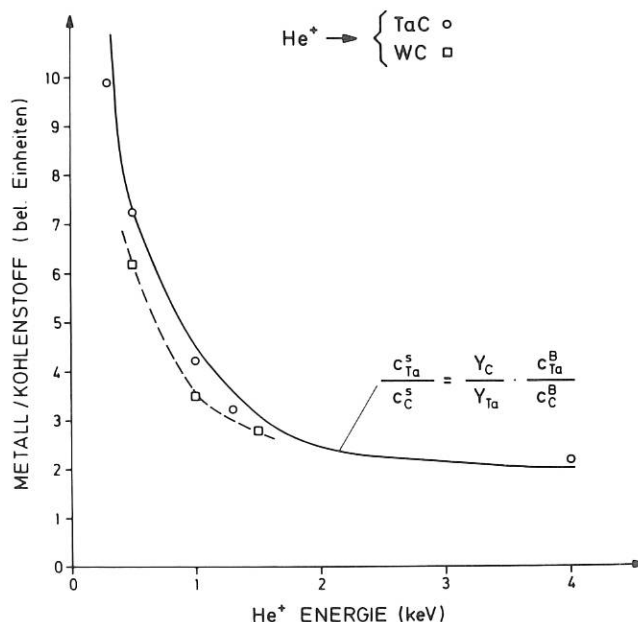


Abb. 4 Konzentrationsverhältnisse, die sich an der Oberfläche bei Ionenbeschuß im Gleichgewicht einstellen, für TaC und WC als Funktion der  $He^+$ -Beschußenergie. Die ausgezogene Linie wurde nach der angegebenen Beziehung für ein einfaches Modell berechnet (Y sind die Zerstäubungsausbeuten, S und B bedeuten "Surface" und "Bulk").

Das Aufsammeln von Deuterium und Helium in TiN sowie die präferentielle Zerstäubung von N wurde an 600 Å dicken Schichten und an kompaktem Material gemessen. Beobachtet wurde die Abnahme des Atomverhältnisses  $N/Ti$  in einem TiN-Film beim Beschuß mit 3.5 keV  $Ar^+$ ,  $^3He^+$  und  $D^+$ . Deuterium wird in TiN bis zu Sättigungskonzentration  $n_D/n_{Ti} \approx 0,5$  aufgesammelt. Dabei wird ein Teil des Stickstoffs durch D ersetzt. (B.M.U. Scherzer)

Winkelverteilung von abgestäubtem Material

Die Winkelverteilung der abgestäubten Atome wurde bei Beschuß von B,  $B_4C$ , TiB, Nb,  $NbB_2$  mit 2 keV  $D^+$  Ionen bestimmt. Als Einschußwinkel wurden  $0^\circ$  (senkrechter Einschuß) und  $70^\circ$  gewählt. Die abge-

stäubten Atome wurden an Al- bzw. C-Folien aufgesammelt und analysiert. Die schweren Komponenten wurden durch Rutherford-Rückstreuung am Auffänger nachgewiesen, während B und C durch die Kernreaktionen  $B(p,\alpha)\alpha$  und  $^{12}C(d,p)^{13}C$  und die Resonanzstreuung  $^{12}C(p,p)^{12}C$  bestimmt wurde. Gleichzeitig konnte das rückgestreute D, das allerdings nur in Graphit-Folien effektiv aufgesammelt wird, durch die Reaktion  $D(^3He,p)\alpha$  gemessen werden. Bei senkrechtem Beschuß ergab sich in nahezu allen Fällen eine Cosinus-Verteilung der abgestäubten Teilchen. Eine zur Oberflächennormale asymmetrische Verteilung ergibt sich bei schrägem Einschuß, wobei das Emissionsmaximum in Vorwärtsrichtung verschoben ist. Im Falle von 2-Komponentensystemen ist die Asymmetrie in der Verteilung für die schwerere Komponente stärker (Abb. 5). Die reflektierten Deuteriumteilchen haben ihr Maximum der Winkelverteilung nahe der Richtung spiegelnder Reflexion. (J. Roth, J. Bohdanský)

Rechnungen zur Zerstäubung

Gemeinsam mit J. Biersack (Hahn-Meitner-Institut Berlin) wurde das Programm TRIM für Berechnung der Zerstäubungsvorgänge weiter ausgebaut. Damit wurden Ionenbahnen, Zerstäubungsausbeuten und Winkelverteilungen der abgetragenen Atome berechnet. (W. Eckstein).

Desorption

Die Messungen zur Desorption von Oberflächenschichten ( $O_2$ ,  $CO$ ) von Metallen durch Beschuß mit leichten Ionen ( $H^+$ ,  $He^+$ ) wurden auf beschädigte Oberflächen ausgedehnt. Hierzu wurden an polykristallinen Oberflächen (Mo, Cu) durch Ionenbeschuß Strahlenschäden erzeugt und dann die Desorptionsraten an diesen Oberflächen gemessen. Im Vergleich zu ausgeheilten Oberflächen zeigt sich, daß keine eindeutige Bestimmung eines Desorptionsquerschnitts

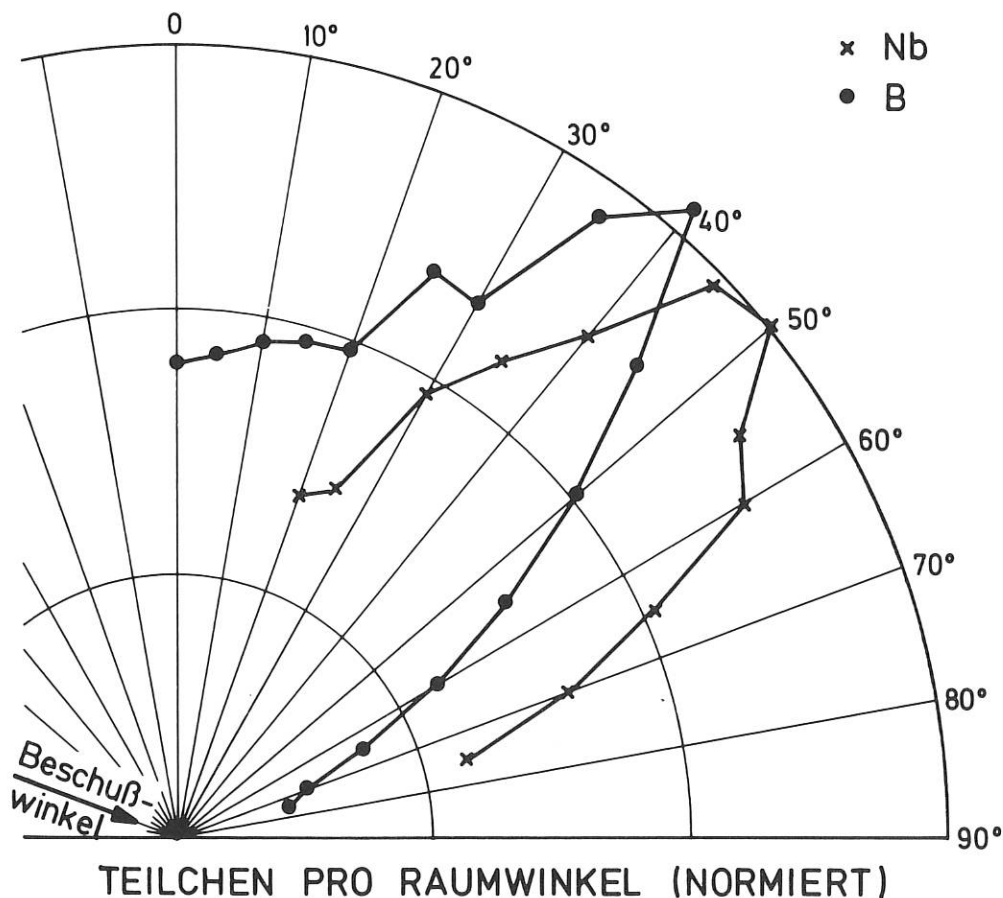


Abb. 5 Winkelverteilung des zerstäubten Niob und Bor bei Beschuß von  $NbB_2$  durch  $2\text{ keV } D^+$ -Ionen unter einem Winkel von  $20^\circ$  zur Oberfläche

mehr möglich ist. Trotzdem bleibt der Teilchenbeschuß eine effektive Methode, Adsorptionsschichten zu entfernen. Um die gleiche Menge Sauerstoff von der Oberfläche zu desorbieren, ist an einer beschossenen Oberfläche ( $2 \times 10^{18} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ,  $1000 \text{ eV}$ )

eine etwa 20 % höhere He<sup>+</sup>-Fluenz nötig (500 eV) als an einer ausgeheilten Oberfläche. Bei der Desorption von O mit H<sub>2</sub><sup>+</sup> (Mo-Oberfläche) ergeben sich Desorptionsquerschnitte, die auf kinetische und teilweise auch auf chemische Effekte zurückzuführen sind. (E. Taglauer, W. Heiland)

Aufsummeln, Reemission und Strukturänderungen bei H, D und He-Beschuß

Aufsummeln von Deuterium in austenitischen Strahlen mit Strahlenschäden

Das Aufsummeln von Deuterium in 304 LN und DIN 1.4970 Stahl bei Zimmertemperatur wurde als Funktion der Strahlenschädigung durch 8 keV He<sup>+</sup> gemessen. Zum Nachweis des aufgesammelten Deuteriums wurde die Kernreaktion D(<sup>3</sup>He,α)H benützt. Die Messungen zeigen, daß die Sättigungskonzentration von Deuterium in der oberflächennahen Zone (Bereich der Strahlenschädigung) mit der Fluenz des eingeschossenen <sup>3</sup>He<sup>+</sup> zunimmt. Sie erreicht ein Maximum bei einer Fluenz von etwa 10<sup>17</sup> He/cm<sup>2</sup>. Die Konzentration beträgt dann 0,06 Deuteriumatome pro Metallatom. Bei höherer Fluenz fällt die Sättigungskonzentration wieder merklich ab und beträgt bei 10<sup>19</sup> He/cm<sup>2</sup> nur noch 0,02 Deuteriumatome pro Metallatom. Dieser Abfall der Sättigungskonzentration kann mit der Erzeugung He-induzierter Blister in Verbindung gebracht werden, wobei die charakteristische Diffusionslänge für das aufgesammelte Deuterium verkleinert wird (Abb. 6). (A. Wilson/Sandia Laboratories Livermore/, J. Bohdanský, J. Roth)

Aufsummeln und gegenseitiger Austausch von D und He in Mo

Das Aufsummeln von 4,8 keV Deuterium und 4, 8, 16 keV Helium 3 in Molybdän bei T = -110° C sowie deren gegenseitiger Austausch wurde weiter untersucht. Zu Beginn der Nachimplantation von Helium in deuteriumgesättigten Proben ist die Abnahme der erstimplantierten Ionen unabhängig von der primären Implantationstiefe. Dies deutet darauf hin, daß der Austausch der erstimplantierten Ionen mehr durch strahlungsinduzierte Diffusion in oberflächennahen Schichten erfolgt, als durch Platzwechselfvorgänge mit den nachimplantierten Ionen. Die Abhängigkeit der aufgesammelten Menge H (Ionen/cm<sup>2</sup>) von der Beschußdosis läßt sich in allen untersuchten Fällen nahezu auf eine einheitliche Kurve normieren. Es wurde ein neues Modell vorgeschlagen, das diese Meßergebnisse quantitativ gut beschreibt. (R. Schulz)

Gas-aufsummeln und Oberflächenveränderungen

Der Zusammenhang zwischen Gas-aufsummeln und Oberflächenveränderung bei einer mit 40 keV Heliumionen beschossenen Nickelprobe wurde mit einer Zusatzapparatur am Beschleuniger PHARAO (10 - 150 kV) untersucht. Mit einem Quadrupolmassenspektrometer wurde die Gasemission während des Beschusses gemessen. Veränderungen der Oberfläche des Beschußflecks wurden über die Änderung der Reflexion eines auf die Probe gerichteten Laserstrahls registriert. Nach Erreichen einer kritischen Fluenz von etwa 3,5 x 10<sup>17</sup> Heliumatomen/cm<sup>2</sup>

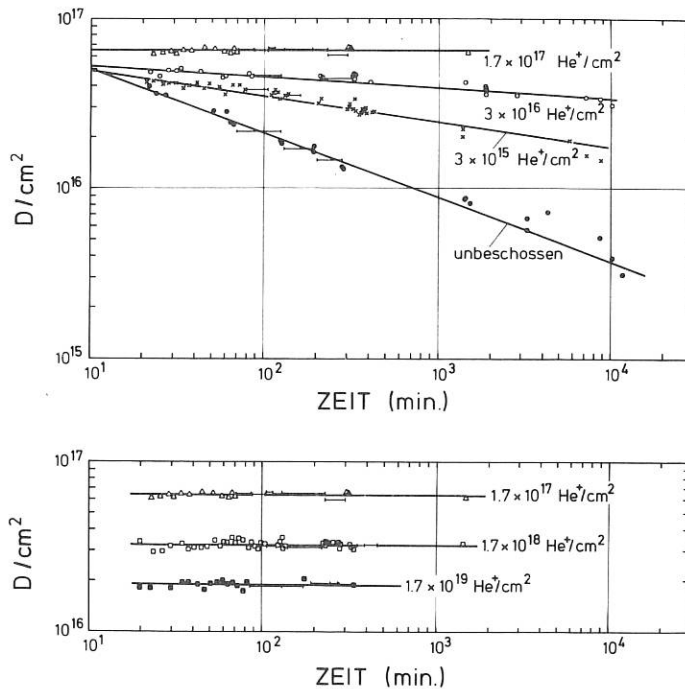


Abb. 6 Aufsummeln von Deuterium in Stahl, der durch 8 keV <sup>4</sup>He<sup>+</sup> verschiedener Fluenz vorher bestrahlt wurde. Aufgetragen ist die zurückgehaltene Deuteriummenge pro cm<sup>2</sup> im strahlengeschädigten Bereich in Abhängigkeit von der Zeit nach der Wasserstoffimplantation. Die implantierte Deuterium-Fluenz war in allen Fällen 5 · 10<sup>18</sup> Teilchen/cm<sup>2</sup>, die Heliumfluenz ist an den einzelnen Kurven angegeben.

(bei Zimmertemperatur) setzt die Gasreemission ein und gleichzeitig entstehen auf dem Beschußfleck Blister. Mit wachsender Fluenz steigt zunächst die Anzahl der Blister, was eine verstärkte diffuse Reflexion des Laserlichtes verursacht und die Gasreemission nähert sich 100 %. Weiterer Beschuß führt zur Glättung der Oberfläche durch Zerstäubung der Blisterdeckel (Abnahme der diffusen Reflexion, Abb. 7). (J. Ehrenberg)

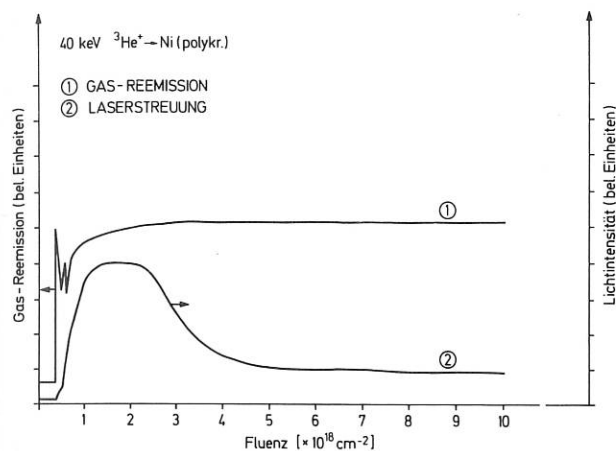


Abb. 7. Verlauf von Gasreemission und Oberflächenrauigkeit mit der Fluenz. Der Abfall der Lichtintensität ab ca.  $2,5 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$  ist eine Folge des Zerstäubens der Blisterdeckel durch die Strahlionen.

TEM Untersuchungen an gas-implantierten Proben

Proben aus Ni, Edelstahl und Met-Glas wurden mit verschiedenen Dosen D und He implantiert und die Stufen der Schädigung im Transmissions-Elektronenmikroskop untersucht. Ab einer kritischen Dosis bilden sich Gasbläschen; die sich bei höheren Dosen zu Kanälen zusammenlagern. (J. Jaeger, KFA Jülich, J. Roth)

Rückstreuung leichter Ionen

Energie- und Winkelverteilungen

Die Messungen zur Rückstreuung leichter Ionen an Festkörperoberflächen wurden auf schrägen Ioneneinfall ausgedehnt. Für einen Einfallswinkel von  $45^\circ$  wurden im gesamten Halbraum die Energieverteilungen des rückgestreuten Wasserstoffs ausgemessen. Sowohl die gemessenen Energien als auch Winkelverteilungen und der durch Integration gewonnene Reflexionskoeffizient stimmen mit Monte Carlo Rechnungen hinreichend überein (Abb. 8). (W. Eckstein, H. Verbeek)

Für Materialien, die zur Beschichtung der inneren Wand vorgesehen werden, wie TiC, TiB<sub>2</sub> und TiN, sind Energieverteilungen und Reflexionskoeffizienten von rückgestreutem Wasserstoff für senkrechten Einfall bei mehreren Einfallsenergien bestimmt worden. Die Reflexion ist durchwegs kleiner als für Ti (Abb. 9). (P. Schneider, H. Verbeek)

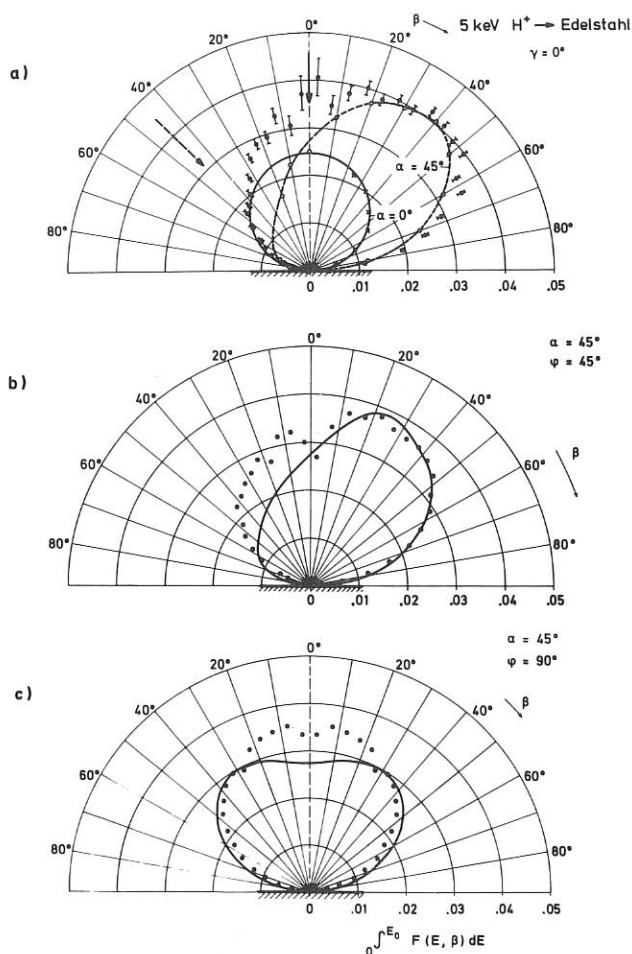


Abb. 8. Winkelverteilung des reflektierten Wasserstoffs bei schrägem Einfall ( $\alpha$  ist der Winkel der Einfallsebene,  $\beta$  der der Reflexionsrichtung zur Oberflächennormalen,  $\psi$  ist der Winkel zwischen Beobachtungsebene und Einfallsebene).

Eine Apparatur zur Erzeugung eines niederenergetischen Wasserstoffneutralstrahls (20 eV - 1 keV) ist im Aufbau. Der niederenergetische Neutralstrahl soll für die Eichung von Detektoren für langsamen Wasserstoff und zur Untersuchung von Methoden zur Ionisierung von langsamen Wasserstoffatomen eingesetzt werden. Auch an die Verwendung des Strahls für Rückstremessungen bei kleinen Energien ist gedacht. Die Erzeugung des Neutralstrahls geschieht durch Elektronenablösung an negativen Wasserstoffionen mit einem YAG Laser hoher kontinuierlicher Intensität. (W. Eckstein, P. Schneider, H. Verbeek)

Rückstreuungsprozesse

Der Vergleich der Rückstreuung von  $\text{He}^+$ - und  $\text{Li}^+$ -Ionen von Nickeloberflächen konnte sowohl zur Bestimmung von Streuquerschnitten als auch der Neutralisationswahrscheinlichkeit herangezogen werden. Genaue Einzelheiten des Rückstreuungsprozesses ergeben sich insbesondere aus dem Vergleich mit numerischen Berechnungen des Verlaufs der Trajektorien (D.P. Jackson, Chalk River, E. Taglauer, W. Englert, W. Heiland, Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 128).



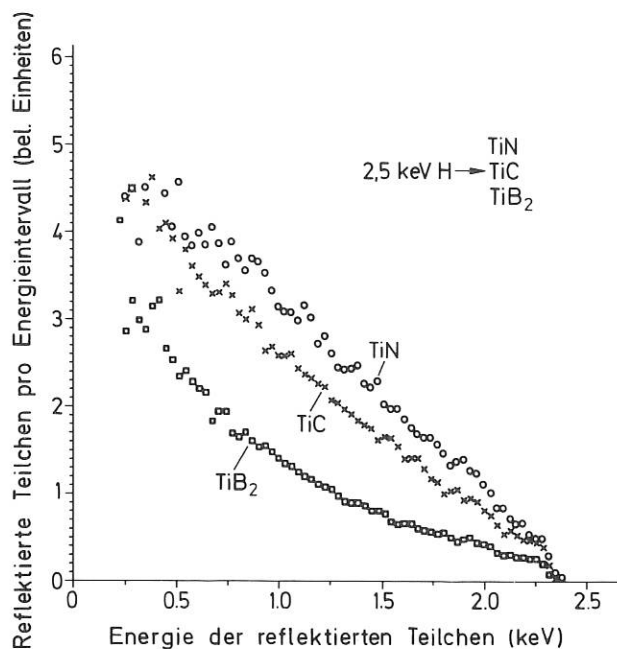


Abb. 9 Energieverteilungen der von TiN, TiC und TiB<sub>2</sub> reflektierten Wasserstoffatome (senkrechter Einschuss).

Die kombinierten Messungen zur Ionenstreuung und Lichtemission bei Ionenbeschuss (Experiment JuSo, bis Mitte des Jahres) führten zum Nachweis eines erstmals beobachteten Prozesses der Molekülbildung bei der Zerstäubung. Durch assoziative Ionisation bei diabatischer Überkreuzung von Potentialkurven (inverse Prädissoziation) kommt es zur Bildung von Molekülen mit spezifischer Rotationsanregung, die nachgewiesen wurden. (K. Snowdon, W. Heiland, E. Taglauer)

#### Oberflächenanalyse

Oberflächenanalyse durch Ionenstreuung wurde in vereinzelt Fällen für an uns herangetragene spezielle Probleme durchgeführt, z.B. für H. Knözinger, Institut für Physikalische Chemie, Universität München. (E. Taglauer)

### 3) ENTWICKLUNG VON MESSMETHODEN, GRUNDLAGEN-UNTERSUCHUNGEN

#### Quantitative Auger-Spektroskopie

Am Experiment KORA (Kombinierte Rasteranalysen) wurde neben Routineuntersuchungen von Proben aus ASDEX und TFR 600 eine Reihe von Messungen zum Thema der quantitativen Auger-Elektronen-Spektroskopie durchgeführt. Die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoß-Ionisation sind für die K-Schale von Kohlenstoff, die L<sub>23</sub>-Schale von Kupfer und die M<sub>45</sub>-Schale von Silber gemessen worden. Für Primärelektronen im Energiebereich von 1 bis 30 keV wurde die Auger-Elektronen-Ausbeute bestimmt. Die Messungen wurden an sehr dünnen (1 bis 3 Atomlagen) Schichten durchgeführt, die auf Kohlenstoff-

Folien verschiedener Dicke aufgedampft waren. Mittels dieser experimentellen Anordnung können die sehr komplexen Festkörpereffekte auf die Auger-Elektronen-Ausbeute einfach berücksichtigt werden. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit theoretischen Formeln (Bethe, Drawin, Gryzinski). Auch für Atome hoher Ordnungszahl zeigt sich innerhalb der experimentellen Fehler (30 %) ein Verhalten wie für die K-Schale von Kohlenstoff. (P. Staib, G. Staudenmaier, H. Kukral)

#### 2,5 MeV Ionenstrahlanalysen

Für die Auswertung von Rückstreu- (RBS) und Kernreaktionsspektren von Proben mit Oberflächenbelegungen, die aus mehreren Komponenten bestehen, wurde zusammen mit P. Børgesen, Risø, ein Rechenprogramm entwickelt und getestet. Dieses ist besonders nützlich für die Analyse von dickeren Schichten, wie sie bei stationären Wandproben auftreten, die einer großen Zahl von Plasmaentladungen ausgesetzt waren. (P. Børgesen, R. Behrisch, B.M.U. Scherzer)

#### Ionenmikrostrahlsonden

Zur methodischen und instrumentellen Weiterentwicklung der Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS), insbesondere der Ionenstrahlmikroanalyse, wurden theoretische und experimentelle Arbeiten weitergeführt. Es wurde eine Cäsium-Ionenquelle (Cs<sup>+</sup>, Abb. 10) sehr kleiner Ausdehnung (virtueller

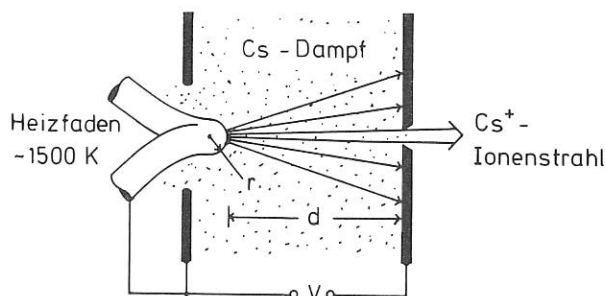


Abb. 10 Cäsium-Quelle (schematisch),  $d = 5$  mm,  $r = 0,2$  mm,  $V = 5$  kV.

Durchmesser  $\approx 20$   $\mu$ m) und Energiebreite ( $\approx 0.2$  eV) mit einem Richtstrahlwert von ca. 30 A/cm<sup>2</sup>sr (bei 5 keV) entwickelt und an die Apparatur COALA gebaut. Bei Cs<sup>+</sup>-Beschuß ist die Ausbeute an negativen Sekundärionen besonders hoch. Wegen der hohen Reinheit des Cs<sup>+</sup>-Strahls müßte er nicht massensepariert werden. (H. Liebl, B. Bentz)

Mit Hilfe des Quadrupol-Massenfilters mit Spiegelkonverter wurde die Clusteremission von Nb-V-Legierungen unter Ar<sup>+</sup>-Beschuß (6 keV) untersucht. Durch Elektronenstoß-Nachionisierung konnten auch neutrale Sekundärteilchen bis zu vieratomigen Clustern nachgewiesen werden. Die relativen Clusterenausbeuten sind durch das Nb/V-Legierungsverhältnis bestimmt; z.B. geht die Nb<sub>2</sub>-Ausbeute etwa quadratisch

mit der Nb-Konzentration. Bei Sauerstoffeinlaß ändern sich die Clusterausbeuten um mehr als eine Größenordnung. (J. Schou, W.O. Hofer)

#### Kaskademischprozesse bei Ionenbeschuß

Die Behandlung der Kaskadenmischprozesse (A, B), die bei Bestrahlung von Festkörpern mit energiereichen Teilchen entstehen, erstreckte sich auf Vergleiche zwischen Theorie und Experiment. An amorphen Si-Ge Grenzsichten wurde quantitative Übereinstimmung sowohl bezüglich der Breite des Überganges als auch dessen (unsymmetrischer) Form gefunden. Auch die von der Theorie vorhergesagte Profilverschiebung bei Beschuß mit Ionen reaktiver Substanzen (z.B.  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $Cs^+$ ) wurde inzwischen qualitativ bestätigt. (W.O. Hofer, U. Littmark)

#### Elektronenspektroskopische Untersuchungen von sorbierten Gasen auf W(110)

Bei der Rückstreuung von Elektronen im Energiebereich 20 - 3000 eV von Metalloberflächen erleiden einige

Elektronen charakteristische Energieverluste. Die Lage und Intensität dieser Energieverluste hängt ganz empfindlich von den physikalischen Bedingungen an der Oberfläche ab. Wird ein Gas sorbiert, dann ändern sich diese Verluste in bestimmter Weise. Erfolgt zum Beispiel die Sorption molekular anstatt atomar, so erscheinen die wesentlichen CEV des entsprechenden Gases. Die Sorptionszustände von  $O_2$ , CO,  $N_2$ , NO,  $CH_4$ ,  $C_2H_6$  auf W(110) und W(100) sind untersucht worden. (E. Brunnhuber, P. Staib, Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 128)

#### Spin-Polarisation

Die Spin-Polarisationsmessungen an der reinen Platin(111)-Oberfläche wurden abgeschlossen. Ein Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Werten zeigt gute Übereinstimmung. Es wurde erstmals auch die longitudinale Spin-Polarisationskomponente bestimmt und demonstriert, daß auch sie von Null verschieden ist. (P. Bauer, W. Eckstein, Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 128)

BEREICH THEORIE 2  
(Prof. Dr. Arnulf Schlüter)

Der Bereich ist der Nachfolger der am 1.10.1968 gegründeten Abteilung zur Untersuchung von relativistischen Plasmen. Die experimentellen Arbeiten zur Beschleunigung von Elektronenringen wurden im Jahre 1979 eingestellt. Im Jahre 1978 waren die Arbeiten zur Pelletbeschleunigung in den Bereich aufgenommen worden; sie wurden im Jahre 1980 an den Bereich Experimentelle Plasmaphysik I überführt. Über sie wird dort berichtet.

Der Bereich erhielt im Juni des Berichtsjahres den Namen Theorie 2. Er besteht aus dem Projekt "Theorie dreidimensionaler Systeme" unter der Leitung von Dr. J. Nührenberg und der Arbeitsgruppe "Transport intensiver Ionenstrahlen" unter der Leitung von Dr. I. Hofmann. In den beiden Gruppen werden vor allen Dingen Fragen des Gleichgewichts unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen, der Stabilität und des Einchlusses von Teilchenbahnen unter umfangreicher Benutzung der Rechenanlage bearbeitet.

1. THEORIE DREIDIMENSIONALER SYSTEME

$$S \approx 0 \quad (1)$$

(W. Dommaschk, F. Herrnegger, W. Lotz, P. Merkel, J. Nührenberg, A. Schlüter, U. Schwenn)

charakterisiert werden können, ist fortgesetzt und verbessert worden. Dabei war ein zweites Ziel, zusätzlich die niedrig- $\beta$  Stabilitätsforderung nach einer magnetischen Mulde zu realisieren, die durch

$$\Delta \lesssim 0 \quad (2)$$

Die Hauptarbeitsrichtung des Projektes war bisher die Untersuchung von Konfigurationen ohne toroidalen Nettostrom und ohne wesentliche Sekundärströme als Alternative zum klassischen  $\ell = 2$  Stellarator und zu Konfigurationen mit großer Verscherung. Ergebnisse, die sich auf dreidimensionale Konfigurationen beziehen oder mit 3D-Codes erhalten wurden, sind in Abschnitt 1.1 beschrieben. Nettostromfreie Gleichgewichte mit helikaler Symmetrie sind das den toroidalen Stellaratoren nächstliegende Modellsystem. Ergebnisse für helikale Konfigurationen werden in Abschnitt 1.2 dargestellt.

beschrieben wird, wobei  $\Delta$  die Differenz von  $\langle Q \rangle$  zu dem Wert letzterer Größe auf der magnetischen Achse ist. Für die Verwirklichung von (1) und (2) werden typisch Sätze analytischer Vakuumfelder (Dommaschk-Felder \*) benötigt, die  $\ell = 0, \dots, 3$  Felder mit toroidalen Periodenzahlen bis zur doppelten Zahl der Feldperioden repräsentieren. Deshalb ist der Parameterraum typisch 10- bis 20-dimensional. Die numerische Optimierung in diesem Raum bezog sich insbesondere auf (1) und (2) mit wahlweisen Nebenbedingungen an z.B. Geometrie der Flußflächen und Wert der Rotationstransformation, wurde aber auch zur Erfüllung anderer Einschlusskriterien (s.1.1.8) verwendet. Zur Erfüllung von (1) und (2) war es auch nützlich, zunächst das Randwertproblem  $B_n \equiv 0$  für den Innenraum einer glatten toroidalen Fläche (s.1.1.2) zu lösen, die sich gemäß Vorhersagen analytischer Theorie \*\*, \*\*\*

1.1 Dreidimensionale Konfigurationen

1.1.1 Vakuumfeldkonfigurationen für geringe Parallelströme

Für kleine Rotationstransformation wird die Parallelstromdichte bestimmt durch die Variation von

$$Q = \int d\ell/B$$

(Integration längs einer Feldlinie über eine Feldperiode) auf den magnetischen Flächen, die durch

$$S = \langle Q^2 \rangle - \langle Q \rangle^2$$

gekennzeichnet werden kann. Die Suche nach Vakuumfeldkonfigurationen, die durch die Eigenschaft

\* Dommaschk, W., IPP 0/38 (1978)

\*\* Lortz, D., Nührenberg, J., Z.Naturforsch. 34a 167 (1979)

\*\*\* Nührenberg, J., Proc.of the Annual Meeting on Theoretical Aspects of Contr.Thermonucl.Res., Mount Pocono (1979) paper 1C20

Theorie 2

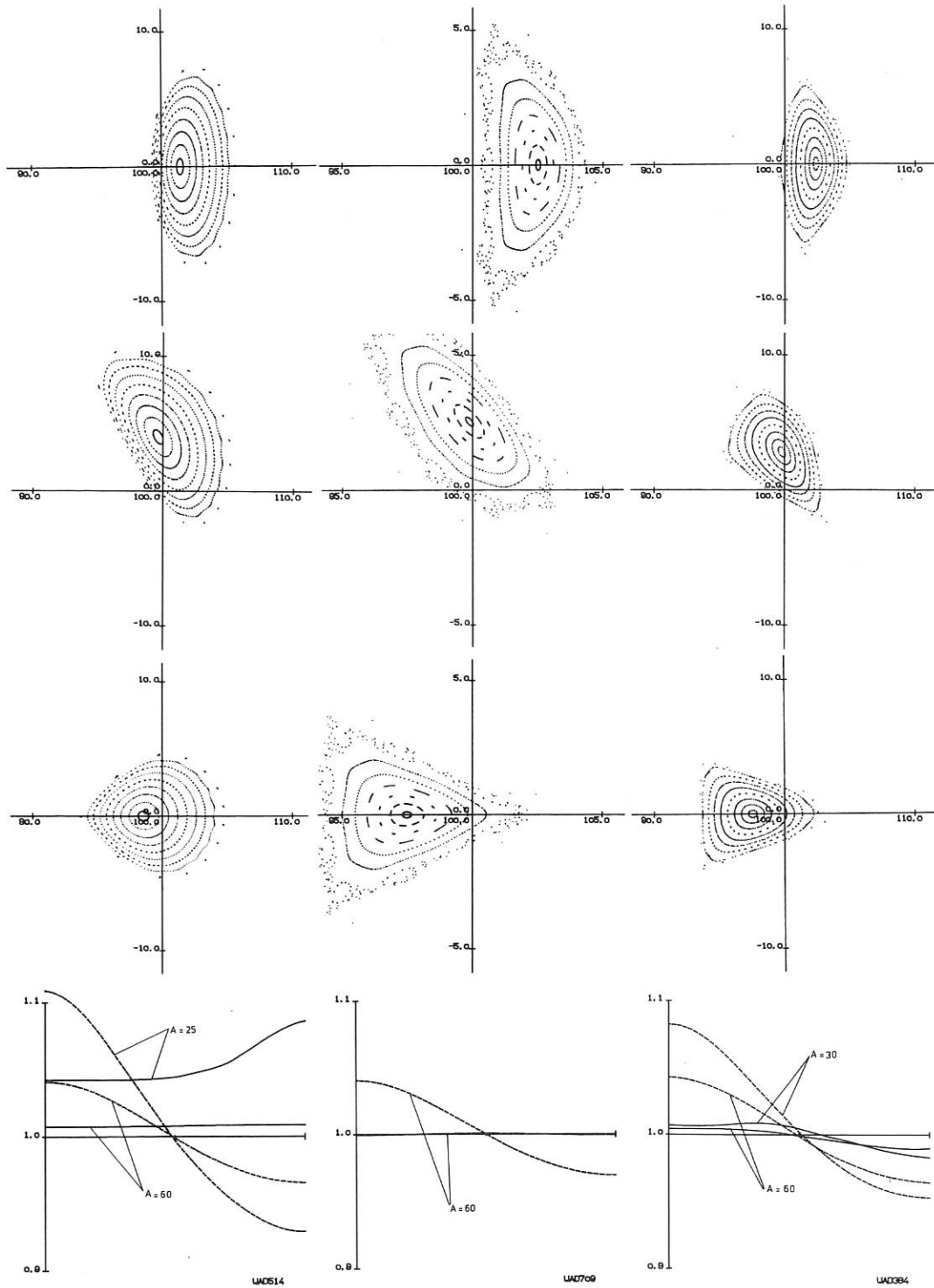


Abb.1 Magnetische Flächen von Vakuumfeldkonfigurationen und die poloidale Variation von  $Q$ . Spalten 1 bis 3 beschreiben 3 verschiedene Konfigurationen mit 10 Feldperioden (1, WAD 514:  $\nu \approx 0.8$ , keine magnetische Mulde, 2, WAD 709:  $\nu \approx 1.2$ , marginale Mulde, 3, WAD 384:  $0.8 \leq \nu \leq 1.3$ , mit Mulde). Die ersten drei Reihen zeigen Meridionalschnitte im Abstand von  $1/4$  Periode. Die linke Seite der Abszisse in Reihe 4 entspricht dem radial außen liegenden Teil der magnetischen Fläche. Die Ordinate zeigt  $Q/Q_{Achse}$  für Flächen mit verschiedenen Aspektverhältnissen (durchgezogene Kurven). Zum Vergleich zeigen die gestrichelten Kurven das Ergebnis für äquivalente  $\ell = 2$  Stellaratoren.

als günstig erweisen sollte. Dann wird die so gewonnene Konfiguration numerisch optimiert, um eine oder beide der obigen Forderungen (1) und (2) quantitativ zu approximieren.

Folgende Ergebnisse wurden erhalten /209,210,211, 212/

- a) Es existieren Konfigurationen mit (1) auf jeder magnetischen Fläche für toroidales Aspektverhältnis  $A \geq 16$  (letzte geschlossene Fläche). Ein Beispiel (WAD 514), das als Anfangsbedingung für endlich- $\beta$  Rechnungen diente, mit  $A \sim 20$ , 10 Perioden, Gesamtrotationstransformation  $\tau \sim 0.8$  und vernachlässigbarer Verschönerung zeigt Abb.1, Spalte 1.
- b) Es existieren Konfigurationen mit (1) und (2) auf allen magnetischen Flächen für  $A \geq 40$ . Ein Beispiel (WAD 709) mit 10 Perioden,  $\tau \sim 1.2$  und kleiner Verschönerung zeigt Fig.1, Spalte 2.
- c) Milderung der Forderung (1) (so daß  $S_{rel}$ , d.h. das Verhältnis von  $S$  zu dem entsprechenden Wert des  $\ell = 2$  Stellarators, etwa 0.06 beträgt), unter Wahrung von (2), erlaubt es, das Aspektverhältnis auf  $A \sim 25$  abzusinken. Ein Beispiel (WAD 384) mit 10 Perioden,  $\tau$  (Seele)  $\sim 0.8$ ,  $\tau$  (Rand)  $\sim 1.3$ , d.h. beträchtlicher Verschönerung, zeigt Abb.1, Spalte 3.

Die Möglichkeit, das Aspektverhältnis weiter zu erniedrigen, muß noch untersucht werden.

#### 1.1.2 Randwertprobleme für Vakuumfelder

- a) Das Randwertproblem I besteht in der Berechnung derjenigen Oberflächenstromdichte auf einer die magnetischen Konfiguration einhüllenden toroidalen Fläche, die die Magnetfeldkonfiguration erzeugt (s.Jahresbericht 1979) \*. Abb.2 zeigt ein Beispiel für WAD 514: eine Torusfläche mit " $\ell = 1$ " Auslenkung und einer sich drehenden Ellipse als Querschnitt und  $A \sim 12$ . Schon eine qualitative Anpassung der Spulenform an die Form der magnetischen Flächen führt zu einer großen Reduktion der toroidalen Auslenkung der Stromdichte aus Meridionalschnitten.

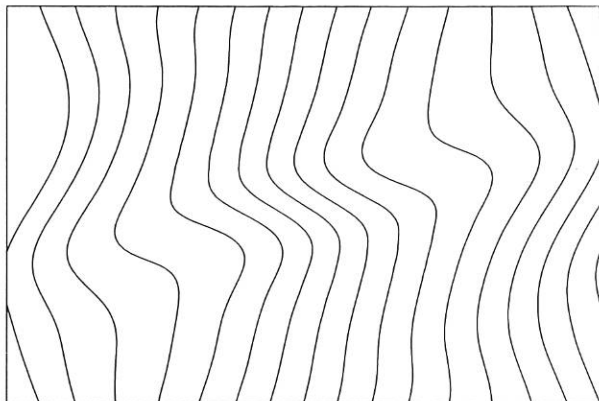


Abb.2 Stromdichtelinien auf einem nichtaxialsymmetrischen Torus mit Aspektverhältnis 12, die WAD 514 erzeugen. Die Ordinate ist der poloidale Winkel, die Abszisse der toroidale Winkel über eine Feldperiode.

- b) Das Randwertproblem II \* besteht in der Berechnung der Feldkonfiguration mit  $B_n \equiv 0$  auf der Innenseite einer vorgegebenen toroidalen Fläche und ist nützlich zur Erzeugung von Feldkonfigurationen mit vorgegebenen Eigenschaften (s.1.1.1). Durch Übergang zu einer größeren Zahl von Einzelfeldern als früher benutzt wurden, ist es insbesondere möglich, das Randwertproblem II für kleinere Aspektverhältnisse (z. B.  $A \sim 10$ ) als früher zu lösen.

#### 1.1.3 Diskrete Spulen

Eine einfache Diskretisierung der kontinuierlichen Stromdichte aus 1.1.2a besteht in ihrer Ersetzung durch eine endliche Zahl von Linienleitern gleichen Stroms auf Stromdichtelinien mit zusammen demselben Gesamtstrom. Diese Diskretisierung wurde durchgeführt, um zu prüfen, wie klein die Zahl der Spulen pro Periode gehalten werden kann. Für WAD 514 wurden mindestens 8 Linienleiter benötigt.

#### 1.1.4 Endlich- $\beta$ Rechnungen mit Eulerschem 3D-Code<sup>1</sup>

Die in 1.1.1 beschriebenen Vakuumfeldkonfigurationen und eine reine  $\ell = 2$  Konfiguration zum Vergleich wurden (zusammen mit geeigneten Anfangsbedingungen für die Druckverteilung) als Anfangsbedingungen für den von Chodura und Schlüter entwickelten 3D-Code /IPP 1/130/ \*\* ("CS-Code") benutzt. Die etwa 20 gerechneten Fälle sind durch folgende Parametergrenzen gekennzeichnet:  $10 \leq A \leq 20$ ,  $0.002 \leq \beta_0 \leq 0.39$  ( $\beta_0 : \beta$  auf der magnetischen Achse), zwei Typen der Anfangsdruckverteilung ("breit" und "spitz"), Gitternetze von  $20^3$  bis  $34^3$  pro Periode der Konfiguration. Die Ergebnisse (z.T. in /210/) kann man folgendermaßen zusammenfassen.

- a) Die Feldkonfiguration mit verminderten Parallelströmen führen in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage zu endlich- $\beta$  Gleichgewichten, deren Flußflächen bei beträchtlichen Werten von  $\beta_0$  ( $\sim 0.2$ ) nur wenig deformiert sind im Vergleich zur Vakuumfeldkonfiguration. Insbesondere ist die relative Verschiebung der magnetischen Achse klein gegen ihren entsprechenden (Shafranov-) Wert im  $\ell = 2$  Stellarator. Abb.3a zeigt ein Beispiel. Hierzu siehe auch 1.1.6.
- b) Bei sehr großen  $\beta_0$ -Werten ( $\geq 0.3$ ) ist für WAD 514 ( $A = 10$ ) ein instabiles Verhalten deutlich; das gemittelte Quadrat des Kraftdichteresiduums, "FSQ", wächst wieder an. Eine Identifizierung von "Moden" ist schwierig, da der instabile Prozeß noch von der Annäherung an das Gleichgewicht überlagert ist. Erwartungsgemäß ist instabiles Verhalten deutlicher bei "spitzem" Anfangsdruckprofil. Bei WAD 384 ( $A = 16$ ) scheint die Grenze für die Sichtbarkeit einer Instabilität bei  $\beta_0 \approx 0.08$  zu liegen. Wegen c) s.u. ist die Deutung als Instabilität aber unsicher.

\*Donnasch, W., Publikation in Vorbereitung

<sup>1</sup> zusammen mit R. Chodura, Experimentelle Plasmaphysik 1

\*\*J.of Comp.Phys. im Druck

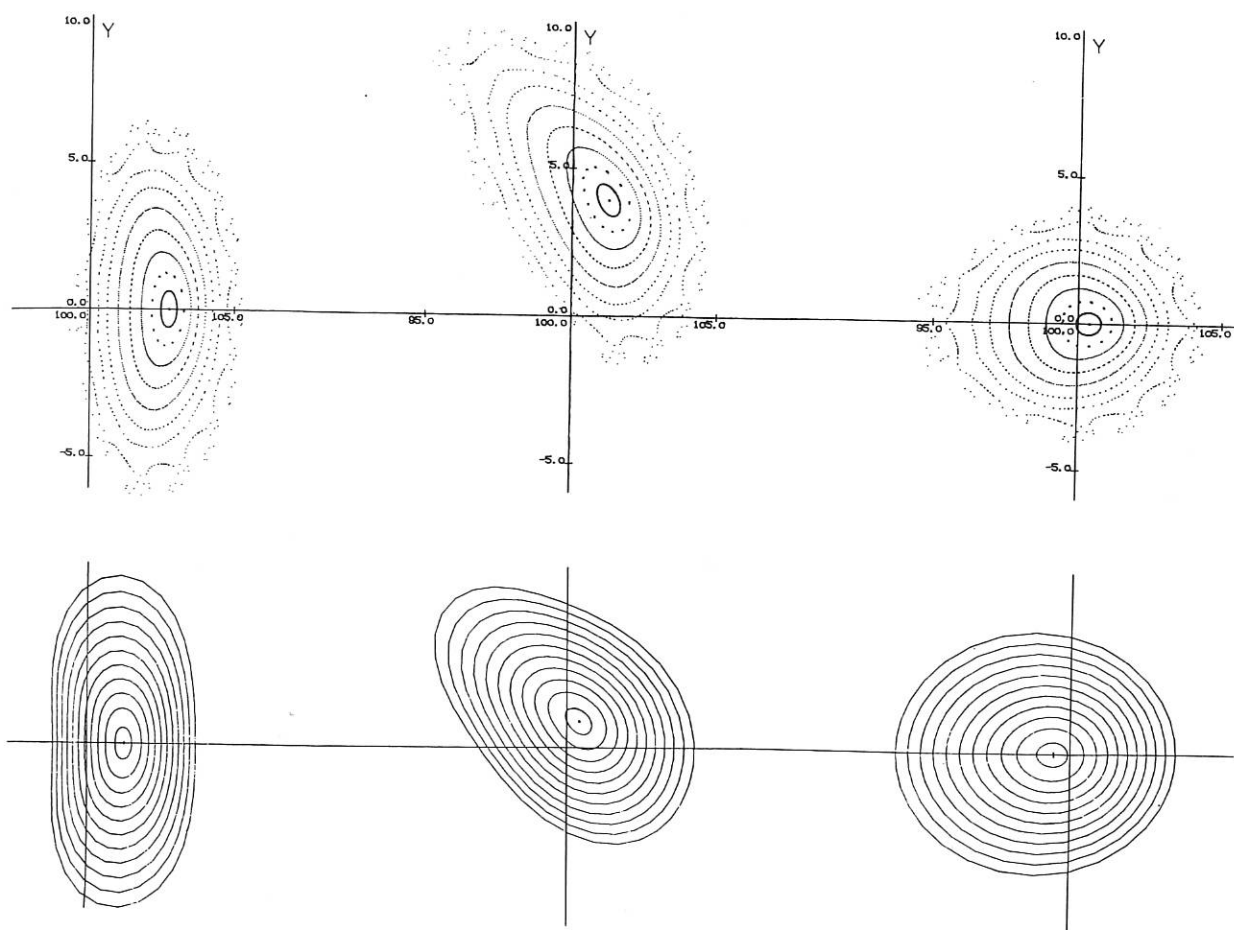


Abb.3a,b Magnetische Flächen von endlich- $\beta$  Gleichgewichten. Darstellung wie in Abb.1, aber zeilenweise für jede Konfiguration. Zeile a mit CS-Code: WAD 514,  $\beta_0 = 0.18$ , "spitze" Anfangsdruckverteilung,  $20 \times 20 \times 20$  Gitter. Zeile b mit NYU Code:  $\beta_0 = 0.18$ , Wandparameter dieses Gleichgewichtes siehe Fig.5.

c) Auch wenn in "FSQ" kein instabiles Verhalten feststellbar ist, neigen die Flußflächen im Spätstadium der Rechnungen bei mittleren  $\beta_0$ -Werten ( $\geq 0.1$ ) zum allmählichen "Zerfasern", meist beginnend bei den äußeren Flußflächen (s. Abb.3a) und stärker ausgeprägt bei feinen Gittern. Das Zerfasern scheint ein Spätstadium von Korruptionen einfacher rationaler magnetischer Flächen und anschließender Inselbildung zu sein.

Die Deutung ist noch unklar und kann wohl nur durch detaillierten Vergleich mit anderen 3D-Codes (s.u.) erfolgen.

#### 1.1.5 Interface NYU-Code - CS-Code

Als erster Schritt zum Vergleich dreidimensionaler Gleichgewichte aus verschiedenen Codes wurde ein Interface zwischen dem Lagrangeschen 3D-Code, der an der NYU entwickelt wurde\*, und dem Eulerschen CS-Code hergestellt, der es erlaubt, dreidimensionale Zustände des NYU-Codes in den CS-Code als Anfangsbedingung zu übertragen. Der Vergleich

\*Bauer, F., Betancourt, O., Garabedian, P., A Computational Method in Plasma Physics, Springer Verlag (1978)

<sup>1</sup> zusammen mit R. Chodura, Exp.Pl.Phys.1

wird am Beispiel eines klassischen Stellarators ( $\beta_0 = 0.12$ ,  $A \sim 10$ ,  $N = 10$ ,  $i \sim 1$ ) durchgeführt. Abb.4a,b zeigt Flußflächen vor und nach der Übertragung; Form der Flächen, toroidale Verschiebung und Rotationstransformation stimmen überein. Abb. 4c zeigt die weitere Entwicklung zum numerischen Gleichgewicht im CS-Code zu einem Zeitpunkt, in dem das "Zerfasern" der Flußflächen beginnt (s. 1.1.4); Form und Lage der magnetischen Flächen sind im wesentlichen unverändert.

#### 1.1.6 Vergleich der toroidalen Verschiebung in Stellaratorkonfigurationen<sup>1</sup>

Für diese Rechnungen wurden der NYU-Code und der CS-Code benutzt. Im NYU-Code wurde das Plasma durch eine leitende Wand begrenzt, deren Form durch

$$\begin{aligned}
 r-R_0 &= r_w(U,V) = r_b \cos U + \Delta_1 \cos V - \Delta_2 \cos(U-V) \\
 z &= z_w(U,V) = r_b \sin U + \Delta_1 \sin V + \Delta_2 \sin(U-V) \\
 r_b &= 1 - \Delta_0 \cos V + \Delta_{10} \cos U + \Delta_{20} \cos 2U + \Delta_{30} \cos 3U \\
 &\quad + \Delta_{22} \cos 2(U-V) + \Delta_{33} \cos 3(U-V) - \Delta_3 \cos(3U-V)
 \end{aligned}$$

$$0 \leq U \leq 2\pi, 0 \leq V \leq 2\pi, V = n\theta$$

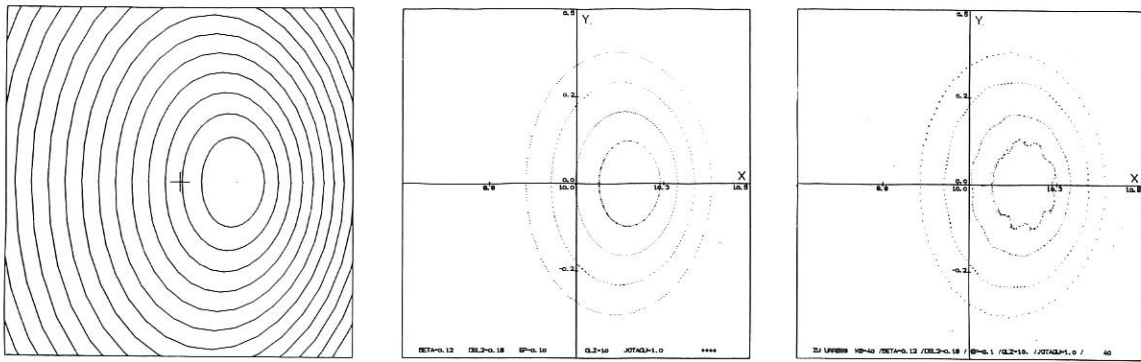


Abb.4 Magnetische Flächen eines toroidalen  $\ell = 2$  Gleichgewichts ( $\beta_0 = 0.12$ ,  $\nu \sim 1$ ,  $N = 10$ ,  $A = 10$ ). Links Flächen des NYU-Codes, in der Mitte Flächen mittels Feldlinienintegration nach der Übertragung des Feldes auf ein Eulersches Gitter, rechts die Entwicklung zum numerischen Gleichgewicht im CS-Code.

beschrieben wird, wobei  $r, \theta, z$  Zylinderkoordinaten,  $n$  die Periodenzahl,  $U$  die poloidale Parametrisierung bezeichnen. Für  $A = 10$  und  $n = 10$  wurde in Abhängigkeit von den Formparametern des Randes und  $\beta_0$  die Verschiebung der magnetischen Achse bezüglich der Wand berechnet und mit der sogenannten Shafranov-Verschiebung verglichen. In Abb.5 werden Ergebnisse dargestellt, wobei zur Normierung des  $\beta_0$ -Wertes die Größe  $\beta_c = 2\beta_0^2/A$  verwendet wird, die häufig zur Abschätzung des kritischen Gleichgewichts- $\beta$ -Wertes benutzt wird. Für den reinen  $\ell = 2$  Fall (nur  $\Delta_2 \neq 0$ ) wird die Verschiebung für  $\beta_0 \gtrsim \beta_c$  so groß, daß numerisch kein Gleichgewicht mehr gefunden wird. Im Gegensatz dazu und in Einklang mit 1.1.4 führt geeignete Wahl von insbesondere  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  zu im wesentlichen zentrierten Gleichgewichten, sogar bei  $\beta_0 > \beta_c$ ; ein Beispiel zeigt Fig.3b.

In Abb.4 sind auf analoge Weise auch die mit dem CS-Code erhaltenen Verschiebungswerte für reine  $\ell = 2$  Stellaratoren und die Konfigurationen WAD 514 und WAD 384 eingetragen.

Die Ergebnisse der Abb.3 und 5 zeigen die gute Übereinstimmung der Codes.

### 1.1.7 Ergebnisse des 3D-Codes TUBE

Der Lagrangesche 3D-Code TUBE (entwickelt von Schlüter und Schwenn, (s. Jahresbericht 1979) wurde an zwei typischen nettostromfreien helikalen Gleichgewichten, dem  $\ell = 2$  und dem  $\ell = 3$  Stellarator, getestet und bezüglich einiger Aspekte weiterentwickelt.

a)  $\ell = 2$  Stellarator. Die Konfiguration ist durch einen elliptischen Querschnitt,  $b/a = 2$ , entsprechend  $1/\text{Periode}$  von 0.1 und eine glockenförmige Druckverteilung mit  $0.003 \leq \beta_0 \leq 0.3$  gekennzeichnet. Typische Gittergrößen waren  $8/24/8$ ,  $12/32/12$ ,  $16/48/16$  in radialer/poloidaler/longitudinaler Richtung (pro Feldperiode). In Einklang mit der erwarteten Austauschinstabilität erwiesen sich die Gleichgewichte für alle  $\beta_0$  auf allen Gittern instabil. Die poloidale Knotenzahl  $2m$  der sich einstellenden Mode hängt vom Gitter ab: bei feinen Gittern werden Moden mit großer Knotenzahl früher instabil. Moden mit niedrigerer poloidaler Knotenzahl können bei entsprechender Anregung ebenfalls

als instabil erkannt werden, z.B. eine  $m = 2$ ,  $n = 1$  (longitudinale Wellenzahl) Mode, die sich über fünf Feldperioden erstreckt, in Einklang mit Ergebnissen des HERA-Codes und des HELIOS-Codes (s.1.2.1.,/212/). Es setzen sich jedoch die Moden mit großer Knotenzahl im Verlauf vieler Iterationen stets durch, was auf größere Anwachsraten dieser Moden hindeutet.

b)  $\ell = 3$  Stellarator. Da diese Konfiguration eine wesentliche Verschönerung hat,  $\nu$  (Achse) = 0,  $\nu$  (Rand) = 0.05, ist es notwendig, die Form des Randes und das Profil der Rotationstransformation konsistent mit dem Übergang  $\beta \rightarrow 0$  in ein Vakuumfeld zu wählen, da der Code sonst wegen der Flußerhaltung kraftfreie Ströme entwickelt, die zur Instabilität führen können. Nach der Elimination dieser Schwierigkeit ließ sich das "FSQ" bis zur Maschinengenauigkeit (etwa  $10^{-9}$  des Anfangswertes) erniedrigen. Spontane Instabilität trat bei keinem Wert von  $\beta_0$  auf. Die theoretisch oberhalb von  $\beta_0 \sim 0.01$  instabile  $m = 1$ ,  $n = 0$  Mode kleiner Anwachsraten konnte jedoch bei entsprechender Anregung als im wesentlichen marginal erkannt werden. Möglicherweise läßt sich aus den beobachteten Differenzen der Gesamtenergie sogar ein kritischer  $\beta$ -Wert erkennen.

### 1.1.8 Einzelteilcheneinschluß

Vakuumfeldkonfigurationen mit  $S \approx 0$  (s.1.1.1) sollten für die zirkulierenden Teilchen die Abweichung von einer magnetischen Fläche um eine Ordnung in der relativen Schwankung  $\delta B/B$  des Magnetfeldbetrages auf der magnetischen Fläche reduzieren. Numerische Guiding-Centre-Rechnungen bestätigen für den ganzen Bereich der zirkulierenden Teilchen, bis zu jenen, die gerade noch nicht reflektiert werden, daß sich die Abweichungen von der magnetischen Fläche auf die Größenordnung eines Gyroradius reduzieren. Fig.6 zeigt den Vergleich von WAD 514 mit einem äquivalenten  $\ell = 2$  Stellarator für ein gerade noch zirkulierendes Teilchen.

Demgegenüber gehen gefangene Teilchen meistens verloren, da für die betrachteten Konfigurationen die verschiedenen helikalen Spiegel den Hauptfeldspiegel deutlich dominieren. Gemessen am maximal möglichen Verlustkegel könnte sich daher das Einschlußverhalten der gefangenen Teilchen als wesentlich zu schlecht erweisen. Monte-Carlo Simulationen \* zeigen aber die Unsicherheit dieser Vermutung.

\*Boozer, A.H., Kuo-Petravic, G., PPPL1703 (1980)

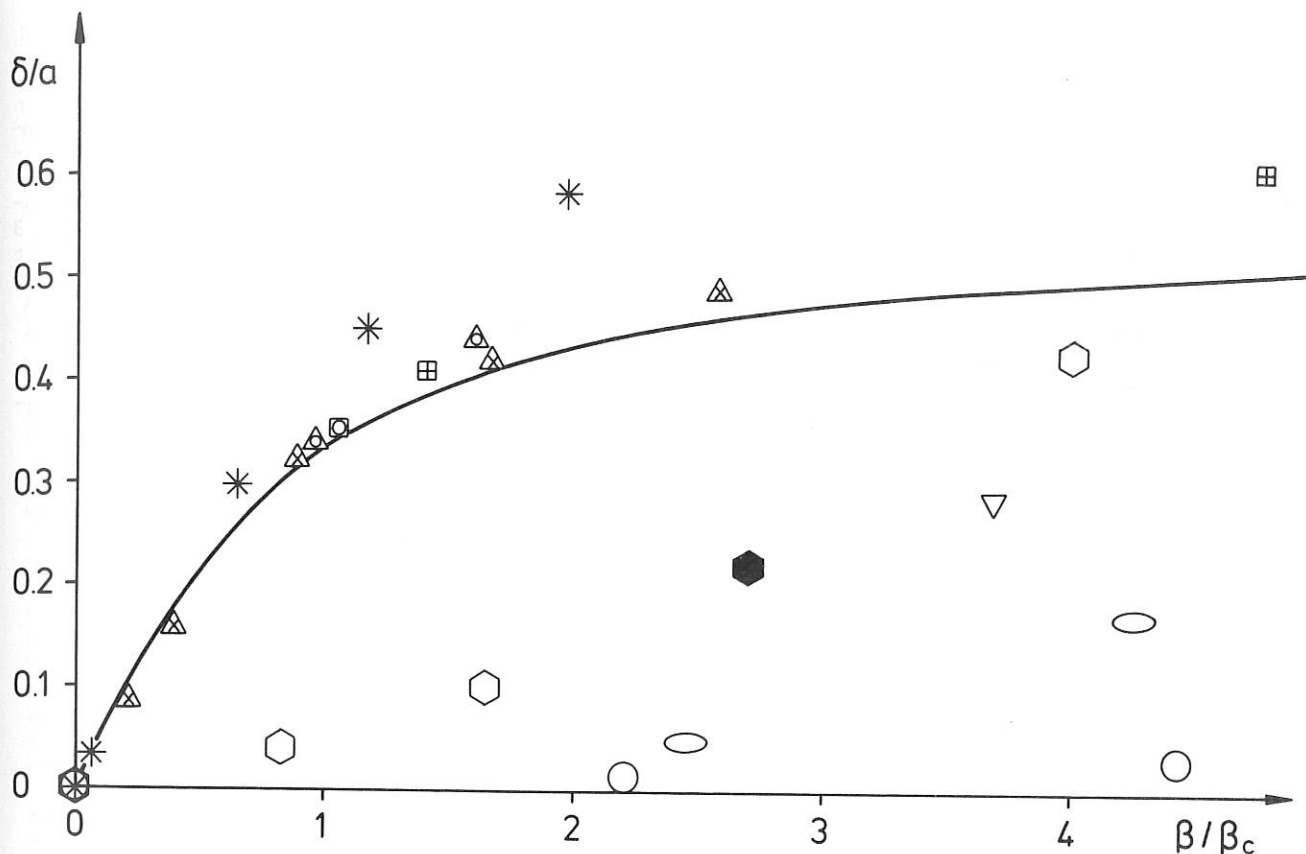


Abb.5 Toroidale Verschiebung der magnetischen Achse relativ zum Plasmaradius in Abhängigkeit vom Verhältnis des  $\beta$ -Wertes zum Werte  $\beta_c = 2\iota^2/A$ . Die angegebenen Verschiebungswerte sind auf die Lage der magnetischen Achse bei  $\beta = 0$  bezogen. Die Kurve zeigt die Shafranov-Verschiebung (analytischer Wert) im  $\ell = 2$  Stellarator. Numerische Ergebnisse:

- \* NYU-Code,  $N = 10$ , nur  $\Delta_2 \neq 0$ :  $\Delta_2 = 0.35$ ,  $\iota = 1.1$ ,  $\beta_c = 0.13$
- $\triangle$  und  $\square$ , CS-Code,  $N = 5$ , mit  $\iota = 0.14$  ( $\oplus$ ),  $\iota = 0.34$  ( $\times$ ),  $\iota = 0.55$  ( $\circ$ )
- $\hexagon$  NYU-Code,  $N = 10$ ,  $\Delta_2 = 0.23$ ,  $\Delta_1 = 0.28$ ,  $\iota_o = 0.8$ ,  $\beta_c = 0.07$ ,  $\Delta_o = 0.05$ ,  $\Delta_3 = -0.03$ ,  
 $\Delta_{20} = -0.07$ ,  $\Delta_{30} = 0.4$ ,  $\Delta_{22} = -0.08$ ,  $\Delta_{33} = -0.02$
- $\blacklozenge$  Flußflächen dieser Konfiguration in Fig.3b.
- $\circ$  NYU-Code,  $N = 10$ ,  $\Delta_2 = 0.23$ ,  $\Delta_1 = 0.28$ ,  $\iota_o = \beta_c = 0.02$ ,  $\Delta_o = 0.1$ ,  $\Delta_3 = -0.02$ ,  
 $\Delta_{10} = 0.1$ ,  $\Delta_{20} = -0.06$ ,  $\Delta_{30} = 0.01$ ,  $\Delta_{22} = -0.08$ ,  $\Delta_{33} = -0.02$
- $\nabla$  CS-Code,  $N = 10$ , WAD 514,  $\beta_c = 0.05$
- $\ominus$  CS-Code,  $N = 10$ , WAD 384,  $\beta_c = 0.03$

Die Konfiguration WAD 384 wurde auch benutzt, um Teilchenbahnen bei endlichem  $\beta$  mit dem selbstkonsistenten Gleichgewichtsfeld (s.1.1.4) zu berechnen. Dabei stellt sich heraus, daß die freien Teilchen größere Abweichungen von den Flächen zeigen als im entsprechenden Vakuumfeld und die gefangenen Teilchen z.T. langsamer aus dem Einschlußgebiet herausdriften als im Vakuumfeldfall.

Die Optimierung der Feldkonfigurationen wurde auch verwendet, um das Verhalten der gefangenen Teilchen direkt günstig zu beeinflussen, dadurch, daß das

Minimum des Magnetfeldbetrags auf der Flußfläche nach außen hin möglichst wenig abnimmt. Unter solchen Umständen sollte dann in der entsprechenden endlich- $\beta$  Konfiguration das Minimum nach außen zunehmen wegen des diamagnetischen Effekts. Untersuchungen über die Auswirkung auf das Teilcheneinschlußverhalten sind noch im Gange.

Insgesamt scheint es sehr schwierig zu sein, für den Fall großer freier Weglängen verlässliche Aussagen zu gewinnen. Vorbereitende Arbeiten zur Monte-Carlo-Simulation wurden angefangen.



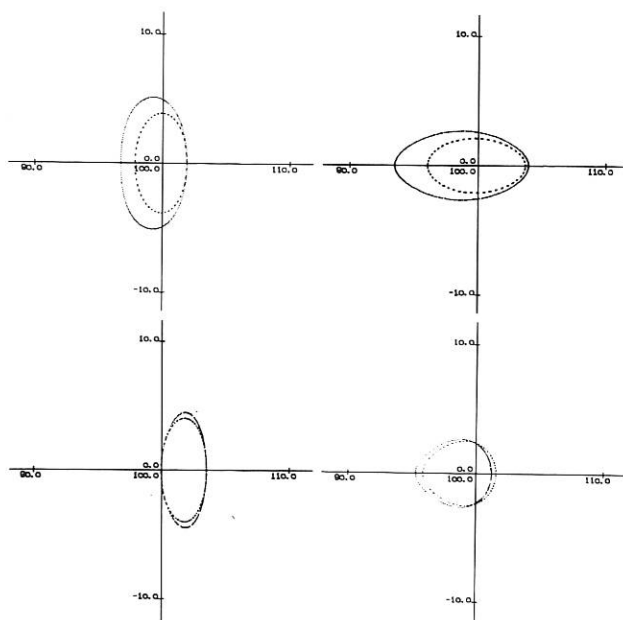


Abb.6 Magnetische Fläche und Driftfläche eines gerade noch freien Teilchens in einem  $\ell = 2$  Stellarator, der bezüglich  $\iota$  und A WAD 514 äquivalent ist, in zwei Meridionalschnitten, ebenso für WAD 514.

### 1.1.9 Kraftfreie Gleichgewichte <sup>1</sup>

Die Arbeiten zu dreidimensionalen analytischen kraftfreien Gleichgewichten wurden vorläufig abgeschlossen \*. Eines dieser Gleichgewichte wurde für einen 3D-Test des CS-Codes benutzt <sup>2</sup>. U.A. wurden auch kraftfreie  $\ell = 2$  Stellaratoren untersucht, insbesondere grobe Resonanzen in solchen.

## 1.2 Helikale Konfigurationen

### 1.2.1 $m = 2$ Moden in $\ell = 2$ Gleichgewichten <sup>3</sup>

Für instabile gerade helikale  $\ell = 2$  Gleichgewichte wurden Anwachsraten von Eigenmoden mit 4 poloidalen Knoten (" $m = 2$ ") und longitudinalen Wellenzahlen, die die Resonanzbedingung zwischen Mode und Rotationstransformation erfüllen, mit dem HERA, dem HELIOS und dem CS-Code berechnet /212/. HERA ist die helikale Version des Lausanner 2D-Stabilitätscodes für axialsymmetrische Gleichgewichte; HELIOS ist ein Anfangs-Randwert-Code für lineare Stabilität von Moden in helikalen Gleichgewichten. Extrapolation der Anwachsraten auf verschwindende Gitterweite in den drei Codes und sorgfältige Interpretation des Plasma- zu Wandradiusverhältnisses, die die verschiedenen Randbedingungen der Codes berücksichtigt, führten zur Übereinstimmung der Anwachsraten innerhalb eines Faktors 2. Die Extrapolation, die für den CS-Code benötigt wurde, zeigte insbesondere daß es schwierig ist, verlässliche An-

<sup>1</sup> zusammen mit D. Lortz, Theorie 1

\*Cap, F., Lortz, D., Lotz, W., Nührenberg, J., eingereicht bei Z.Naturforsch.

<sup>2</sup> zusammen mit R. Chodura, Exp.Plasmaphysik 1

<sup>3</sup> zusammen mit R. Gruber, F. Troyon (CRPP Lausanne), R. Chodura, W. Kerner, W. Schneider, Exp.Pl.Ph.1

wachsraten mit 3D-Codes zu bekommen. Die analysierten Gleichgewichte haben  $\beta_0 \sim 0.25$ , und die normierte Anwachsraten  $\gamma/hv_a$  ist etwa 0.1.

### 1.2.2 Ballooning Stabilität

Ein Code /219/, der quasianalytische (helikal) symmetrische Gleichgewichte berechnet und deren ballooning Stabilität untersucht, wurde verwendet, drei qualitativ verschiedene nettostromfreie Konfigurationen zu untersuchen: a) den geraden  $\ell = 3$  Stellarator, b) den geraden  $\ell = 2$  Stellarator mit großer Verscherung (gerades Analogon des Heliotron), c) Gleichgewichte mit endlichen  $\ell = 1, 2, 3$  Korngationen (gerades Analogon der in 1.1.4 und 1.1.6 beschriebenen toroidalen Gleichgewichte.

- a) Für ein näherungsweise parabolisches Druckprofil wird die Stabilitätsgrenze durch folgende Beziehung gekennzeichnet

$$\left( \frac{1}{B_0^2} \frac{dp}{dr} \right)_{r=0} = \frac{1}{4},$$

(r radiale Koordinate)

die aus der Analyse des Mercier-Kriteriums in der Nähe der magnetischen Achse folgt. Da die Verscherung mit der Amplitude der  $\ell = 3$  Verformung gekoppelt ist, folgt wegen des endlichen Separatrixabstands  $\langle \beta \rangle \approx 0.01$  als charakteristischer Wert für Verscherungsstabilisierung im  $\ell = 3$  Stellarator. Die numerische ballooning Analyse zeigt dann Stabilität auf allen äußeren Flußflächen.

- b) Es wurde ein  $\ell = 2$  Gleichgewicht mit folgenden Parametern benutzt:  $e = 1.5$  [ $\iota$  (Achse) = 0.04],  $\iota$  (Rand) = 0.1, mit einer auf der Achse flachen Druckverteilung zur Vermeidung der Austauschinstabilität in Achsenähe. Marginalität tritt bei  $\langle \beta \rangle \sim 0.003$  auf.
- c) Analog zu früheren Ergebnissen aus der Entwicklung um die magnetische Achse \* findet man für Konfigurationen mit endlichen  $\ell = 1, 2, 3$  Korngationen, daß  $\langle \beta \rangle \sim 0.1$  über den ganzen Querschnitt ballooning stabil sein kann.

### 1.2.3 Analytische Modenanalyse ( $m = 1, n = 0$ )

Die unter 1.2.2a beschriebene Konfiguration ist der Modenanalyse mit einer analytischen Entwicklung /218/ zugänglich, da in diesem Fall das Stabilitätsfunktional ebenfalls in führender Ordnung marginal ist, obwohl  $\dot{p}(0) \neq 0$ . Die Modenanalyse für die  $m = 1, n = 0$  Mode ergibt für den kritischen Druck

$$\left( \frac{1}{r} \frac{dp}{dr} \right)_{m=1, n=0} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{dp}{dr} \right)_{\text{Mercier}}(0)$$

und unterstützt eine Hypothese, die auch sonst vermutet wurde: Falls ballooning-Instabilität vorliegt und die Rotationstransformation der Konfiguration resonante Moden niedriger Knotenzahl zuläßt, so sind diese auch instabil.

\*Lortz, D., Nührenberg, J., IAEA-CN-37, Innsbruck 1978, paper H5

### 1.2.4 Interface Helikaler Gleichgewichtscode - HERA<sup>1</sup>

Das Interface zwischen dem helikalen Gleichgewichts- und ballooning-Code und HERA wurde entwickelt, so daß insbesondere die unter 1.2.2 beschriebenen Konfigurationen der numerischen Modenanalyse bezüglich interner und externer (s.1.2.5) Moden zugänglich sind. Ein vorläufiges Ergebnis wurde für die in 1.2.3 beschriebene Mode erhalten, die bei  $\langle \beta \rangle = 0.03$  als instabil erwiesen wurde.

### 1.2.5 Erweiterung von HERA für externe Moden

Die Erweiterung des HERA-Codes (s. Jahresbericht 79) auf die Stabilitätsanalyse helikaler Gleichgewichte mit umgebendem Vakuum wurde fertiggestellt. Sie ist insbesondere wichtig, um Aufschluß über die Stabilität externer Moden in nettostromfreien Konfigurationen zu erhalten.

Zum Test des HERA-Codes mit Vakuum wurde bisher ein Kreiszyllindergleichgewicht mit  $j_z = \text{const}$  benutzt, das in helikalen Koordinaten  $(r, \zeta = \varphi - \omega z, z)$  dargestellt wurde. Für die Anwachsrate der externen  $m = 1$  Kink-Mode wurde Übereinstimmung gefunden mit Ergebnissen analytischer Rechnungen<sup>\*</sup> und den Ergebnissen des ERATO-Codes mit dem obiges Gleichgewicht approximiert wurde. Insbesondere wurde gezeigt, daß die numerischen Werte unabhängig vom helikalen Parameter  $h$  sind, was ein guter Test für die Berechnung der Stör magnetfeldenergie in helikaler Symmetrie ist.

## 2. TRANSPORT INTENSIVER IONENSTRAHLEN

(I. Bozsik, I. Hofmann, S. Sudo<sup>2</sup>)

Die theoretischen Arbeiten zum "Transport intensiver Ionenstrahlen" sind Teil des durch das BMFT geförderten Programms "Untersuchungen zur Eignung von Schwerionenstrahlen für den Trägheitseinschluß". Ziel des seit Ende 1979 laufenden Programms ist es, unter der Federführung des GSI Darmstadt eine Reihe von Schlüsselproblemen zu untersuchen, die die Eignung eines Schwerionenbeschleunigers als Treiber für einen Trägheitsfusionsreaktor unter Beweis stellen sollen.

Einen Schwerpunkt der Arbeiten am IPP bildeten die Strahltransportrechnungen für eine in Zusammenarbeit mit der University of Wisconsin zu erstellende Reaktorstudie, HIBALL (Heavy Ion Beams and Lead Lithium).

### 2.1 Raumladungsinstabilitäten

Da in konventionellen Beschleunigern eine Raumladungsneutralisation nicht vorgesehen ist, liefert die Coulombabstoßung eine natürliche Intensitätsbegrenzung. An mehreren Stellen eines Fusionsbeschleunigers muß möglichst nahe an die Raumladungsgrenze herangegangen werden. Ein in diesem Sinne "intensiver" Ionenstrahl weist zunehmend kollektives Verhalten auf, d.h. Plasmaverhalten, wobei die fokussierenden Magnetfelder die Rolle neutralisierender Ladungen übernehmen.

<sup>1</sup>zusammen mit R. Gruber, F. Troyon (CRPP Lausanne), R. Chodura, W. Kerner, W. Schneider, Exp.Pl.Ph.1

<sup>\*</sup>Dewar et.al., Phys.Fluids 17 (1974) 930

<sup>2</sup>bis Sept.1980

Eine fundamentale Frage im Hinblick auf die am Target notwendige hohe Leistungsdichte ist dabei die der Erhaltung der Emittanz, d.h. des im 6-dimensionalen Phasenraum durch den Strahl effektiv ausgefüllten Volumens. Von der Vlasovgleichung ausgehende analytische Rechnungen/215/ haben zunächst gezeigt, daß eine starke Anisotropie in der Energieverteilung zwischen verschiedenen Freiheitsgraden zu Instabilität führen kann. Zudem kann die Resonanz einer Strahleigenmode mit der Periode der Fokussierung (bei Alternierender-Gradienten-Fokussierung) eine Phasenraumaufweitung ergeben. Um den Einfluß dieser Instabilitätsmechanismen quantitativ zu erfassen, wurde ein 2D-Simulationsprogramm aufgebaut (PIC-Code mit Poisson-solver nach Bunemann). Die damit erzielten Ergebnisse seien im Folgenden zusammengefaßt:

1. Anisotropieinstabilität: Die von der linearisierten Modenanalyse abgeleiteten Stabilitätsgrenzen/215/ werden durch die Simulationsrechnung gut bestätigt. Oberhalb der Stabilitätsgrenze tritt eine schnell anwachsende Instabilität auf, die zu einem teilweisen Abbau der Anisotropie führt und damit das erfüllte Phasenraumvolumen vergrößert.
2. Stabilität einer  $\delta$ -artigen Verteilungsfunktion. Ist die Phasenraumverteilung auf eine Energiefläche begrenzt ( $f \sim \delta(H-E)$ ), so sagt die Theorie eine Instabilität mit schneller Anwachsrate voraus. Eine weitere theoretische Vorhersage, wonach eine relativ schwache Verbreiterung der Verteilungsfunktion stabilisierend wirkt /216,217/ wurde durch die Simulation bestätigt.
3. Für den Strahltransport nach dem Prinzip des alternierenden Gradienten (starke Fokussierung) konnte der bisher bekannte Bereich stabilen Transports erheblich ausgedehnt werden.

### 2.2 Endfokussierung auf das Target (Vakuum)

Die Unsicherheit, die noch zur Zeit des letzten Workshops über Heavy Ion Fusion (Berkeley, Nov.79) im Bereich der Endfokussierung bestand, konnte in einigen wesentlichen Punkten beseitigt werden. Dies betrifft vor allem den Einfluß nichtlinearer Terme in der Teilchenbewegung auf die Fokusbildung (Aberrationen). Der nichtlineare Beitrag durch inhomogene Raumladung wurde mit Hilfe des 2D-Simulationsprogramms als beherrschbar erkannt<sup>\*</sup>. Für das Design eines vollständigen Fokussierungssystems, in dem Aberrationen bis zur 3. Ordnung erfaßt werden und eine Korrektur mit Multipolelementen möglich ist, wurde ein Computerprogramm erstellt.

Ein solches Fokussierungssystem wurde für Parameter, die für die Reaktorstudie HIBALL angenommen werden, entworfen:

Ionenart	Bi <sup>2+</sup>
Ionenenergie	10 GeV
Energie auf Target	4.8 MJ (in 20 Strahlen)
Pulslänge	20 nsec
max.Leistung	240 TW
Targetradius	3 mm
letzte Linse	Quadrupoltriplet (supra- leitend)
Entfernung Linse-Target	10 m
Strahlemittanz	$6 \cdot 10^{-5}$ m-rad
Energieunschärfe	$\lesssim 1\%$

<sup>\*</sup>Bozsik, I., Hofmann, I., Conf.on Charged Particle Optics, Gießen, Sept.8-12, 1980

### 2.3 Plasmaeffekte in der Targetkammer

Für das HIBALL-Konzept ergibt das als wall-protection vorgesehene Blei-Lithium ( $\text{Pb}_{83}\text{Li}_{17}$ ) einen Partialdruck des Bleis von  $\gtrsim 10^{-5}$  Torr. Bedingt durch das hohe Z für Blei setzt in diesem Bereich bereits stripping der Strahlionen ein, was zu einem Verlust des betreffenden Ions führen kann. Der Einfluß des

stripping und der Ionisation des Hintergrundgases (partielle Strahlneutralisation) auf die Fokusbildung wurde mittels eines hierfür aufgestellten numerischen Programms berechnet mit dem Ergebnis, daß für HIBALL-Parameter die Strahlfokussierung nicht erheblich beeinträchtigt wird /IPP 0/45/. Die Unsicherheit der verwendeten atomphysikalischen Daten läßt jedoch noch keine sichere Aussage über die Zuverlässigkeit des oben angenommenen Bleidruckes zu.

BEREICH INFORMATIK  
(Prof. Dr. Friedrich Hertweck)

Im Bereich Informatik werden folgende Aktivitäten zusammengefaßt: Betrieb der Rechenanlage, AMOS Entwicklung und das Projekt Datenerfassung.

Seit Januar 1980 werden die Rechenanlagen als gemeinsame Einrichtung ("Rechenzentrum Garching") des IPP und des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik betrieben. Die über 11 Jahre betriebene IBM 360/91 wurde im September durch eine SIEMENS 7.87oS ersetzt (eine "abgemagerte" Version einer 7.880). Die drei Anlagen AMDAHL 470 V/6, SIEMENS 7.87oS und CRAY-1 werden im Verbund betrieben. Die CRAY-1 wurde mit 3633 CPU-Stunden schon sehr gut ausgelastet; die Benutzung der AMDAHL und der IBM (bis Juli) gingen erwartungsgemäß zurück auf 4006 bzw. 2240 Std. Die SIEMENS-Anlage stand Benutzern nur beschränkt zur Verfügung (für erste Tests mit MVS), sie diente vor allem für die AMOS Unterstützung und die CRAY Frontend-Funktionen.

Von der AMOS Entwicklungsgruppe wurde auf der Basis des AMOS/2 Nucleus eine virtuelle Maschine für CRAY-Frontend-Funktionen implementiert und in Betrieb genommen; seit Oktober laufen je ein AMOS/FE System auf der AMDAHL und der SIEMENS. Mit Hilfe des letzteren kann die CRAY-1 zentral vom allgemeinen Operatorpult der Rechenanlage aus gesteuert werden.

Im Laufe des Jahres wurden neben der bereits im IPP installierten Prototyp-Station vier weitere AMOS/3 Stationen in Betrieb genommen. Die Erfahrungen im Routine-Betrieb, insbesondere bei den Benutzern in Stuttgart, die mit ihrem AMOS/3-System intensiv die CRAY-1 benutzt haben, sind sehr gut.

Die Arbeiten des Projektes Datenerfassung waren hauptsächlich durch die Anforderungen des Experiments ASDEX bestimmt. Die Schußdauer bei ASDEX hat sich als erheblich länger herausgestellt als ursprünglich erwartet (etwa 3 statt 1 sec.). Dadurch fallen vermehrt Daten an, so daß das verwendete DIOS/GALE-System den gestiegenen Anforderungen angepaßt werden mußte. Für den Bereich PWV wurde ein neues Datenerfassungssystem auf der Basis des GALE zum Betrieb von Vielkanalanalysatoren implementiert. Schließlich wurde eine schnelle Datenleitung (bis zu 25 KByte/sec. effektiv) entwickelt und getestet, die zwischen zwei PDP11-Rechnern Daten und Programme übertragen kann. Diese Verbindung ist deutlich leistungsfähiger als DECNET in Bezug auf System-Overhead.

1. Betrieb der Rechenanlage

(F.Hertweck, R.Pocock, D.Antrack, J.Cox, M.G.Croci-Pacco, A.Döderlein, E.Fisser, H.Fisser, K.H.Goihl, S.Heinzel, W.Hüingsberg, J.Schneider, K.v.Sengbusch, H.Sygulla)

Seit Anfang des Jahres 1980 wurde die Rechenanlage des IPP und die AMDAHL 470 des MPI für Physik und Astrophysik als gemeinsame Einrichtung betrieben ("Rechenzentrum Garching").

1.1 Betriebsstatistik

Während des Jahres 1980 wurde die CRAY-1 durch Ankoppelung an die AMDAHL 470 allen Benutzern zugänglich gemacht. Damit wurden die AMDAHL 470 und IBM 360/91 von rechenintensiven Programmen deutlich entlastet. Insbesondere IPP-Benutzer haben die CRAY-1 in Anspruch genommen. Im Juli wurde die IBM 360/91 ausser Betrieb genommen; im September wurde eine SIEMENS 7.870S installiert, die ausser für die CRAY-Frontend-Funktionen beschränkt auch Benutzern zur Verfügung stand.

	I	AMDAHL	I	IBM	I	
	I	470	I	360/91	I	CRAY-1
	I		I	Jan-Juli	I	
Betriebszeit	I	8171 h	I	3935 h	I	7372 h
CPU-h, Stapel	I	4006 h	I	2240 h	I	3633 h
Anteil IPP	I	24.6%	I	36.6%	I	83.0%
Anzahl Jobs	I	340744	I	56681	I	46946

1.2 Änderungen der Hardware

Im Laufe des Jahres wurden die Plattenspeicher um 4 Laufwerke MEMOREX und 2 Laufwerke IBM (alle je 300 M Byte) erweitert. Die vier Drucker IBM 1403 wurden durch IBM 3203 ersetzt und die Kartenperipherie (Leser/Stanzer) wurde abgebaut; Karteneingabe ist jetzt nur noch über einige RJE-Stationen möglich.

Bei der Bandperipherie wurden die veralteten vier IBM 2420 und zwei IBM 2401 abgebaut. Die übrigen acht Bandgeräte IBM 3420 und zwei Steuerungen IBM 3803 wurden durch entsprechende MEMOREX-Geräte (3222, 7\*3228 und 1\*3227) ersetzt, wobei sieben Bändeinheiten (bisher 4) Schreibdichten von 1600/6250 BPI verarbeiten können. Lediglich ein Bandgerät kann 800/1600 BPI verarbeiten.

Die Terminals TRANSDATA 8152 wurden durch 64 Terminals IBM 3278 (Anschluss über Koaxialkabel) ersetzt bzw. erweitert; sie werden teils für AMOS, teils für CMS, teils wahlweise für beides benutzt. Weitere Terminals IBM 3278 wurden im MPI für Physik in München-Freimann über einen Remote Controller angeschlossen und stehen für die AMOS-Benutzung zur Verfügung.

Ein Massenspeicher CDC 38500 mit 16 Mrd Bytes Kapazität wurde im Dezember installiert; Anfang 1981 soll er auch softwaremässig in Betrieb genommen werden.

Die wichtigsten Änderungen im Jahre 1980 waren im Juli der Abbau der IBM 360/91 nach 11.5 Jahren Betrieb (in dieser Zeit hat die Maschine über 56000 Std. CPU-Leistung erbracht) und im September die Installation einer SIEMENS 7.870S mit 8 MBytes Hauptspeicher.

Die CRAY-1 wurde über zwei von CRAY Research gelieferte Kanalkopplungen mit der AMDAHL und der SIEMENS verbunden.

1.3 Betriebssysteme VM/370, AMOS, OS/MVT

Die Rechenanlagen AMDAHL 470, SIEMENS 7.870S und CRAY-1 werden miteinander gekoppelt betrieben. Auf den beiden IBM-kompatiblen Rechnern wird VM/370 als Basis-Betriebssystem benutzt, während die CRAY-1 mit dem von CRAY gelieferten Betriebssystem COS betrieben wird.

Auf der SIEMENS-Anlage werden vor allem das AMOS-Terminalsystem und die CRAY-Frontend-Funktionen (AMOS/FE), jeweils als eigene virtuelle Maschine implementiert, unterstützt; zusätzlich läuft als weitere virtuelle Maschine eine Test-Version des IBM Betriebssystems OS/MVS. Vor all-gemeiner Inbetriebnahme steht das MVS bereits einer Benutzergruppe für umfangreiche Auswertungen von experimentellen Daten (Hochenergiephysik) zur Verfügung. Auch alle CMS-Benutzer benutzen die SIEMENS-Maschine.

Auf der AMDAHL-Anlage wird bevorzugt die Batchverarbeitung abgewickelt (mit OS/MVT); eine weitere AMOS/FE-Maschine besorgt die CRAY-Ausgabe über RJE-Stationen (siehe Abb. 2).

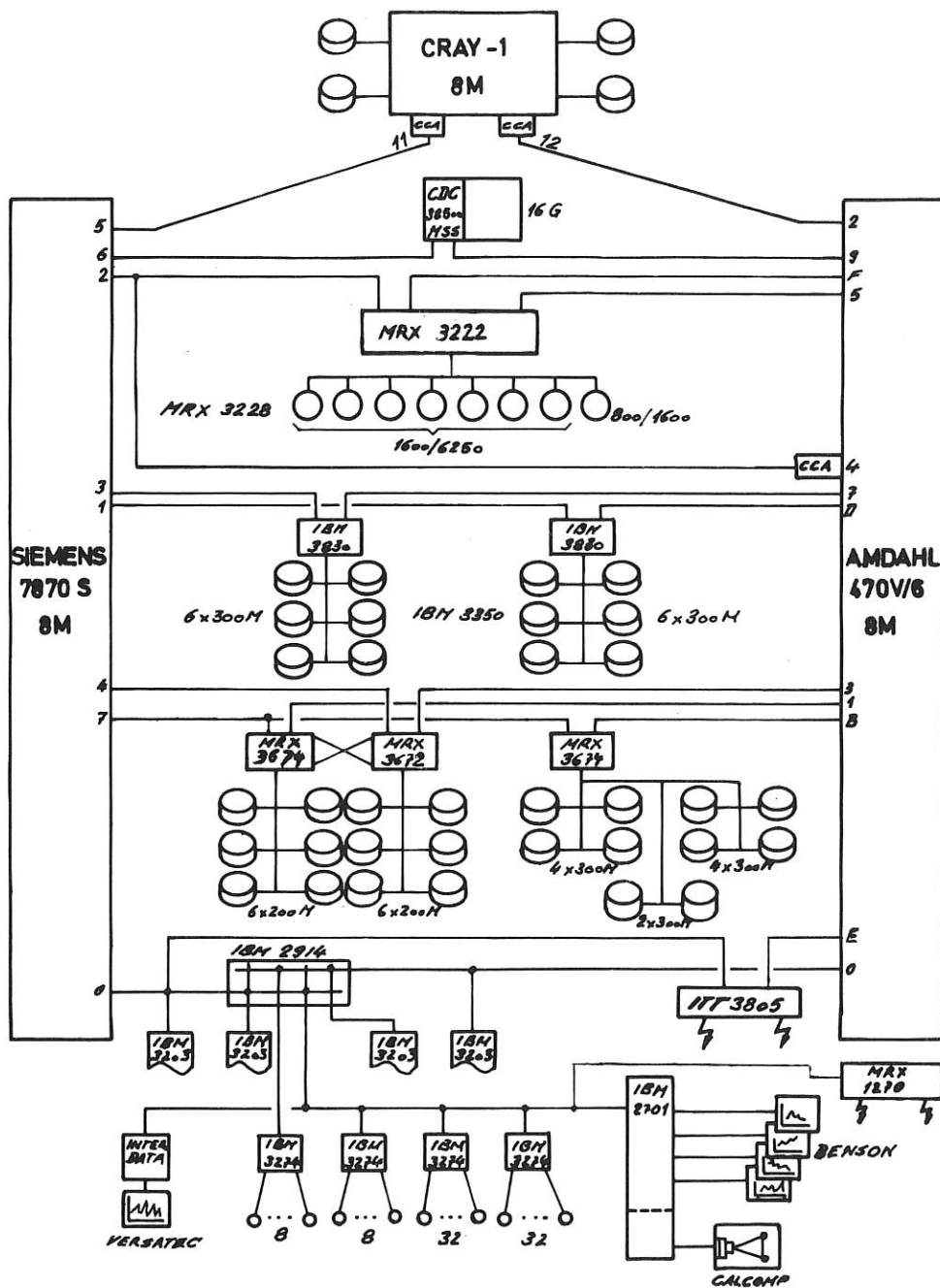
VM/370

Durch die Umstellung des VM/370 von Release 5 auf Release 6 waren die IPP-Modifikationen nachzuziehen. Diese Änderungen betreffen vor allem Performance-Verbesserungen, die Unterstützung der DatagraphiX-Terminals und die Behandlung von Magnetbändern. Ferner wurde eine VM/370-Version für die SIEMENS-Anlage generiert.

Weitere Änderungen, die durchgeführt werden mussten, betreffen die Erkennung fehlender Eingabe/Ausgabe-Unterbrechungen (durch eine Time-Out-Technik implementiert), die Möglichkeit, von IBM 3278 Terminals wahlweise beliebige virtuelle Maschinen anzuwählen (insbesondere AMOS und CMS), und Änderungen des VM/370 Schedulers, um der virtuellen Maschine AMOS eine hohe Priorität zu sichern.

AMOS

Am AMOS System waren vor allem Änderungen im Zusammenhang mit der CRAY-Benutzung (neues Kommando SCRAY = Submit CRAY) und dem Ersatz der IBM 360/91 durch den SIEMENS Rechner durchzuführen. Die Möglichkeiten für den Benutzer, die Verar-



## RECHENZENTRUM GARCHING

### KONFIGURATION DER HARDWARE

Abb. 1 gibt einen Überblick über die Konfiguration der drei gekoppelten Anlagen.

beutung von Jobs und Ausgabe-Dateien zu steuern, wurden verbessert (Kommandos RELEASE, HOLD).

Durch den Ersatz fast aller SIEMENS TRANSDATA Bildschirme durch IBM 3278 Terminals waren entsprechende Änderungen und Erweiterungen am AMOS-System notwendig.

Seit Anfang des Jahres wurden vier weitere AMOS/3 Stationen (welche interaktive AMOS Terminals, RJE Stapelfunktionen und Plotausgabe kombinieren) in Stuttgart (MPI für Festkörperphysik), Heidelberg (MPI für Kernphysik), Garching (MPI für Quantenchemie) und Mainz (MPI für Chemie) in Betrieb genommen.

Weiterhin wurde die Plattenkapazität des AMOS um 100 MByte auf 800 MByte erweitert und der Migrationsalgorithmus für Dateien verbessert, um eine mehr gleichmässige Verteilung der Verweilzeiten auf der Platte zu erreichen.

#### 1.5 Der Betrieb der CRAY-1 im Jahre 1980

Im Jahre 1980 konsolidierte sich der Betrieb und die Benutzung der CRAY-1. Dies wurde durch verschiedene Massnahmen erreicht:

Das AMOS-Front-End-System, das im März 1980 in Betrieb genommen wurde, gibt dem Benutzer die Möglichkeit von seinem AMOS-Terminal aus Jobs zur Ausführung in die CRAY-1 zu schicken ("Submit"). Für die verschiedenen Arten der Ausgabe (Druck-, Plot-, Daten-Ausgabe) kann bei der Jobabgabe durch Parameter angegeben werden, wohin sie ohne weiteres Zutun des Benutzers geleitet werden sollen. Dabei kann der Benutzer die zentrale Ausgabe auf Papier oder auf Microfiche oder die dezentrale Ausgabe auf seinem Drucker oder Plotgerät oder die Speicherung der Ausgabe in einer AMOS-Bibliothek fordern. Speicherung von Datenfiles auf Magnetband ist ebenfalls möglich.

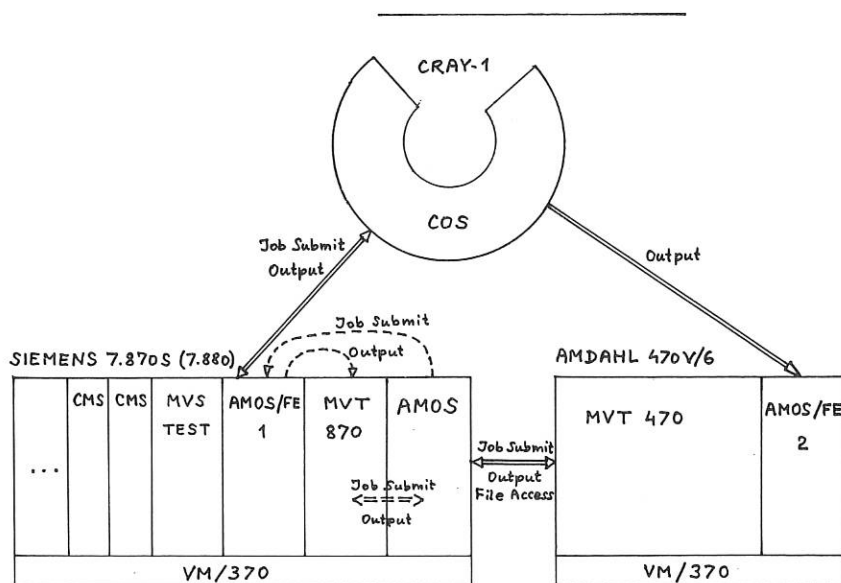


Abb. 2 Konfiguration der Betriebssysteme  
 Alle Betriebssysteme laufen als virtuelle Maschinen über dem VM/370. Doppelte Linien kennzeichnen Kanal-Kanal-Verbindungen zwischen den Rechnern, die gestrichelte Doppel-Linie ist eine virtuelle Kanalverbindung, die einfach-gestrichelten Linien sind durch VM-Spool-Funktionen implementiert.

#### 1.4 Planung OS/MVS

Da nach Abbau der IBM 360/91 keine Notwendigkeit mehr besteht, das veraltete OS/MVT zu benutzen, wurde untersucht, welches Betriebssystem zukünftig für die Stapelverarbeitung eingesetzt werden soll. Zur Auswahl standen OS/VS1, CMS/BATCH und OS/MVS. Es hat sich gezeigt, dass - auch bei Beibehaltung des VM/370 als Basis-System - dem MVS der Vorzug zu geben ist.

Damit konnten die ersten Arbeiten für den Übergang von MVT nach MVS begonnen werden. Sie beziehen sich vor allem auf das Untersystem JES2 (Job Entry Subsystem), welches das HASP Spoolsystem des MVT ablöst.

Der Operateur kann über das Front-End-System von seinem zentralen Arbeitsplatz aus den Jobablauf in der CRAY-1 überwachen und beeinflussen. Seit der Einführung des Release 1.08 des CRAY-Operating-Systems im Juli 1980 hat das System einen grossen Teil der Operateureingriffe überflüssig gemacht, denn durch die Festlegung von Installationsparametern wird jedem Job entsprechend seinen Anforderungen eine Klasse zugewiesen. Für jede Klasse kann ausserdem festgelegt werden, wieviele Jobs dieser Klasse gleichzeitig laufen und mit welcher Priorität sie vom System bedient werden sollen.

Das Jobprofil der CRAY-Jobs ist bezüglich des Verbrauches von CPU-Zeit dem in den anderen Batchsystemen (MVT) recht ähnlich: einer Vielzahl von

kurzen Jobs stehen wenige gegenüber, die den grössten Anteil an CPU-Zeit verbrauchen. Dabei hat sich der Schwerpunkt etwas zu längeren CPU-Zeiten hin verschoben.

Die verhältnismässig starke Ausnutzung der Maschine (ca. 60% im Monatsmittel des 2. Halbjahres 1980) kann durch die leicht durchzuführende Anpassung von Produktionsprogrammen an die CRAY-1 und durch die Notwendigkeit von Parameterstudien für die im IPP durchzuführenden plasmaphysikalischen Experimente erklärt werden.

Die Wartung und Pflege der Maschine und der Systemsoftware, die sich beide als zuverlässig erwiesen haben, liegt ganz in den Händen von CRAY-Personal.

## 2. AMOS Entwicklung

(F.Hertweck, K.H.Goihl, A.Hackl, J.Maier, I.Precht, U.Schneider)

### 2.1 AMOS/FE Maschine als CRAY-1 "Frontend"

Auf der Basis des 1979 fertiggestellten Nucleus des AMOS/2 Systems wurde eine virtuelle Maschine für die CRAY-Frontend Funktionen implementiert. Die erste Version lief im April, eine erweiterte im Juli. Ab Oktober wurde je eine AMOS/FE Maschine auf der SIEMENS-Anlage (für Operator Funktionen, Job Submit, Ausgabe auf AMOS-Dateien, Drucker, Plotter und Mikrofilm) und der AMDAHL-Anlage (normalerweise nur für Ausgabe an RJE-Stationen und File Transfer auf Magnetbänder) betrieben. Die Selektion der Funktionen erfolgt dynamisch beim "Hochfahren" über Parameter.

Die AMOS/FE-Maschine ist die erste Implementation einer AMOS/2 Maschine, die alle Eigenschaften eines IBM/370 Systems voll ausschöpft (virtuelle Speicherverwaltung, Blockmultiplexkanäle, Timer). In einer AMOS/2 Maschine können praktisch beliebig viele Jobs parallel laufen, wobei jeder Job einen virtuellen Adressraum von 15MBytes haben kann. Jeder AMOS/2 Job kann wiederum bis zu 32 parallele Prozesse enthalten, die miteinander auf verschiedene Weise in Wechselwirkung treten können (Semaphore, Events, Transaction Queues). Die AMOS/FE Maschine enthält einen solchen Job, der alle CRAY Frontend-Funktionen abwickelt.

Das Herz dieses Jobs ist der LINK Prozess, der die Kanalverbindung zur CRAY betreibt. Über diese eine Verbindung können softwaremässig bis zu 8 Datenströme je Richtung sowie Operator Kommandos und CRAY System-Antworten transferiert werden. Dieser Prozess ist als "Transaction Processor" implementiert, der von allen anderen Prozessen Aufträge (Transaktionen) entgegennehmen kann. Alle anderen Prozesse haben Spezialaufgaben (Operator-Konsole, Reader, Printer, Plotter, File Transfer, etc).

Mit Hilfe der AMOS/FE Maschine auf der SIEMENS kann die CRAY-1 vom allgemeinen Operatorpult der

Rechenanlage aus gesteuert werden; die eigentliche CRAY-Console ist dabei stillgelegt.

### 2.2 AMOS/3 Entwicklung

Ab Anfang des Jahres wurden neben der bereits 1979 im IPP installierten Stationen weitere vier Stationen in Betrieb genommen (siehe 1.3). Die Erfahrungen mit dem Routine-Betrieb waren gut, obwohl einige Fehler im System entdeckt und behoben wurden. Auf Grund der Erfahrungen mit den Stationen wurde eine "Standard AMOS/3 Station" implementiert, mit 4 Datagraphix Terminals, 2 Druckern, 2 TEKTRONIX Plot Terminals, je einem Magnetbandgerät, Kartenleser und Cassettenbandgerät. Die Dokumentation wurde vervollständigt, und die Benutzer bei Problemen beraten.

Ende des Jahres wurden Planungsarbeiten aufgenommen mit dem Ziel, einen INTERDATA-Rechner als Telekommunikations-Controller für die Abwicklung von X.25 Protokollen zu implementieren, sowie die Fortentwicklung von höheren Protokollen (Message Link Protokoll, Virtual Terminal Protokoll).

## 3. Projekt Datenerfassung

(F.Hofmeister, K.Engelhardt, H.Kroiss, R.Mühlberger, J.Steuerwald, D.Stolz, Ch.Tichmann, W.v.Zeppelin, D.Zimmermann, F.v.Woyna)

### 3.1 PDP11-Systementwicklung

Arbeiten für ASDEX und W VII-A

Für ASDEX wurde noch gut ein Mannjahr an Systemarbeiten aufgewendet. So waren für die Anpassung des hauseigenen DIOS/GALE-Systems an das inzwischen bei ASDEX verwendete RSX11M-PLUS Eingriffe ins Betriebssystem notwendig und die Organisation des Schuss-Betriebs wurde in Zusammenarbeit mit ASDEX an die gestiegenen Anforderungen (mehr Daten, mehr Benutzer) angepasst. Weitere Gerätesteuerprogramme (Driver) wurden neu entwickelt, getestet und ins System eingebaut. Da die Datenmengen bei einzelnen Geräten zu unangenehm langen Übertragungszeiten vom CAMAC hergeführt hatten, wurden zwei Driver (für die ADC-Geräte 8212 und 2264) umgerüstet auf "Block-read"-Betrieb. Ein neuer Controller zum Steuern der seriellen CAMAC-Ringleitung wurde getestet und die notwendigen Programmänderungen wurden durchgeführt. Der Controller KS 2050 ermöglicht Übertragungsfehler-Erkennung und -Korrektur sowie DMA-Blockübertragung.

Das GALE-Datenerfassungssystem für PWW

Das GALE-System für die Vielkanalanalysatoren bei PWW bietet gegenüber früher lokale Plattenspeicher für die Schussdaten und lokale FORTRAN-Rechenkapazität. In Zusammenarbeit mit einer externen Firma wurde ein Driver für die Vielkanalanalysatoren bzw. Multiplex-Übertragungs-



geräte entwickelt. Die Betriebssysteme, sowie DIOS und RJE wurden generiert und getestet und getrennte GALE-Systeme für die einzelnen Benutzer konfiguriert. Im Unterschied zu den Datenerfassungen bei ASDEX oder W VII-A sind hier mehrere Datenerfassungssysteme organisatorisch getrennt für die einzelnen Benutzer notwendig. Die Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen.

### 3.2 Datenerfassungs-Hardware

Für PWW wurden die Multiplexer für die Vielkanalanalysatoren neuentwickelt und gebaut. Ferner wurde ein Testgerät für die serielle CAMAC-Ringleitung entwickelt. Die ASDEX- und die W VII-A-Datenerfassung wurde durch neugefertigte CAMAC-Geräte der Typen PPG und CAMEM erweitert. Für kommerzielle CAMAC Module wurden Hardware-nahe Testprogramme in MUMTI entwickelt.

### 3.3 Auswerteprogramme, EDDAR-System

#### Auswerteprogramme für ASDEX

Programme zur interaktiven Auswertung am ASDEX-Rechner wurden für die Diagnostiken Bolometer, Thermolemente, Ionisationsmanometer, Titanverdampfer und Divertor-Mikrowellen entwickelt und zum Grossteil auch schon dort implementiert. Meist wird Graphik-Ausgabe benutzt.

#### Auswertung für WVIIA und PWW

Zur schnellen Darstellung von VKA-Spektren am lokalen Lineprinter wurde ein PWW-Auswerteprogramm entwickelt. Ferner brauchte PWW ein spezielles RZ-Programm zur Anpassung der jetzt im GALE-File-Format gespeicherten Daten an die früher geschriebenen und benutzten Auswerteprogramme, die ihre Daten direkt aus AMOS bekamen.

EDDAR-Generierungen wurden für PWW durchgeführt

und wünschenswerte Verbesserungen im dazu benutzten PDP11/RJE und bei der EDDAR-Generierung eingebaut. PDE war weiter behilflich bei der Entwicklung von WVIIA-Programmen, die über EDDAR am RZ ablaufen.

### 3.4 Datenübertragung

Es hat sich als notwendig erwiesen, durch Datenleitungen zwischen den einzelnen PDP11- Rechnern im Hause die Möglichkeit für die Übertragung von Software zu schaffen. In den meisten Fällen sind dazu 9600 Baud-Leitungen (hausinternes Vierdrahtkabelnetz) ausreichend. Damit kann mittels DECNET z.B. Software zwischen PDE und dem ASDEX und zwischen PDE und PWW übertragen werden. Das Projekt wollte aber darüber hinaus die Möglichkeit schaffen, durch Rechnerkopplung innerhalb der im IPP vorhandenen PDP11-Rechner auch die Ausführung von Programmen von einem sehr stark belasteten Rechner (wie bei WVIIA) zu einem zweiten, räumlich entfernten, Rechner auszulagern. Zu diesem Zweck hat PDE Programme entwickelt, die einen Filetransfer zwischen zwei DEC-Rechnern durchführen. Dies sollte effektiv in Bezug auf Übertragungszeit und Adressraum-Belastung geschehen. Zusammen mit von PDE gebauter Hardware für bitserielle asynchrone 16bit-Übertragung mit 1.1 Megabaud und verfügbaren PDP11-Rechner-Anschlusskarten wurde die Übertragung eines typischen WVIIA-Datenfiles von 200 kByte vom WVIIA zu PWW in weniger als 10 sec verifiziert.

Die dabei gewonnenen Erfahrungen können beitragen zur geplanten Realisierung einer schnellen Datenstrecke von den Experimentrechnern zu den Grossrechnern des Rechenzentrums.

### 3.5 Weitere Aktivitäten.

Mitarbeiter des Projekts sind beteiligt an einer Arbeitsgruppe von ESONE zur Entwicklung neuer CAMAC-Standards ("COMPEX") und haben im Adhoc-Ausschuss für Software des RZ mitgewirkt.

BEREICH TECHNOLOGIE  
(Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter)

Durch Neutralinjektion konnte in Wendelstein VIIA zum ersten Male in einem Stellarator ein stromloses Plasma demonstriert werden. Das kann für die Zukunft dieser Linie von großer Bedeutung sein. Die Vorbereitung des ASDEX-Injektionsexperiments verlief planmäßig bis auf den zweiten Injektor, dessen Bereitstellung sich als Folge von Etatkürzungen verzögern wird.

Im Mittelpunkt der Arbeiten des Projekts HF-Heizung standen theoretische und technologische Vorbereitungen des im Vorjahr beschlossenen 2,4 MW HF-Heizexperiments an ASDEX im Bereich der unteren Hybridfrequenzen. Die Bestellungen aller wichtigen Komponenten für den Eigenbau der 1,3 GHz-Anlage wurden getätigt. Untersuchungen zur ZEPHYR-Hochfrequenzheizung betrafen vor allem das als kritisch identifizierte Antennenproblem.

Unter den Arbeiten im Projekt Systemstudien hatten die für INTOR und ZEPHYR einen großen Anteil. Hierzu zählen die Untersuchungen zur Stabilisierung gezündeter Plasmen durch Magnetfelder oder zur Toroidalfelderzeugung durch Bandspulen und Bitterspulen. Weitere Arbeiten galten u.a. dem Problem der ersten Wand in DT-Reaktoren und der Weiterentwicklung des Kraftwerkmodells.

Im Rahmen des gemeinsamen IPP-KfK-Programms "Magnete für die Fusion" wurde bei der Industrie die Konstruktion der LCT-Spule im wesentlichen abgeschlossen. Zu drei INTOR-workshop-Sitzungen in Wien wurden Beiträge geliefert u.a. betreffend die INTOR-Konfiguration, Kosten, F+E-Planung.

## 1. NEUTRALINJEKTION

(E. Speth, J. Bäuml, R. Borde, D. Cooper, J.-H. Feist<sup>1)</sup>, K. Freudenberger, W. Herrmann, J. Kolos, R.-C. Kunze, G. Lister<sup>2)</sup>, H. Lohnert, W. Melkus<sup>3)</sup>, W. Ott, F. Probst, A. Stäbler, O. Vollmer, G. Wulff, Z. Yü<sup>4)</sup>).

### 1.1 Numerische Rechnungen

#### 1.1.1 W VIIA

Der Computer-Code ODIN wurde im Jahre 1980 intensiv genutzt, um die Depositionsprofile der Neutralstrahlen in den W VIIA-Plasmen zu berechnen, insbesondere für die Fälle mit niedrigem oder verschwindendem Plasmastrom. Die Diskrepanzen zwischen den experimentellen Befunden und den theoretischen Vorhersagen bezüglich der Energiebilanz waren wesentlich stärker ausgeprägt als im Vorjahr (siehe Abschnitt 1.2.2), und erheblicher Aufwand ist in die Versuche gesteckt worden, diese Anomalie zu erklären. Die interessantesten Fortschritte bestehen zweifellos in der Implementierung radialer elektrischer

Felder in die Rechnung. Diese Felder sind überall senkrecht auf den helikalen elliptischen Flußoberflächen im Plasma. Die radiale Abhängigkeit ist zunächst willkürlich als linear (für das elektrische Feld) angenommen. Mit einem Potential von 1 kV über dem Plasmaradius läßt sich beispielsweise die eingekoppelte Leistung an das Plasma verdoppeln, bei weiterer Erhöhung des Potentials durchläuft der Wirkungsgrad ein flaches Maximum um ca. 2 kV.

Um die bereits beschriebenen Diskrepanzen besser verstehen zu können, wurde der Versuch unternommen, den Fluß der schnellen Neutralatome, die durch Umladung mit den schnellen Ionen im Plasma entstehen, zu simulieren und dies mit dem gemessenen Fluß im Neutralteilchenanalysator im WVIIA zu vergleichen. Wegen des kleinen Beobachtungswinkels (3° zur Senkrechten) war es nicht möglich, existierende Codes (die tangentialen Flüsse behandeln) zu benutzen, und ein neuer Code mußte geschrieben werden. Die ersten Ergebnisse mit diesem Code sind zunächst noch Spektren, die über alle Winkel und Raumwinkel integriert sind. Bereits hier zeigt sich, wie erwartet, daß reduzierte Bahnverluste sich auch in der Gestalt des Spektrums der schnellen Neutralatome widerspiegeln. In Abb. 1 sieht man, daß die Einbrüche im Energiespektrum der schnellen Ionen, die

1) abgeordnet nach USA (LBL)

2) Gastforscher

3) ZTE

4) Stipendiat aus der V.R. China

durch Bahnverluste verursacht werden, wesentlich aufgefüllt werden, wenn man die Bahnverluste entweder durch Weglassen der Streuung oder durch die Wirkung elektrischer Felder verringert. Die Rechnungen sind noch nicht in allen Einzelheiten verstanden, und auch die weitere Verfeinerung des Codes im Hinblick auf Winkel und Raumwinkelauflösung wird noch einige Mühe und Zeit erfordern.

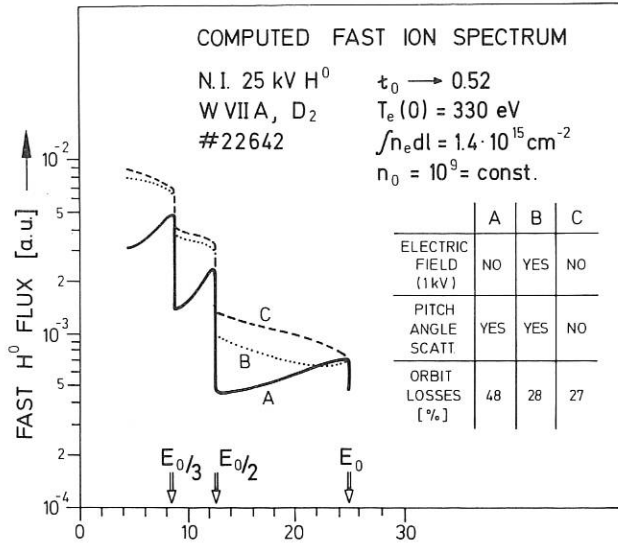


Abb. 1 Berechnetes integrales Energiespektrum der schnellen Neutralatome für drei verschiedene Fälle  
 A ohne elektrisches Feld  
 B mit elektrischem Feld  
 C ohne Winkelstreuung

Darüber hinaus sind die Effekte studiert worden, die eine mögliche Kontamination des Neutralstrahls in Form von beschleunigtem Sauerstoff oder Kohlenstoff auf den Verunreinigungsgrad im Plasma haben könnte. Mit den bekannten Ionisationsquerschnitten für Sauerstoff und den gemessenen Elektronendichte- und Temperaturprofilen wird dabei im ODIN-Code die Driftbewegung bei gleichzeitiger stufenweiser Durchionisation und Abbremsung am Hintergrundplasma berechnet. Diese Arbeiten sind zur Zeit noch im Gange und werden von analytischen Abschätzungen begleitet. Mit den Ergebnissen sollte es möglich sein zu beurteilen, ob die in W VIIA im Plasmazentrum wahrscheinlich vorhandene Sauerstoffkonzentration von einigen Prozent durch den beschleunigten Sauerstoff im Strahl aufgebaut werden kann.

Ein weiterer Zusatz im ODIN-Code erlaubt es jetzt auch, neben der eingekoppelten Leistung auch die Teilchen-Bilanzen zu berechnen, d.h. die Teilchenströme zu den Wänden, den Limitern und den netto dem Plasma zugeführten Teilchenstrom zu bestimmen. Mit den bekannten Zerstäubungsausbeuten für das Wandmaterial und die Limitermaterialien errechnet der Code auch den Einstrom von Verunreinigungen in das Plasma, die durch die Zerstäubung von Wand- und Limiteroberflächen unter den Beschuß der schnellen, das Plasma verlassenden Ionen und Neutralatome erzeugt werden.

### 1.1.2 INTOR

Mit dem Code FREYA wurden Rechnungen zum Wirkungsgrad der Neutralinjektion und den Effekten des Magnetfeldripples im INTOR-Experiment durchgeführt. Hierbei konnten Ergebnisse, die früher schon von Töne und Mitarbeitern gewonnen worden waren, in einer Reihe von Fällen quantitativ bestätigt werden. Die Energieverluste durch in lokalen Spiegeln gefangene Teilchen sind erwartungsgemäß signifikant in den späteren Phasen des Experiments, wenn die Dichte hoch ist (geringere Eindringtiefe) und bei hoher Temperatur (lange Abbremszeit). Für Injektion unter 15° (gemessen auf der Plasmaachse) mit Zentraltemperaturen von 10 keV in mittleren Dichten von 10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup> sind die Verluste 30 % der injizierten Neutralleistung, wobei fast ausschließlich die Komponente mit voller Energie im Strahl betroffen ist. Diese Energie wird auf einer lokalisierten Oberfläche von etwa 10 m<sup>2</sup> auf den Wänden deponiert und führt zu einer spezifischen Wärmebelastung von 30 kW/m<sup>2</sup> pro MW injizierter Leistung.

### 1.1.3 ZEPHYR

Ähnliche Rechnungen wie für INTOR wurden auch für ZEPHYR durchgeführt. Auch hier ist die Eindringtiefe des Neutralstrahls ein ernstes Problem für die Hochdichteplasmen (mittlere Dichten 1.5 x 10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup>). Die Bahnverluste hängen empfindlich ab sowohl vom Injektionswinkel als auch von den Plasmadichteprofilen, und in den inneren 16 % des Plasmavolumens wurden zwischen 10 und 20 % der injizierten Neutralleistung eingekoppelt.

## 1.2 W VIIA

In diesem Abschnitt soll auf einige plasmaphysikalische Ergebnisse der Neutralinjektion in W VIIA eingegangen werden. Dabei soll die Diskussion jedoch beschränkt bleiben auf Aspekte, die direkt mit der Neutralinjektion zusammenhängen. Für eine komplette Diskussion sei auf den Bericht von W VIIA verwiesen.

### 1.2.1 Experimentelle Prozedur und Parameter

Die hier diskutierten Experimente fanden in Deuterium-Entladungen statt, wobei Wasserstoff mit Neutralleistungen zwischen 0,6 und 1,1 MW injiziert wurde. Der wesentliche Unterschied zu den Experimenten im Vorjahr besteht darin, daß nur der Plasmastrom während der Injektionsphase abgesenkt wird, so daß im Extremfall stromlose Plasmen erzeugt werden können. Den stromfreien Betrieb erreicht man jedoch nur, wenn zugleich mit der Absenkung des Plasmastroms der Strom in den Helixwindungen gesteigert wird, so daß die gesamte Rotationstransformation am Limiter konstant > 0,5 gehalten wird. Anderenfalls treten die soft disruptions auf, über die im Vorjahr schon berichtet wurde. Da die anfängliche Liniendichte des Targetplasmas wegen der relativ niedrigen Plasmastrome nur etwa 5 x 10<sup>14</sup> cm<sup>-2</sup> beträgt, muß die Dichte während der Injektion weiter aufgebaut werden. Dies geschieht bei höherer Neutralleistung durch die Injektion selbst; z.B. steigt die Liniendichte (ohne Gaseinlaß) um den Faktor 2 bis 3 während eines 60 ms-Injektionspulses. Mit diesen Einschränkungen ist der Aufbau des stromlosen

Plasmas eine recht schwierige Prozedur und erfordert eine geschickte Optimierung der Stromabsenkung und des Dichteaufbaues.

Ein typisches Beispiel für das Verhalten der globalen Plasmaparameter ist in Abb. 2 dargestellt, wo die Injektion mit 635 kW Neutralleistung zu einem Zeitpunkt einsetzt, zu dem der Plasmastrom 14 kA und die Liniendichte etwa  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  beträgt. Wie bereits beschrieben, baut sich die Liniendichte bei der Injektion auf, während die Ringspannung und noch stärker die Ohm'sche Leistung wegen der starken Heizung der Elektronen und der Zurücknahme des Plasmastromes abfallen. Die zentrale Ionentemperatur ist etwa 200 eV höher als die zentrale Elektronentemperatur und erreicht fast 700 eV. Beide Temperaturen gehen gegen Ende des Injektionspulses etwas zurück, während der gesamte Energieinhalt mehr oder weniger stationär bleibt infolge der ansteigenden Dichte. Die zu zwei verschiedenen Zeiten während der stromfreien Phase gemessenen Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofile zeigt Abb. 3. Die Abflachung und das leichte Hohlprofil der

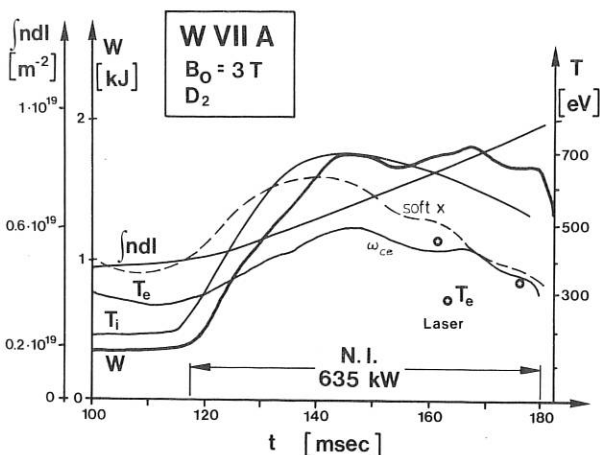
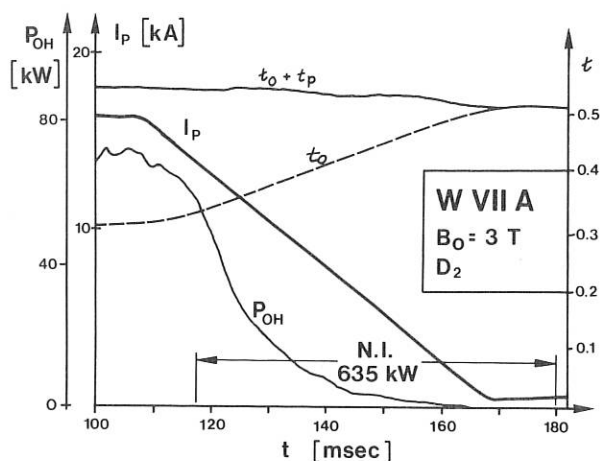


Abb. 2 Globale Plasmaparameter bei Neutralinjektion von 635 kW  $\text{H}^0$  in  $\text{D}_2$  und gleichzeitig heruntergeregeltem Plasmastrom (16 kA  $\rightarrow$  0,2 kA)

Elektronentemperatur zum späteren Zeitpunkt kann auf die verstärkt abgestrahlte Leistung aus dem Zentrum zurückgeführt werden, die vom Bolometer und von Röntgendiolen gemessen wird.

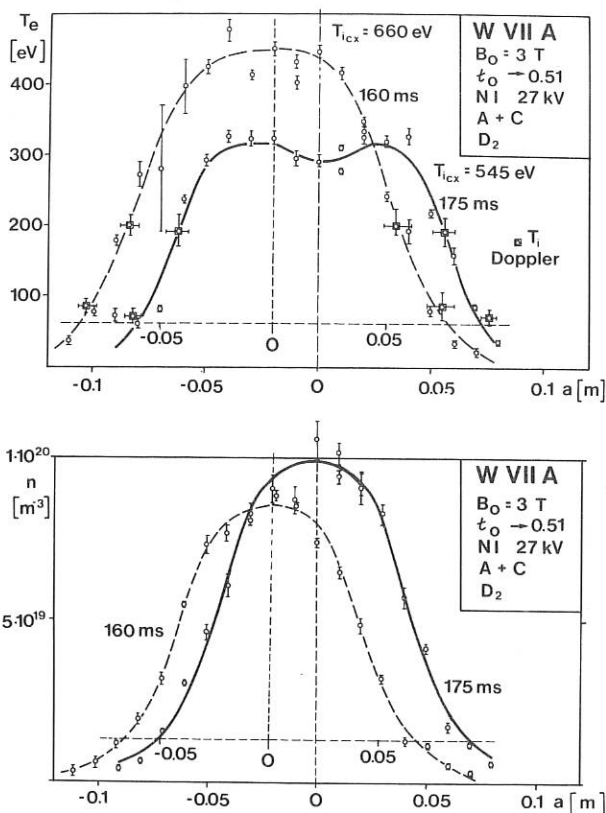


Abb. 3 Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofile bei  $t = 160$  und  $t = 175$  ms für die Entladung von Abb. 2

### 1.2.2 Energiedeposition und Confinement der schnellen Ionen

Zur Diskussion der Energiebilanz muß berücksichtigt werden, daß die Berechnung der zugeführten Leistung mit dem ODIN-Code die genaue Kenntnis der Elektronendichte- und -temperaturprofile erfordert. Mit anderen Worten können vom Code untermauerte Aussagen über die Energiebilanz nur für die Zeiten  $t = 160$  und  $t = 175$  ms gemacht werden.

Der für die Neutralinjektion ungewöhnliche Aspekt der Energiebilanz ist, daß die mit dem Code berechnete Leistung offensichtlich zu niedrig ausfällt. Dieser Effekt, der sich in den Experimenten des letzten Jahres schon andeutete, ist nun bei den stromlosen Plasmen wesentlich stärker und deutlicher ausgeprägt. Aus der Tabelle 1 läßt sich beispielsweise entnehmen, daß für den in Abb. 2 gezeigten Fall die mit Bolometern gemessene abgestrahlte Leistung um 50 % höher liegt als die vom Code errechnete eingekoppelte Leistung. Hinzu kommt, daß die von den Plasmaionen an die Plasmaelektronen übertragene Leistung die den Ionen vom Strahl zugeführte Leistung nach den Code-Rechnungen um einen Faktor 5 übersteigt ( $T_i(o) = 500$  eV,  $T_e(o) = 320$  eV,  $n(o) = 9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). Berücksichtigt man, daß die Ionen darüber hinaus eine

#	$I_p$ [kA]/ $t_0$	$\int n_e dl$ [cm <sup>-2</sup> ]	Neutralleistung [kW]	Strahlleistung [kW] an Ionen Elektronen		Strahlleistung ans Plasma $P_{INJ}$ [kW]	Gesamte Eingangsleistung $P_{OH} + P_{INJ} + W$ [kW]	Abgestrahlte Leistung [kW]
22 231	0.2/0.51	$0.96 \cdot 10^{15}$	635	18	88	106	106	155
22 642	0.2/0.52	$1.45 \cdot 10^{15}$	910	55	163	218	$300 \pm 30$	340

Tabelle 1 Berechnete Heizwirkungsgrade (ohne elektrisches Feld), zugeführte Gesamtleistung und abgestrahlte Leistung

gewisse Leistung durch Ionenwärmeleitung verlieren, wird dieser Unterschied noch größer. Hierbei müssen die berechneten eingekoppelten Leistungen bereits als obere Grenze angesehen werden, da in der Rechnung Ladungsaustauschverluste vernachlässigt werden und eine optimistische Energieverteilung im Strahl angenommen wird. Auf der anderen Seite ist die vom Bolometer registrierte abgestrahlte Leistung eher eine untere Grenze, und darüber hinaus müßte man zusätzlich zum Bolometer auch die weiche Röntgenanalyse und die Ladungsaustausch-Ionentemperatur in Frage stellen, wenn man an den genannten Verlustleistungen zweifeln möchte.

Diese Argumente legen einem die Schlußfolgerung nahe, daß die tatsächlich vom Strahl ans Plasma abgegebene Leistung höher ist, als mit dem Code berechnet. Und zwar ist die Gesamtleistung mindestens um einen Faktor 1,5 und die Leistung, die direkt an die Ionen geht, mindestens um einen Fak-

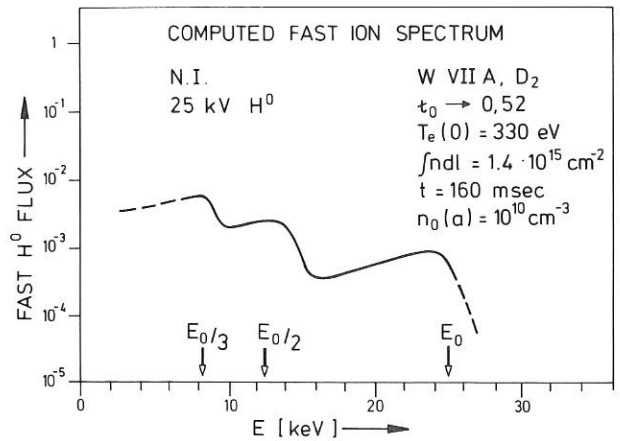


Abb. 5 Berechnetes Neutralatom-Energiespektrum, integriert über alle Winkel und Raumwinkel. Dabei ist die endliche Energieauflösung des Analysators (in vereinfachter Weise) miteingefaltet.

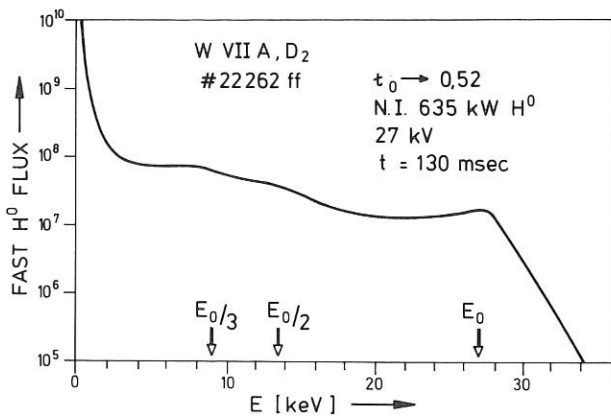


Abb. 4 Gemessenes Neutralatom-Energiespektrum. Der Analysator hat Massendiskriminierung, so daß nur die H<sup>0</sup> aus dem Strahl registriert werden. Der Beobachtungswinkel ist 3<sup>o</sup> zur Senkrechten, in der horizontalen Mittelebene

sehen werden, da die direkten Absorptionsverluste des Strahls (infolge der endlichen Liniendichte) kalorimetrisch gemessen werden und mit dem Code übereinstimmen. Wie in Abschnitt 1.1 bereits erwähnt, lassen sich hohe Bahnverluste am Energiespektrum der schnellen Ionen ablesen, und tatsächlich erhält man den ersten direkten experimentellen Hinweis dafür, daß die Bahnverluste geringer sind, als der Code sie berechnet, aus dem Vergleich des gemessenen Spektrums der schnellen Ionen (Abb. 4) mit dem berechneten Spektrum (Abb. 5). Während das gemessene Spektrum im wesentlichen glatt verläuft über den größten Teil des Energiebereiches, erkennt man in dem berechneten Spektrum die durch die Bahnverluste hervorgerufenen Einbrüche in der Verteilungsfunktion, sobald die Energie merklich unterhalb der Einschußenergie liegt (entsprechend den im primären Ionenstrahl vorhandenen H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup> und H<sub>3</sub><sup>+</sup>-Ionen wird ein erheblicher Teil des Neutralstrahls auch bei halber

tor 5 höher als im verwendeten Modell. Wie schon mehrfach diskutiert, können als einziger noch verfügbarer Energievorrat die Bahnverluste ange-

und Eindrittelenergie eingeschossen). Wie schon in Abschnitt 1.1 gesagt, sind die hier vorgestellten Rechnungen erste und daher vorläufige Ergebnisse, die noch das über alle Raumwinkel und pitch-angles integrierte Spektrum darstellen.

Als mögliche Mechanismen für die Reduktion der Bahnverluste könnte man sich vorstellen, daß entweder die Teilchenbahnen durch ein zusätzliches, im Modell nicht berücksichtigtes Feld modifiziert werden, oder daß die Teilchenbahnen richtig berechnet werden, aber die Abbremsung schneller als im klassischen Fall abläuft. Der erstere Effekt könnte z.B. durch elektrische Felder, verursacht von den schnellen das Plasma verlassenden Ionen, hervorgerufen sein. Experimentelle Hinweise hierfür sind z.Z. noch vorläufiger Natur. Um den Einfluß des elektrischen Feldes zu simulieren, wurde der ODIN-Code in der bereits beschriebenen Weise modifiziert. Wie Abb. 6 zeigt, beobachtet man nicht nur eine signifikante Erhöhung der gesamten deponierten Leistung, sondern auch der Leistung, die an die Plasmaionen direkt übertragen wird. Eine quantitative Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Leistungen und damit eine selbstkonsistente Energiebilanz ist allerdings bisher mit dem elektrischen Feld allein nicht gelungen.

Der zweite Effekt kann mit Hilfe von Abb. 7 veranschaulicht werden. Der größte Teil der Bahnverluste wird durch Streuung während der Abbremsung in nicht konfinierte Bahnen verursacht, und dementsprechend sollte eine anomal schnelle Abbremszeit die Bahnverluste verringern. Numerisch ist auch dieser Effekt mit dem Code simuliert worden, indem man durch willkürliche Herabsetzung der Abbremszeit eine Erhöhung der gesamten deponierten Leistung und der Zentralleistungsdichte erreicht hat. Was hier noch gezeigt werden muß, ist die Existenz eines Mechanismus, der erstens die anomale Abbremsung hervorruft und zweitens einen größeren Teil der Leistung direkt auf die Ionen überträgt. Während der Injektion werden verstärkt Ionenzyklotronwellen mit Hilfe von HF-Sonden am Plasmarand beobachtet. Nach einem Vorschlag von Wobig könnten

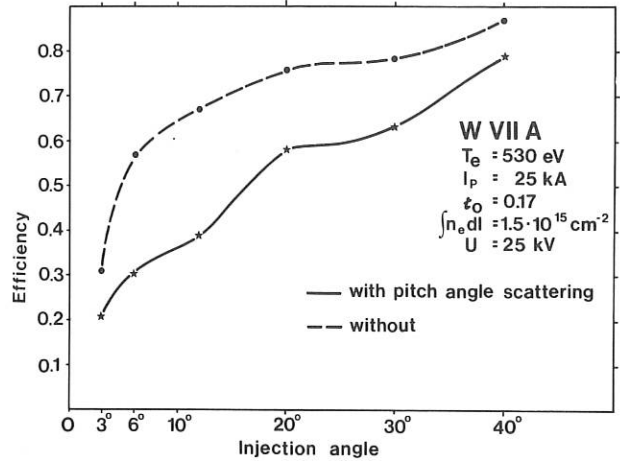


Abb. 7 Berechneter Wirkungsgrad für den Energietransfer ans Plasma (ohne elektrisches Feld) als Funktion des Einschußwinkels mit und ohne Winkelstreuung. Bei 6° reduziert der Einfluß der Winkelstreuung den Wirkungsgrad etwa auf die Hälfte, da die schnellen Ionen über einen weiten Bereich des Plasmas unmittelbar am Rande der lokalen helikalen Spiegel geboren werden.

diese Ionenzyklotronwellen mit einem solchen Mechanismus in Zusammenhang gebracht werden, denn die Schwingungen werden offensichtlich vom Strahl angeregt und können im Prinzip den schnellen injizierten Ionen Leistung entziehen. Da die Grundfrequenz von Wasserstoff zugleich die erste Harmonische von Deuterium ist, könnte dieser Effekt der Mechanismus dafür sein, daß zusätzliche Leistung direkt an die Deuteriumionen abgegeben wird. Bislang fehlt allerdings noch der direkte Nachweis für das Auftreten von anomaler Abbremsung. Im Prinzip könnte der hochenergetische Schwanz der Verteilungsfunktion der schnellen Ionen hierzu herangezogen werden, also der Teil des Spektrums oberhalb der Einschußenergie. Die Energien oberhalb der Einschußenergie kommen zustande durch Stöße der schnellen Ionen mit Elektronen aus dem oberen Teil der Maxwell-Verteilung. Bei klassischer Abbremsung müßte die Temperatur im hochenergetischen Schwanz etwa gleich der Elektronentemperatur sein. Bei Wechselwirkung mit Wellen müßte eine zusätzliche Verbreiterung, d.h. eine höhere Temperatur, auftreten. Aus den bisherigen Messungen läßt sich jedoch wegen mangelnder Energieauflösung noch kein Schluß in dieser Richtung ziehen.

Eine weitere Methode, anomale Abbremsung zu diagnostizieren, wäre die direkte Messung der Abbremszeiten, eine nicht ganz einfache Aufgabe, da die klassischen Abbremszeiten bereits zwischen 1 und 3 ms liegen.

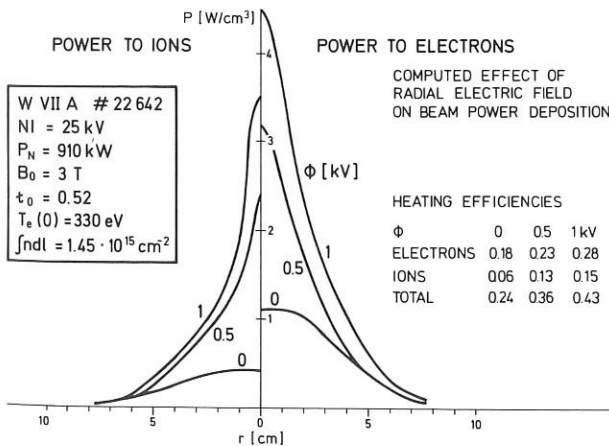


Abb. 6 Berechnete Leistungsdichteprofile und Wirkungsgrade für Heizung von Plasmaionen und -elektronen mit variiertem elektrischem Feld

### 1.2.3 Verhalten von Verunreinigungen während der Injektion

Ein weiterer bemerkenswerter, weil bei anderen Experimenten nicht so ausgeprägt beobachteter Effekt ist der Anstieg der abgestrahlten Leistung aus dem Zentrum während der Injektion. Die Leistungsdichte im Zentrum steigt stärker als die Elektronendichte, was durch weiche Röntgenstrahlung und Bolometer bestätigt wird, die beide im Zentrum quantitativ übereinstimmen. Dieses Verhalten führt zu dem bereits beschriebenen Hohlprofil bei  $t = 175$  ms und zum Strahlungstod der Entladung, wenn man die Pulslänge der Injektoren wesentlich darüber hinaus ausdehnt. Von den zur Verfügung stehenden 200 ms Injektionsdauer können somit nur 60 ms ausgenutzt werden.

Aus dem stärker als linear mit der Elektronendichte ansteigenden Anwachsen der abgestrahlten Leistungsdichte aus dem Zentrum muß man folgern, daß die Dichte der strahlenden Zustände im Plasmazentrum zunimmt. In dem Spektrum mehrerer sich überlagernder Effekte sind folgende idealisierte Grenzfälle denkbar:

- ein zeitlich anwachsender Einstrom von Verunreinigungen (z.B. infolge eines temperaturabhängigen Effekts in den Injektoren oder auf den Kalorimeterplatten),
- ein zeitlich konstanter Einstrom aber zeitlich anwachsende Absorption im Zentrum durch Änderungen des Depositionsprofils von Verunreinigungen,
- ein zeitlich konstanter Einstrom von Verunreinigungen, jedoch verbunden mit einer Ansammlung im Zentrum durch verbesserten Einschluß (Teilcheneinschlußzeit  $>$  Injektionspulslänge) oder infolge einwärts gerichteter Diffusion.

In beiden Fällen könnte der Effekt noch wesentlich verstärkt sein durch Ladungsaustausch-Rekombination mit Neutralteilchen des Strahls im Vergleich zum reinen Koronagleichgewicht. Die in Abschnitt 1.1 erwähnten Untersuchungen zur Eindringtiefe und zur Abbremsung von beschleunigten Sauerstoffatomen sollen in diesem Zusammenhang helfen, die Frage zu klären, inwieweit eventuell im Strahl vorhandene hochenergetische Verunreinigungen für die beobachteten Effekte verantwortlich gemacht werden können.

Im Augenblick kann man also nicht mit Sicherheit sagen, ob der Anstieg der Verunreinigungen im Zentrum von der Neutralinjektion verursacht wird oder ob er eine Folge der verbesserten Einschluß-eigenschaften des Stellarator-Plasmas oder ob beides der Fall ist.

## 1.3 ASDEX

### 1.3.1 Strahlführungssysteme

Im Berichtszeitraum wurden alle wesentlichen Komponenten der Strahlführungssysteme fertiggestellt und ausgeliefert. Dem schlossen sich Abnahmen, Probe- oder Endmontagen sowie Tests an. Die Montage der ersten Strahlführungskammer mit allen Einbauten in der Halle des I-Gebäudes wurde abgeschlossen. Im folgenden werden die Arbeiten an den

einzelnen Komponenten etwas näher beschrieben.

Die Anschluß-Sektoren, bestehend aus Isolierflansch, Schieber, Balg und Adapterflansch, wurden im Juli 1980 geliefert und nach einer notwendigen Reparaturarbeit abgenommen. Weitere Arbeiten waren dann eine Probemontage beider Einheiten, der Anbau der hier im Hause gefertigten Torus-Kalorimeter sowie die Vermessung und Justierung der ganzen Systeme. Diese Arbeiten wurden von Herrn Franzspeck vom Projekt ASDEX betreut, der auch für die Montage der Anschlußsektoren, Fahrschienen, Strahlführungskammern und Ionenquellen an ASDEX verantwortlich ist.

Die beiden Strahlführungskammern wurden im August und September vorigen Jahres ausgeliefert. Nach Anbau des konventionellen Pumpsystems und Anschluß der Vakuumsteuerung, die im Hause gefertigt wurde, konnten dann beide Kammern abgenommen werden.

Als schnelles Pumpsystem sollen Titanverdampfer-Pumpen zum Einsatz kommen, die auf Grund der Erfahrungen mit den W VII-Injektoren konzipiert wurden. Ein Prototyp eines Pumpeinsatzes wurde am Teststand untersucht. Die geriffelten Seiten- und Rückwände der Pumpen, die als Pumpflächen dienen, wurden im Al-Gußverfahren hergestellt. Die notwendigen Kühlrohre wurden hierbei in die Wände eingegossen. Die abschließende Gesamtmontage fand im Hause statt.

Die Magnete zur Ablenkung des nicht-neutralisierten Strahlanteils auf Ionensümpfe (gekühlte Cu-Bleche) wurden in den Zentralen Werkstätten des Instituts gefertigt. Die Magnete bestehen aus Eisenkernen mit aufgebrauchten Kupferbandwicklungen. Die Spulen sind in vakuumdichte Edelstahlgehäuse eingegossen, die an einem gemeinsamen Flansch aufgehängt sind. Das Magnetfeld eines Prototypmagneten wurde ausgemessen; die Ergebnisse wurden dann als Grundlage von Rechnungen zu den Teilchenbahnen im Feld des Ablenkmagneten benutzt.

Auch die beweglichen Kalorimeter zur Messung der Strahlleistung in der Kammer wurden in der ZW gefertigt. Die Strahlleistung soll sowohl aus der Temperatur der Kalorimeterplatten wie über die Messung von Temperaturerhöhung und Durchflußmenge des Kühlwassers bestimmt werden. Beide Verfahren wurden an einer Kalorimeterplatte im Teststand erprobt. Hier sind auch Testmessungen mit dem schon erwähnten Torus-Kalorimeter und der Strahljustierblende durchgeführt worden.

Die Ende Oktober begonnene Endmontage des ersten Strahlführungssystems ist inzwischen abgeschlossen. Sie umfaßte den Einbau aller aufgeführten Komponenten und die umfangreichen Außeninstallationen der Kühlkreise sowie der elektrischen Leitungen. Während der ganzen Montagezeit standen dem Projekt zwei Mitarbeiter aus der ZW zur Verfügung. Die Montage der ersten Kammer an ASDEX hat begonnen.

Weitere Arbeiten im Berichtszeitraum waren die Definition und Fertigung der Steuerung aller Komponenten der Strahlführungssysteme sowie die Beschaffung von elektrischen Versorgungen und deren Tests für die Titanverdampfer-Pumpen und

die Ablenkmagnete.

### 1.3.2 Ionenquellen

Nach Freigabe des zweiten Vertragsabschnittes im August 1979 führte Fontenay-aux-Roses die Entwicklungsarbeiten an den Ionenquellen bis zum Frühjahr 1980 weiter. Versuchsserien mit Prototyp und Vorserienquelle ergaben einmal Verbesserungen in konstruktiven Details, zum anderen wurden Extraktionsgitter entwickelt, die bei Erwärmung frei expandieren können. Diese führen zu wesentlichen Verbesserungen der Quelleneigenschaften. Die Erhöhung der Strahldivergenz im Verlauf eines Pulses infolge elastischer Verformung des Gitters wird vermieden. Auch ist die Gefahr einer irreversiblen Verformung bei thermischer Belastung des Gitters wesentlich geringer geworden, was gerade im Hinblick auf den Injektionsbetrieb mit einer grossen Zahl von Quellen von erheblicher Bedeutung ist. Nicht zuletzt erscheint die Weiterentwicklung zu größeren Pulslängen aussichtsreich.

Ende September 1980 war die erste der neun Serienquellen konditioniert und konnte abgenommen werden. Dabei wurden die vertraglich festgelegten Mindestparameter in zuverlässiger Betriebsweise überschritten. Inzwischen sind vier Quellen einschließlich Zubehör sowie Quellenflansch, Schieber etc. geliefert. Für die restlichen fünf Quellen einschließlich aller Ersatzteile ist die Lieferung bis Ende April geplant.

Im Frühjahr 1980 begann die Firma Siemens mit der Installation der Plasmaquellenversorgung einschließlich der Multifilamentkabel (Versorgungsleitungen zu den Ionenquellen). Diese Installationen werden voraussichtlich bis Ende Februar 1981 für alle 8 Ionenquellen abgenommen sein.

Vom IPP wurden u.a. im Laufe des Jahres 1980 entworfen, gebaut und zum größeren Teil installiert: die Injektionssteuerung als zentrale Steuerung eines Injektors, die Decelnetzgeräte, die Timer, die Hochspannungssteuerung, die HV-Schaltröhren und die elektrischen Anschlüsse der Plasmaquellen.

Die Hochspannungskreise wurden mit dem Netzwerkprogramm ECAP durchgerechnet und optimiert bezüglich der in den Extraktionsgittern bei Überschlägen deponierten Energie und im Hinblick auf transiente Potentialanhebungen in den Erdleitungen.

Die Datenverarbeitung für die Neutralinjektion soll mit dem ASDEX-Rechner durchgeführt werden. Dazu werden im NI-Kontrollraum ein CAMAC-Crate und ein Terminal installiert, die wegen des hohen Störpegels über einen seriellen Highway an den Rechner angeschlossen sind. Die Datenübertragung erfolgt über ein Fiberoptik-Kabel. Einheiten zur Potentialtrennung der Meßsignale befinden sich in Fertigung.

### 1.3.3 Teststand

Im März 1980 lieferte Fontenay-aux-Roses einen Prototyp der Ionenquellen an das IPP. Dieser wurde am Teststand installiert und konnte mit den im

Institut gebauten elektrischen Versorgungen ohne prinzipielle Schwierigkeiten in Betrieb genommen werden. Die am Teststand installierte Strahldiagnostik erlaubte es, neben der gesamten auf einem Kalorimeter deponierten Energie auch das Strahlprofil optisch und thermisch zu messen. So konnte gezeigt werden, daß sich die am Teststand in Fontenay gemessenen Strahl-Parameter reproduzieren lassen. Wie geplant, wurde der Ionenstrahl zu Versuchen an dem Justier-, SFK- und Toruskalorimeter der ASDEX-Injektion genutzt, u.a. auch, um Erfahrungen bezüglich der Auswertung der Kalorimeter-signale zu gewinnen. Vorversuche zum Test von Kalorimetermaterialien wurden begonnen.

### 1.3.4 Zweite Ausbaustufe

Angesichts der angespannten Finanzlage stand die naheliegende Frage im Vordergrund, wie mit der ersten Ausbaustufe eventuell höhere Leistungen erreicht werden können bzw. ob eventuell mit geringfügigem Aufwand die erste Ausbaustufe weiter ausgebaut werden kann. Ermutigt wurden solche Überlegungen durch den Vorschlag aus Fontenay, die Periplasmatrons der ersten Ausbaustufe in einem weiteren Entwicklungsauftrag in Richtung höherer Spannungen und größerer Pulslängen weiterzuentwickeln. 65 kV, 1 s bei gleichem Strom ( $< 24$  A) wurden als Zieldaten genannt. Der besondere Vorteil dieses Vorschlags liegt darin, daß man den größten Teil der bereits in der ersten Ausbaustufe vorhandenen Hardware übernehmen könnte und nur die Quellen, eventuell die Kalorimeter und Sumpfe ersetzen müßte. Der notwendige Umbau würde somit nur ein Minimum an Personal, Zeit und Kosten verursachen. Fontenay möchte zunächst einen Entwicklungsauftrag anbieten, bei dem das IPP nur für einen Teil der Entwicklungskosten aufkommen müßte. Genauere Angaben über die Höhe dieser Kosten sowie über den Umfang des technischen Programms sollen noch erfolgen.

Die Möglichkeiten, die man mit einem solchen Ausbau hätte, hängen davon ab, ob man die Quellen mit Wasserstoff oder Deuterium betreibt. Beim Betrieb mit Wasserstoff würde sich die Leistung vermutlich nur geringfügig erhöhen gegenüber der ersten Ausbaustufe, jedoch hätte man wegen der wesentlich höheren Energie (65 keV/Nukleon) eine höhere Eindringtiefe und damit einen größeren Plasmadichtebereich für Experimente zur Verfügung. Beim Betrieb mit Deuterium könnte man eine Erhöhung der Leistung auf ca. 4,5 MW erwarten, wobei gegenüber der ersten Ausbaustufe die Eindringtiefe etwas verringert wäre (entsprechend 32,5 keV/Nukleon), aber das Problem mit den erzeugten Neutronen hinzukäme. Die Verlängerung der Pulslänge gegenüber der ersten Ausbaustufe ist natürlich beiden Betriebsweisen gemeinsam.

Zur Neutronenbelastung war schon im letzten Jahr der Zusammenhang zwischen Plasma- und Injektordaten einerseits und der entsprechenden Neutronenproduktion andererseits aus entsprechenden Zahlen von PLT ermittelt worden. In Zusammenarbeit mit Jülich hat das ASDEX-Team in der Zwischenzeit die Abschirmwirkung der jetzt vorhandenen Betonmauern bzw. zusätzlicher Holzdecken untersucht. Auf der Grundlage dieser Angaben kann man abschätzen, daß bei Injektion von 65 kV Deuterium in ein Wasser-



stoffplasma ohne ein zusätzliches Abschirmdach nur etwa 150 Schuß von 4,5 MW und 1,0 s Pulslänge möglich sind (Eine zehnmahl höhere Zahl von Testschüssen auf die Kalorimeter führt dabei nur zu einer vernachlässigbaren Neutronendosis). Mit der in der Abschätzung des ASDEX-Teams erwähnten Holzdecke von ca. 40 cm Dicke erhöht sich die mögliche Zahl der Schüsse ins Plasma um den Faktor 8 auf ca. 1200. Ein entsprechender Teststand, der zum Test der Quellen noch aufgebaut werden müßte (Fontenay würde die Quellen nur mit Wasserstoff testen), müßte eine geeignete Neutronenabschirmung von einigen 10 cm Dicke haben.

Da dieser Ausbau sicher nicht innerhalb der nächsten 2 Jahre zur Verfügung stehen könnte, wurde auch abgeschätzt, welche Möglichkeiten sich beim Deuteriumbetrieb mit den Quellen der ersten Ausbaustufe ergeben würden. Nimmt man an, daß die Quellen sich bei einer Spannung von 45 kV noch einigermaßen zuverlässig betreiben lassen, so erhält man eine Leistung von 3,5 MW Deuterium für 0,2 s. Bei Injektion in ein Wasserstoffplasma ergäben sich ohne das Abschirmdach ca. 1.500 nützliche Schüsse ins Plasma zuzüglich eine zehnmahl größere Zahl von Testschüssen. Mit dem erwähnten Dach würde sich diese Zahl wiederum um den Faktor 8 erhöhen. Hierbei muß man berücksichtigen, daß die Eindringtiefe nur 22,5 keV/Nukleon entspricht und demnach der verfügbare Dichtebereich beschränkt wäre.

#### 1.4 ZEPHYR

ZEPHYR erfordert eine Neutralinjektionsleistung von mindestens 25 MW für etwa 1,5 s bei einer Deuteriumenergie von 160 keV. Diese Leistung muß auf ein Target gerichtet sein, das aus den inneren 10 % des Plasmavolumens besteht (Höhe des Targets + 21 cm). Dabei sollten die Einschußwinkel in horizontaler Richtung an der Plasmaseele zwischen 8° und 25° liegen. Diese Leistung muß durch einen Stutzen geführt werden, der wegen der Spulenkonfiguration nur horizontale Weiten von etwa ± 15 cm zuläßt, und durch ein Verbindungsstück, das außer einem Balg auch noch ein absolutes und ein Schnellschlußventil besitzen muß. Diese Bedingungen stellen höchste Anforderungen an das Neutralinjektionssystem. Um eine Vorstellung zu bekommen, ob die Anforderungen mit den bereits verfügbaren oder für realisierbar gehaltenen Quellen erfüllt werden könnten, wurde eine beam line entworfen, deren Elemente nach gasdynamischen Gesichtspunkten optimiert worden waren. Dieser Entwurf zeigt, daß es äußerst schwierig sein wird, den Gesamtweg des Strahls von der Quelle bis zum Target auf weniger als 8 m zu verkürzen. Bei drei Quellen pro beam line mit je 50 A könnte diese beam line 6 bis 7 MW Neutralleistung erzeugen. Welcher Anteil davon das Target trifft, hängt von der Divergenz der verfügbaren Quellen ab. Geometrische Transmissionsrechnungen zeigen, daß bei Verwendung von LBL-Quellen (rechteckige Extraktionsschlitze) nur dann mehr als 90 % der Neutralleistung das Target erreichen, wenn die vertikale Divergenz kleiner als 1,2° ist bei einer horizontalen Divergenz von < 0,5°. Im Falle von ORNL-Quellen (runde Extraktionslöcher) muß die Divergenz < 0,7° sein. In beiden Fällen ist dabei vorausgesetzt, daß die

Strahlen optimal fokussiert sind. Ein Großteil der Verluste entsteht dabei im Dukt und Stutzen, so daß bei der Konstruktion der Wände in diesem Bereich besondere Maßnahmen vorgesehen werden müssen.

Die Hauptschwierigkeiten in der beam line werden bei der Konstruktion der Ionensümpfe entstehen. Die Leistungsdichten auf den Ionensümpfen liegen bei normalem Einfall und bei optimaler Fokussierung zwischen 20 und 30 kW/cm<sup>2</sup> für einen realistischen Bereich möglicher Divergenzen. Ohne Fokussierung liegen die Leistungsdichten um den Faktor 2 niedriger; dafür betragen allerdings die Verluste an Neutralleistung dann 10 - 30 %, und die Anzahl der installierten Quellen muß entsprechend erhöht werden.

Für das Design des Gesamtkonzeptes der Neutralinjektion für ZEPHYR finanziert das DOE je eine Gruppe im LBL und im ORNL. Auf einem Arbeitstreffen in Oak Ridge im November 1980 haben beide Gruppen ihr vorläufiges Konzept vorgestellt. LBL möchte 3 bis 4 Quellen pro beam line nebeneinander anordnen und die Leistungsdichte auf dem Ionensumpf durch eine entsprechende Linsenwirkung des Ablenkmagneten reduzieren. ORNL bevorzugt eine vertikale Anordnung von 3 bis 4 Quellen und möchte die Probleme des Ionensumpfes durch Leistungsrückgewinnung umgehen.

## 2. HOCHFREQUENZHEIZUNG

(K.H. Schmitter, M. Brambilla<sup>1)</sup>, H. Brinkschulte<sup>2)</sup>, H. Derfler<sup>3)</sup>, D. Eckhardt, F. Leuterer, M. Münich, S. Puri, Y. Chen<sup>4)</sup>)

### 2.1. LH-Experiment an ASDEX

Der Schwerpunkt der Arbeiten des Projektes lag in den Vorbereitungen für das Heizexperiment im Bereich der unteren Hybridfrequenz (LH), das an der Einschließungstemperatur ASDEX eingesetzt werden soll/225/. Die Kenndaten für dieses Heizexperiment liegen nunmehr fest: Frequenz 1.3 GHz, nominale Generatorleistung 2.4 MW, Dauer des HF-Heizimpulses > 1 sec. Die genannte Generatorleistung wird von acht Klystronverstärkern geliefert, die jeweils auf einen Kanal eines 8-Hohlleiter-Grills geschaltet sind, so daß in jedem Hohlleiter Phase und Amplitude individuell durch Ansteuern auf der Eingangseite regelbar sind.

#### 2.1.1 Vereinfachte Simulation der HF-Leistungsdposition.

Das Heizexperiment für ASDEX wurde aufgrund linearer Vorstellungen über Ankopplung, Fortpflanzung und Absorption der LH-Wellen so ausgelegt, daß die eingestrahlte HF-Leistung im Innern eines durch Ohm'sche Heizung erzeugten "Target"-Plasmas mit einer zentralen Elektronendichte von etwa  $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  absorbiert wird. Dabei werden in einem Wasserstoffplasma bevorzugt die Ionen (durch Modenkonzersion) geheizt, falls die LH-Wellen bei einem

1) ab 01. Oktober 1980

2) ab 01. Mai 1980

3) bis 27. August 1980 abgeordnet zur Fa. Varian

4) Stipendiat aus der V.R. China

mittleren parallelen Berechnungsindex  $\langle N_{||} \rangle$  von etwa drei angekoppelt werden (was durch entsprechende Dimensionierung des Grills erreicht wird). Dagegen wird in einem  $H_2/D_2$ -Plasma bei  $\langle N_{||} \rangle \approx 5$  die HF-Leistung bevorzugt durch die Elektronen (über Landau-Dämpfung) absorbiert (weil in diesem Ionen-gemisch die Modenkonversion bei höheren Dichten stattfindet). Beide Absorptionsmechanismen wurden unter vereinfachenden Annahmen in einen der existierenden eindimensionalen Transport-Codes (BALDUR) eingebaut<sup>1)</sup>. Insbesondere wurde angenommen, daß sich das  $N_{||}$ -Spektrum der LH-Wellen beim Durchgang durch das Plasma nicht verändert (was streng genommen nur in einem geraden Plasmazyylinder mit versicherungsfreiem Magnetfeld der Fall ist). Als Beispiel für das Ergebnis solcher Rechnungen ist in Abb. 8 gezeigt, wie sich die Ionen- und Elektronentemperaturen auf der Achse eines Wasserstoffplasmas in ASDEX aufgrund der Absorption von 1 MW HF-Leistung durch Modenkonversion erhöhen, verglichen mit den Werten, die durch Ohm'sche Heizung allein nach 0.4 sec (Einschaltzeitpunkt der HF) erreicht werden.

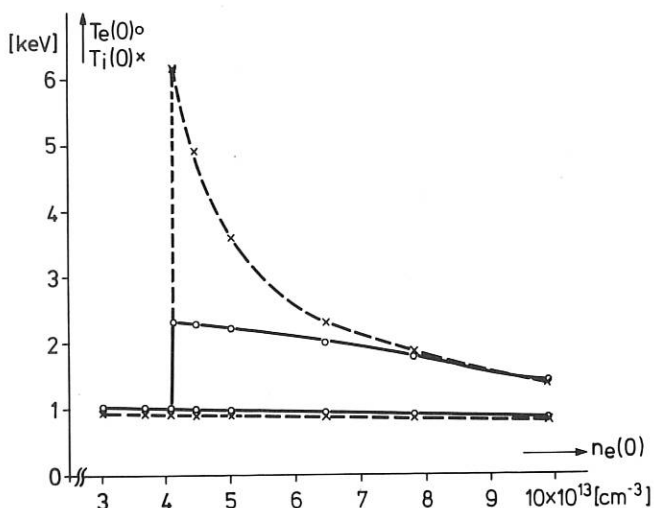


Abb. 8 Elektronen- und Ionentemperaturen auf der Achse eines Wasserstoffplasmas in ASDEX bei Ohm'scher Heizung allein (346 kA) und bei zusätzlicher Absorption von 1 MW HF-Leistung ( $N_{||} = 2, 1 \dots 3, 9$ ) als Funktion der Elektronendichte auf der Achse.

2.1.2 "Ray-Tracing" in ASDEX-Geometrie

Um den Einfluß zu untersuchen, den toroidale Geometrie und endliches Poloidalfeld auf die Bahnkurven einzelner LH-Strahlenbündel in ASDEX ausüben, wurde das von M. Brambilla und A. Cardinali entwickelte "Ray-Tracing"-Programm/226/auf der hiesigen Rechenmaschine installiert. Gegenwärtig wird daran gearbeitet, den Leistungstransport entlang der Strahlenbündel in das Programm einzufügen, um es dann mit dem 1-D-Tokamak-Transport Code (oder mit experimentell gemessenen Profilen von Dichte und Temperatur) zu verkoppeln, um die räumliche Verteilung der HF-Leistungsdichte zu berechnen. Auf diese Weise wird eine bessere Approximation an

1) Für die Durchführung der Rechnungen sind wir Herrn A. McKenney (Bereich Theorie I) zu Dank verpflichtet.

die wirkliche Leistungsdeposition (im Rahmen der linearen Theorie) erwartet als mit dem unter 2.1.1 beschriebenen Verfahren.

2.1.3 HF-Anlage

Die HF-Anlage setzt sich wie folgt zusammen:

- Klystronhochleistungsverstärker
- Steuer- und Treibersystem
- Transmissionsleitung
- Hochspannungsversorgung- und -schutz

Die Nominalleistung von 2.4 MW wird durch acht Hochleistungsklystronverstärker in modularer Bauweise erzeugt.

Entgegen der ursprünglich geplanten Vergabe der Hochleistungs-Klystronverstärker mit sämtlichen Hilfsstromquellen und Schutzeinrichtungen wurde aufgrund der angespannten Haushaltslage nur der Auftrag über die Klystronverstärker an die Industrie vergeben. Alle zum Betrieb der Klystronverstärker notwendigen Einrichtungen werden im IPP entwickelt und gebaut.

Das zu entwickelnde Klystron vom Typ V108SK weist folgende Daten auf:

- Strahlspannung 60 KV
- Strahlstrom 10 A
- Pulsdauer 1,5 sec
- Pulsleistung 325 KW

Die Anlieferung des Klystronverstärker-Prototyps soll Mitte 1981 erfolgen. Zur Formung des Grillspektrums sind Phase und Amplitude jedes der acht Klystronverstärker über die HF-Ansteuerung regelbar. Das erforderliche Steuer- und Treibersystem wird im IPP entwickelt und gebaut.

Der Energietransport von den Klystronverstärkern zum Grillkoppler erfolgt über Standard-Hohlleiterkomponenten vom Typ WR 650 aus Aluminium.

Ein Hochleistungszirkulator je Klystronverstärker entkoppelt den Verbraucher und ist für einen sicheren und stabilen Betrieb notwendig. Der Auftrag über die Entwicklung und den Bau von acht Zirkulatoren wurde an die Industrie vergeben. Die Anlieferung des Prototyp-Zirkulators soll ebenfalls Mitte 1981 erfolgen. Die Gesamtverluste zwischen Klystronverstärkern und dem Grillkoppler werden maximal 20 % betragen.

Die bereits im IPP installierte Hochspannungsanlage für die Neutralinjektion wird für die Strahlversorgung benützt. Die erforderlichen Hochspannungs-Schutzeinrichtungen werden im IPP entwickelt und gebaut.

2.1.4 Dimensionierung und Konstruktion des Grills

Die wirksame Heizung eines Plasmas durch Deposition der HF-Leistung im Zentrum des Plasmas erfordert die Anregung "verzögerter" Wellen ( $N_{||} > 1$ ) am Plasmarand unter Vorgabe eines bestimmten Leistungsspektrums  $P(N_{||})$ . Verzögerte Wellen mit dem gewünschten  $\langle N_{||} \rangle$  können mit Hilfe eines Hohlleitergrills angekoppelt werden, das sind nebeneinanderliegende Hohlleiter mit reduzierter Höhe. Die Feldperiode, gegeben durch die relative Phasenlage der Felder in den einzelnen Hohlleitern und deren Abmessungen, bestimmt  $\langle N_{||} \rangle$ . Die Gesamthöhe des Grills bestimmt die Breite des Wellenspektrums,  $\Delta N_{||}$ , und damit die Ausdehnung des Energiedeposi-

tionsprofils im Plasma. Für Asdex sollte  $\Delta N_{||} < 2$  sein. Das bedeutet die Verwendung von 6 ( $\Delta N_{||} = 2.1$ ) besser noch von 8 Elementen ( $\Delta N_{||} = 1.5$ ). Die Wandstärke zwischen den einzelnen Hohlleitern soll einerseits möglichst klein sein, um bei gegebener Periodenlänge die lichte Weite der Hohlleiter möglichst groß zu halten, damit die Leistungsdichte im Koppler zu klein als möglich bleibt. Andererseits soll die Wandstärke groß genug sein, um Feldverzerrungen durch Cut-off-Moden im Hohlleiter zu unterdrücken. Die Wahl für den ASDEX-Grill zur bevorzugten Ionenheizung ist deshalb: acht Hohlleiter, Höhe 30 mm, Wandstärke 6 mm. Durch geeignete Amplituden- und Phasenverteilung in den einzelnen Hohlleitern läßt sich der Grill bezüglich Spannungsfestigkeit und Reflexionsverhalten optimieren. Letzteres hängt vom Gradienten der Plasmadichte unmittelbar vor dem Grill ab. Für die Dimensionierung des ASDEX-Grills ergaben Rechnungen mit dem Brambilla-Code ein Minimum im Reflexionsfaktor  $R \approx 10\%$  bei einem Dichtegradienten  $\nabla n_e \approx 10^{12} \text{cm}^{-4}/225$ . Das Minimum erstreckt sich über ca. eine Größenordnung in  $\nabla n_e$  und ist nicht stark von der Amplitudenverteilung in den einzelnen benachbarten Hohlleitern abhängig.

Der Übergang zwischen dem Grill-Hohlleiter (Höhe 30 mm) und dem Standard-Hohlleiter (Typ WR 650, Höhe 82.5 mm) erfordert einen Stufentransformator mit entsprechender Dimensionierung, seine Charakteristiken werden in einem Modellversuch vermessen. Im Grill-Hohlleiter ergibt sich anhand der maximal zur Verfügung stehenden HF-Leistung eine mittlere Leistungsdichte von ca.  $5 \text{ kW/cm}^2$ . Dieser relative hohe Wert zusammen mit der Forderung, daß die Grillöffnung bis dicht an den Plasmarand beweglich herangeführt werden muß, stellen hohe Ansprüche an Entwurf, Fertigung und Konditionierung des Grills. Um Hochfrequenzüberschläge zu vermeiden, müssen die Grill-Hohlleiter entweder evakuiert oder mit Schutzgas gefüllt werden. Die gegenwärtige Konzeption für ASDEX läßt beide Möglichkeiten zu. Aus der Literatur ist bekannt, daß erst bei Drücken unterhalb von  $10^{-8}$  Torr Bögen sicher vermieden werden können. Dies bedeutet, daß die Anordnung nach UHV-Gesichtspunkten gebaut werden muß. Beide Enden des Grills sind mit HF-durchlässigen Fenstern abgedichtet. Der Grill muß bis  $400^\circ \text{C}$  ausheizbar sein, außerdem ist eine Glimmentladungs-Reinigung in den einzelnen Kanälen vorgesehen, um eine schnellere Konditionierung zu erreichen. Der Grill soll aus Edelstahlblechen gefertigt und durch Elektronenstrahlschweißen zusammengesetzt werden. Die Länge der gesamten Anordnung wird etwa 4 m betragen.

## 2.2 Projektstudie für die ICR-Heizung in ZEPHYR<sup>1)</sup>

Die Möglichkeit der HF-Heizung von Hochdichteplasmen ( $N(0) \approx 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  im Bereich der Ionenzyklotronfrequenzen, insbesondere die Probleme von Antenne und Hochleistungssender, wurden für den folgenden Fall untersucht:

- (i) Maschinendaten:  $B_0 = 9.74 \text{ T}$ ,  $R = 1.68 \text{ m}$ ,  $a = 0.48 \text{ m}$
- (ii)  $\text{He}^3$ -Minoritätenheizung ( $f = 98.7 \text{ MHz}$ )
- (iii) Schleifenantennen mit Faraday-Abschirmung in bis zu 10 Ports
- (iv) HF-Leistung 15..20 MW während 1 - 5 sec

Das Antennenproblem ist schon allein hinsichtlich der erforderlichen Antennenleistungsdichte kritisch: nicht mehr als 10 % der inneren Vakuumbankoberfläche stehen als plasmaseitige Antennenoberfläche zur Verfügung, so daß eine Antennenleistungsdichte von etwa  $0.8 \text{ kW/cm}^2$  erreicht werden muß. Antennenalternativen für "fast" bzw. "slow"-Wellen wurden geprüft. Dabei wurden geschlossene, analytische Ausdrücke für die folgenden Größen erhalten: Plasma-Oberflächenwiderstand, Kopplungsgrad, Antennengüte, Antennenimpedanz, Poynting-Vektor, Antennen- und Wandverluste<sup>2)</sup>. Zugrunde liegt ein ebenes Plasmodell mit vorgegebenen Dichte- und Magnetfeldprofilen. Es wurde ein System konzipiert, das aus zehn individuell gespeisten Antennen ( $F = 550 \times 350 \text{ mm}$ ,  $Q = 2.5$ ) besteht (siehe Abb. 9);

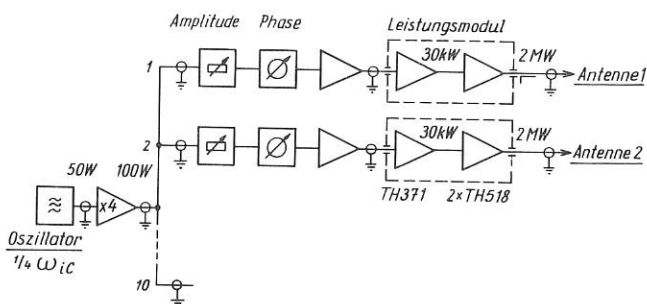


Abb. 9 Vorgeslagene ICRH-Anlage  
 $f = 98.7 \text{ MHz}$   
 $P_{\text{out}} = 20 \text{ MW}$

Die zehn getrennten 2 MW-Leistungsmodulen haben einen gemeinsamen Sendersender. Jede Leistungsstufe hat neben dem Höchstleistungsverstärker einen eigenen Treiberverstärker. Als Höchstleistungsverstärker sind zwei Tetroden CSF TH 518 in "Super-Cathode-Driven-Amplifier"-Schaltung vorgesehen. Diese Schaltung wurde gewählt, um im Bereich der Röhrengrenzfrequenz stabilen Betrieb mit hohem Wirkungsgrad zu erreichen.

Im Fall der Ankopplung verzögerter Wellen ( $E // B_0$ ) wäre auch eine Ankopplung über Wellenleiter bei höheren Harmonischen der Zyklotronfrequenz via Ionen-Bernstein-Moden möglich. Ebenfalls wurde die Möglichkeit einer "simulierten" Hohlleiterankopplung durch koaxiale oder Doppelband-Leiter betrachtet, um die Vorteile der Schlitz-Ankopplung bei tieferen Frequenzen zu erkunden.

1) Zusammen mit Dr. J. Neuhauser (Bereich Hoch-Beta-Plasmen)

2) Puri, S., Ion-Bernstein Wave Heating Using Slow and Fast Wave Coupling, eingereicht zur Fourth Topical Conference on Radio Frequency Plasma Heating, Austin, Texas, USA, 9.-10. Febr. 1981

Puri, S., Ion-Bernstein Wave Heating in a Multicomponent Plasma, eingereicht zur Veröffentlichung bei Plasma Physics.

2.3 Numerische Rechnungen zum "Ray-Tracing" bei der HF-Heizung in JET (G.G. Lister<sup>1)</sup>)

Zwei Rechenprogramme wurden geschrieben, um die Leistungsdeposition in großen Tokamas als Folge von ICR-Heizung zu untersuchen. Das erste Programm, /HUGIN/, verwendet "Ray-Tracing"-Methoden in toroidaler Geometrie und einem inhomogenen Plasma, wobei die Dispersionsbeziehung für kalte Plasmen an Punkten entlang der Bahnkurven von Strahlen gelöst wird, die von einer definierten Quelle ausgehen. Mit dem zweiten Programm, /MENIN/, werden die Felder genau berechnet, die in der Nachbarschaft einer ebenen Antenne angeregt werden, wobei ebene Geometrie ("Slab") und Abschirmung von inhomogenen Plasmen verwendet werden. Mit diesem Vorgehen werden zwei Ziele verfolgt:

- (i) Es soll das Vermögen der Ray-Tracing-Methoden getestet werden, in ebener Geometrie Leistungsdepositionsprofile zu liefern, um auf diese Weise Vertrauen in die Resultate in toroidaler Geometrie zu erhalten.
- (ii) Falls diese Tests erfolgreich sind, kann man sich eine Quellenfunktion für die Strahlen innerhalb des Plasmas verschaffen. Da im Experiment die Antennen sich außerhalb der Cut-Off-Bereiche befinden, wird diese Technik in dem Gebiet nahe der Antenne erforderlich, wo eine ebene Näherung gültig ist.

Über vorläufige Resultate wurde berichtet /222/.

2.4 Entwicklung von Gyrotrons zur ECR-Heizung (H. Derfler<sup>2)</sup>)

Die Energiewandlung im Gyrotron beruht auf der Hochfrequenzmodulation der relativistischen Gyrofrequenz der Elektronen,

$\Omega = (e/m_0) \cdot B_0 \cdot \sqrt{1 - |\vec{v}_0 + \vec{v}|^2/c^2}$ , und anschließender Phasenfokussierung. Dabei wird ein zunächst beschleunigtes Elektron  $\Omega < \bar{\Omega}$  von einem später verzögerten Elektron,  $\Omega > \bar{\Omega}$ , auf seiner Spiralbahn eingeholt (Bunching). Die nunmehr geballte Ladung gibt Energie an das Hochfrequenzfeld, wenn eine ihrer gyroharmonischen Komponenten, s, mit dem Feld in Phase schwingt:

$\pi/2 > \omega - k\vec{v}_{||}, -s \cdot \Omega \geq 0$ . Letztere kann durch Variation von Gleichspannung ( $\vec{v}_{0||}$ ) und Hauptmagnetfeld ( $\bar{\Omega}$ ) auf maximale Leistung oder Wirkungsgrad eingestellt werden.

Da die Energie den transversalen Freiheitsgraden entnommen wird, muß man einen Elektronenstrahl mit großer und möglichst scharf definierter Azimutalgeschwindigkeit erzeugen. Dies gelingt mit einer  $E_0 \times B_0$ -Elektronenkanone, deren Dimensionen als numerische Lösung der ungestörten (HF-freien) Boltzmann-Gleichung gefunden wurde. Danach wurde die Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Hochfrequenzfeld studiert, mit dem Ziel, die axial-symmetrischen Ränder von Driftkanal, Hohlraumresonator und Auskopplung zu dimensionieren sowie die elektrischen Parameter zu optimieren. Diese Arbeit wurde nach folgendem Programm in Angriff genommen:

- 1) Projekt Neutralinjektion, in Zusammenarbeit mit J. Jacquinet (Fontenay-aux-Roses) und A. Bers (MIT, Boston, Mass., U.S.A.)
- 2) Theoretische Arbeit in Zusammenarbeit mit VARIAN Ass., Palo Alto, Cal., USA)

- A) Berechnung der Vakuumfelder als Anfangswertproblem, wobei die Resonanzfrequenzen und die abstrahlungsbedingten Gütefaktoren (Loaded Q) aller  $TE_{mnl}$  Moden ermittelt werden.
- B) Berechnung der durch einen H.F. modulierten Elektronenstrom induzierten Felder (Green'sche Funktion).
- C) Berechnung des Modulationsgrades des Elektronenstrahles als Funktion gegebener Felder = Lösung der HF-gestörten Boltzmann-Gleichung (Bunching-Code)
- D) Rückkopplung C-B, wodurch eine selbstkonsistente Lösung erzwungen wird.

Teil A dieses Programmes wurde abgeschlossen und durch Experimente erfolgreich verifiziert. Teil B liegt im Konzept vor, ist aber noch nicht programmiert und mit Teil C wurde begonnen. Immerhin liefert Teil A schon fast alle Parameter zur Skalierung von Gyrotrons. Damit wurden bei 28 GHz bereits Wirkungsgrade von 52 % im Dauerstrichbetrieb erreicht, aber bei etwas reduzierter Leistung (200KW). Nach Fertigstellung des gesamten Programmes erhofft man sich, maximale Leistung mit maximalem Wirkungsgrad zu erzielen.

3. PROGRAMM "MAGNETE FÜR DIE FUSION"

3.1 Arbeiten im IPP (A. K nobloch)

Neben der laufenden Abstimmung der Programm Durchführung bei KfK wurde auf der Basis des Rahmenprogramms 1980 - 85 das Genehmigungsverfahren für die vorrangige Förderung des fortgeschriebenen Programmteils "LCT-Spule" durch EURATOM eingeleitet. Die weiteren Programmteile befinden sich in der Definitionsphase (A15-Testspule, supraleitende OH-Spulen) oder stehen bereits vor der Experimentierphase (TESPE).

Die Fortschreibung des Programmteils "LCT-Spule" entspricht den Notwendigkeiten für die praktische Durchführung des vertraglich vorgesehenen Testprogramms im ORNL. Da dort keine eingehende Vorprüfung der einzelnen Testspulen möglich ist, waren geeignete Einrichtungen hierfür bei KfK zu schaffen. Im übrigen enthält die Fortschreibung zusätzliche Maßnahmen, die bei Entwicklung der Komponenten und Fertigungsverfahren erforderlich wurden.

3.2 Arbeiten im Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK)

(P. Komarek, F. Arendt, J. Erb, N. Fessler-Wilhelmi, K.P. Jüngst, H. Katheder, G. Krafft, H. Krauth, W. Lehmann, W. Nick, A. Nyilas, G. Nöther, G. Ries, C. Schmidt, A. Ulbricht, W. Brunswig, H. Drolshammer, O. Eggenberger, H. Zehlein)

3.2.1 Das Experiment "TESPE"

Die Arbeiten im Berichtszeitraum umfaßten den weiteren Aufbau des Experimentes, mit Fertigstellung der Spulenwicklungen, Entwicklung der Fertigungstechnik für die Gehäuse, Komponententests, Aufbau der Datenerfassungsanlage, Fertigstellung und Inbetriebnahme der kryotechnischen Einrichtungen, sowie Berechnungen.

Nach Lieferung und Abnahme der noch ausstehenden Supraleiterkabelmengen konnten sämtliche 30 Doppelscheibenwicklungen fertiggestellt werden.

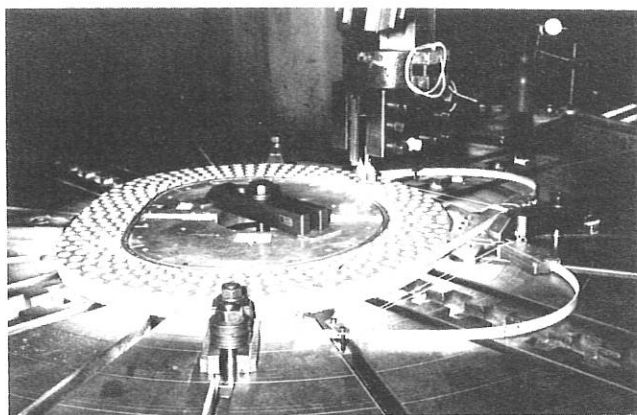


Abb.10 Fertig gewickelte Doppelscheibe einer TESPE-Spule bei Nachbearbeitung der Isolation.

Bei Fertigung der Spulengehäuse aus dem stickstoffhaltigen, vollausenitischen Stahl 1.4429 wurde der erste Satz Gehäuseteile fertiggestellt und angeliefert.

Die kryotechnischen Arbeiten konzentrierten sich insbesondere auf die Vervollständigung des 4,3 K Refrigerator-Kühlkreislaufes und Vorbereitung und Durchführung von Tests mit der 10 kA-Stromzuführung. Für den ersten 4,3 K-Test sind anstelle der Spulen zunächst zwei Kühlkreise mit elektrisch aufheizbaren Attrappen eingebaut worden.

Die Datenerfassungsanlage wurde nach Vorprüfung im IDT im Laborbereich installiert und in Betrieb genommen.

### 3.2.2 Das Projekt "Large Coil Task" (LCT)

#### Übersicht:

Im Berichtszeitraum wurden die Entwurfsarbeiten und Vorversuche für die EURATOM-Spule (siehe Jahresbericht 1979) weitgehend abgeschlossen. So wurde zum Beispiel die Supraleiterentwicklung erfolgreich beendet und der Fertigungsauftrag für die gesamte benötigte Leiterlänge an die Industrie vergeben.

Mit der Inbetriebnahme der supraleitenden WVII-Spule wurde die Testeinrichtung zum integralen Test des Leiters für Abnahmemessungen nahezu fertiggestellt. Die Detailkonstruktion der Spule steht vor ihrem Abschluß. Die wichtigsten Fertigungseinrichtungen bei der Industrie sind erstellt und befinden sich in Erprobung. Nach umfangreichen Voruntersuchungen zum Spulengehäuse-Material und dessen Schweißverbindungen wurde diesbezüglich die endgültige Wahl getroffen und die Materialien beschafft. Begleitend wurden umfangreiche Berechnungen z.B. zur mechanischen Strukturanalyse durchgeführt. Die Entwurfsarbeiten zur Testanlage TOSKA (Toroidalfeld-Spulentestanlage-Karlsruhe) für den Einzelspulentest der Spule im KfK wurden so weit vorangetrieben, daß mit der Beschaffung der wichtigsten Komponenten begonnen werden konnte. In Zusammenarbeit mit den anderen IEA-Vertragspartnern wurde ein vorläufiges Testprogramm für alle 6 Spulen in der LCTF ("Large Coil Test Facility") im Oak Ridge National Laboratory erstellt.

#### Einige ausgewählte Aktivitäten:

Die Entwicklung des Leiters für die KfK-Spule konnte abgeschlossen werden. Wesentlichste Schritte waren die Erstellung der Fertigungsstraßen und deren erfolgreiche Erprobung und Optimierung. Mehrere hundert Meter Roebel-Leiter wurden bei der Industrie (Fa. VAC) gefertigt, repräsentative Längen an Gesamtleiter wurden geliefert und getestet. Nach dem positiven Abschluß der vorgesehenen Tests wurde die Fertigung der gesamten für die Spule benötigten Leiterlänge von 7,4 km an die Industrie vergeben. Die zum integralen Test der Lieferlängen (Abnahmemessungen) vorgesehene Testeinrichtung wurde weitgehend fertiggestellt (Abb.11). Die supraleitende WVII-Spule (Leihgabe des IPP Garching) erreichte in dem neu gebauten Leiter-Testkryostaten ohne Schwierigkeiten ihren Betriebsstrom (ca. 90 % des Kurzprobenstroms). Für den Testkreislauf des LCT-Leiters wurde eine Pumpe für überkritisches Helium entwickelt, deren Antrieb mit supraleitenden Spulen erfolgt und die einen während der Meßzeit möglichst konstanten Massenstrom erzeugt. Erste Tests mit dieser Pumpe wurden durchgeführt.

Zusammen mit den industriellen Partnern (Siemens und Krupp) wurde die Spulenkonstruktion überarbeitet. Änderungen ergaben sich hauptsächlich aufgrund von Finit-Element Detailrechnungen zur Kraftbelastung des Gehäuses.



Abb.11 Die supraleitende Spule WVII mit Vakuumgefäß und Stickstoffschild und LN<sub>2</sub>-Vorratsbehälter während der Montage.

Die wesentlichsten Arbeiten auf dem Gebiet der Eignungstests für die LCT-Spule im KfK lagen bei Werkstoffuntersuchungen bei tiefen Temperaturen und Schweißversuchen zum Spulengehäuse. Aufgrund früherer Untersuchungen wurde ein stickstofflegierter CrNiMo-Stahl (Werkstoff Nr. 1.4429) ausgewählt.

Bei der Entwurfsoptimierung spielt die mechanische Wechselwirkung zwischen dem Spulenkörper (Wicklung) und dem Spulengehäuse eine dominierende Rolle. Die Untersuchung der Grundlastfälle wurde abgeschlossen. Bei Zugrundelegung ermüdungsbedingten Werkstoffversagens erhält die instationäre asymmetrische Kipp-Belastung durch das Pulsfeld eine dominierende Bedeutung für die Auslegung. Deshalb wurde auch für diesen Lastfall nachgewiesen, daß die Gleitbewegungen und Spalte zwischen Wicklung und Gehäuse nicht in kritischer Weise über die ent-

sprechenden Werte bei stationär asymmetrischer Querbelastung hinausgehen. Insbesondere wurde gezeigt, daß die Konstruktion für alle im Testbetrieb vorgesehenen Belastungen auch unter bruchmechanischen Kriterien realisierbar ist.

Die wichtigsten Arbeiten an der Spulentestanlage TOSKA (siehe Jahresbericht 1979) waren:

- Planung der Aufstellung der TOSKA-Anlage und Festlegung und Bearbeitung der von KfK-ITP hierzu beizustellenden Komponenten;
- Strukturanalyse des Einzelspulentests;
- Konstruktion des Vakuumbehälters und der Spulenabstützung im Behälter (gemeinsam mit IT);
- Entwurf der Meßtechnik und der Datenerfassung (gemeinsam mit HDI);
- Auslegung des Spulenstromkreises mit den notwendigen Schaltern und Widerständen zur Energieauskopplung bei Schnellabschaltung der LCT-Spule einschließlich Überlegung zur Betriebssicherheit;
- Überprüfung verschiedener Meßsonden und Meßgeräte auf ihre Funktionstüchtigkeit bei tiefen Temperaturen und in magnetischen Streufeldern (Wegaufnehmer, Kraftmeßdosen, Vakuummeßgeräte, Regler);
- Anfertigung von Entwürfen für eine abgasgekühlte 10 kA-Stromzuführung in Verbindung mit einer supraleitenden Stromschiene zur Einspeisung des Spulenstromes;
- Verfahrenstechnische Auslegung des Heliumkreislaufes und die Spezifizierung aller notwendigen kryogenen Apparate, kalten Leitungen und Meß- und Regelkreise;
- Kryotechnische Vortests mit den beiden vorhandenen 300 W-Kälteanlagen zur Abklärung der in der neuerbauten Halle für den Spulentest verfügbaren Kälteleistung.

Für die Fertigung und Lieferung der Tieftemperatur-Apparate wurde eine detaillierte Spezifikation ausgearbeitet. Ein Generalunternehmerauftrag zur Lieferung und Aufstellung dieser Apparate wurde nach umfangreichen Verhandlungen und Diskussionen von Ausführungs- und Beschaffungs-Varianten an eine deutsche Industriefirma vergeben.

Die Bauarbeiten für die neue Experimentierhalle, in der TOSKA aufgebaut wird, sind nahezu abgeschlossen.

KfK-Veröffentlichungen 1980:

14359 Behrens, C.P., Krauth, H.; Messemer, G., Zehlein, H.  
Festigkeitsmäßige Auslegung der LCT-Spule mit der Methode der finiten Elemente, Jahrestagung Kerntechnik 80. Reaktortagung 1980, Berlin, 25.-27.3. Kerntechnische Ges. e.V. Deutsches Atomforum e.V., Eggenstein-Leopoldshafen: Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik 1980. S.922-25.

V14654 Komarek, P.  
Technologische Aspekte der Fusionsforschung. Vortrag: Physikalisches Kolloquium, TU Graz, A, Mai 9, 1980

V14655 Komarek, P.  
Technology of superconducting magnets for magnetic confinement systems in thermonuclear fusion. Vortrag: Ispra Courses, Ispra, I, Juni 23-27, 1980

V14960 Krauth, H., Nyilas, A.  
Fracture toughness of nitrogen strengthened austenitic steels at 4 K. The 3rd European Colloquium on Fracture, London, GB, September 8, 1980

14961 Komarek, P.  
Superconducting magnets for tokamaks. Invited paper, Rizzuto, C. (Hrsg.), Proc. of the 8th International Cryogenic Engineering Conference ICEC8 Genova, I, Juni 3-6, 1980. Guildford, Surrey: IPC Science and Technologie Pr. 1980. S. 303-20.

V14964 Schmidt, C.  
Transient heat transfer and recovery behaviour of superconductors, 1980 Applied Superconductivity Conference, Santa Fè, N.M., September 29 - Oktober 2, 1980

V14965 Nick, W., Schmidt, C.  
Thermal magnetoresistance of copper matrix in compound superconductors, a new measuring method. 1980 Applied Superconductivity Conference, Santa Fè, N.M., September 29 - Oktober 2, 1980

V15105 Friesinger, G., Jüngst, K.P., Nyilas, A., Kühnen, G.  
Electron beam weldability of nitrogen strengthened austenitic structural materials for fusion magnets 11th Symposium on Fusion Technology, Oxford, GB, September 15-19, 1980

V15106 Heinz, W.  
Large superconducting magnet systems. 11th Symposium on Fusion Technology, Oxford, GB, September 15-19, 1980

V15109 Krauth, H., Behrens, C.P., Förster, S., Messemer, G., Nyilas, A., Zehlein, H.  
The mechanical design of the EURATOM test coil for the Large Coil Task, 11th Symposium on Fusion Technology, Oxford, GB, September 15-19, 1980

V15118 Erb, J., Zehlein, H.  
Application of mathematical models to improve the mechanical behaviour of a large superconducting toroidal field coil under magnetic body forces. NATO Advanced Study Institute on Optimization of Distributed Parameter Structural Systems. Iowa City, Iowa, Mai/Juni 1980

V15192 Messemer, G., Zehlein, H., IRE  
Finite element analysis of the mechanical behaviour of the LCT-coil under magnetic body forces. 11th Symposium on Fusion Technology (SOFT), Oxford, GB, September 15-19, 1980.

15231 Förster, S., Friesinger, G.  
Federelement, DE-OS 29 10 354 (25.09.1980)

15233 Jentzsch, K., Schmidt, C.  
Flüssigheliumpumpe, DE-AS 29 15 199 (21.08.1980)

4. INTOR - BEITRÄGE (A. Knobloch)

In der europäischen INTOR-Delegation wurden Beiträge zu folgenden Themen beigesteuert und auf drei workshop-Sitzungen in Wien diskutiert:

- INTOR/NET-Entwurf, Konfigurationsüberlegungen. In der gegenwärtigen Vorentwurfsphase erscheint

es folgerichtig, der Zuverlässigkeit und Zugänglichkeit aller INTOR-Komponenten Vorrang gegenüber möglicher Verringerung des Aufwandes durch erhöhte Komplexität zu geben. Dies führt zum Beispiel zu außenliegenden Poloidalfeldspulen und entsprechend aufwendiger mechanischer Struktur.

Über den gegenwärtigen Stand des Magnet- und Struktur-Entwurfes der vier INTOR-Delegationen und ihrer Entwurfsteams wurde anlässlich einer INTOR-JET-Diskussion Ende des Berichtsjahres ausführlich berichtet.

- Ausgehend von den Kostenschätzungen für INTOR im vorigen Jahr wurde eine vereinfachte Kosten-skalierung aufgestellt, die es ermöglicht, Konsequenzen von Parameteränderungen schnell übersichtlich zu ermitteln. Die gegenwärtigen INTOR-Parameter führen zu etwa 30 % höheren Investitionskosten als Ende 1979 geschätzt.
- Ein mögliches INTOR-Programm schließt bei seiner Durchführung alle beteiligten "nationalen" Tokamak-Programme ein, soweit diese wichtige Voraussetzungen für INTOR schaffen, d.h. praktische Informationen beisteuern müssen. Aber nicht nur die nationalen Tokamak-Programme sind in dieser Weise betroffen, sondern auch andere Bereiche der jeweiligen Kernforschungsprogramme, aus denen zum Beispiel Ergebnisse über Materialverhalten (aus Simulationsversuchen), Tritiumtechnologie, Brutmaterialien etc. benötigt werden. Dabei ist mit einer Wechselwirkung zu rechnen, d.h. vom INTOR-Programm werden über die bereits laufenden Aktivitäten hinaus neue Anforderungen gestellt werden.

Um einen groben Überblick über erforderliche INTOR-orientierte Forschung und Entwicklung zu erhalten, wurden ausgehend von einem Entwurf einer anderen Delegation sogenannte R+D bar charts aufgestellt, mit allen Delegationen diskutiert und einer vorläufigen vergleichenden Betrachtung unterzogen. Dabei ergaben sich in jeder denkbaren Partnerkombination erhebliche Lücken und es ist damit zu rechnen, daß eine detaillierte Studie dieser Art mit Prüfung der tatsächlichen Möglichkeiten, fehlende Information an bestehenden Einrichtungen kurzfristig zu beschaffen, die Zahl der notwendigen zusätzlichen Programme erhöhen wird.

- Die Durchführung eines langjährigen Testprogrammes an INTOR muß wegen der Implikationen auf den Maschinen-Entwurf im voraus bis in die Einzelheiten geplant werden. Die Flexibilität ist durch die Verfügbarkeit eingeschränkt. Zu Fragen der Testeinrichtungen sowie der Tests wurde eine kurze Studie erstellt.

## 5. SYSTEMSTUDIEN

(J. Raeder, K. Borraß, R. Bünde, W. Dänner, P. Hölzl), G. Müller, L. Rossi, J. Sackl<sup>1)</sup>, M. Söll)

### 1. Arbeiten für ZEPHYR und INTOR

Zur Untersuchung nichtlinearer Effekte bei der Brennpunktstabilisierung von ZEPHYR wurden frühere

<sup>1)</sup> Als Diplomand im Projekt "SYSTEMSTUDIEN"

numerische Rechnungen mit dem nulldimensionalen Plasmamodell NUDIPLAS weitergeführt. Dieses gestattet die Behandlung von Tokamakplasmen mit variabler Größe und Lage unter Berücksichtigung aller Nichtlinearitäten.

Betrachtet wurde die Stabilisierung eines gezündeten Plasmas durch statische oder pseudostatische Vertikalfelder. Ein pseudostatisches Magnetfeld ist im vorliegenden Zusammenhang ein zeitabhängiges Feld, das durch Rückkopplung so geregelt wird, daß es einem statischen Feld gleichwertig ist, dessen Feldindex beliebig eingestellt werden kann (siehe Jahresbericht 1979).

Die Reaktion des Systems auf Störungen endlicher Größe sind durch Kenngrößen wie radiale Verschiebung  $\Delta R$  des Plasmazentrums, Einstellzeit  $\tau$  und Beta-Variation  $\Delta \beta_t$  charakterisiert. Endliche Störungen entstehen unausweichlich wegen der endlichen Meßgenauigkeit des Diagnostiksystems. Untersucht wurde die Abhängigkeit der Kenngrößen von einer normierten Anfangsabweichung  $\epsilon$  der Energiebilanz von der Zündbedingung und vom Vertikalfeldindex  $n$ . Die Ergebnisse können sofort auch auf den Fall des pseudostatischen Feldes angewandt werden, wenn  $n$  durch den effektiven Index  $n + g$  ersetzt wird, wobei  $g$  den geregelten Anteil des Vertikalfeldes beschreibt /223/.

Wegen der nichtlinearen Effekte ergeben sich erhebliche Unterschiede, abhängig davon, ob das Plasma zu Beginn der Regelung gezündet ist oder nicht ( $\epsilon > 0$  bzw.  $\epsilon < 0$ ). Abweichungen in den nicht gezündeten Bereich hinein erweisen sich als sehr viel kritischer als der umgekehrte Fall.

Für Werte  $n \leq 0.5$  versagt die statische Stabilisierung, für  $n \geq 1$  ist sie wirksam. Dabei ist die Einstellzeit  $\tau$  ausreichend klein ( $\approx 1s$ ),  $\Delta \beta_t$  praktisch gleich Null und  $\Delta R$  von mäßiger Größe (2-3 cm). Effektive  $n$ -Werte von  $\geq 1$  sind leicht mit pseudostatischen Feldern zu erreichen, so daß sich das Konzept der Stabilisierung durch Vertikalfeldregelung als attraktiv für ZEPHYR erweist. Bei der Realisierung dieser Regelung muß nur die zeitliche Entwicklung des Plasmaradius  $R$  gemessen werden, was mit ziemlich großer Genauigkeit möglich ist. Diese Art der Regelung unterscheidet sich von der üblichen Lageregelung praktisch nur durch die Verarbeitung der Meßwerte im Rückkopplungsweig.

Nachdem gezeigt war, daß eine globale Stabilisierung durch Vertikalfeldregelung relativ leicht möglich ist, wurde die lokale Stabilität untersucht. Dazu wurde das eindimensionale Plasmamodell BALDUR so erweitert, daß es - analog zu NUDIPLAS - auch die statische Selbststabilisierung darstellen kann (Zusammenarbeit mit R. Wunderlich). Es zeigte sich, daß nach der Aufheizung des Plasmas in die Umgebung des gezündeten Zustandes im allgemeinen Werte von  $\epsilon \neq 0$  auftreten, wenn dieses als lokale Abweichung der Energiebilanz vom gezündeten Zustand definiert wird. Daraus folgt, daß "Profilmoden" angeregt werden. Die Rechnung ergibt jedoch, daß diese innerhalb von etwa einer Energieeinschlußzeit abklingen.

Wegen der Kopplung zwischen den lokalen und globalen Moden ist ein detaillierter Vergleich der eindimensionalen mit den nulldimensionalen Rechnungen nur bedingt möglich, da diese feste Profilform

der Plasmaparameter während der gesamten zeitlichen Entwicklung annehmen müssen. Die allgemeine Tatsache der Stabilisierung und die Zeitskala der Einstellung stabiler Verhältnisse ergibt sich jedoch übereinstimmend aus beiden Modellen.

Zusammen mit E. Minardi wurde die Brennpunktstabilisierung durch Vertikalfeldregelung auch für INTOR diskutiert. Dieser Beitrag basiert auf der Zusammenfassung aller bisherigen analytischen und numerischen Untersuchungen zu diesem Themenkreis. Die wesentlichen Punkte dieser Arbeit sind die Anforderungen an das Vertikalfeld  $B_z$  ( $\Delta B_z$ ,  $\dot{B}_z$ ) im Vergleich zur üblichen Lageregelung sowie eine Untersuchung der Auswirkungen auf das Zündverhalten und den Neutronenfluß (ausgedrückt durch den Parameter  $\beta_{\perp}^2 B_{\perp}^4 a^2$ ;  $a$  = kleiner Plasmaradius). Schafft man beispielsweise bei festgehaltener Maschinengröße den zur Regelung notwendigen radialen Spielraum durch eine entsprechende Verkleinerung von  $a$ , so vermindert diese Maßnahme den Wert von  $\beta_{\perp}^2 B_{\perp}^4 a^2$  um 20 bis 40 %.

Eine Reihe von Arbeiten wurde für das toroidale Spulensystem des Experimentes ZEPHYR ausgeführt, für das Bandspulen und Bitterspulen diskutiert wurden.

Zunächst wurde für Bandspulen die zeitliche Variation der räumlichen Temperaturverteilung in Spulenhals und -rücken während eines Strompulses unter der Annahme adiabatischer Bedingungen analytisch berechnet, um die Einflüsse des Magnetwiderstandes, des Restwiderstandsverhältnisses, des Stahl-Kupfer-Verhältnisses und der nuklearen Energiedeposition zu untersuchen /IPP 4/195/. Analoge Rechnungen wurden für die Temperaturen in der elektrischen Lagenisolation (zwischen den Kupferbändern) und in der Hochspannungsisolation (eine Seite am Kupfer, andere Seite frei) unter Berücksichtigung der Wärmeleitung und damit der Randbedingungen für die Temperatur durchgeführt, die in den beiden Fällen verschieden sind (IPP 4/195).

Um eine bessere Basis für die Berechnung der mechanischen Spannungen in der Spule zu erhalten, wurden anschließend die Temperaturverläufe im Leitermaterial numerisch für adiabate Bedingungen berechnet. Zu diesem Zweck wurde das Rechenprogramm TEVBA entwickelt /IPP 4/195, /4/. Die numerischen Rechnungen waren notwendig geworden, da Versuche zur Erzielung eines homogenen Temperaturverlaufes im Spulenhals durch eine ortsabhängige Stromdichte zu Schwierigkeiten geführt hatten. Diese entstanden durch inhomogene Temperaturverläufe, die sich in der restlichen Spule einstellen und in Form eines Anstieges der mechanischen Spannungen auf den Spulenhals zurückwirkten. Die Bitterspulen wurden auf der Basis finiter Elemente (FE) behandelt. Für die Knotenpunkte des FE-Gitters wurden wesentliche Werte wie Füllfaktor des Kupfers, Stahl-Kupfer-Verhältnis und die nukleare Energiedeposition durch Rechenprogramme bereitgestellt. Das FE-Programm selbst berechnet die Magnetfelder, die magnetischen Kraftdichten, die Temperaturen und die Ohm'schen Verluste in einer Bitterplatte während des Strompulses. Als Grundlage dieses FE-Programmes diente der Rubinacci-Code, der die Diffusionsgleichung für das Magnetfeld löst und der um die oben erwähnten Funktionen sowie die erforderlichen Materialdaten erweitert wurde.

## 2. Weiterentwicklung von SISYFUS und Komponentenmodellen

Für die Plasmarandschicht wurde ein einfaches analytisch behandelbares Modell aufgestellt. Als Grenzfälle wurden leichte Teilchen (z.B. Wasserstoff und Kohlenstoff) und schwere Teilchen (z.B. Eisen) betrachtet. Das Modell basiert auf den Transportvorgängen (parallel und senkrecht) und auf der Ionisation von Neutralteilchen in der Randschicht. Es liefert Bedingungen an der Grenze zwischen Kernplasma und Randschicht in der Form linearer Beziehungen, welche die Teilchenflüsse und -dichten an der Grenze mit Teilchenquellen (Ionisation leichter Teilchen an der Grenze, Fluß schwerer Verunreinigungen von der Wand) verknüpfen.

Die Informationen des Modells sind vollständig in diesen Bedingungen enthalten. Das Randschichtmodell kann auf einfache Weise an Transport-Codes gekoppelt werden, indem obige Relationen als Randbedingungen benutzt werden. Das beschriebene Modell wurde bei Untersuchungen zur Strahlungsandschicht in ZEPHYR benutzt (Beitrag zum APS-Meeting).

Das Modell FWLTB der Ersten Wand wurde um die Berücksichtigung folgender Materialeigenschaften erweitert: Streckgrenze, Bruchfestigkeit, Gleichmaßdehnung, Bruchdehnung, Zeitstandfestigkeit und Ermüdungsfestigkeit. Diese Eigenschaften sind die Grundlage einer Abschätzung für die Wandlebensdauer. Die verwendeten Beziehungen schließen den Einfluß der Neutronenbestrahlung mit ein. Zur Abschätzung der Lebensdauer wird zunächst untersucht, ob und wann die mechanischen Spannungen die zulässigen Grenzwerte überschreiten, die sich auf der Basis von Streckgrenze und Bruchfestigkeit bestimmen lassen. Außerdem werden die verbrauchten Lebensdaueranteile berechnet, die aus Zeitstandfestigkeit und Lastwechselzahl folgen. Diese beiden Zeiten werden mit Hilfe der "linear life fraction rule" zu einer Zeit zusammengefaßt und mit der tatsächlich abgelaufenen Betriebsdauer verglichen.

Speziell für Heliumkühlung wurde ein analytisches Modell für eine, aus dichtliegenden Rohren bestehende Erste Wand aufgebaut, das den Kühlmitteldruck konsistent mit der Leistung bestimmt, die vom Plasma her auftritt und von der Wand wegtransportiert werden muß. Dieses Modell liefert die Temperatur- und Spannungsverteilungen in der Wand sowie die notwendige Pumpleistung. Langzeiteffekte wie Strahlenschäden und Materialermüdung werden nicht behandelt, da sie durch die Übernahme der typischen Parameter dieser Wand und ihrer Kühlung in das Modell FWLTB untersucht werden können. Für das Blanket ist ein ähnliches Rechenmodell im Aufbau / Interner Bericht Nr. 26 /.

Das Modell PCOILS 2, das vor allem zur Untersuchung der Spulenenergieversorgung und von Vorgängen dient, wurde um die Darstellung der Stromlaufphase erweitert. Der Ermittlung der Plasmaparameter während dieser Phase dient das Rechenprogramm CURRIN, das speziell so angelegt wurde, daß es unmittelbar in PCOILS 2 eingebaut werden kann /IPP 4/194/. Gleichzeitig wurde der Aufbau eines Modells für die Energieversorgung der gepulsten Spulen begonnen, das möglichst weitgehend auf konventionelle Technologie zurückgreifen soll.



Für das Kraftwerkmodell SISYFUS wurden die Arbeiten zu den Material- und Kostenbilanzteilen SISYFUS-TM und -TC durch die Erfassung der spezifischen Materialmengen und spezifischen Kosten weitergeführt.

### 3. Einzeluntersuchungen

Eine Reihe von Parameterstudien mit FWLTB ergab wichtige Grundlagen für die Wahl der Dicke der Ersten Wand/227/. Der mögliche Bereich ist nach unten durch die Zeitstandfestigkeit, nach oben durch die Ermüdungsfestigkeit begrenzt. Der hierdurch definierte Bereich wird durch die Sicherheitsabstände der auftretenden Spannungen zur Streckgrenze bzw. Bruchfestigkeit des Materials weiter eingengt. Weiterhin deutet sich an, daß die Lebensdauer (in  $MW/m^2$ ) innerhalb des verbleibenden, engen Bereiches durch das zulässige Maß an Schwelldehnung bzw. strahlungsinduzierter Kriechdehnung bestimmt wird. Die Abb. 12 zeigt die Lebensdauer in  $MW/m^2$  für den Reaktorstrahl 1.4970 als Funktion der Wanddicke  $t_{FW}$ .

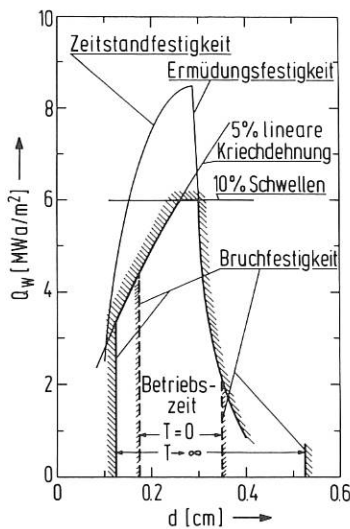


Abb. 12 Einfluß der Wandstärke [cm] auf die Lebensdauer der Ersten Wand, ausgedrückt in Einheiten der zeitintegrierten totalen Wandbelastung  $Q_w$  ( $MW/m^2$ )

Bei der Untersuchung der Lebensdauer als Funktion der Wandbelastung zeigte sich, daß - je nach deren Größe - unterschiedliche Kriterien dominieren, d.h. unterschiedliche Lebensdauern in  $MW/m^2$  resultieren. Während bei niedrigen Wandbelastungen (typisch  $1 MW/m^2$ ) dosisabhängige Effekte die Lebensdauer begrenzen, ist es bei hoher Wandbelastung (typisch  $4 MW/m^2$ ) die Ermüdungsfestigkeit. Daraus folgt, daß die häufig verwendete Hypothese, daß die Standzeit umgekehrt proportional zur Wandbelastung sei, nicht immer richtig ist.

Parameterstudien für eine mit Helium gekühlte Erste Wand aus dem Reaktorstahl 1.4970 ergaben - ohne die Berücksichtigung von Langzeiteffekten - mögliche Neutronenwandbelastungen von 3 bis  $4 MW/m^2$  und Helium-Pumpleistungen von 5 bis 10 % der thermischen Leistung.

Die Untersuchung der Nettoenergiebilanz von Fusionskraftwerken, d.h. die Untersuchung der Frage des Energieaufwandes für ihren Bau wurde begonnen. Dabei zeigte sich, daß die Bewertung einer solchen Bilanz stark von der Art abhängt, in der die Energie bestimmt wird, die für die Herstellung der Kraftwerkskomponenten aufgewendet werden muß. Stark voneinander abweichende Werte für diese Energie ergaben sich, je nachdem ob sie durch eine sogenannte Prozeßkettenanalyse oder durch die "Energiebelastung" bestimmt wird, die sich aus der Wirtschaftsstatistik für die verschiedenen beteiligten Produktionsbereiche herleiten läßt. Außerdem hängt die Bewertung der Nettoenergiebilanz stark von der Struktur des Energiesystems ab, in dem das Fusionskraftwerk gebaut wird, da seine Komponenten teilweise mit Hilfe thermischer und teilweise mit Hilfe elektrischer Energie hergestellt werden.

### 6. SPEZIELLE REAKTORUNTERSUCHUNGEN

(K.H. Schmitter, D. Pfirsch<sup>1)</sup>)

Es fanden Überlegungen statt mit dem Ziel, eine grundsätzliche Orientierung bezüglich der Reaktorrelevanz von Fusionssystemen durch globale Vergleiche mit bestehenden Energiesystemen zu gewinnen. Hauptaugenmerk lag hierbei auf den Kraftwerkskriterien "Komplexität", "Machbarkeit", "Leistungsdichte" und "Pay-back-Zeit", die sich als besonders kritisch erwiesen /IPP 4/108, 242,243/. Schon allein bezüglich der beiden letztgenannten Merkmale scheinen die Aspekte des Hybridreaktors zur Erzeugung spaltbaren Materials günstiger zu sein.

1) Bereich Theorie

ZENTRALE TECHNISCHE EINRICHTUNGEN  
(Dr. H. Muntenbruch)

Die Planungen für das Projekt ZEPHYR bestimmten im Berichtsjahr in hohem Maße auch die Arbeiten der Zentralen Technischen Einrichtungen. Vor allem die Führungskräfte der Fachabteilungen und Arbeitsgruppen waren durch diese Aufgaben in Anspruch genommen, so daß Routinearbeiten, aber auch eigentlich notwendige Maßnahmen zur Anpassung der Struktur der einzelnen "Dienste" auf Grund von Fortschritten in Technik und Technologie zurückgestellt werden mußten. Nach dem konzentrierten Einsatz der ZTE im Vorjahr für ASDEX ergibt sich damit ein Rückstau an internen Arbeiten zur Erhaltung des Potentials der Technischen Infrastruktur, der möglichst bald abgebaut werden sollte.

Im Gegensatz zur Situation bei den Ingenieur- und Führungsaufgaben ergab sich für Werkstatt- und Montageleistungen ein Abbau des Auftragsvorlaufs. Zwar blieb die Terminalsituation auf Grund harter Forderungen der Projekte weiterhin angespannt, aber nahezu das gesamte Fertigungsvolumen konnte intern bewältigt werden (nur wenig Werkvertragsarbeit gegenüber ca. 60 000 Std. im Vorjahr). Dies spiegelt sich auch darin wider, daß von den ZTE 1980 nur etwas mehr als 260 000 direkt den Aufträgen zugeordnete Stunden erbracht wurden. Lohn- und Preiserhöhungen erzwangen eine Anhebung des Stundensatzes auf DM 54,- / Auftragsstunde, und die permanente Überprüfung der Betriebskosten (gemeinsam mit der Finanzabteilung der Verwaltung) läßt erkennen, daß eine weitere Anhebung unvermeidlich ist, weil im Gegensatz zum Vorjahr nicht mehr einfachere Arbeiten zu einem entsprechend geringen Stundensatz extern ausgeführt werden konnten.

Im Organigramm der ZTE (siehe nächste Seite) ist die fach-orientierte Gliederung des Bereiches erkennbar, die sich von entsprechenden Strukturen anderer GFE teilweise erheblich unterscheidet, die sich aber in den vergangenen sieben Jahren ausgezeichnet bewährt hat. - Die wesentlichen Dienstleistungen der ZTE für die Projekte werden im folgenden umrissen.

---

1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungs-  
technik  
(M. Kottmair, A. Hipper)

Der Schwerpunkt der Arbeiten lag 1980 in der Fertigstellung umfangreicher Aufträge der Projekte. U.a. konnte die Inbetriebnahme der verschiedenen Untersystem-Steuerungen für ASDEX abgeschlossen werden. Im Rahmen der Arbeiten für das Projekt ZEPHYR wurden zwei Konzepte zur Versorgung der einzelnen Experimentkomponenten mit elektrischer Energie ausgearbeitet. Vorarbeiten für die elektrische Steuerung des Experimentes ZEPHYR wurden begonnen.

Die Zentrale Elektrowerkstatt (E. Hecht) fertigte im Rahmen von 200 Aufträgen mit einem Arbeitsaufwand von 27 000 Arbeitsstunden u.a.

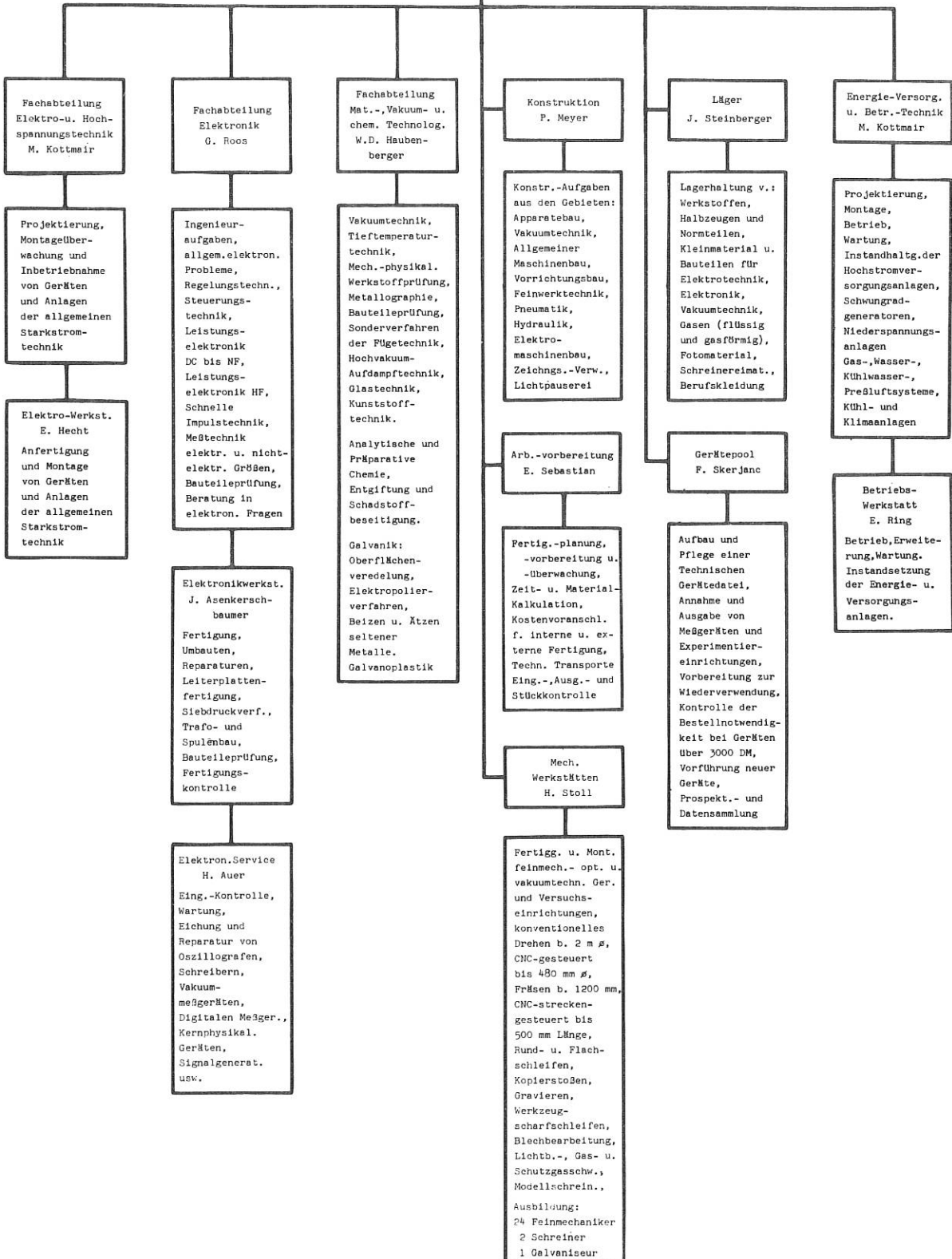
-Versorgungsgeräte und Anlagen für Hoch- und Niederspannung,  
-Energie-, Steuer- und Meßleitungen einschl. Montage,  
-Spulen, Transformatoren und Drosseln (Fertigung und Montage).

Ein wesentlicher Anteil der Arbeitskapazität wurde für die Fertigung von Geräten und für Montagearbeiten für die Neutralinjektoren an den Experimenten W VII und ASDEX aufgewendet.

Wissenschaftlich-technischer  
Geschäftsbereich  
Prof. Dr.R.Wienecke

ZENTRALE TECHNISCHE EINRICHTUNGEN  
Dr. H. Muntenbruch

Koordination, Zentr.  
Auftragsabwicklung  
L. Elsholz



2. Fachabteilung Elektronik  
(G. Roos, W. Melkus)

Auch dieses Jahr war gekennzeichnet durch großen Mangel an Ingenieurkapazität, so daß nur durch strenge Prioritätensetzung kritische Termine eingehalten werden konnten. Herausragende Aufträge betrafen ASDEX und Neutralinjektion (für W VII und ASDEX), gegen Jahresende auch das Projekt HF-Heizung.

Wegen der technischen und wirtschaftlichen Bedeutung sollen die folgenden drei Einzelaufgaben vorgestellt werden:

- Zum Jahresbeginn wurde der Radialfeldsteller für ASDEX fertiggestellt und problemlos in Betrieb genommen. Nach fast einem Jahr störungsfreiem Experimentierbetrieb wurde der Steller Mitte Dezember durch die Folgen einer Disruption schwer beschädigt. Dank der modularen Bauweise blieben aber ca. 80 % der 4 200 Leistungstransistoren unbeschädigt, und der Betrieb konnte mit nur wenig reduzierter Leistung nach wenigen Tagen wieder aufgenommen werden. Da derartige Störfälle im Experimentierbetrieb nie ganz auszuschließen sind, wird anlässlich der Reparatur durch Einbau einer gesteuerten Schnellabschaltung versucht, auch in extremen Fällen Schäden zu vermeiden.
- Technisch und wirtschaftlich bedeutend war auch die Entwicklung von Tiefpaß-Filtern mit Eingangs- und Ausgangsverstärkern, die eine Reihe von speziellen Bedingungen erfüllen müssen (z.B. Frequenzumschaltung 1:10 mit kurzen Einschwingzeiten, sehr kleine Toleranz der Gruppenlaufzeit, Fernbedienung über TTL-Signale usw.). Von der Industrie angebotene serienmäßige Filterverstärker sind entweder nicht geeignet oder sehr teuer. Auch externe Entwicklung und Fertigung hätte zu erheblichen Kosten geführt. Für die Röntgendiagnostik an ASDEX wird eine größere Zahl solcher Filter benötigt, so daß Eigenentwicklung und -fertigung gerechtfertigt erschienen. Die von uns gefundene Lösung in passiver Technik ist zwar relativ arbeitsintensiv, impliziert jedoch sehr niedrige Materialkosten und erfüllt die gestellten Bedingungen bei akzeptablen Kosten nahezu optimal.
- Die Entwicklung und der Bau von Betriebsschränken für acht Hochleistungsklystrons für die HF-Heizung an ASDEX wurde in Angriff genommen. Eine Ausschreibung hatte ergeben, daß ein Kauf sehr hohe Kosten verursacht hätte und daß darüber hinaus auch mit technischen und organisatorischen Problemen zu rechnen gewesen wäre, weil eine Reihe von wichtigen Daten erst im Laufe der Zeit angegeben werden können. Hier kommt also ganz typisch der Vorteil großer Flexibilität bei der Entwicklung und Fertigung im eigenen Haus zum tragen. Diese Arbeiten sind inzwischen soweit gediehen, daß mit der termingemäßen Fertigstellung der Schränke im nächsten Jahr gerechnet werden kann, und es ist schon zu erkennen, daß erhebliche Geldmittel eingespart werden.

Die Zentrale Elektronikwerkstatt (J. Asenkerschbaumer) leistete mit elf Facharbeitern ca. 15 500 auftragsbezogene Arbeitsstunden. Wie gewohnt erstreckten sich die Arbeiten über einen weiten Bereich elektronischer Technik. Die Anfertigung verschiedenster Geräte für ASDEX und W VII a überwog.

Der Auftragseingang bei der Leiterplattenfertigung war so hoch, daß etwa die Hälfte der Platinen außerhalb des IPP gefertigt werden mußte. Hier wird eine Kapazitätsanpassung angestrebt.

Der Zentrale Elektronikservice (H. Auer) bearbeitete etwa 930 Aufträge, darunter 70 Wareneingangsprüfungen. Die Wareneingangsprüfungen gingen auf 30 % der Vorjahreszahl zurück, während die Reparaturen zunahmten. Im Service spiegelt sich damit sehr deutlich die Situation des Instituts im Hinblick auf die gekürzten Investitionsmittel wider.

3. Fachabteilung Material-, Vakuum- und Chemische Technologien  
(W. D. Haubenberger)

In den Labors der Fachabteilung wurden 1980 insgesamt 865 Aufträge bearbeitet, darunter solche, die einzeln den Großteil der Jahresstunden einzelner Bearbeiter beanspruchten. Zu erwähnen sind:

- Entwicklung eines Verbundleiters Kupfer-Austenit für Toroidalfeldspulen (ZEPHYR),
- Bearbeitung von Werkstoff- und Prüfproblemen für Limiter- und Schutzschildwerkstoffe (ZEPHYR),
- Konstruktion und Herstellung von Metall-Keramik-Verbindungen für Isolierstrecken und Stromdurchführungen; Entwicklung von Metall-Keramik-Verbindungen in Rechteckform für das Projekt HF-Heizung,
- Materialprüfungen an Kunststoffen und Verbundwerkstoffen,
- Lecksucharbeiten an Bauteilen sowie an fertig montierten Geräten (z.B. Diagnostikeinheiten) bei Großexperimenten,
- Aufbau eines Vakuumprüfstandes zur Untersuchung des Wärmeüberganges von Limiterpilzen auf die Trägerplatte im Hochvakuum und zum Ausheizen bzw. Ausgasen von Bauteilen und Proben bei hohen Temperaturen ( $>1000^{\circ}\text{C}$ ) durch induktive Erwärmung; Messungen des Wärmeüberganges.
- Voruntersuchungen zum Weichglühen und Glüharbeiten an Kupferdichtringen für ASDEX; Aufbau von Vorrichtungen für das Kontrollieren und Kalibrieren von Thermoelementen unter Schutzgas im HERAEUS-Ofen,
- Isolierarbeiten, Isolationsprüfung sowie die Montage der Ablenk Magnete für das Projekt Neutralinjektion,
- Fertigung verschiedener Entladungsröhren (Glas/Metallverschmelzungen) für Laserexperimente, darunter auch die eines komplizierten doppelwandigen Entladungsrohres,
- Epitaxieanlage zur Herstellung von Galliumarsenid für das MPI für Astrophysik,
- Experimentelle Beiträge zur Tritium-Technologie (siehe ZEPHYR - Projektstudie),
- Klassieren, analysieren, deklarieren von 5,7 t Sondermüll vor der Weiterbehandlung bei der Gesellschaft zur Beseitigung von Sondermüll (im Rahmen von Umweltschutzmaßnahmen); Überwachung der Betriebswässer und Kontrolle der galvanischen Bäder,
- Galvanoplastische Herstellung und Verbindung von Mikrowellenbauteilen sowie Hohlkugeln; Photochemische Ätzverfahren zur Herstellung von Mikrobauanteilen wie z.B. Bolometermasken,
- Präparative Arbeiten auf dem Gebiet der Edelmetallrückgewinnung; Reinigung von Interhalogenverbindungen und Perfluorisopropyljodid für Jodlaser (PLF); Herstellung von Nickel-Komplex-Farbstofflösungen für den Jodlaser, die zu einem Patent führten. (Dr. Volk, J. Perchermeier)

4. Zentrale Konstruktion

(P. Meyer, U. Broßmann, S. Mukherjee,  
B. Sombach)

Das Jahr 1980 war gekennzeichnet durch einen abnehmenden Bedarf an Konstruktionskapazität am Experiment ASDEX und einem überproportional steigenden (und daher nicht voll zu befriedigenden) Bedarf des Projektes ZEPHYR.

Für ASDEX waren überwiegend Diagnostikeinrichtungen zu konstruieren, und ZEPHYR brauchte Konstruktionshilfe bei der Konzeptfindung. Konstruktionsarbeiten für andere Projekte wie Neutralinjektion in ASDEX oder Diagnostik für W VII und JET traten demgegenüber zurück.

Die Zahl der Mitarbeiter stieg 1980 etwas an, wodurch nicht nur das Stundenangebot vergrößert, sondern auch das Leistungsangebot erweitert wurde. Die ZK kann nun auch Festigkeitsberechnungen mit FE-Programmen (SAP V, STRUDEL) durchführen und die Anfertigung von graphischen Darstellungen, Diavorlagen usw. als Normalleistung anbieten. Ein Bericht über die ZK-Aktivitäten bei der Entwicklung des ZEPHYR-TF-Magneten nach dem Bitterkonzept ist in der Projektstudie ZEPHYR des Bereichs Hoch-Beta-Plasmen enthalten.

5. Zentrale Arbeitsvorbereitung  
(E. Sebastian)

Nach Beendigung der Montagearbeiten am Projekt ASDEX Ende 1979 gingen die in der AV vorbereiteten Fertigungsstunden von ca. 142.000 Std. (1979) auf ca. 95.000 Std. (1980) zurück. Davon wurden von den Zentralen Werkstätten 87.000 Arbeitsstunden, 6.500 Stunden von Fremdfirmen und von den örtlichen Werkstätten 1.600 Arbeitsstunden geleistet. Auf Grund dieser Entlastung konnten die Fertigungsaufträge sorgfältiger auf kostengünstige Fertigung hin überprüft und nötigenfalls geändert werden. Zwei Beispiele lassen dies erkennen:

Eine vorgelegte Konstruktion hätte für ihre Realisierung ca. 600 Frässtunden benötigt. Durch geringe Änderungen der Konstruktion (Aufwand ca. 20 Arbeitsstunden) wurden stattdessen 300 Schlosserstunden benötigt und damit Einsparungen von ca. DM 15.000,- erzielt. Außerdem war während der Fertigungszeit Schlosserkapazität verfügbar, während die Fräserei überlastet war.

Ein Fertigungsauftrag sah die Bearbeitung von acht gekauften GFK Rohren vor, Material- und Fertigungskosten ca. DM 39.000,-. Nach einer Konstruktionsänderung wurden in Zusammenarbeit mit der Kunststoffwerkstatt (ZT) die gesamten Rohre für DM 26.300,- von der Kunststoffwerkstatt hergestellt und damit mehr als DM 10.000,- gespart. (In der Kunststoffwerkstatt war in dieser Zeit Fertigungskapazität frei).

Auch in der Zwischen- und Endkontrolle machte sich das Abklingen der Auftragsflut bemerkbar. Hier konnte nach langer Zeit wieder zu einer gründlicheren Kontrolle übergegangen werden.

6. Zentrale Mechanische Werkstätten  
(H. Stoll)

Bei einem Personalstand, der sich im Berichtsjahr um sieben Mitarbeiter verringerte, wurden ca. 87.300 Produktionsstunden erbracht (etwa 5.000 weniger als im Vorjahr). Die Fluktuation war weiterhin hoch (15 Abgänge, 8 Zugänge). Sie wurde - noch stärker als im Vorjahr - durch den Wechsel von ZW-Mitarbeitern in andere Bereiche des IPP bestimmt. So erfreulich die Wertschätzung der ZW-Mitarbeiter durch die wissenschaftlichen Projekte auch ist, so bleibt doch in dieser Situation zu wenig Zeit, das Erfahrungspotential der ZW auf dem gewohnten (und nötigen) hohen Stand zu halten.

Für die Schlosserei (G. Lampart) ergab sich nach Beendigung der Montagearbeiten am ASDEX im 2. Quartal eine Entspannung der Personalsituation dadurch, daß die Werkstatt wieder stärker besetzt war. Die Folgeaufträge betrafen hauptsächlich Trag- und Stützgerüste für Diagnostik und Baugruppen der Neutralinjektionssysteme. Diese Arbeiten waren durch hohe Schweißanteile geprägt und erforderten über einige Monate hinaus den Einsatz von zwei zusätzlichen Schutzgasschweißern, die beide aus der Schlosserei kamen und sich in kürzester Zeit in diese Materie gut einarbeiteten. Besonders erwähnenswert ist die Anfertigung eines Disruptionsmodells für das Projekt ZEPHYR, das an die handwerklichen Fähigkeiten dieser Arbeitsgruppe überdurchschnittliche Anforderungen stellte, aber insgesamt wurden 90 % der Arbeiten für das Projekt ASDEX geleistet.

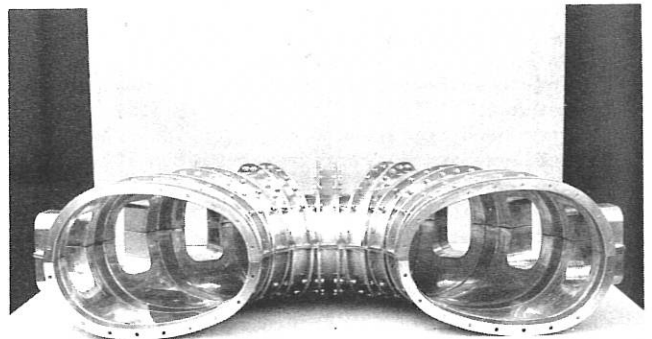


Abb.1 Disruptionsmodell (ZEPHYR)

Torus aus 32 parallelen Cr-Ni-Stahl- und 32 konischen Messingsegmenten ( $11,25^\circ$ ). Die ellipsenförmigen Lötteile wurden in Handarbeit gefertigt. Präzise Einhaltung der Maß- und Winkelgenauigkeit waren unerlässlich.

Die Fertigung in der Mechanik (J. Müller) hatte ihren Schwerpunkt im Bau von Versuchseinrichtungen für das Projekt ASDEX, herausragend dabei Herstellung der Einzelteile und Montage der Systeme für weiche Röntgendiagnostik (Blenden- und Filtergehäuse), Bolometer-Loch-Kamera und SFK-Kalorimeter. Dabei handelte es sich überwiegend um Werkstücke mit hohen Präzisionsanforderungen, die aber auf Grund ihrer Größe und ihres Gewichtes nur auf großen Fräsmaschinen bearbeitet werden konnten.

## Zentrale Technische Einrichtungen

Wegen Verknappung der Geldmittel mußten im Berichtsjahr umfangreiche Fräsarbeiten zusätzlich ausgeführt werden, für die der Maschinenpark der ZW nicht ausgelegt ist. Dies führte zu ständiger Überbelegung der Fräserei und muß Anlaß sein, bei zukünftigen Investitionen diese Maschinengruppe zu verstärken.

Die Feinmechanik (R. Singer) war 1980 zu etwa 30 % für ASDEX, zu 30 % für PWW und je 20 % für ZEPHYR und die Projektgruppe für Laserforschung tätig. Dabei ging die Fertigung von Einzelteilen zurück, und der Bau von Diagnostiksystemen verstärkte sich. Schwierig (und damit besonders attraktiv) war die Anfertigung eines Targetmanipulators für PWW, bei dem ein vakuumdichter dünnwandiger Halter mit komplizierten Kühlkanälen durch Galvanoplastik hergestellt werden mußte. Neben der üblichen Unterweisung institutseigener Auszubildender erhielten auch drei Ingenieurpraktikanten ihre praktische Ausbildung in der Feinmechanik.

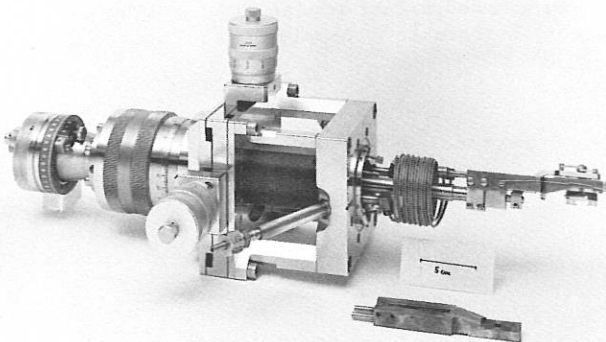


Abb. 2 Targetmanipulator

Der Targetmanipulator für die Apparatur "Sorbas" ermöglicht, die Lage eines ausheizbaren, stickstoffgekühlten Targets im Vakuum reproduzierbar einzustellen.

Große Anforderungen stellte die Anfertigung des stickstoffgekühlten, vakuumdichten Halters, dessen komplizierte Kühlkanäle nur durch Galvanoplastik mit anschließender mechanischer Fertigbearbeitung hergestellt werden konnten.

Am 10. 01. 1980 fand die Aufnahmeprüfung für Bewerber um einen Ausbildungsplatz in der Lehrwerkstatt (G. Knoll) statt. Insgesamt wurden 33 Bewerber zu dieser Prüfung eingeladen. Aus diesen Bewerbern wurden 6 Feinmechaniker, davon 1 Mädchen, und weiterhin 1 Tischler und 1 Galvaniseur ausgewählt. Die acht Auszubildenden begannen am 01.09.80 ihre Ausbildung.

Am 05. 02. 1980 legten sechs Auszubildende die Abschlußprüfung vor der IHK München mit Erfolg ab. Von diesen sechs jungen Facharbeitern wurden vier in ein festes Arbeitsverhältnis übernommen. Am 03. 03. 1980 wurde die lt. Berufsbildungsgesetz vorgeschriebene Zwischenprüfung in der Lehrwerkstatt durchgeführt, die (ebenso wie die Abschlußprüfung) überdurchschnittliche Ergebnisse zeitigte. Beson-

ders zu erwähnen ist aber, daß am 08. 07. 1980 zwei Auszubildende vorzeitig ihre Abschlußprüfung vor der IHK mit besonderer Auszeichnung abgelegt haben.

Im Verlaufe des Jahres wurden von den Auszubildenden des 3. und 4. Ausbildungsjahres ca. 2.600 produktive Arbeitsstunden geleistet.

Die Arbeitsstunden der Schreinerei (W. Kaehs) teilten sich wie folgt auf:

ZEPHYR	14,2 %
W VII	2,9 %
ASDEX	12,4 %
Neutralinjektion	23,1 %
PWW	13,3 %
ZTE/Verw./Theorie/Rechen- anlage/Bau	19,5 %
Projektgruppe f. Laserfor- schung	14,6 %

Für das Experiment ZEPHYR wurden dabei Modelle für die Bittermagnetversion und den Bandspulentyp der Hauptfeldspulen gefertigt. Für die Neutralinjektion waren Montagevorrichtungen für Beamline (Vakuumkammer), Spulenkörper, Kabelhalterungen und Tragkonstruktionen für die Ionenquellen-Versorgung besonders umfangreiche Aufträge.

Auch die Schreinerei mußte auf Grund der angespannten Finanzlage eine erhebliche Zahl von Aufträgen, die sonst an Fremdfirmen vergeben worden wären, durchführen.

Im September wurde mit der Ausbildung eines weiteren Schreinerlehrlings (weiblich) begonnen.

Der planmäßige Ersatz alter Werkzeugmaschinen durch modernere und leistungsfähigere konnte im Berichtsjahr nicht im notwendigen Umfang fortgesetzt werden. Einzig eine größere Fräsmaschine konnte durch eine ähnliche, eine "Deckel" Universal-Werkzeugfräsmaschine FP 3 LV mit aktiver Digitalanzeige (Fräslänge 1200 mm) ersetzt werden.

### 7. Zentrale Läger (J. Steinberger)

Die Zentralen Läger lieferten im Berichtsjahr Materialien und Bauteile im Wert von mehr als 2,5 Mio DM aus.

Dabei wurden beliefert

- vom Materiallager vor allem die zentralen und örtlichen Werkstätten mit Halbzeugen, Normteilen usw. Für Aufträge in den Zentralen Werkstätten wurden Materialien verschiedener Formen und Größen präzise zugeschnitten.
- vom Elektro- und Elektroniklager vor allem die Projekte mit Bauteilen und Geräten aus einem Sortiment von mehr als 4.000 verschiedenen Artikeln,
- vom Vakuumlager die Projekte mit Bauteilen und Meßgeräten,
- vom Gaslager 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.

Die Reduktion des Wertes der ausgegebenen Materialien und Geräte trotz merklicher Preissteigerungen ist auf Rationalisierungserfolge, aber auch auf erzwungene Sparmaßnahmen zurückzuführen.

#### 8. Zentraler Gerätepool (F. Skerjanc)

Im Berichtsjahr wurden in der Technischen Geräte-datei folgende Warengruppen erfaßt:

Werkzeugmaschinen, Zeichengeräte und -anlagen und Vakuumgeräte. (Die Arbeiten an der letzten Gruppe sind noch nicht abgeschlossen).

Dabei sind folgende Daten erfaßt:

Gerätegruppe, Inventar-Nummer, Gerätebezeichnung mit charakteristischen technischen Daten, Type, Gerätenummer, Kaufdatum, Kaufpreis, Standort, Telefonnummer des Benutzers, Datum der Übernahme durch den gegenwärtigen Benutzer.

Die Gerätegruppen sind dabei vor allem unter dem Aspekt des schnellen Auffindens eines Gerätes mit den benötigten technischen Eigenschaften gegliedert.

Im Rahmen der Wiederverwertung und Aussonderung von Geräten wurden Bauteile und Geräte im Wert von 3,75 Mio DM vom Gerätepool übernommen. Wieder ausgegeben wurden Geräte und Bauteile im Anschaffungswert von 1,25 Mio DM.

Verkauft wurden Maschinen und Geräte mit einem Anschaffungswert von 1,3 Mio DM zu einem Verkaufspreis von durchschnittlich 15 % davon (darunter aber viele zum Schrottwert).

Geräte und Apparaturen im Wert von nahezu 0,4 Mio DM wurden an Hochschul- und andere Forschungsinstitute verliehen.

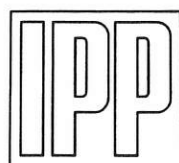
#### 9. Energieversorgung und Betriebstechnik (M. Kottmair, E. Ring)

Von den Arbeitsgruppen der Betriebstechnik wurden für 245 Aufträge ca. 30.000 Arbeitsstunden geleistet. U. a. waren ca. 20 km Datenleitungen für die Rechenanlage zu verlegen.

Neben der Erledigung der Routinearbeiten wurde (in Zusammenarbeit mit der Bauabteilung der Verwaltung und der Industrie), mit der Umstellung unserer Heizungsanlagen auf Erdgasfeuerung (mit Umschaltmöglichkeit auf Schwerölfeuerung) begonnen. Erdgasleitung und -anschluß sind fertiggestellt und betriebsbereit. An einem der drei Heizungskessel ist der neue Gas-/Schwerölbrenner montiert. Ein umfangreicher Probetrieb verlief erfolgreich. Inbetriebnahme dieses Kessels kann nach Erteilung der Betriebserlaubnis durch die Behörden erfolgen. Die Umstellungsarbeiten werden auch 1981 noch einige Zeit in Anspruch nehmen.

Änderungen der Betriebsbedingungen der Großexperimente machten weitere Anpassungsarbeiten an den Hochstromversorgungssystemen, vor allem an den Thyristorgleichrichteranlagen notwendig. Diese Arbeiten wurden zu einem gewissen Abschluß gebracht, da im kommenden Jahr wieder umfangreiche Revisionsarbeiten anstehen.

# Organisationsstruktur des



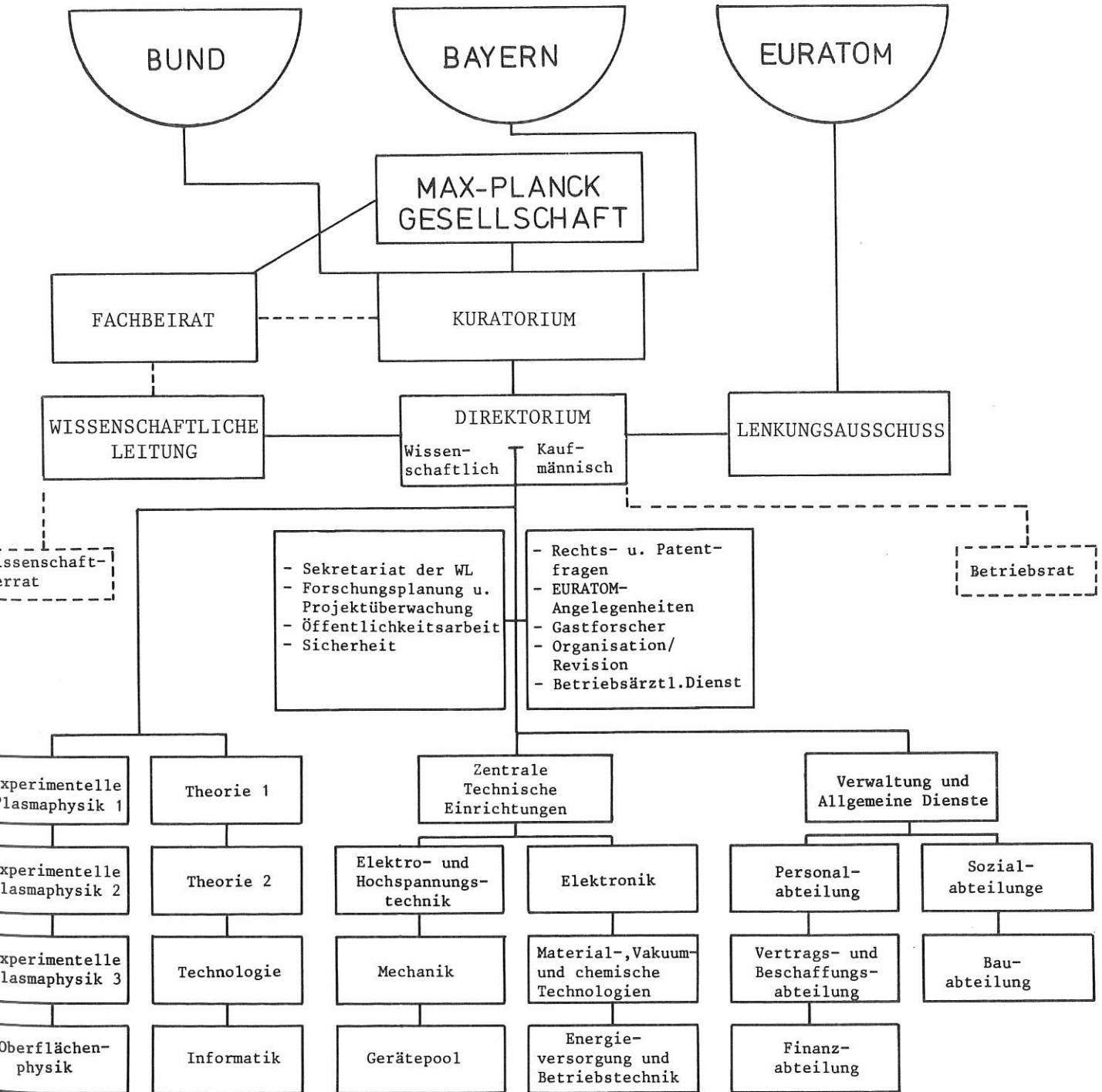


# Organisation

## 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 Gesell-

schafterversammlung 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 1980 56,2 % der Ausgaben finanzierte,
- der Freistaat Bayern, der sich mit 6,2 % beteiligte,
- die Europäischen Gemeinschaften (EURATOM) mit 24,4 %.

Die restlichen 13,2 % 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 1980:

Professor Dr. Reimar Lüst, als Präsident der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V.;  
Ministerialdirektor Dr. Wolf-J. Schmidt-Küster, als vom Bundesministerium für Forschung und Technologie entsandter Vertreter;  
N.N., als vom Bundesminister der Finanzen entsandter Vertreter;  
Ministerialdirektor Herbert Kießling, 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 1980:

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;  
Professor Dr. C.M. Braams, FOM-Instituut voor Plasmafysica, Jutphaas, Holland;

Professor 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. Francois 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 1980 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 Pfirsich;  
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 wirken beratend mit:

Professor Dr. Ewald Fünfer, emeritiertes Wissenschaftliches Mitglied;  
Professor Dr. James McCune, auswärtiges Wissenschaftliches Mitglied;  
Professor Dr. Hartmut 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, Eingruppierung und Entlassung des wissenschaftlichen Personals und vertritt das Insti-

## Organisation

tut 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 setzt 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 Angele-

genheiten ihres Entscheidungsbereiches, insbesondere in Fragen des wissenschaftlichen Programms, bei Struktur- und Personalfragen.

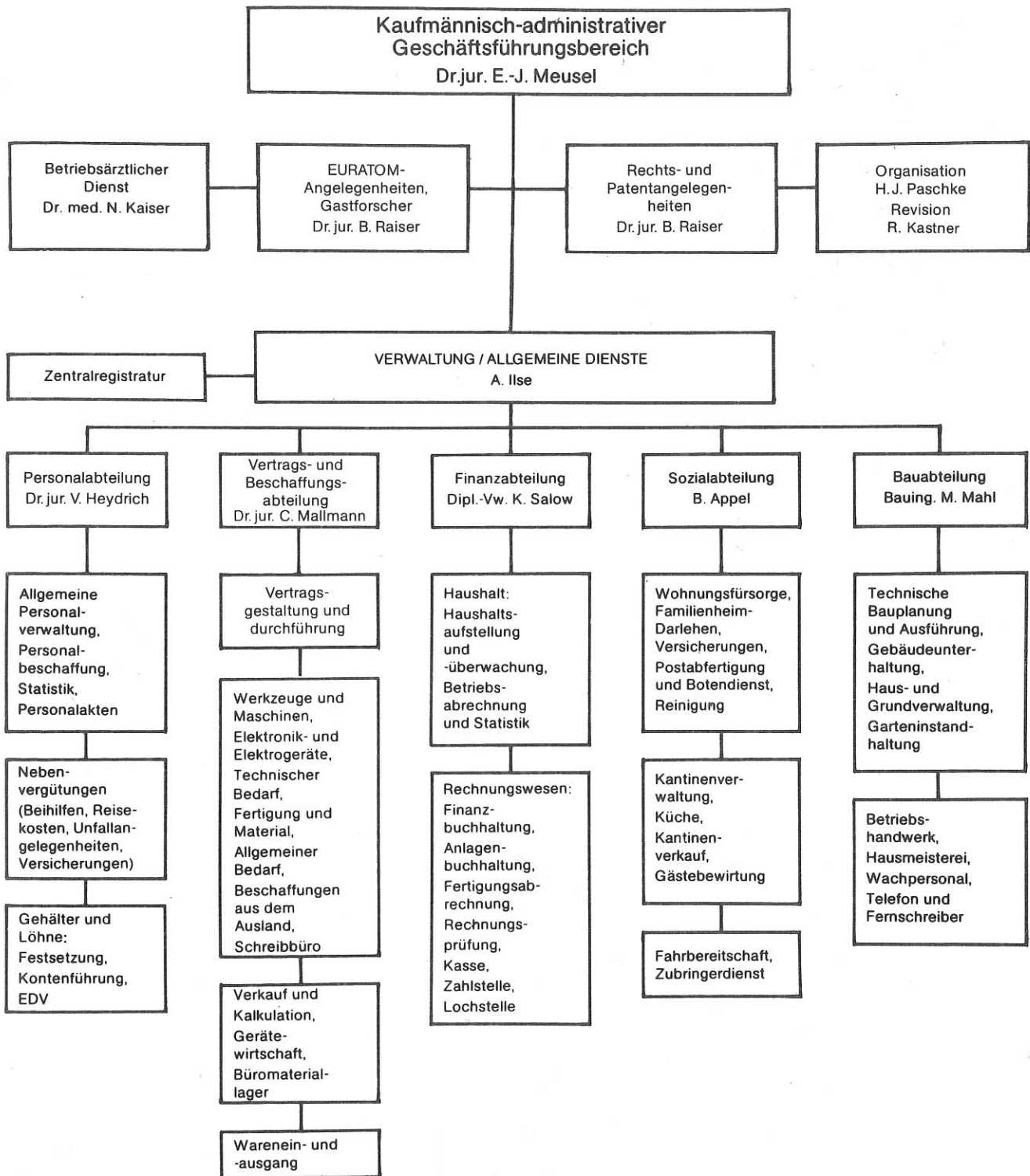
Der Wissenschaftlerrat setzte sich seit der Neuwahl am 22.5.1980 wie folgt zusammen:

Dr. Josef Junker (Vorsitzender),  
Dr. Bernhard Scherzer (stellvertr. Vorsitzender),  
Dr. Ricardo Croci,  
Dr. Otto Gruber,  
Dr. Wolf-Dieter Haubenberger,  
Dr. Franz Herrnegger,  
Dr. Albrecht Stähler,  
Dr. Friedrich Wagner.

Dem Betriebsrat gehörten folgende Mitglieder an:

Heinz Fendl (hauptamtlich als Vorsitzender),  
Fritz Lehnert (hauptamtlich als stellvertr. Vorsitzender),  
Dr. Heinrich Wulff (hauptamtlich),  
Anton Albrecht,  
Josef Dresler (seit 1.11.1980),  
Heinz Flohr (bis 31.10.1980),  
Manfred Hunger,  
Michael Karpfinger,  
Richard Kraus,  
Georg Pollner,  
Dr. Walter Poschenrieder,  
Ursula Rang,  
Rudolf Röber,  
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 1980 wurden insgesamt

124 Schutzrechte und Schutzrechtsanmeldungen betreut, die sich wie folgt aufgliedern:

erteilte deutsche Patente	17
erteilte ausländische Patente	44
eingetragene Gebrauchs- und Geschmacks- muster (Deutschland: 5, Ausland: 2, international: 1)	8
laufende deutsche Anmeldungen	21
laufende ausländische Anmeldungen	34

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 - m.d.W.b.)

Der Leiter der Organisation überwachte in seiner Funktion als Datenschutzbeauftragter die Erfüllung und Einhaltung des Datenschutzgesetzes und betreute ferner die Installation des Rechnersystems IBM

4331. 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 6.681 Fällen ärztliche Hilfe geleistet; enthalten sind darin 71 Einstellungsuntersuchungen, 720 Behandlungen, 256 Sonderuntersuchungen, 937 Vorsorgemaßnahmen und 769 arbeitsschutzrechtlich vorgeschriebene Untersuchungen. Ferner wurden 12.205 Laborleistungen 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 1.3.1980 um 6,3 % (1979: 4 %, 1978: 4,5 %) erhöht.

Vom 1.1.1980 bis 31.12.1980 hat sich die Anzahl der Beschäftigten von 1.050 auf 1.049 verringert.

Der Personalstand zu den Jahresenden 1979 und 1980 stellt sich wie folgt dar:

	Stand: 31.12.79	Stand: 31.12.80
Wissenschaftler*)	229	229
Technisches Personal	524	529
Direktorium und Verwaltung	83	86
Allgemeine Dienste und Betriebsrat	158	151
	994	995
Auszubildende und Praktikanten	38	37
Doktoranden und Diplomanden	10	9
Zeithilfen	8	8
Gesamt-Personal	1.050	1.049

\*) mit Gastwissenschaftlern

Die Austrittsfluktuation der Mitarbeiter auf Planstellen in der Zeit vom 1. Januar 1980 bis 31. Dezember 1980 ist in der nachstehenden Übersicht dargestellt:

Austrittsfluktuation:		Zahlenstand 1979	Zahlenstand 1980
Gruppe 1 = wiss. Angestellte	C 4 - BAT Ia	1,2 % ( 1)	2,4 % ( 2)
Gruppe 2 = wiss. Angestellte	BAT Ib - BAT IIa	3,3 % ( 4)	2,5 % ( 3)
Gruppe 3 = techn. Angestellte	BAT IIaT - BAT Va	0,0 % ( 0)	0,7 % ( 1)
Gruppe 4 = techn. Angestellte	BAT Vb - BAT VIb	3,7 % ( 7)	4,3 % ( 8)
Gruppe 5 = techn. Angestellte	BAT VII - BAT X	11,5 % ( 3)	0,0 % ( 0)
Gruppe 6 = Verw. Angestellte	BAT IV - BAT Vb	2,6 % ( 1)	0,0 % ( 0)
Gruppe 7 = Verw. Angestellte	BAT Vc - BAT X	7,9 % ( 6)	5,3 % ( 4)
Gruppe 8 = Facharbeiter	MTB I - MTB IV	4,5 % ( 9)	3,1 % ( 6)
Gruppe 9 = ungelernte Arbeiter	MTB V - MTB VIII	2,5 % ( 1)	5,1 % ( 2)
<b>Gesamtfluktuation (Planstellen)</b>		<b>3,5 % (32)</b>	<b>2,9 % (26)</b>

Die Zahl der schwerbehinderten Beschäftigten ist seit dem 31.12.1979 von 61 um 7 auf 68 angestiegen. Die gesetzlich vorgeschriebene Quote von 6 % ist somit um 7 Mitarbeiter überschritten.

Zum europäischen Großprojekt der Fusionsforschung "JET" sind zum Jahresende 1980 8 Mitarbeiter des IPP für einen mehrjährigen Aufenthalt nach England abgeordnet.

Zum deutsch-französischen Projekt WEGA in Grenoble waren 1980 7 Mitarbeiter abgeordnet.

Zum Jahresende 1980 waren im IPP mit Ausbildungsverträgen beschäftigt 26 Auszubildende für die Berufe Feinmechaniker, Tischler und Galvaniseur, 3 Auszubildende für den Beruf des Bürokaufmanns und

4 mathematisch-technische Assistenten zur Ausbildung.

Für den gemeinsamen Betrieb der Rechenanlage des IPP hat die Max-Planck-Gesellschaft zusätzlich zu den vom IPP bereitgestellten 30 Stellen 12 Stellen zur Verfügung gestellt.

Das Durchschnittsalter der wissenschaftlichen Mitarbeiter betrug im Jahr 1980 43,7 Jahre (1979: 42,9 Jahre), siehe Abb. 1.

Der Abbau von Stellen im IPP, verbunden mit den tariflichen Arbeitszeitverkürzungen der letzten Jahre, hat zu einer erheblichen Verkürzung der Arbeitskapazität geführt. Die Veränderungen sind in Abb. 2 dargestellt.

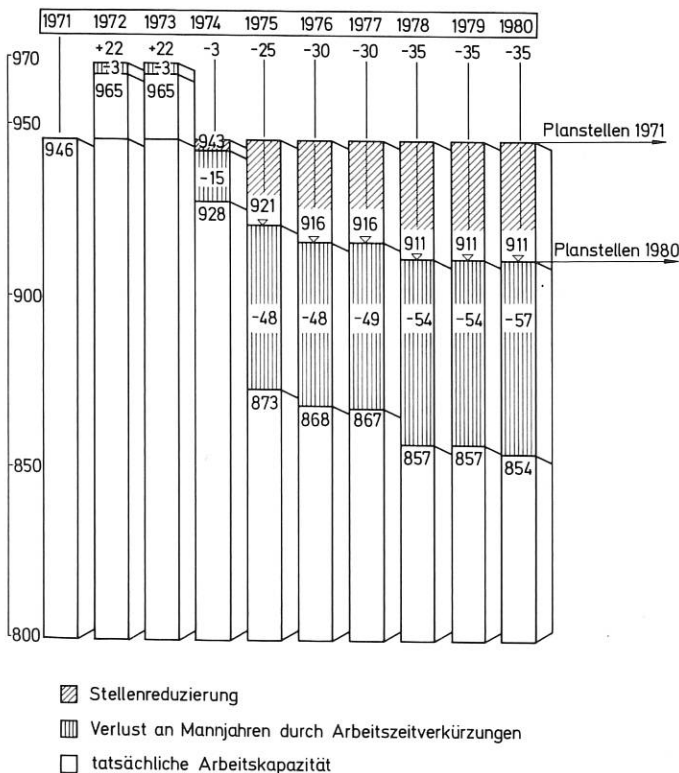


Abb. 1  
Verlust an Arbeitskapazität durch Stellenreduzierung und Arbeitszeitverkürzung

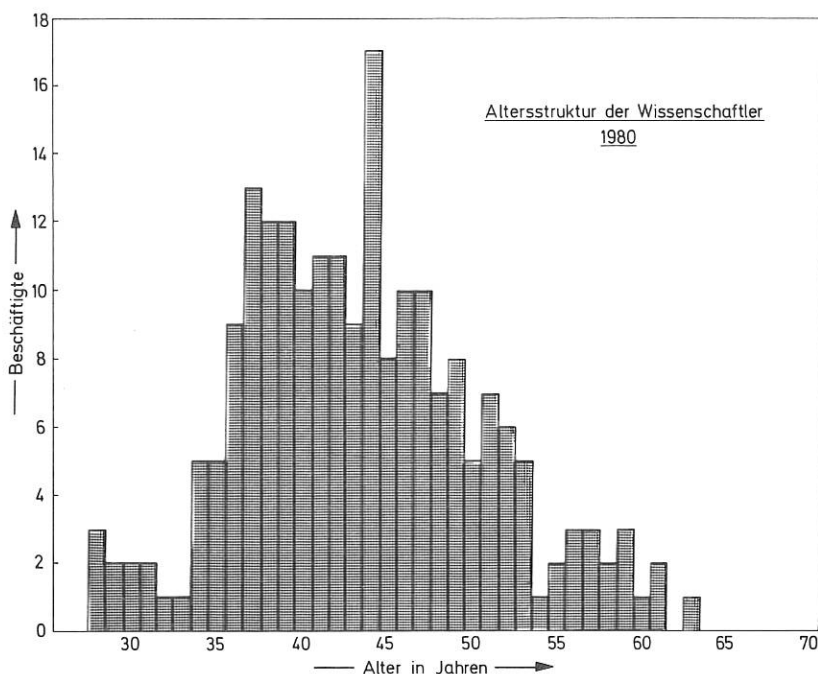


Abb. 2

FINANZABTEILUNG

(Dipl.-Volkswirt K. Salow)

Das Haushaltsvolumen des Instituts wurde vom Kuratorium für das Jahr 1980 festgestellt auf

MDM  
104,0

Für die Tarifsteigerungen wurden Personalmehrmittel erforderlich in Höhe von

2,5

Somit belief sich das endgültige Haushaltsvolumen auf

106,5

Die Ausgaben im Berichtsjahr setzten sich, verglichen mit den Vorjahren, wie folgt zusammen:

	1978 MDM	1979 MDM	1980 MDM
Personalausgaben	46,8	48,9	51,8
Sachausgaben	20,1	21,6	23,0
Beteiligung JET-Projekt	1,2	3,9	5,4
Durchlaufende Mittel für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	3,8	2,1	3,2
Betriebsausgaben	71,9	76,5	83,4
Laufende Investitionen	12,4	12,9	10,7
Investitionen nach Plan	12,0	20,4	12,7
Investitionen insgesamt	24,4	33,3	23,4
Gesamtausgaben	96,3	109,8	106,8

Die Finanzierung wurde wie folgt vorgenommen:

Eigene Erträge	15,7	13,5	14,4
EURATOM-Zuschüsse für IPP	20,2	24,4	22,8
für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	3,8	2,1	3,2
Zuschuß des Bundes	50,9	62,8	59,8
Zuschuß des Freistaates Bayern	5,7	7,0	6,6
Finanzierung insgesamt	96,3	109,8	106,8

Der Haushalt wurde voll ausgeschöpft.

Mehrverträge wurden entsprechend der Ermächtigung des Finanzstatutes verwendet.

Dem Institut wurden im April 1980 Zuwendungen in Höhe von MDM 3,5 gekürzt, die nur durch außergewöhnliche Sparmaßnahmen erwirtschaftet werden konnten.

Erschwerend wirkte sich aus, daß die Beteiligung am JET-Projekt in zunehmendem Umfang Mittel des Betriebshaushaltes bindet.

Außerdem liefen Verhandlungen zum Abschluß eines neuen Zusammenarbeitsvertrages mit EURATOM für den Zeitraum 1979-1983, der die weitere finanzielle Beteiligung der EG sicherstellen soll.

Neben den Aufgaben aus dem Bereich des IPP wurde die Haushaltsführung der Projektgruppe für Laserforschung der Max-Planck-Gesellschaft wahrgenommen.



VERTRAGS- UND BESCHAFFUNGSABTEILUNG

(Dr. jur. C. Mallmann)

Das Auftragsvolumen lag im Berichtsjahr bei rund 32 MDM (Betriebs- und Investitionsmittel). Die Anzahl der erteilten Aufträge betrug 5.100. 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 2 Eigenheime durch Familienheimdarlehen gefördert (gegenüber 6 in 1979).

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 14 Fahrzeuge (Pkw, Lkw, Omnibusse) und hat im Berichtsjahr 7.845 Fahraufträge ausgeführt.

Die IPP-Kantine hat im Jahre 1980 156.000 Essenportionen ausgegeben. Um die laufende Verteuerung der Lebensmittel und Personalkosten auszugleichen, war es notwendig, am 1.8.1980 die Essenspreise zu erhöhen.

BAUABTEILUNG

(Bauingenieur M. Mahl)

Für das Experiment "ASDEX" wurden neben mehreren kleineren Arbeiten folgende Baumaßnahmen durchgeführt: der Ausbau eines Raumes für eine wassergekühlte Hochstromdrossel; für die Neutralteilcheninjektion das Errichten eines Stellerraumes, der Bau von Abtrennungen unter der Bühne für Trafos sowie der Bau von Bodenkanälen für die Stromversorgung; schließlich der Aufbau eines Stellerraumes für QUAAS.

Im Heizhaus wurde der 5,8 MW-Kessel auf Gasbetrieb umgebaut; dieser ist seit November 1980 in Betrieb. Der Umbau der beiden anderen Kessel erfolgt nach dem Ende der Heizperiode. Die Vergrößerung der Kapazität des Kesselhauses und die damit verbundene Umstellung auf Erdgas-Schweröl war erforderlich, um das MPI für Astrophysik und die ESO mitversorgen zu können; beide Einrichtungen beteiligen sich finanziell an den Kosten.

Für die neue Institutseinfahrt wurde die Straßenanbindung an die Boltzmannstraße hergestellt. Der Bau des Pfortenhauses wurde wegen fehlender Baupmittel auf 1981 verschoben.

SICHERHEIT

(Dipl.-Phys. Dr.-Ing. M. Hüls)

Im Berichtsjahr bestand wie bisher eine einheitliche Sicherheitsorganisation für das IPP und die Projektgruppe für Laserforschung. Die nachfolgenden Zahlen basieren deshalb auf der Summe der Mitarbeiter beider Einrichtungen:

1980 erniedrigte sich die Gesamtunfallzahl von 140 im Jahre 1979 um 6,4 % auf 131. Darin enthalten ist die mit 25 gegenüber dem Vorjahr mit 16 größere Zahl derjenigen Unfälle, die aufgrund einer mehr als dreitägigen Arbeitsunfähigkeit dem Sozialversicherungsträger angezeigt werden mußten. Die Zahl der meldepflichtigen Wegeunfälle betrug 5 (1978: 4, 1979: 4).

Die genannten Zahlen führen für das Jahr 1980 zu einer gegenüber dem Vorjahr um 6 % kleineren Gesamtunfallquote von 11,4 %, aber zu einer höheren Quote meldepflichtiger Wege- und Arbeitsunfälle von zusammen 2,2 % (1978: 2,1 %, 1979: 1,4 %) bzw. von 1,7 % für die Betriebsunfälle allein (1978: 1,7 %, 1979: 1,0 %). Mit diesen Quoten gehört das Institut im Vergleich zu der Zahl meldepflichtiger, den gewerblichen Berufsgenossenschaften insgesamt angezeigter Arbeitsunfälle, die im Vorjahr 63/1000 Versicherter = 6,3 % betrug, auch 1980 zu den Betrieben mit den geringsten Unfallzahlen.

Im Berichtszeitraum wurden wiederum Mitarbeiter der verschiedenen Bereiche mit Stabdosimetern und Filmplaketten auf die erhaltene Strahlendosis überwacht. 1980 ergaben sich bei 2.187 in der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung, Neuherberg, durchgeführten Plakettenauswertungen keine personenschädigenden Dosisüberschreitungen. Die höchsten ermittelten Werte für die Personenmonatsdosis lagen bei 14 % des auf einen Monat umgerechneten höchstzulässigen Vierteljahreswertes.

Der durch die meldepflichtigen Unfälle verursachte Arbeitszeitausfall erhöhte sich 1980 u.a. wegen der durch Wegeunfälle verursachten relativ hohen Fehlzeit von 216 Tagen mit insgesamt 446 Fehltagen gegenüber 1979 (191 Fehltag; 1978: 544 Arbeitsausfalltage) um mehr als das Doppelte. Damit ergibt sich ein mittlerer spezifischer Arbeitszeitverlust, der mit 17,8 Arbeitsausfalltagen je Unfall wesentlich größer als der des Vorjahres mit 11,9 Fehltagen je Unfall ist.

Der Arbeitsschutzausschuß des Institutes hat zur Zeit 52 Mitglieder, darunter 21 der für die verschiedenen Bereiche eingesetzten Sicherheitsbeauftragten, 19 Strahlenschutz- und 8 Laserschutzbeauftragte. Die Freiwillige Betriebsfeuerwehr hatte am 31.12.1980 22 Mitglieder.

ÖFFENTLICHKEITSARBEIT

(Dr.rer.nat.habil.R.Breuer, Dr.rer.nat.M.Troppmann  
kommissarisch vom 1.3. - 31.5.1980).

Das Berichtsjahr 1980 stand im Zeichen zweier Ereignisse, den Experimentiererfolgen an den zwei Großexperimenten ASDEX und Wendelstein VII und der 20-Jahresfeier. Im einzelnen wurden folgende Aktionen durchgeführt:

- Im Januar wurde die neu installierte Rechenanlage CRAY I der Presse vorgestellt. Diese derzeit größte Rechenmaschine der Welt ist die erste nur für wissenschaftliche Zwecke eingesetzte CRAY.
- Im Juni wurde der erfolgreiche stromlose Plasmaeinschluß im W VII in einer Presseinformation der Öffentlichkeit vorgestellt. Diese löste ein beträchtliches Echo in den Medien aus, da hier mit einer Alternativlinie von Fusionsexperimenten ein Experimentiererfolg erzielt wurde.
- Am 20.7. wurde in einem Festakt das 20-jährige Bestehen des IPP gefeiert unter Teilnahme von EG-Kommissar Dr.Guido Brunner, dem Bayerischen Staatsminister für Wirtschaft und Verkehr Anton Jaumann, dem Staatssekretär des Bundesministeriums für Forschung und Technologie Hans-Hilger Haunschild und dem Präsidenten der MPG Prof.Reimar Lüst. Gleichzeitig wurde mit der 20-Jahresfeier ASDEX offiziell in Betrieb genommen und in Pressekonferenzen am 18. und 20.7. präsentiert. ASDEX hatte im Februar seinen vollen Betrieb aufgenommen; so konnten mit der offiziellen Präsentation die ersten Ergebnisse in Form einer Presseinformation vorgelegt werden.
- Das IPP beteiligte sich an der Hannover Messe 1980 mit einem Stand innerhalb des Ausstellungspavillons der AGF (Arbeitsgemeinschaft der Großforschungseinrichtungen). Das IPP zeigte neben Modellen von ASDEX und ZEPHYR drei Objekte: einen automatischen Terminalabschalter, ein Bolometer und Metallproben für extreme Belastungen.

- Im Oktober wurde, wie im Vorjahr, gemeinsam mit den anderen Instituten auf dem Forschungsgelände ein Tag der offenen Tür abgehalten. Allein im IPP wurden rund 9000 Besucher gezählt. Die Besucher wurden mit einer Tonbildschau über die Kernfusion und einem Film über den Aufbau von ASDEX in die Thematik eingeführt. In den Bereichen wurden zum Teil zusätzliche Demonstrationsexperimente gezeigt.

- Im Berichtsjahr wurden 2840 Besucher (Einzelbesucher und Besuchergruppen) betreut. An wichtigen Gästen empfing das IPP:
  - 29.5.80 Arbeitskreis Energie des CDU-Wirtschaftsrates;
  - 17.7.80 Dr.Hans-Matthöfer, Bundesminister für Finanzen;
  - 9.-11.9.80 Teilnehmer der Welt-Energie-Konferenz;
  - 12.9.80 Prof.Dr.Sigvard Eklund, Generaldirektor der IAEA und Prof.Dr.R.Wittenzellner, Wissenschaftlicher Leiter, GSF Neuherberg;
  - 26.9.80 Neil MacFarlane, Parlamentarischer Sekretär in London;
  - 26.9.80 Dr.Ernst Albrecht, Ministerpräsident von Niedersachsen;
  - 10.10.80 Prof.Edward Teller, Lawrence Livermore Laboratory, Cal.;
  - 15.10.80 Versammlung der Westeuropäischen Union, Technologieausschuß des Europäischen Parlamentes;
- Neben Berichterstattung und Interviews in vielen Zeitungen und Zeitschriften wurden Rundfunk und Fernsehen in die Arbeit mit den Medien einbezogen (2 Sendungen im Rundfunk und 6 Sendungen im Fernsehen).

Zur internen Information der Mitarbeiter wurde eine Informationswand "Impulse aktuell" in der Kantine eingerichtet; es wurden 2 Ausgaben der Hauszeitschrift "Impulse" und 5 Ausgaben der "Monatlichen Mitteilungen" über wissenschaftliche Ergebnisse herausgegeben. Eine Presseauswertung wurde wöchentlich zur Verfügung gestellt.

Veröffentlichungen,  
Konferenzberichte,  
Autorenverzeichnis

VERÖFFENTLICHUNGEN UND KONFERENZBERICHTE

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 1

- 1 Behn, R.<sup>1)</sup>, H.Röhr, K.-H.Steuer, D.Meisel:  
Thomsonstreuung an Pulsator mit einem periodisch güte-geschalteten Rubinlaser, Verhandl. DPG (VI) 15, P 109 (1980)
- 2 Borrass, K., O.Gruber, K.Lackner, E.Minardi, J.Neuhauser, R.Wilhelm, R.Wunderlich, L.Bromberg<sup>1)</sup>, D.R.Cohn<sup>1)</sup>:  
Ignition and Brun Control in Tokamak Plasmas, Proc. 8th Int.Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl.Fusion Research, Brüssel 1980, IAEA-CN-W-2-1
- 3 Broßmann, U.B.:  
A Bitter-Type Toroidal Field Magnet for ZEPHYR, Proc. 11th Symp.on Fusion Technology, Oxford 1980, BP.1-14
- 4 Broßmann, U.B., J.E.Gruber, W.D.Haubenberger, O.Jandl, M.Söll, B.Streibl:  
Tape Wound Toroidal Field Magnet Concept for ZEPHYR, Proc. 11th Symp.on Fusion Technology, Oxford 1980, BP.1-13
- 5 Campbell, D.J., A.Eberhagen, G.H.Derrick<sup>1)</sup>, R.C.McPhedran<sup>1)</sup>:  
The Performance of Mechanical-made Low Pass Filters for ECE Measurements at MW-Wavelengths, Proc. 5th Int.Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Würzburg 1980, Digest Supplement, p.5
- 6 Chodura, R., R.Gruber<sup>1)</sup>, F.Herrnegger, W.Kerner, W.Schneider, F.Troyon<sup>1)</sup>:  
MHD-Stability Calculation for Stellarators, Proc.8th Int.Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl.Fus.Research, Brüssel 1980, IAEA-CN-38/BB2
- 7 Eberhagen, A.:  
Performance of Mechanically Made Low-Pass Filters for MW-Wavelengths, Proc. 11th Symp.on Fusion Technology, Oxford 1980, in press
- 8 Kerner, W., R.Gruber<sup>1)</sup>, F.Troyon<sup>1)</sup>:  
Numerical Study of the Internal Kink Mode in Tokamaks, Phys.Rev.Letters 44, 536 (1980)
- 9 Köppendörfer, W.:  
The ZEPHYR Experiment, Proc. 11th Symp.on Fusion Technology, Oxford 1980, B.2
- 10 Kotzlowski, H.:  
New Technologies Applied to the Vacuum Vessel on ZEPHYR, Proc. 11th Symp.on Fusion Technology, Oxford 1980, AP.1-27
- 11 Kotzlowski, H., K.-F.Mast, H.Vernickel:  
Some Remarks on the Limiter of the Experiment ZEPHYR with Special Regard to Particle Fluxes and Sputtering, Proc. 4th Int.Conf. on Plasma Surface Interactions in Contr.Fus.Devices, Garmisch-Partenkirchen 1980, p.442-448
- 12 Krause, H., H.Brockmann<sup>1)</sup>, U.Ohlig<sup>1)</sup>:  
Prompt Radiation, Activation and Shielding in the Ignition Experiment ZEPHYR, Proc. 11th Symp.on Fusion Technology, Oxford 1980, AP.1-14
- 13 Lackner, K.:  
Physik eines kompakten Zündexperiments: ZEPHYR, Verhandl. DPG (VI) 15, P 2 (1980)
- 14 Lackner, K.:  
Auf dem Weg zum gezündeten Plasma, illustriert durch die Projekte ASDEX und ZEPHYR, Seminar über Kernfusionsforschung, Wien 1980
- 15 Langer, H., H.Puell<sup>1)</sup>, H.Röhr:  
Lyman Alpha (1216 Å) Generation in Krypton, Optics Communications 34, 137 (1980)
- 16 Langer, H., H.Puell<sup>1)</sup>, H.Röhr:  
Lyman-Alpha (1216 Å)-Erzeugung durch Frequenzverdreifachung (THG), Verhandl. DPG (VI) 15, Q 38 (1980)
- 17 Langer, H., H.Röhr, K.-H.Steuer:  
Tunable Narrow-Band Lyman Alpha Source for Measurements of Neutral Temperature in Tokamaks, Proc. 3rd APS Top.Meeting on High-Temperature Plasma Diagnostics, Los Angeles 1980, in press
- 18 Mast, K.-F., H.Preis:  
Electromagnetic Loads on the ZEPHYR Vacuum Vessel Caused by Hard Plasma Disruption, Proc. 11th Symp. on Fusion Technology, Oxford 1980, AP.1-26
- 19 Neuhauser, J.:  
Heating Scenarios for the Ignition Experiment ZEPHYR, Proc. 2nd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Como Villa Olmo 1980, C 48
- 20 Neuhauser, J., K.Borrass, K.Lackner, L.Lengyel, W.Schneider, R.Wunderlich:  
Existence and Dynamics of a Radiation Layer Near the Edge of a Fusion Plasma, Bull.Am. Phys.Soc. 25, 1039 (1980)
- 21 Perchermeier, J., H.Weichselgartner:  
Evaluation of Large-Scale Gaschromatography for the Recovery and Separation of Tritium from the Exhaust of Tritium-Burning Tokamak Fusion Experiment, Proc. 11th Symp. on Fusion Technology, Oxford 1980, BP.1-32

1) Kein Mitarbeiter des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik

- 22 Wrobel, W.-G.:  
Laserlicht aus Molekülen edler Gase, Umschau  
80, 761 (1980)
- 23 Wrobel, W.-G., K.-H.Steuer, H.Röhr:  
Abstimmung des Argon-Exzimer-Lasers in Rich-  
tung Lyman-Alpha, Verhandl. DGP (VI) 15,  
P 102 (1980)
- 24 Wrobel, W.-G., K.-H.Steuer, H.Röhr:  
Development of a Lyman-Alpha Excimer Laser  
for Tokamak Diagnostics, Proc. 3rd APS Top.  
Meeting on High-Temperature, Plasma Diagno-  
stics, Los Angeles 1980, in press
- 25 Wrobel, W.-G., K.-H.Steuer, H.Röhr:  
Demonstration of Tunable VUV Laser Action  
Near the Hydrogen Lyman Alpha Line, Proc. 11th  
Int. Quantum Electronics Conf., Boston 1980,  
paper Q 3
- 26 ZEPHYR-Team:  
The Planning of the ZEPHYR Ignition Experi-  
ment, Proc. 2nd Joint Varenna-Grenoble Int.  
Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Como,  
Villa Olmo 1980, paper C 47
- 32 Hacker, H. und W VII-A Team:<sup>2)</sup>  
Ohmsch geheiztes Plasma mit und ohne Neutralteil-  
cheninjektion im W VII-A Stellarator: Der Bei-  
trag der Fremdatome Sauerstoff und Eisen zu den  
Strahlungsverlusten, Verhandl. DPG (VI) 15,  
767 (1980)
- 33 How, J.A., F. Leuterer, P.R. Thomas:<sup>1)</sup>  
Microwave Scattering Systems on the W VII-A and  
Cleo Stellarators, Proc. 5th Int. Conf. on Infra-  
red and Millimeter Waves, Physics Department of  
the University of Würzburg, 1980, 195
- 34 Jäckel, H., und W VII-A Team:<sup>2)</sup>  
Bolometrische Messungen am W VII-A Plasma wäh-  
rend der Neutralteilchenheizung, Verhandl. DPG  
(VI) 15, 767 (1980)
- 35 Jaenicke, R., und W VII-A Team:<sup>2)</sup>  
Vergleich von numerischen Rechnungen zur  $m = 2$ ,  
 $n = 1$  Tearing Mode mit experimentellen Ergebnis-  
sen am Stellarator W VII-A, Verhandl. DPG (VI)  
15, 767 (1980)
- 36 Jaenicke, R.:  
Stabilization of the (2,1) Tearing Mode and of  
the Current Disruption in the W VII-A Stella-  
rator, A.3.3., International Workshop on Stella-  
rators EPS Study Conference, Schloß Ringberg,  
F.R.G., July 1980

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 2

- 27 Bartlett, D.V., M. Tutter:  
ECE Measurements on the WENDELSTEIN VII-A Stella-  
rator, Proc. Joint Workshop on ECE and ECRH,  
Oxford, UKAEA Culham, Laboratory Report CLM-ECR,  
(1980)
- 28 Dorst, D., J. Sapper:  
Optimized Ohmic Heating System with Vacuum Inter-  
rupter for the W VII-Stellarator at Garching,  
Proc. 11th SOFT, Oxford 1980, D.P. 2 - 12
- 29 Grieger, G.:  
Der Weg vom gezündeten Plasma zur Demonstration  
der Energiegewinnung. Kernfusionsforschung, Bun-  
desministerium f. Wiss. u. Forschung, Fachaus-  
schuß Physik d. ÖPG, Wien, 1980, 319
- 30 Grieger, G.:  
Auf dem Weg zum gezündeten Plasma und zur Demon-  
stration der Energiegewinnung aus der Kernfusion,  
Jahrestagung der ÖPG, Inst. f. Theoretische  
Physik, E. Ledinegg, Graz, 1980, H-6
- 31 Grieger, G.:  
Stellarator Research, Bull. Am. Phys. Soc., 25,  
8, 830 (1980)
- 37 Leuterer, F., und W VII-A Team:<sup>2)</sup>  
Dichtefluktuationen im W VII-A Stellarator,  
Verhandl. DPG (VI) 15, 771 (1980)
- 38 Rau, F. und W VII-A Team:<sup>2)</sup> mit W.Lotz:  
Über modifizierte Torsatron-Vakuumpfelder in Hin-  
blick auf eine driftoptimierte nettostromfreie  
Konfiguration, Verhandl. DPG (VI) 15, 768 (1980)
- 39 Rau, F.:  
On Vacuum Fields of Modified Torsatrons and  
Guiding Center Orbits, B.2.2.a, International  
Workshop on Stellarators EPS Study Conference,  
Schloß Ringberg, F.R.G., July 1980
- 40 Rau, F.:  
On Technical Problems of Modified Torsatrons,  
B.2.2.b, International Workshop on Stellarators  
EPS Study Conference, Schloß Ringberg, F.R.G.,  
July 1980
- 41 Renner H.:  
Summary of W VII-A Results, A.1.6., Internatio-  
nal Workshop on Stellarators EPS Study Confer-  
ence, Schloß Ringberg, F.R.G., July 1980
- 42 Ringler, H., J. How :  
Confinement in W VII-A, Influence of Fluctua-  
tions and MHD-Activities, A.2.1., International  
Workshop on Stellarators EPS Conference,  
Schloß Ringberg, F.R.G., July 1980
- 43 Ringler, H., und W VII-A Team:<sup>2)</sup>  
Energie und Teilcheneinschlußverhalten im  
W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI) 15, 745  
(1980)
- 2) Amiranoff, N., Bartlett, D.V., Cannici, G.,  
Cattanei, G., Dorst, D., Grieger, G.,  
Hacker, H., How, J., Jäckel, H., Jaenicke, R.,  
Javel, P., Junker, J., Kick, M., Lathe, R.,  
Mahn, C., Marlier, S., Meyer, J., Müller, G.,  
Ohlendorf, W., Rau, F., Renner, H., Ringler,  
H., Sapper, J., Smeulders, P., Tutter, M.,  
Ulrich, B., Weller, A., Wobig, H., Würsching,  
E., Zippe, M.

- 44 Ringler, H., and W VII-A Team<sup>2)</sup> and Neutral Injection Team<sup>3)</sup>  
Zero OH-Current Experiment on WENDELSTEIN VII-A Stellarator, Gordon Conf. in Plasma Physics, Ventura, Calif., USA (1980)
- 45 Smeulders P. und W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Das Verhalten von Moden und Sägezähneinbrüchen während Neutralteilcheninjektion im W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI) 15, 768 (1980)
- 46 Speth, E. und W VII-A Team<sup>2)</sup> und Neutralteilcheninjektions-Team<sup>3)</sup>  
Ergebnisse der Neutralteilcheninjektion im W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI) 15, 745 (1980)
- 47 Tutter, M., und W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Messungen der Elektronen-Zyklotronstrahlung am W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI) 15, 771 (1980)
- 48 Ulrich B.T., und W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Anwendung von Josephson Technologie für Plasmodiagnostik, Verhandl. DPG (VI) 15, 768 (1980)
- 49 Ulrich, B.T., M. Tutter:  
Josephson Junction Applications on Plasma Physics, Proc. Second International Conference on Superconducting Quantum Devices, Berlin (West), Eds. H.D. Halbohm et al., Walter de Gruyter, Berlin 1980
- 50 Ulrich, B.T., M. Tutter:  
Voltage Tunable Heterodyne Receiver for Electron Cyclotron Emission Measurements Based on the Josephson Effect, Proc. Joint Workshop on ECE and ECRH, Oxford, UKAEA Culham Laboratory Report, CLM - ECR (1980)
- 51 Weller, A. :  
Mode and Sawtooth Behaviour During NI in W VII-A Stellarator, A.3.3., International Workshop on Stellarators EPS Study Conference, Schloß Ringberg, F.R.G., July 1980
- 52 Wobig, H. :  
Plasma Currents and Drift Optimization, B.2.1., International Workshop on Stellarators EPS Study Conference, Schloß Ringberg, F.R.G., July 1980
- 53 Wobig, H., and W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Tearing Modes in the W VII-A, Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Nagoya (Japan) 1980
- 54 Wobig, H. :  
Some Aspects of W VII Upgrade, G.1.5., International Workshop on Stellarators EPS Study Conference, Schloß Ringberg, F.R.G., July 1980
- 55 W VII-A Team<sup>2)</sup> :  
Electron Cyclotron Emission Diagnostics on the W VII-A Stellarator, Proc. 5th Int. Conf. on Infrared and Millimetre Waves, Würzburg, Physics Department of the University Würzburg, 1980, 345
- 56 W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Optimization of Stellarator and Torsatron Equilibria, Bull. Am. Phys. Soc., 25, 8, 971, (1980)
- 57 W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Transition to Net-current-free Operation During Neutral Injection (NI) in the W VII-A Stellarator, Bull. Am. Phys. Soc., 25, 8, 869 (1980)
- 58 W VII-A Team<sup>2)</sup>  
Stabilization of the (2,1) Tearing Mode and of the Current Disruption in the W VII-A Stellarator, Nuclear Fusion, 20, 9, 1093 (1980)
- 59 W VII-A Team<sup>2)</sup> and Neutral Injection Team<sup>3)</sup>  
Electron Heat Transfer and Density Fluctuations in the Wendelstein VII-A Stellarator, Proc. IAEA 8th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels 1980, IAEA-CN-38 / H-2-1
- 60 W VII-A Team<sup>2)</sup> and Neutral Injection Team<sup>3)</sup>  
Neutral Injection in the Wendelstein VII-A Stellarator with Reduced Ohmic Current, Proc. IAEA 8th Int. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Res., Brussels 1980, IAEA-CN-38/H-2-2
- 61 W VII-A Team<sup>2)</sup> and Neutral Injection Team<sup>3)</sup>  
Neutral Beam Heating in W VII-A Stellarator, Proc. 2nd Joint Varenna-Grenoble Int. Symposium on Heating Toroidal Plasmas, Como, 1980, paper 25

BEITRÄGE ZU INTOR

- 62 Grieger, G. :  
INTOR - A European View, Proc. 11th SOFT, Oxford 1980,, E.2
- 63 INTOR - Group. :  
International Tokamak Reactor - Zero Phase, IAEA, Vienna, STI/PUB/556 (1980)
- 64 INTOR: European Contribution to the 3rd Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 40 (1980)
- 65 INTOR: European Contributions to the 4th Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 60 (1980)

BEITRÄGE ZU WEGA

- 66 Gormezano, C.<sup>1)</sup>, W.Hess<sup>1)</sup>, G.Ichtchenko<sup>1)</sup>, R.Magne<sup>1)</sup>, T.K.Nguyen<sup>1)</sup>, G.W.Pacher, H.D.Pacher, F.Söldner, G.Tonon<sup>1)</sup>, J.G.Wegrowe:  
Lower Hybrid Heating Data on the WEGA Experiment Revisited Using Ion Stochastic Heating and Electron Landau Damping Theory, Report EUR-CEA-FC-1045 (1980)
- 67 Pacher, H.D., C.Gormezano<sup>1)</sup>, W.Hess<sup>1)</sup>, G.Ichtchenko<sup>1)</sup>, R.Magne<sup>1)</sup>, T.K.Nguyen<sup>1)</sup>, G.W.Pacher, F.Söldner, G.Tonon<sup>1)</sup>, J.G.Wegrowe:  
Lower Hybrid Heating Results at 500 MHz in WEGA in the Light of Ion Stochastic Heating and Electron Landau Damping, 2nd Joint Grenoble-Plasmas, Como (1980)

3) Cooper, D., Freudenberger, K., Lister, G., Ott, W., Probst, F., Speth, E.

- 68 Tonon, G.F.<sup>1)</sup>, M.Bernard<sup>1)</sup>, M.Brambilla<sup>1)</sup>, A.Cardinali<sup>1)</sup>, C.Gormezano<sup>1)</sup>, G.Ichtchenko<sup>1)</sup>, M.Lipa<sup>1)</sup>, G.Melin<sup>1)</sup>, T.K.Nguyen<sup>1)</sup>, G.Rey<sup>1)</sup>:  
Conceptual Study of LHH of the JET Plasma, Report EUR-CEA-FC-1075 (1980)
- 69 Tonon, G.F.<sup>1)</sup>, P.Blanc<sup>1)</sup>, M.El Shaer<sup>1)</sup>, C.Gormezano<sup>1)</sup>, E.Gregory<sup>1)</sup>, W.Hess<sup>1)</sup>, G.Ichtchenko<sup>1)</sup>, R.Magne<sup>1)</sup>, M.Moresco<sup>1)</sup>, T.K.Nguyen<sup>1)</sup>, G.Pacher, H.Pacher, F.Söldner, J.G.Wegrowe:  
Investigation of Lower Hybrid Heating in the WEGA Tokamak at 25 kG Using a 4-Waveguide Grill, Proc. 8th Int.Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus.Res., Brussels 1980, IAEA-CN-38/C-2-2
- Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3
- 70 Albert, D.B.<sup>1)</sup>, H.Winter:  
Adiabatic Equilibrium Calculations of Major Radius Compression in a Tokamak, Nuclear Fusion 20, 939 (1980)
- 71 Behringer, K., W.Engelhardt, G.Fußmann:  
Investigations on the Particle Transport in ASDEX, Bull.Am.Phys.Soc. 25, 875 (1980)
- 72 Campbell, D.J.<sup>1)</sup>:  
Application of Maximum Entropy Spectral Analysis to Fourier Spectroscopy, Proc. Joint Workshop on ECE and ECRH, Oxford 1980, in press
- 73 Campbell, D.J.<sup>1)</sup>, A.Eberhagen:  
The Performance of Mechanically-Made Low Pass Filters for ECE Measurements at mm Wavelengths, Proc.5th Int.Conf.on Infrared and Millimeter Waves, Würzburg 1980, in press
- 74 Daybelge, U.<sup>1)</sup>:  
Theory of the Scrape-off Layer for Arbitrary Collisionality, J.of Nucl.Mat., 93&94, 242 (1980)
- 75 Engelhardt, W.:  
Über die Abbruchinstabilität in Tokamaks, Verhandl.DPG,(VI) 15, 748 (1980)
- 76 Feneberg, W., G.Fuchs<sup>1)</sup>, G.H.Wolf<sup>1)</sup>:  
Energy and Particle Unloading from Intor Using an Ergodized Magnetic Boundary, Proc. 11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980
- 77 Fußmann, G.:  
Ergodisierung von magnetischen Flächen und Driftflächen in Tokamaks, Verhandl. DPG,(VI), 15, 747 (1980)
- 78 Fußmann, G., P.Smeulders  
Investigations on Runaway Electrons in a Divertor Tokamak, Bull.Am.Phys.Soc. 25, 901 (1980)
- 79 Fußmann, G., H.P.Zehrfeld, B.J.Green:  
The Magnetic Field of Toroidal Helical Surface Currents and its Effect on Island Formation and Ergodization in Tokamaks, Proc.8th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr.Nucl.Fus:Res., Brüssel 1980, IAEA-CN-38-M-1-3
- 80 Gernhardt, J., D.Groening, H.Hohenöcker, N.Ruhs:  
An Equipment Protection and Safety System for ASDEX Tokamak, Proc. 11th Symp.Fusion Techn., Oxford 1980, BP.2-12
- 81 Glock, E. and Pulsator-Team:  
Types, Causes and Effects of Limiter Damage in the Pulsator Tokamak, J.of Nucl.Mat., 93&94, 305 (1980)
- 82 Jandl, O., M.Pillsticker:  
3D-Finite Element Model Computation of the ASDEX Divertor Coils, Proc.11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980, BP.1-11
- 83 Keilhacker, M.:  
ASDEX - A Step towards Impurity Control in Fusion Experiments, Europhysic News, 11, 4 (1980)
- 84 Keilhacker, M.:  
Investigation of Impurity Behaviour and Hydrogen Recycling in ASDEX Tokamak, Bull.Am.Phys.Soc., 25, 852 (1980)
- 85 Keilhacker, M., D.B.Albert<sup>1)</sup>, K.Behringer, R.Behrisch, W.Engelhardt, G.Fußmann, E.Glock, G.Haas, G.Herppich, Y.Hsieh<sup>1)</sup>, F.Karger, O.Klüber, M.Kornherr, K.Lackner, G.Lisitano, Ch.Liu<sup>1)</sup>, H.M.Mayer, D.Meisel, R.Müller, H.Murmann, H.Niedermeier, W.Poschenrieder, H.Rapp, S.Rosnagel<sup>1)</sup>, J.Roth, N.Ruhs, B.Scherzer, F.Schneider, S.Sesnic, G.Siller, P.Staib, G.Staudenmeier, F.Wagner, K.Wang<sup>1)</sup>, H.Wedler, F.Wesner:  
Impurity Control Experiments in the ASDEX Divertor Tokamak, Proc. 8th Int.Conf.Plasma Phys. and Contr.Nucl.Fus.Res, Brüssel 1980, IAEA-CN-38-0-1
- 86 Langer, H., H.Röhr, K.H.Steuer:  
Tunable Narrow-Band Lyman-alpha Source for Measurements of Neutral Temperature in Tokamaks, Univ. of California Report PPG 460, Los Angeles 1980, 29
- 87 Müller, E.R.:  
A Metal Bolometer for Tokamak Diagnostics, Univ. of California Report PPG 460, Los Angeles 1980, 124
- 88 Müller, E.R.:  
Design Study of Bolometric Scan Diagnostic for JET, Proc. IEA-Workshop on Tokamak Diagnostics, Princeton 1980, 40
- 89 Niedermeier, H., D.B.Albert<sup>1)</sup>, K.Behringer, W.Engelhardt, G.Fußmann, J.Gernhardt, E.Glock, G.Haas, G.Herppich, Y.Hsieh<sup>1)</sup>, F.Karger, M.Keilhacker, O.Klüber, M.Kornherr, K.Lackner, G.Lisitano, Ch.Liu<sup>1)</sup>, H.M.Mayer, D.Meisel, R.Müller, H.Murmann, W.Poschenrieder, H.Rapp, J.Roth, N.Ruhs, F.Schneider, S.Sesnic, G.Siller, P.Staib, G.Staudenmeier, F.Wagner, K.Wang<sup>1)</sup>, H.Wedler, F.Wesner:  
Conditioning and Optimization of Discharges in ASDEX, J.of Nucl.Mat., 93&94, 286 (1980)

- 90 Pillsticker, M., F.Hartz, P.Krüger, F.Werner, O.Jandl, J.Gernhardt, F.Wesner:  
Operational Test and Final Technical Concept of the ASDEX Multipole Magnetic Field Coils, Proc. 11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980, BP.1-12
- 91 Rapp, H., Ch.Liu<sup>1)</sup>, H.Preis:  
The ASDEX Overvoltage Protection System, Proc. 11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980, DP.2-14
- 92 F.Schneider:  
Operation of the ASDEX Feedback System, Proc. 11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980, CP.1-24
- 93 Steuer, K.-H.:  
The Possibilities of a Quasistationary Laser Scattering Experiment in JET, Proc. IEA-Workshop on Tokamak Diagnostics, Princeton 1980, 31
- 94 Steuer, K.-H.; H.Röhr, K.Hirsch<sup>1)</sup>, H.Salzmann<sup>1)</sup>:  
Quasi-continuous Thomson Scattering Device for JET, Univ.of California Report PPG 460, Los Angeles 1980, 15
- 95 Steuer, K.-H., H.Röhr, D.Meisel, R.Behn<sup>1)</sup>:  
Thomson Scattering in Pulsator with a Periodically Q-switched Ruby Laser, Univ. of Calif. Report PPG 460, Los Angeles 1980, 16
- 96 Steuer, K.-H., H.Röhr, D.Meisel, R.Behn<sup>1)</sup>:  
Thomsonstreuung an Pulsator mit einem periodisch gütegeschalteten Rubinlaser, Verhandl. DPG (VI), 15, 790 (1980)
- 97 Wagner, F., K.Wang<sup>1)</sup>:  
Charge-Exchange Measurements in ASDEX and Pulsator, Bull.Am.Phys.Soc. 25, 997 (1980)
- 98 Wedler, H., E.v.Mark:  
First Experimental Results with the ASDEX Ohmic Heating System, Proc. 11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980, DP.2-13
- 99 F.Wesner, H.Finkelmeyer, J.Franzspeck, J.Gernhardt, F.Gresser, G.Haas, F.Hartz, G.Herppich, M.Keilhacker, G.Klement, M.Kornherr, P.Krüger, Th.v.Larcher, E.v.Mark, H.Niedermeyer, M.Pillsticker, W.Poschenrieder, H.Rapp, F.Schneider, F.Wagner, H.Wedler, F.Werner:  
Completion and Start-up Phase of the ASDEX Tokamak, Proc. 11th Symp.Fusion Technology, Oxford 1980, BP.2-11
- 100 Wrobel, W.-G., K.-H.Steuer, H.Röhr:  
Abstimmung des Argon-Exzimer-Lasers in Richtung Lyman-alpha, Verhandl.DPG (VI), 15, 787 (1980)
- 101 Wrobel, W.-G., K.-H.Steuer, H.Röhr:  
Development of a Lyman-alpha Exzimer Laser for Tokamak Diagnostics, Univ. of California Report PPG 460, Los Angeles 1980, 30
- Bereich Theorie 1
- 102 Berk, H.L., Pfirsch, D.:  
WKB Method for Systems of Integral Equations, J. Math. Phys. 21(8) (1980)
- 103 Biskamp, D.:  
Nonlinear Behavior of Tearing Modes, in Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions, Proc. of a Course held in Varenna, 1979, p. 159
- 104 Biskamp, D.:  
Disruptive Processes in Tokamaks, in Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions, Proc. of a Course held in Varenna, 1979, p. 181
- 105 Biskamp, D.:  
Effect of Plasma Diffusion on Mirnov Oscillations, Sherwood Meeting, Tucson 1980, 1B 37
- 106 Biskamp, D., Horton, W.:  
Wave Action for Drift Waves, Phys. Lett. 75A, 359 (1980)
- 107 Biskamp, D., Welter, H.:  
Coalescence of Magnetic Islands, Phys. Rev. Lett. 44, 1069 (1980)
- 108 Croci, R.:  
On the Instability in the Ion-Cyclotron Frequency Range in the TFR - Tokamak, Nucl. Fusion Lett. 20, 486 (1980)
- 109 Horton, W., Biskamp, D.:  
Anomalous Ion Thermal Conductivity from Drift Waves, Sherwood Meeting, Tucson 1980, 2B 32
- 110 Horton, W., Choi, D., Terry, P., Biskamp, D.:  
Inhibition of the Trapped Ion Mode by Drift Wave Fluctuations, Phys. Fluids 23, 590 (1980)
- 111 Horton, W., Estes, R., Biskamp, D.:  
Fluid Simulation of Ion Pressure Gradient Driven Drift Modes, Plasma Phys. 22, 663 (1980)
- 112 Lortz, D., Nührenberg, J.:  
Stability of Internal MHD Modes in Configurations with Flat Pressure Profile, IAEA-CN-38, Brussels (1980) M-1-1
- 113 Meyer-Spasche, R., Keller, H.B.:  
Computations of the Axisymmetric Flow between Rotating Cylinders, J. Computational Physics 35, p. 100-109 (1980)
- 114 Meyer-Spasche, R.:  
A Note on the Approximation of Mildly Nonlinear Dirichlet Problems by Finite Differences, Numer. Math. 33, 303-313 (1979)
- 115 Pfirsch, D.:  
 $\alpha$ -Particles in Tokamaks, in Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions, Proc. of the Course, Varenna, Italy, Aug 27 - Sept 8, 1979, p. 237-269. Co-Editor Vol. I and II. Commission of the European Communities, EUR FU BRU/XII/476/80



- 116 Rebhan, E., Salat, A.:  
Combined  $n = 0$  and  $n \neq 0$  MHD Stability Analysis of Axisymmetric Surface Current Model Equilibria, *Nuclear Fusion* 20, 839 (1980)
- 117 Spies, G.O.:  
Critical Beta in Flux Conserving Tokamak Equilibrium Theory, *Plasma Physics* 22, 1085 (1980)
- 118 Spies, G.O.:  
Necessary and Sufficient Magnetohydrodynamic Stability Criterion for Rotating Multipoles and Mirrors, *Phys. Fluids* 23, 2017 (1980)
- 119 Spies, G.O., Hellsten, T.:  
Necessary Magnetohydrodynamic Stability Criterion for Rotating Plasmas, *Phys. Fluids* 23, 2328 (1980)
- 120 Sardei, F., Wimmel, H.K.:  
New Scaling Laws for Trapped-Particle Anomalous Transport in Tokamaks, *Physics Letters* 78A, 344 (1980)
- 121 Tasso, H., Virtamo, J.:  
Resistive "Helical" Perturbations for Shaped Tokamaks: Energy Principle, IAEA-CN-38/M-1-2, Brüssel 1980
- 122 Tasso, H., Virtamo, J.:  
Energy Principle for 3-d Resistive Instabilities in Shaped-cross-section Tokamaks, *Plasma Physics* 22, 1003 (1980)
- 123 Tasso, H.:  
On the Stability of Dissipative Systems with Circulatory Forces, *ZAMP*, 31, 536 (1980)
- 124 Tataronis, J.A., Salat, A.:  
The Theory of Alfvén Wave Heating in General Toroidal Geometrie, 2nd Joint Varenna-Grenoble International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Como, Italien 1980, in press
- 125 Welter, H., Biskamp, D.:  
On the Theory of Internal Disruptions in Tokamaks, Sherwood Meeting, Tucson 1980, 1C9
- 126 Wimmel, H.K.:  
Graphs of Anomalous Energy Confinement Times for ASDEX, INTOR, JET, PLT, TFTR and ZEPHYR, Physics-Appendix I in EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 60, European Contributions to the 4th Meeting of the INTOR Workshop (20-31 Oct. 1980)
- 127 Bastasz, R.<sup>1)</sup>, J. Bohdanský:  
Preferential Sputtering in Copper-Gold-Alloys by Low Energy Hydrogen Ions, Symp. on Sputtering, April 1980, Wien, Österreich, Eds.: P. Varga, G. Betz, F.P. Viehböck, 1980, p. 430
- 128 Bauer, P., R. Feder<sup>1)</sup>:  
Spinpolarisiertes LEED an Pt(111): Experimente und Theorie, *Verhdlg. DPG (VI)*, 15, 551 (1980)
- 129 Bauer, P., R. Feder<sup>1)</sup>, N. Müller<sup>1)</sup>:  
Longitudinal Spin Polarization and Symmetries in Low-Energy Electron Diffraction: Experiment and Theory for Pt(111), *Solid State Communications*, 36, 249 (1980)
- 130 Bauer, P., R. Feder<sup>1)</sup>, N. Müller<sup>1)</sup>:  
Spin Polarization in Low-Energy Electron Diffraction from Pt(111): Experiment and Theory, *Surf. Science* 99, L395-L401 (1980)
- 131 Bay, H.L.<sup>1)</sup>, J. Bohdanský, W.O. Hofer, J. Roth:  
Angular Distribution and Differential Sputtering Yields for Low-Energy Light-Ion Irradiation of Polycrystalline Nickel and Tungsten, *Appl. Phys.* 21, 237-333 (1980)
- 132 Behrisch, R.:  
Plasma Wall Interaction and the Processes determining the Hydrogen Particle Balance, Int. School of Plasma Physics, Villa Monastero, Varenna, Italien, Phys. of Plasmas close to Thermonucl. Conditions, EUR FU BRU/XII/476-80, Vol. I, 1980, p. 425
- 133 Behrisch, R.:  
Verhalten von Kohlenstoff und Molybdän gegenüber kurzzeitiger thermischer Belastung, *Verhandlg. DPG (VI)*, 15, 766 (1980)
- 134 Behrisch, R.:  
Evaporation for Heat Pulses on Ni, Mo, W and ATJ Graphite as First Wall Materials, *J. Nucl. Mat.* 93/94, 498 (1980)
- 135 Behrisch, R.:  
Atomic Processes Determining the Plasma-Wall Interaction, Symp. on Atomic and Surf. Phys., SASP, Maria Alm, 1980, p. 1
- 136 Behrisch, R., J. Roth, J. Bohdanský, A.P. Martinelli, B. Schweer<sup>1)</sup>, D. Rusbüdt<sup>1)</sup>, E. Hintz<sup>1)</sup>:  
Dependence of Light-Ion Sputtering Yields of Iron on Ion Fluence and Oxygen Partial Pressure, *J. Nucl. Mat.* 93/94, 645 (1980)
- 137 Behrisch, R., R.S. Blewer<sup>1)</sup>, J. Borders<sup>1)</sup>, R. Langley<sup>1)</sup>, J. Roth, B.M.U. Scherzer, R. Schulz:  
Implantation of 5 keV Deuterium in Beo, *Rad. Eff.* 48, 221-224 (1980)
- 138 Bhattacharya, R.S.<sup>1)</sup>, W. Eckstein, H. Verbeek:  
Positive Charge Fractions of H, D, and He Backscattered from Solid Surfaces, *Surf. Science* 93, 563 (1980)
- 139 Blume, R., W. Eckstein, H. Verbeek:  
Electronic Energy Loss of H, D and He in Au below 20 keV, *Nucl. Instr. & Meth.* 168, 57 (1980)
- 140 Bohdanský, J.:  
Important Sputtering Yield Data for Tokamaks, A Comparison of Measurements and Estimates, *J. Nucl. Mat.* 93/94, 44 (1980)
- 141 Bohdanský, J.:  
Wandzerstäubung, eine Quelle für Plasmaverunreinigungen im Tokamak, *Verhandl. DPG (VI)* 15, 761 (1980)

Bereich Oberflächenphysik

- 142 Bohdanský, J., J. Roth, H.L. Bay<sup>1)</sup>:  
An analytical Formula and Important Parameters  
for Low-Energy Ion Sputtering, *J.Appl.Phys.*  
51, 5 (1980)
- 143 Bohdanský, J., K.L. Wilson<sup>1)</sup>, A.E. Pontau<sup>1)</sup>,  
L.G. Haggmark<sup>1)</sup>, M.I. Baskes<sup>1)</sup>:  
Combined Depth Profiling and Thermal Desorption  
of Implanted Deuterium in 304 LN Stainless  
Steel, *J.Nucl.Mat.* 93/94, 594 (1980)
- 144 Børgesen, P.<sup>1)</sup>, R. Behrisch, B.M.U. Scherzer:  
Evaluation of Ion Beam Spectra for Surface  
Analysis of Probes Exposed in Fusion Devices,  
Europhysics Conf., *Nucl. Phys. 7th Div. Conf.*  
on "Nucl.Phys.Method in Mat.Res.", Darmstadt,  
1980, p. 363
- 145 Brossa, F.<sup>1)</sup>, J. Bohdanský, J. Roth,  
A.P. Martinelli:  
TiC Coatings on Stainless Steel, Inconel and  
Mo: Fabrication and Testing, *J.Nucl.Mat.* 93/94,  
474 (1980)
- 146 Dylla, H.F.<sup>1)</sup>, S.A. Cohen<sup>1)</sup>, S.M. Rossnagel<sup>1)</sup>,  
G.M. McCracken<sup>1)</sup>, P. Staib:  
Glow Discharge Conditioning of the PDX vacuum  
vessel, *J.Vac.Sci.Technol.* 17 (1), 286 (1980)
- 147 Eckstein, W., H. Verbeek:  
Die Bedeutung der Reflexion für das Recycling,  
*Verhandl. DPG (VI)*, 15, 762 (1980)
- 148 Eckstein, W., H. Verbeek:  
Reflection of Hydrogen from Stainless Steel  
for Non-Normal Incidence, *J.Nucl.Mat.* 93/94,  
518 (1980)
- 149 Eckstein, W., H. Verbeek:  
Reflection of Hydrogen and Helium from Solid  
Surfaces, Workshop on Recycling in Tokamaks,  
Livermore, USA, 1979, 14.1
- 150 Eckstein, W., H. Verbeek, J.P. Biersack<sup>1)</sup>:  
Computer Simulation of the Backscattering and  
Implantation of Hydrogen and Helium,  
*J.Appl.Phys.* 51, 1194 (1980)
- 151 Eckstein, W., H. Verbeek, R.S. Bhattacharya<sup>1)</sup>:  
Scattering of Hydrogen and Helium from Cesium  
Surfaces, *Surf.Science* 99, 356 (1980)
- 152 Engelhardt, H.A.<sup>1)</sup>, W. Bäck<sup>1)</sup>, A. Zartner<sup>1)</sup>,  
D. Menzel<sup>1)</sup>, H. Liebl:  
A Novel Momentum-Resolving Multichanneling  
Electron and Ion Spectrometer, *Proc. 4th Int.*  
*Conf. Sol.Surf.*, 3rd Eur. Conf.Surf.Sci. Vol.II,  
Eds. D.R. Degras, M. Costa, *Suppl.Rev.LeVide*,  
*Les Condes Mincees*, No. 201, 1980, pp.1119-1121
- 153 Engelhardt, H.A.<sup>1)</sup>, H. Liebl, W. Bäck<sup>1)</sup>,  
D. Menzel<sup>1)</sup>:  
Ein neues impulsauflösendes Vielkanal-Elektro-  
nenspektrometer, *Verhandl. DPG(VI)*, 731 (1980)
- 154 Englert, W., W. Heiland, E. Taglauer:  
Die Rückstreuung von Li<sup>+</sup> und He<sup>+</sup> von reinen  
Ni-Einkristallflächen bei niedrigen Energien,  
*Verhandl. DPG (VI)*, 15, 732 (1980)
- 155 Englert, W., W. Heiland, E. Taglauer:  
A Comparison of Li<sup>+</sup> and He<sup>+</sup> Low Energy Ion  
Scattering from the clean Ni (110) Surface,  
*SPIG Dubrovnik*, 1980, p.108
- 156 Goodall, D.H.J.<sup>1)</sup>, W.O. Hofer, G.M. McCracken<sup>1)</sup>,  
R. Behrisch, M. Cowlin<sup>1)</sup>, R.J. Dietz<sup>1)</sup>,  
S.K. Erements<sup>1)</sup>, F. Thum<sup>1)</sup>:  
Proposed Plasma Edge Diagnostics for JET,  
*J.Nucl.Mat.* 93/94, 383 (1980)
- 157 Giber, J.<sup>1)</sup>, W.O. Hofer:  
A Post-Ionization Experiment with Sputtered  
Neutral Clusters, *Proc. Symp. on Sputtering*,  
Wien Österreich, Eds.: P.Varga, G.Betz,  
F.P. Viehböck, TU Wien, April 1980, p.697
- 158 Heiland, W.:  
Desorption by Ion Impact, Workshop on Recycling  
in Tokamaks, Livermore, USA, 1979, 16.2
- 159 Hintz, E.<sup>1)</sup>, D. Rusbüldt<sup>1)</sup>, B. Schweer<sup>1)</sup>,  
J. Bohdanský, J. Roth, A.P. Martinelli:  
The Determination of the Flux Density of  
Sputtered Atoms by Means of Pulsed Dye Laser  
excited Fluorescence, *J.Nucl.Mat.* 93/94, 656  
(1980)
- 160 Hintz, E.<sup>1)</sup>, D. Rusbüldt<sup>1)</sup>, B. Schweer<sup>1)</sup>,  
J. Bohdanský, J. Roth, A.P. Martinelli:  
Bestimmung der Flußdichte von zerstäubtem Eisen  
aus der mit gepulsten Farbstofflasern angeregten  
Fluoreszenz, *Verhandl. DPG (VI)*, 15, 762  
(1980)
- 161 Hofer, W.O.:  
Emission of Atoms and Electrons from High-  
Density Collision Cascades in Metals,  
*Nucl.Instr.Meth.* 170, 275 (1980)
- 162 Hofer, W.O., B. Emmoth<sup>1)</sup>, Chen Hao Ming<sup>1)</sup>,  
J.C. Whitton<sup>1)</sup>, M. Braun<sup>1)</sup>, U. Littmark<sup>1)</sup>:  
The Influence of Surface Structures on Sputter-  
ing: Angular Distributions from Pyramid-Covered  
Single Crystal Copper, *Proc.Symp.on Sputtering*,  
Wien, Österreich; Eds: P.Varga, G.Betz,  
F.P. Viehböck, TU Wien, April 1980, p.632
- 163 Hofer, W.O., G.M. McCracken<sup>1)</sup>, R. Behrisch,  
R. Cowlin<sup>1)</sup>, J. Dietz<sup>1)</sup>, S.K. Erements<sup>1)</sup>,  
D.H.J. Goodall<sup>1)</sup>, F. Thum<sup>1)</sup>:  
Geplante Plasmarandschicht-Diagnostik in JET,  
*Verhandl. DPG (VI)*, 15, 760 (1980)
- 164 Hofer, W.O., J.L. Whitton<sup>1)</sup>, U. Littmark<sup>1)</sup>,  
M. Braun<sup>1)</sup>, B. Emmoth<sup>1)</sup>:  
Influence of Surface Morphology on the Angular  
Distribution and Total Yield of Copper  
Sputtered by Energetic Argon Ions,  
*Appl.Phys. Lett.* 36, 531 (1980)
- 165 Jäger, W.<sup>1)</sup>, J. Roth:  
Microstructure of Ni and Stainless Steel after  
Multiple Energy He and D Implantation,  
*J.Nucl.Mat.* 93/94, 756 (1980)
- 166 Knözinger, H.<sup>1)</sup>, H. Jeziorowski<sup>1)</sup>, E. Taglauer:  
Characterization of NiO-MoO<sub>3</sub>-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Catalysis,  
*Proc. 7th Conf. on Catalysis*, Tokyo, 1980, p.42
- 167 Liebl, H.:  
SIMS Instrumentation and Imaging Techniques,  
*Scanning* 3, 79 (1980)

- 168 Liebl, H.:  
Analytical Requirements of SIMS and the Instrumental Implications, in "Secondary Ion Mass Spectrometry SIMS II", Eds.: A. Benninghoven et al., Springer, New York 1979, pp 176-180
- 169 Littmark, U.<sup>1)</sup>, W.O. Hofer:  
Recoil Mixing in Solids by Energetic Ion Beams, Nucl.Instr.Meth. 168, 329 (1980)
- 170 Littmark, U.<sup>1)</sup>, W.O. Hofer:  
Recoil Mixing in High-Fluence Ion-Implantation, Nucl.Instr.Meth. 170, 177 (1980)
- 171 MacDonald, R.J.<sup>1)</sup>, E. Taglauer, W. Heiland:  
The Effect of CO Adsorption on Ion and Photon Yields from Ion Bombarded Metal Surfaces, Appl. of Surf. Science 5, 197 (1980)
- 172 Möller, W.<sup>1)</sup>, B.M.U. Scherzer, R. Behrisch:  
The Application of Beam Methods to Diffusion and Permeation Measurements, Nucl.Instr.Meth. 168, 289-294 (1980)
- 173 Onsgaard, J.<sup>1)</sup>, W. Heiland, E. Taglauer:  
Adsorption and Desorption of Oxygen and Carbon Monoxide on the Si(111) Surface Studied by Ion Scattering Spectroscopy, Surf.Sci. 99, 112-120 (1980)
- 174 Onsgaard, J.<sup>1)</sup>, W. Heiland, E. Taglauer:  
A Contribution to the Sorption of O and CO on Si(111), Symp. on Atomic and Surf. Phys., Maria Alm, Österreich, 1980, p. 46
- 175 Poschenrieder, W.:  
Physics and Technology of Vacuum in Fusion Experiments, Acta Physica Academicae Scientiarum Hungaricae, 49 (1-3) 67 (1980)
- 176 Poschenrieder, W., G. Staudenmaier, P. Staib:  
Conditioning of ASDEX by Glow Discharge, J.Nucl.Mat. 93/94, 322 (1980)
- 177 Rossnagel, S.<sup>1)</sup>, S.A. Cohen<sup>1)</sup>, H.F. Dylla<sup>1)</sup>, P. Staib:  
Summary Abstract: In situ surface analysis station for the PDX Tokamak, J.Vac.Sci.Technol. 17 (1), 301 (1980)
- 178 Roth, J., J. Bohdanský, A.P. Martinelli:  
Low Energy Light Ion Sputtering of Metals and Carbides, Rad.Eff. 48, 213-220 (1980)
- 179 Roth, J., W. Eckstein, J. Bohdanský:  
Depth Profiling of D Implanted into Ti at Different Temperatures, Rad.Eff. 48, 231-236 (1980)
- 180 Roth, J. B.M.U. Scherzer, R.S. Blewer<sup>1)</sup>, D.K. Brice<sup>1)</sup>, S.T. Picraux<sup>1)</sup>, W.R. Wampler<sup>1)</sup>:  
Trapping, Detrapping and Replacement of keV Hydrogen Implanted into Graphite, J.Nucl.Mat. 93/94, 601 (1980)
- 181 Schulz, R., R. Behrisch, B.M.U. Scherzer:  
Trapping and Mutual Release of D and <sup>3</sup>He in Molybdenum, J.Nucl.Mat. 93/94, 608 (1980)
- 182 Schulz, R., R. Behrisch, B.M.U. Scherzer:  
D and <sup>3</sup>He Trapping and Mutual Replacement in Molybdenum, Nucl.Instr.Meth. 168, 295-299 (1980)
- 183 Snowdon, K.J., W. Heiland, E. Taglauer:  
Experimente zur Photonenemission beim Ionenbeschuss von Oberflächen, Verhandl. DPG (VI) 15, 727 (1980)
- 184 Snowdon, K.J., E. Taglauer, W. Heiland:  
Two Body Ionization Recombination with Diabatic Curve Crossing: A New Mechanism for Sputtered Molecule Production, Symp. on Sputtering, TU Wien, Österreich, Eds.: P. Varga, G. Betz, F.P. Viehböck, April 1980, p. 294
- 185 Staib, P.:  
An ExB Analyzer to Study the Particle Fluxes, Energy and Charge State in the Scrape-Off Layer of Tokamaks, J.Nucl.Mat. 93/94, 315 (1980)
- 186 Staib, P.:  
Die Plasma-Wand-Wechselwirkung in großen Tokamaks, Verhandl. DPG (VI), 15, 759 (1980)
- 187 Staib, P.:  
In-situ measurements of Plasma Wall Interactions, Symp. on Atom. and Surface Physics, Maria Alm, Österreich, 1980, p. 326
- 188 Staib, P., H.F. Dylla<sup>1)</sup>, S.M. Rossnagel<sup>1)</sup>:  
X-ray Photoelectron Spectroscopy (XPS) Studies of Oxygen and Carbon Bonding to Tokamak Walls, J.Vac.Sci.Technol. 17 (1), 291 (1980)
- 189 Staib, P., H.F. Dylla<sup>1)</sup>, S.M. Rossnagel<sup>1)</sup>:  
In-Situ Impurity Measurements in PDX Edge Plasma, J.Nucl.Mat. 93/94, 166 (1980)
- 190 Staib, P., H.F. Dylla<sup>1)</sup>, S.M. Rossnagel<sup>1)</sup>:  
The Surface Chemistry of Stainless Steel and Evaporated Titanium in Tokamaks, J.Nucl.Mat. 93/94, 315 (1980)
- 191 Staib, P., G. Staudenmaier, K. Goto<sup>1)</sup>:  
Electron Impact Ionisation Cross-Sections measured by Auger Electron Spectroscopy, Proc. of the 4th Int. Conf. Solid Surf., Cannes, Vol. II, 1980, p. 1081
- 192 Staudenmaier, G., P. Staib, S.M. Rossnagel<sup>1)</sup>:  
Impurity Distributions in the Edge Plasma of ASDEX as compared to other Tokamaks, Bull.Am.Phys.Soc. 25, 876 (1980)
- 193 Staudenmaier, G., P. Staib:  
Experimentelle Bestimmung der Ionenflüsse, der Iontemperatur und des Ladungszustandes der Verunreinigungen in der Randschicht von TFR 600, Verhandl. DPG (VI) 15, 759 (1980)
- 194 Staudenmaier, G., P. Staib, W. Poschenrieder:  
Determination of Ion Temperatures in the Edge Plasma from Ion Flux Transmission of Apertures, J.Nucl.Mat. 93/94, 121 (1980)
- 195 Staudenmaier, G., P. Staib, R. Behrisch:  
Deuterium Ion Fluxes, Temperatures and Densities in the Scrape-Off Layer of TFR 600, Nucl. Fusion 20, 97 (1980)

- 196 Taglauer, E., W.Englert, W.Heiland, D.P.Jackson<sup>1)</sup>:  
Scattering of Low Energy Ions from Clean Surfaces: A Comparison of Alkali and Rare Gas Ion Scattering, Phys.Rev.Lett. 45, 740 (1980)
- 197 Taglauer, E., W.Heiland:  
Changes of the Surface composition of Compounds due to Light Ion Bombardment, Proc. Symp. on Sputtering, TU Wien, Österreich, Eds.: P.Varga, G.Betz, F.P.Viehböck, April 1980, p.773
- 198 Taglauer, E., W.Heiland:  
Ion Scattering Spectroscopy, Appl.Surf.Anal. ASTM STP, T.L.Barr and L.E.Davis, Eds. Am.Phys.Soc. for Test.Mat., 111-124 (1980)
- 199 Taglauer, E., W.Heiland:  
Ion Induced Desorption of Adsorption Layers on Annealed and Prebombarded Surfaces, J.Nucl.Mat. 93/94, 823 (1980)
- 200 Taglauer, E., W.Heiland:  
Änderungen der Oberflächenzusammensetzung beim Beschuß mit leichten Ionen, Verhandl. DPG (VI), 15, 726 (1980)
- 201 Taglauer, E., W.Heiland, J.Onsgaard<sup>1)</sup>:  
Ion Beam Induced Desorption of Surf.Layers, Nucl.Instr.Meth.168, 571-577 (1980)
- 202 Thum, F.<sup>1)</sup>, W.O. Hofer:  
Ion-Induced Secondary Electron Emission by Heterogenous Cluster Ions, Symp. on Atom. and Surf. Physics, SASP, Maria Alm, Österreich 1980, Eds.: W. Lindinger, F. Howorka, F. Egger, p. 19
- 203 Verbeek, H., W. Eckstein:  
Charge State Fractions of Light Ions reflected from Metal Targets, Symp. on Atom. and Surf. Phys., SASP, Maria Alm, Österr. 1980, Eds.: W. Lindinger, F. Howorka, F. Egger, p. 14
- 204 Verbeek, H., W. Eckstein, R.S. Bhattacharya<sup>1)</sup>:  
Negative Hydrogen Ion Formation by Backscattering from Solid Surfaces, Surf. Science 95, 380 (1980)
- 205 Verbeek, H., W. Eckstein, R.S. Bhattacharya<sup>1)</sup>:  
The Angular Dependence of the Charged Fractions of H and He backscattered from Au, Nucl.Instr.Meth. 170, 539 (1980)
- 206 Verbeek, H., W. Eckstein, R.S. Bhattacharya<sup>1)</sup>:  
Angular and Energy Distributions of H and He Atoms backscattered from Gold, J.Appl.Phys. 51, 1783 (1980)
- 207 Wittmaack, K.<sup>1)</sup>, G. Staudenmaier:  
Volume Expansion of Oxygen Incorporation in Deuteron-Bombarded Silicon, J.Nucl.Mat. 93/94, 581 (1980)
- 208 Zartner, A.<sup>1)</sup>, W. Heiland, E. Taglauer:  
Experimente zur Neutralisation von Heliumionen an Bleiadsorbatschichten, Verhandl. DPG (VI) 15, 727 (1980)
- Bereich Theorie 2
- 209 Chodura, R., Dommaschk, W., Lotz, W., Nührenberg, J., Schlüter, A.:  
Optimization of Toroidal Equilibria Without Net Toroidal Current, Proc. of the Workshop on Optimization of Toroidal Confinement 1980, Inst.f.Fusion Theory, Hiroshima University, 1980, HIFT-25, p.20
- 210 Chodura, R., Dommaschk, W., Lotz, W., Nührenberg, J., Schlüter, A.:  
Three-Dimensional MHD-Equilibrium Studies, 8th Int.Conf.on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-38, Brüssel, 1980, paper BB2
- 211 Chodura, R., Dommaschk, W., Lotz, W., Nührenberg, J., Schlüter, A.:  
Optimization of 3D Configurations, Int.Workshop on Stellarators, Schloß Ringberg, 1980, paper B.1.2
- 212 Chodura, R., Gruber, R., Herrnegger, F., Kerner, W., Schneider, W., Troyon, F.:  
MHD Stability Calculation for Stellarators, 8th Int.Conf.on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-38, Brüssel, 1980, paper BB2
- 213 Dommaschk, W., Nührenberg, J., Schlüter, A.:  
MHD Optimal Stellarator Field, Proc.of the Annual Meeting on Theoretical Aspects of Contr. Thermonucl.Res., Tucson, 1980, paper 3A7
- 214 Fink, J., Schilling, H.-B., Schumacher, U.:  
Development and Investigation of Relativistic Electron Beams with Finite Energy Spread and Improved Emittance, J.Appl.Phys.51 (6) 2995 (1980)
- 215 Hofmann, I.:  
Coherent Space Charge Instability of a Two-Dimensional Beam, Proc. of the Heavy Ion Fusion Workshop 1979, Berkeley, LBL-10301, 1980, p.388
- 216 Hofmann, I.:  
Influence of the Distribution Function on Eigenoscillations and Stability of a Beam, Phys.Fluids 23, 296 (1980)
- 217 Hofmann, I.:  
Negative Energy Oscillations and Instability of Intense Beams, Part.Acc. 11, 31 (1980)
- 218 Lortz, D., Nührenberg, J.:  
Stability of Internal MHD Modes in Configurations with Flat Pressure Profile, 8th Int. Conf.on Plasma Physics and Contr.Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-38, Brüssel, 1980, paper M-1-1
- 219 Nührenberg, J.:  
Ballooning Stability of Helical MHD Equilibria, Proc.of Int.Conf.on Plasma Physics, Nagoya, 1980, paper 10b-I-03

Bereich Informatik

- 220 Hertweck, F.R.:  
Computer Networks: Recent Trends and Issues Related to Command Languages. Proceedings of the IFIP TC 2.7 Working Conf. on Command Languages, Berchtesgaden 1979, pp.369-389, North-Holland Publ.Co.
- 221 Hertweck, F.R., I.Precht:  
Some Considerations for an Extension of PL 360, Informatik-Fachberichte "Programmiersprachen und Programmentwicklung", 6.Fachtagung d. Fachausschusses Programmiersprachen der GI. Darmstadt 1980, pp.143-156, Springer Verlag

Bereich Technologie

- 222 Bers, A., J.Jacquino, G.Lister:  
Field and Ray Analysis of Antenna Excitations in ICRF-Heating of Large Tokamaks, 2nd Joint Grenoble-Varenna Int.Symp.on Heating in Toroidal Devices, Como (Italy) 1980, dto. Report EUR-CEA-FC-1066, Fontenay-aux-Roses, (1980)
- 223 Borrass, K., O.Gruber, K.Lackner, E.Minardi, J.Neuhauser, R.Wilhelm, R.Wunderlich, L.Bromberg, D.R.Cohn:  
Ignition and Burn Control in Tokamak-Plasma, Proc. 8th Int.Conf. on Plasma Physics and Contr.Nuclear Fus.Res., Brussels 1980, CN38/W-2-1
- 224 Borrass, K.:  
Burn Stabilization of an Ignited Tokamak by Means of a Static or Pseudostatic Vertical Field, Proc. 4th ANS Topical Meeting on the Technology of Contr.Nucl.Fus., King of Prussia (PA) 1980, in press
- 225 Brinkschulte, H., H.Derfler, D.Eckhardt, F.Leuterer, M.Münich, S.Puri, K.H.Schmitter:  
The Lower Hybrid Heating Program for ASDEX, Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int.Symp.on Heating in Toroidal Devices, Como (Italy) 1980, in press
- 226 Cardinali, A., M.Brambilla:  
Numerical Solution of the Ray-Equations for Lower Hybrid Heating in a Tokamak, Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int.Symp.on Heating in Toroidal Devices, Como (Italy) 1980, C (115)10a D
- 227 Dänner, W., J.Raeder:  
First Wall Life Prediction by the FWLTB Computer Program, Proc. 11th SOFT, Oxford 1980, AP.1-15
- 228 Feist, J.H., W.Herrmann, E.Speth:  
Considerations and Calculations for the N.I.-System in ZEPHYR, Proc. SOFT, Oxford 1980, CP.1-13
- 229 Knobloch, A.:  
INTOR R+D Bar Charts, INTOR Intern.Tokamak Reactor, European Contributions to the 3rd Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1980, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 40 contributor to report by F.Farfaletti-Casali et al.
- 230 Knobloch, A.:  
Engineering Issue 1: Mech.Configuration, INTOR Workshop- IAEA Vienna 1980, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 40, contributor to report by F.Farfaletti-Casali et al.
- 231 Knobloch, A.:  
Engineering Tasks - Reactor Layout, INTOR-International Tokamak Reactor, European Contributions to the 4th Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1980, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 60
- 232 Knobloch, A.:  
Engineering Testing in INTOR/NET, INTOR International Tokamak Reactor, European Contributions to the 4th Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1980, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 60
- 233 Knobloch, A.:  
INTOR R+D Bar Charts - Draft Questionnaire - Preliminary Evaluation, INTOR International Tokamak Reactor, European Contributions to the 4th Meeting of the INTOR-Workshop, IAEA Vienna 1980, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 60
- 234 Knobloch, A.:  
INTOR Magnets and Structure, INTOR International Tokamak Reactor, Conceptual Design Review Discussion, Culham 1980, EUR FU BRU/XII 501/80/EDV 80
- 235 Lengyel, L.L.:  
Comments on Effect of Transonic Flow in the Ablation Cloud on the Lifetime of a Solid Hydrogen Pellet in a Plasma, Phys.Fluids 23 (1980), 3, pp.656-658
- 236 Lengyel, L.L., L.W.Jørgensen, P.Nielsen:  
The Feasibility of Pellet Refuelling of a Fusion Reactor, Nucl.Fus. 20 (1980), 7, pp.859 - 893
- 237 Lister, G.G., O.Gruber:  
Computational Study of the Effect of the Magnetic Field "Ripple" on Neutral Beam Heating in ZEPHYR, Proc. 2nd Joint Varenna-Grenoble Int.Symp.on Heating in Toroidal Plasma, Como (Italy) 1980, 66
- 238 Puri, S.:  
Alfvén Wave Heating of Fusion Plasmas, Proc. 8th Int.Conf.on Plasma Physics and Contr. Nucl.Fus.Res., Brussels 1980, IAEA CN 38/D-1-2
- 239 Puri, S.:  
Propagation and Absorption of Bernstein Waves Launched Using Lower-Hybrid Couplers at the Ion-Cyclotron Frequency, Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int.Symp.on Heating in Toroidal Devices, Como (Italy) 1980, 6
- 240 Puri, S.:  
Faraday Shielding of Surface Dissipation Effects in Alfvén Wave Heating, Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int.Symp.on Heating in

- Toroidal Devices, Como (Italy) 1980, 6
- 241 Renner, H., W VII A-Team<sup>2)</sup>, Neutralinjektions-Team<sup>3)</sup>:  
Neutral Injection in the Wendelstein VII A Stellarator with Reduced Ohmic Current, Proc. 8th Int.Conf.on Plasma Physics and Contr.Nucl. Fus.Res., Brussels 1980, H-2-2
- 242 Schmitter, K.H.:  
Technologische Probleme der kontrollierten Kernfusion, Kernfusionsforschung, Bundesministerium für Wissenschaft u. Forschung, Fachausschuß Physik-Industrie-Energie d. ÖPG, Wien, 1980
- 243 Schmitter, K.H.:  
Neutron Wall Load, Power Density and Pay-Back Time, Proc. 11th SOFT, Oxford 1980, DP.1-19
- 244 Speth, E., W VII A-Team<sup>2)</sup>, Neutralinjektions-Team<sup>3)</sup>:  
Ergebnisse der Neutralteilcheninjektion im W VII A-Stellarator, Verhandl. DPG (VI) 15, P 5 (1980)
- 245 Speth, E., W VII A-Team<sup>2)</sup>, Neutralinjektions-Team<sup>3)</sup>:  
Neutral Beam Heating in W VII A Stellarator, Proc. of the 2nd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp.on Heating in Toroidal Plasma, Como (Italy) 1980, 25
- 246 Speth, E.:  
The prospects of He-Injection into Large Tokamak, Proc. 2nd Joint Varenna-Grenoble Int.Symp.on Heating in Toroidal Plasma, Como (Italy) 1980, 67
- 252 Stodiek, W.<sup>1)</sup>, R.Goldston<sup>1)</sup>, N.Sauthoff<sup>1)</sup>, V.Arunasalam<sup>1)</sup>, C.Barnes<sup>1)</sup>, M.Bitter<sup>1)</sup>, D.Boyd<sup>1)</sup>, N.Bretz<sup>1)</sup>, R.Chrien<sup>1)</sup>, S.Cohen<sup>1)</sup>, P.Colestock<sup>1)</sup>, J.Coonrod<sup>1)</sup>, S.Davis<sup>1)</sup>, D.Dimock<sup>1)</sup>, F.Dylla<sup>1)</sup>, D.Eames<sup>1)</sup>, P.Efthimion<sup>1)</sup>, H.Eubank<sup>1)</sup>, L.Grisham<sup>1)</sup>, R.Hawryluk<sup>1)</sup>, E.Hinnov<sup>1)</sup>, J.Hosea<sup>1)</sup>, H.Husuan<sup>1)</sup>, R.Hulse<sup>1)</sup>, D.Hwang<sup>1)</sup>, F.Jobes<sup>1)</sup>, D.Hohnson<sup>1)</sup>, R.Kaita<sup>1)</sup>, E.Mazzucato<sup>1)</sup>, D.McCune<sup>1)</sup>, D.McNeill<sup>1)</sup>, S.Medley<sup>1)</sup>, E.Meservey<sup>1)</sup>, D.Mueller<sup>1)</sup>, D.Post<sup>1)</sup>, W.Roney<sup>1)</sup>, J.Schilling<sup>1)</sup>, J.Schivell<sup>1)</sup>, G.Schmidt<sup>1)</sup>, F.Staufffer<sup>1)</sup>, L.Stewart<sup>1)</sup>, J.Strachan<sup>1)</sup>, S.Suckewer<sup>1)</sup>, G.Tait<sup>1)</sup>, H.Towner<sup>1)</sup>, M.Ulrickson<sup>1)</sup>, S.von Goeler<sup>1)</sup>, D.Voss<sup>1)</sup>, G.Zankl:  
Transport Studies in the Princeton Large Torus, Proc. 8th Int.Conf.on Plasma Physics and Contr.Nucl.Fus., Brussels 1980, IAEA-CN 38/A-1
- 253 Hosea, J.<sup>1)</sup>, D.Boyd<sup>1)</sup>, N.Bretz<sup>1)</sup>, R.Chrien<sup>1)</sup>, S.Cohen<sup>1)</sup>, P.Colestock<sup>1)</sup>, S.Davis<sup>1)</sup>, D.Dimock<sup>1)</sup>, P.Efthimion<sup>1)</sup>, H.Eubank<sup>1)</sup>, R.Goldston<sup>1)</sup>, L.Grisham<sup>1)</sup>, E.Hinnov<sup>1)</sup>, D.Hwang<sup>1)</sup>, F.Jobes<sup>1)</sup>, D.Johnson<sup>1)</sup>, R.Kaita<sup>1)</sup>, J.Lawson<sup>1)</sup>, E.Mazzucato<sup>1)</sup>, D.McNeill<sup>1)</sup>, S.Medley<sup>1)</sup>, E.Meservey<sup>1)</sup>, D.Mueller<sup>1)</sup>, G.Schilling<sup>1)</sup>, J.Schivell<sup>1)</sup>, G.Schmidt<sup>1)</sup>, A.Sivo<sup>1)</sup>, F.Staufffer<sup>1)</sup>, W.Stodiek<sup>1)</sup>, J.Strachan<sup>1)</sup>, S.Suckewer<sup>1)</sup>, T.Tait<sup>1)</sup>, H.Thompson<sup>1)</sup>, G.Zankl:  
Fast Wave Ion Cyclotron Heating in the Princeton Large Torus, Proc. 8th Int.Conf. on Plasma Physics and Contr.Nucl.Fus., Brussels 1980, IAEA-CN 38/D-5-1

Zentrale Technische Einrichtungen

- 247 Brossmann, U.B.:  
A Bitter-Type Toroidal Field Magnet for ZEPHYR, Proc. 11th SOFT, Oxford 1980, B.P.1-14
- 248 Haubenberger, W.D.:  
Ein Kupfer-Austenit-Verbundleiter für hohe mechanische Beanspruchung, Metall 34 (1980) 999
- 249 Haubenberg, W.D.:  
Development of a Compound Conductor for the Toroidal Field Coil of ZEPHYR, Proc. 11th SOFT, Oxford 1980, BP.1-15

Geschäftsführung

- 250 Zankl, G., J.D.Strachan<sup>1)</sup>, R.Lewis<sup>1)</sup>, W.Pettus<sup>1)</sup>, J.K.Schmotzer<sup>1)</sup>:  
Indium Activation Calibration of the 2.5 MeV Neutron Emission from PLT, Report PPL 460, University of California, Los Angeles 1980, 43
- 251 Zankl, G., J.D.Strachan<sup>1)</sup>, R.Lewis<sup>1)</sup>, W.Pettus<sup>1)</sup>, J.K.Schmotzer<sup>1)</sup>:  
Neutron Flux Measurements Around PLT, Bull.Am. Phys.Soc. 25 (1980) 939  
dto. Report PPPL-1696, Princeton University (1980)

DISSERTATIONEN

- 254 Bauer, P.:  
Longitudinale und transversale Spinpolarisation bei der Beugung niederenergetischer Elektronen: Einfluß von Zeitumkehr, Kristallsymmetrie und Kristallpotential, Technische Universität München (1980)
- 255 Schulz, R.:  
Aufsammeln und gegenseitiger Austausch von Helium-3 und Deuterium in Molybdän, Technische Universität München
- 256 Ertl, K.:  
Energieverteilung feldemittierter Elektronen aus dem System EuS/W. Technische Universität München

PATENTE

- 257 Ammer, R., G.Roos:  
Leckfühler für ein elektronisches Flüssigkeitslecküberwachungsgerät, OS Nr.29 13 813 (1980)  
Anmeldnr.8011262 (England), 8003810 (Frankreich), 20414A/80 (Italien), (1980)
- 258 Maier, E.-A.:  
Flanschdichtung, P 30 42 097.4 (G 80 29 820.0), (1980)

## LABORBERICHTE

- IPP 1/179 Minardi E., Static or Feedback Stabilization of the Burn in a Tokamak (1980)
- IPP 1/180 Chodura, R., A.Schlüter, A 3D Code for MHD Equilibrium and Stability (1980)
- IPP 1/181 Andelfinger, C., M.Kaufmann, W.Köppendörfer, K.Lackner, J.Neuhauser, H.Wegmann, Investigation for the ZEPHYR Ignition and burn experiment (1980)
- IPP 1/182 Neuhauser, J., Characteristics of a Radiating Layer Near the Boundary of a Contaminated Plasma (1980)
- IPP 1/183 Elsner, A., Thermodynamische und molekularkinetische Überlegungen zur Verdampfung von LN2 bei der Abkühlung des ZEPHYR-Magneten (1980)
- IPP 1/184 Albert, D.B.<sup>1)</sup>, S.C.Jardin<sup>1)</sup>, W.Schneider, Two Dimensional Modeling of the ZEPHYR Experiment (1980)
- IPP 2/250 W VII-A Team<sup>2)</sup>, Mode and Sawtooth Behaviour During Neutral Beam Injection in the W VII-A Stellarator (1980)
- IPP 2/251 Weller, A., Simulation of X-Ray Signals (1980)
- IPP III/53 Herppich, G. et al., Assembly and Commissioning of the ASDEX Tokamak (1980)
- IPP III/54 Albert, D.B., The Start-up Phase of ASDEX Tokamak (1980)
- IPP III/55 Röhr, H., Steuer, K.-H., Hirsch, K.<sup>1)</sup>, Salzmann, H.<sup>1)</sup>, Design Study for the JET Diagnostic System: "Quasi-Continuous Laser Scattering" (1980)
- IPP III/56 Müller, R., Design Study of Bolometric Scan Diagnostic for JET (1980)
- IPP III/57 Winter, H., Albert, D.B.<sup>1)</sup>, Separatrix Location Using Magnetic Measurements in ASDEX (1980)
- IPP III/58 Albert, D.B.<sup>1)</sup>, Winter, H., Adiabatic Equilibrium Calculations of Major Radius Compression in a Tokamak (1980)
- IPP III/59 Gernhardt, J., Allgeyer, R., Groening, D.E., Hohenöcker, H., Karger, F., Sesnic, S., Design of Magnetic Probes for MHD Measurements in ASDEX Tokamak (1980)
- IPP III/60 Pohl, F., Engelhardt, W., Lackner, K., Murmann, H., v.Goeler, G.<sup>1)</sup>, Model Calculations of the Tearing Instabilities Associated with AC Modulation of the Plasma Current in Tokamaks (1980)
- 6/198
- IPP III/61 Albert, D.B.<sup>1)</sup>, Analysis of the Position Control System of ASDEX Tokamak (1980)
- IPP III/62 Horbach, H., Vier-Quadranten-Dividierer (1980)
- IPP III/63 Groening, D.E., Optimierung von Integratoren (1980)
- IPP 6/192 Biskamp, D., Nonlinear Behaviour of Tearing Modes (1980)
- IPP 6/193 Pohl, F., X-Ray Pulse Height Analysis (1980)
- IPP 6/194 Salat, A., On the Mercier Criterion in Guiding Center Theory (1980)
- IPP 6/195 Tasso, H., Virtamo, J.T., Energy Principle for 3-d Resistive Instabilities in Shaped-cross-section Tokamaks (1980)
- IPP 6/196 Sardei, F., Wimmel, H.K., Improved Formulas for Trapped-Ion Anomalous Transport in Tokamaks without and with Shear (1980)

## Laborberichte

- IPP 6/197 Sardei, F., Wimmel, H.K., New Scaling Laws for Trapped-Particle Anomalous Transport in Tokamaks (1980)
- IPP 6/199 Uchikawa, S., Griem, H.R., Düchs, D., Calculation of Impurity Radiation from Non-Corona-Equilibrium Plasmas (1980)
- IPP 6/200 Wimmel, H.K., Graphs of Anomalous Energy Confinement Times for ASDEX, INTOR, JET, PLT, TFTR and ZEPHYR (1980)
- IPP 6/201 Biskamp, D., Welter, H., Theory of the  $m=1$  Mode in High Temperature Plasmas (1980)
- IPP 6/202 Schmalz, R., Reduced, three-dimensional, nonlinear equations for high- $\beta$ -plasmas including toroidal effects (1980)
- IPP 6/203 Sardei, F., Wimmel, H.K., Improved Formulas for Trapped-Ion Anomalous Transport in Tokamaks without and with Shear - Extended Version - (1980)
- IPP 9/33 Eckstein, W., Calculated Trapping Curves of D in C and Si (1980)
- IPP 9/34 Bauer, P., Longitudinale und transversale Spinpolarisation bei der Beugung niederenergetischer Elektronen: Einfluß von Zeitumkehr, Kristallsymmetrie und Kristallpotential (1980)
- IPP 0/45 Sudo, S., Final Focusing of an Ion Beam for Heavy Ion Fusion (1980)
- IPP 0/46 Schumacher, U., High-Intensity Vacuum Ultraviolet Continuum Emission from Intense Relativistic Electron Ring (1980)
- IPP R/35 Hertweck, F.R., Precht, I., Schneider, U.J., PLX Programmer's Manual (1980)
- IPP R/36 Steuerwald, J., A GALE Precompiler (1980)
- IPP 4/185 Knobloch, A., INTOR Cost Approximation (1980)
- IPP 4/186 Salvat, M., Das Kastenmodell in Kugelsymmetrie zur Beschreibung der Pelletexpansion mit (oder ohne) Wärmezufuhr (1980)
- IPP 4/187 Salvat, M., Multipulspelletheizung (1980)
- IPP 4/188 Riedmüller, W., Pellet Production Methods for Fuelling Fusion Experiments (1980)
- IPP 4/189 Borraß, K., Burn-Position-Control by means of Vertical Field Control in a ZEPHYR-like Ignition Experiment (1980)
- IPP 4/190 Dänner, W., Raeder, J., The mechanical performance of the fusion reactor first wall; Part III: Inelastic materials response (1980)
- IPP 4/191 Borraß, K., Boundary Conditions for Tokamak Transport Equations from Scrape-off Layer Modelling (1980)
- IPP 4/192 Knobloch, A., Zur Selbstreproduktionszeit fortgeschrittener Energiesysteme (1979)
- IPP 4/193 Puri, S., Ion Bernstein Wave Heating in a Multi Component Plasma (1980)
- IPP 4/194 Höss, P., Mathematisches Modell für die Stromanstiegsphase eines Tokamak-Plasmas (1980)
- IPP 4/195 Söll, M., Thermal Analyses of the ZEPHYR tape wound toroidal magnet system (1980)

### Interne Berichte - Neutralinjektion

Lister, G.G., Feasibility studies for Neutral Injection in ZEPHYR, Bericht Nr. 15 (1980)

Lister, G.G., et. al., Computations on Neutral Beam Injection Heating Ripple Recommendations and Varying Compression Ratio on ZEPHYR, Bericht Nr. 16 (1980)

### Interne Berichte - Systemstudien

Rossi, L., Assessment of First Wall Helium Cooling, Bericht Nr. 26 (1980)



## AUTORENVERZEICHNIS 1980

- Albert, D.B., 26,70,85, IPP 1/184, IPP III/54,  
IPP III/57, IPP III/58, IPP III/61  
Allgeyer, R., III/59  
Ammer, R., 257  
Amiranoff, N., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,  
53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Andelfinger, C., 26, IPP 1/181
- Bartlett, D.V., 27,32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,  
48,53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Bauer, P., 128,129,130,254, IPP 2/250  
Behringer, K., 71,85,88  
Behrisch, R., 26,85,132,133,134,135,136,137,144,  
163,172,181,182,195  
Berk, H.L., 102  
Bers, A., 222  
Biskamp, D., 103,104,105,106,107,109,110,111,125,  
IPP 6/192, IPP 6/201  
Blaumoser, M., 26  
Blume, R., 139  
Bohdansky, W.O., 127,131,136,140,141,142,143,145,  
159,160,178,179  
Borrass, K., 1,20,26,223,224,4/189,4/191  
Brambilla, M., 226  
Brinkschulte, H., 225  
Bromberg, L., 223  
Broßmann, U.B., 4, 26, 247
- Cannici, G., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,  
55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Cardinali, A., 226  
Cattanei, G., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53  
55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Campbell, D.J., 5, 72,73  
Chodura, R., 6, 26,209,210,211,212, IPP 1/180  
Cohn, D.R., 223  
Cooper, D., 44,46,59,241,244,245  
Crocì, R., 108
- Dänner, W., 26,227, IPP 4/190  
Derfler, H., 225  
Dommaschk, W., 209, 210, 211, 213  
Dorst, D., 28,32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,  
55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Düchs, D., 6/199
- Eberhagen, A., 5,7,73  
Eckhartt, D., 225  
Eckstein, W., 138,139,147,148,149,150,151,179,203,  
204,205,206, IPP 9/33  
Elsner, A., 26, IPP 1/183  
Engelhardt, W., 71,75,85,89,152,153, IPP III/60,  
IPP 6/198  
Englert, W., 154,155,196  
Ertl, K., 256  
Estes, R., 111
- Fahrbach, H.-U., 26  
Feist, J.H., 26, 228  
Feneberg, W., 76  
Fink, J., 214
- Finkelmeyer, H., 99  
Franzspeck, J., 99  
Freudenberger, K., 44, 46, 59, 241, 244, 245  
Fußmann, G., 71,77,78,79,85,89
- Gautier, P., 26  
Gernhardt, J., 80,89,90,98, IPP III/59  
Gerstl, S.A.W., 26  
Glock, E., 81,85,89  
Goedheer, W., 26  
Green, B.J., 79  
Gresser, F., 99  
Grieger, G., 29,30,31,32,34,35,37,38,43,44,45,46,  
47,48,53,55,56,57,58,59,60,61,63,64,65,IPP 2/250  
Griem, H.R., IPP 6/199  
Groening, D., 80, IPP III/59, IPP III/63  
Gruber, J.E., 4,26  
Gruber, O., 1,26,223,237  
Gruber, R., 212
- Haas, G., 85,89,99  
Hacker, H., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Hartz, F., 89, 90  
Haubenberger, W.D., 4,26,248,249  
Heiland, W., 154,155,158,171,173,174,183,184,196,  
197,198,199,200,201,208  
Hellsten, T., 119  
Hernegger, F., 6  
Herppich, G., 85,89,99, IPP III/53  
Herrman, W., 26,228  
Herrnegger, F., 212  
Hertweck, F.R., 220,221, IPP R/35  
Hofer, W.O., 131,156,157,161,162,163,164,202  
Hofmann, I., 215,216,217  
Hohenöcker, H., 80, IPP III/59  
Horbach, H., IPP III/62  
Horton, W., 106,109,110,111  
Höss, P., IPP 4/194  
How, J.A., 32,33,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,  
55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Hüls, M., 26
- Jacquinet, J., 222  
Jäckel, H., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Jaenicke, R., 32,34,35,36,37,38,43,44,45,46,47,48,  
53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Jandl, O., 1,26,90  
Javel, P., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
Jörgenssen, L.W., 236  
Junker, J., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
56,57,58,59,60,61, IPP 2/250
- Karger, F., 85,89, IPP III/59  
Kaufmann, M., 26, IPP 1/181  
Keilhacker, M., 83,84,85,89,99  
Keller, H.B., 113  
Kerner, W., 6,8,26,212  
Kick, M., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
56,57,58,59,60,61, IPP 2/250

Autorenverzeichnis

- Klement, G., 99  
 Klüber, O., 85,89  
 Knobloch, A., 229,230;231,233,234, IPP 4/185,  
 IPP 4/192  
 Köppendorfer, W., 9,26, IPP 1/181  
 Kollotzek, H., 26  
 Kornherr, M., 85,89,99  
 Kotzlowski, H., 1,10,26  
 Kottmair, M., 26  
 Krause, H., 1,26  
 Krüger, P., 90,99  
 Kutsch, H.-J., 26
- Lackner, K., 1,13,14,20,26,85,89,223, IPP 1/181,  
 IPP III/60, IPP 6/199  
 Langer, H., 15,16,17,86,236  
 v.Larcher, Th., 26,99  
 Lathe, R., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
 56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Lengyel, L., 20,26,235  
 Leuterer, F., 33,37  
 Liebl, H., 152,153,167,168  
 Lisitano, G., 85,89  
 Lister, G., 44,46,59,222,237,241,244,245, Interner  
 Ber.Nr.15 und 16  
 Lotz, W., 38,209,210,211  
 Lortz,D., 112,218
- Mahl, M., 26  
 Mahn, C., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
 56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Maier, E.-A., 258  
 Mast, K.-F., 11,18,26  
 v.Mark, E., 98,99  
 Marlier, S., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,  
 55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Martinelli, A.P., 145,158,160,178  
 Mayer, H.M., 85,89  
 Meisel, D., 1,85,89,95,96  
 Meyer, J., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
 56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Meyer-Spasche, R., 113,114  
 Minardi, E., 1,26,223, IPP 1/179  
 Mukherjee, S.B., 26  
 Müller, E.R., 87,88  
 Müller, G., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
 56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Müller, R., 85,89, IPP III/56  
 Murmann, H., 85,89, IPP III/60, IPP 6/198
- Neuhauser, J., 1,19,20,26,223, IPP 1/171, IPP 1/182  
 Niedermeyer, H., 85,89,99  
 Nielsen, P., 236  
 Nührenberg, J., 112,209,210,211,213,218,219
- Ohlendorf, W., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,  
 55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Ott, W., 44,46,59,241,245
- Pacher, G.W., 66,67,69  
 Pacher, H.D., 66,69  
 Perchermeier, J., 21  
 Pillsticker, M., 26,82,90,99  
 Pfirsch, D., 102,115  
 Pohl, F., IPP III/60, IPP 6/193, IPP 6/193  
 Poschenrieder, W., 85,89,99,175,176,194  
 Precht, I., 221, IPP R/35  
 Preis, H., 18,26,90  
 Probst, F., 44,46,59,241,244,245  
 Puri, S., 26;238;239,240, IPP 4/193
- Raeder, J., 227, IPP 4/190  
 Raiser, B., 26  
 Rapp, H., 85,89,90,99  
 Rau, F., 32,34,35,37,38,39,40,43,44,45,46,47,48,  
 53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Rebhan, E., 116  
 Renner, H., 32,34,35,37,38,41,43,44,45,46,47,48,  
 53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Riedmüller, W., IPP 4/188  
 Ringler, H., 32,34,35,37,38,42,43,44,45,46,47,48,  
 53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Röhr, H., 1,15,16,17,23,24,25,26,86,94,95,96,100,  
 101, IPP III/55  
 Roos, G., 257  
 Rossi, L., Interner Ber.Nr.26  
 Roth, J., 85,89,131,136,137,142,145,158,160,165,  
 169,170,178,179,180  
 Ruhs, N., 80,85,89
- Salat, A., 116,124, IPP 6/194  
 Salvat, M., IPP 4/186, IPP 4/187  
 Sandmann, W., 26  
 Sapper, J., 28,32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,  
 53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250  
 Sardei, F., 120, IPP 6/196, IPP 6/197, IPP 6/203  
 Scherzer, B.M.U., 85,137,144,172,180,181,182  
 Schilling, H.-B., 26,214  
 Schlüter, A., 209,210,211,213, IPP 1/180  
 Schmalz, R., IPP 6/202  
 Schmitter, K.H., 242,243  
 Schneider, F., 85,89,92,99  
 Schneider, U.J., IPP R/35  
 Schneider, W., 6,20,26,212, IPP 1/184  
 Schramm, G., 26  
 Schulz, R., 137,181,182,255  
 Schumacher, U., 26,214, IPP 0/46  
 Seidel, U., 26  
 Sesnic, S., 85,89,IPP III/59  
 Siller, G., 85,89  
 Smeulders, P1, 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,  
 53,55,56,57,58,59,60,61,78, IPP 2/250  
 Snowdon, K.J., 183,184  
 Söldner, F., 66,67,69  
 Söll, M., 1,26, IPP 4/195  
 Sombach, B., 26  
 Sommer, J., 26  
 Speth, E., 26,44,46,59,228,241,244,245,246  
 Spies, G.O., 117,118,119  
 Staib, P., 85,89,176,177,185,186,187,188,189,190  
 191,192,193,194,195  
 Staudenmeier, G., 85,89,176,191,192,193,194,195,  
 207  
 Steuer, K.-H., 1,17,23,24,25,86,93,94,95,96,100,  
 101, IPP III/55  
 Steuerwald, J., IPP R/36  
 Streibl, B., 1,26  
 Sudo, S., IPP 0/45  
 Swansiger, W., 26
- Taglauer, E., 154,155,166,171,173,174,183,184,196,  
 197,198,199,200,201,208  
 Tasso, H., 121,122,123, IPP 6/195  
 Tataronis, J.A., 124  
 Teng, P., 110  
 Tichmann, K., 26  
 Tutter, M., 27,32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,  
 49,50,53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250
- Uchikawa, S., IPP 6/199  
 Ulrich, B.T., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,  
 48,49,50,53,55,56,57,58,59,60,61,IPP 2/250

Autorenverzeichnis

- Ulrich, M., 26
- Verbeek, H., 138,139,147,148,149,150,151,203,204,  
205,206
- Vernickel, H., 11,26
- Virtamo, J., 121,122, IPP 6/195
- Wagner, F., 85,89,97,99
- Wedler, H., 85,89,98,99
- Wegmann, H., 26, IPP 1/181
- Wegrowe, J.G., 66,67,69
- Weichselgartner, H., 21,26
- Weller, A., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,51,  
53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250, IPP 2/251
- Welter, H., 106,125, IPP 6/201
- Werner, F., 90,98
- Wesner, F., 85,89,90,98
- Wilhelm, R., 1,26,223
- Wimmel, H.K., 120,126, IPP 6/196, IPP 6/197,  
IPP 6/200, IPP 6/203
- Winter, H., 26,70, IPP III/57, IPP III/58
- Wobig, H., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,52,53,  
54,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250
- Wrobel, W.-G., 22,23,24,25,100,101
- Wunderlich, R., 1,20,26,223
- Würsching, E., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,  
53,55,56,57,58,59,60,61, IPP 2/250
- Zankl, G., 250,251,252,253
- Zehrfeld, H.P., 79
- Zippe, M., 32,34,35,37,38,43,44,45,46,47,48,53,55,  
56,57,58,59,60,61, IPP 2/250

Projekte  
des IPP an Hochschulen

INSTITUT FÜR PLASMAFORSCHUNG (IPF)  
DER UNIVERSITÄT STUTTGART  
(Prof. Dr. Hartmut Zwickler)

Die Arbeiten am IPF wurden entsprechend den Vereinbarungen mit dem IPP weitergeführt, wobei sich auch in diesem Berichtsjahr die ständigen Kontakte zwischen beiden Instituten für die Nutzung von IPF-Entwicklungen im IPP bewährten.

Im Bereich Wellenheizung wurden Absorptionsuntersuchungen für plasmamagnetische Wellen am Theta-Pinch auf axial inhomogene Wellen erweitert. Im Experiment Plasmaus 4 wurde die direkte Plasmaerzeugung im Bereich überkritischer Dichten und hoher Magnetfelder erreicht. Die im IPF entwickelten numerischen Methoden zur Plasmasimulation wurden in ihrer Anwendung erfolgreich weitergeführt.

Am Belt Pinch Experiment HECTOR wurden die Untersuchungen zum Gleichgewicht und zum Transportverhalten bei kleinen Teilchendichten begonnen und erste Resultate auch bezüglich der Neutronenerzeugung während der Dauer der Stoßwellenheizung und der Wellenanregung in der Nachimplosionsphase erzielt.

Im Bereich Laseranwendungen wurden für die periodisch gepulste Streuung erste Messungen an ASDEX vor allem bezüglich der Detektoren durchgeführt. Die JET-Design-Studie für die quasistationäre Streuung wurde so erweitert, daß auch die zeitliche Entwicklung der radialen Verteilung von  $T_e$  und  $n_e$  meßbar sein sollte. Unter anderem wurde weiter eine Methode zur besseren räumlichen Auflösung bei Vorwärtsstreuungsmessungen im IR an einem Demonstrationsexperiment erfolgreich getestet und die Modenreinheit bei optisch gepumpten FIR-Lasern wesentlich verbessert.

Im Bereich Plasmafokus konnte der Aufbau des 500 kJ-Experimentes DPF 500 abgeschlossen und die Anlage mit ersten Entladungen in Betrieb genommen werden. In anderen Experimenten wurden Untersuchungen zur Dynamik, zur Lokalisierung der Neutronenemission und zur zeitlichen Entwicklung der Elektronentemperaturverteilung durchgeführt sowie theoretische Untersuchungen zum Auftreten von Mikroinstabilitäten vorgenommen.

Verabredungsgemäß erarbeitet das IPF unter Beteiligung aller Bereiche einen Projektentwurf der u.a. Untersuchungen zur ECR-Heizung fusionsrelevanter Plasmen bei Heizleistungen von ca. 200 kW enthält. Das hierzu erforderliche 28 GHz Gyrotron wurde aus Mitteln der Universität Stuttgart Ende des Jahres bestellt.

1. W E L L E N U N D  
P L A S M A H E I Z U N G

(E. R ä u c h l e, U. Erz, G. Janzen, F. Moser, P.G. Schüller, K. Weixelbaum)

Die theoretischen und experimentellen Arbeiten befaßten sich vorwiegend mit der Ausbreitung von Wellen in stark inhomogenen Plasmen. Zusätzlich wurden Plasmasimulationsrechnungen durchgeführt, um nichtlineare kinetische Effekte zu erfassen.

1.1 Plasmamagnetische Wellen unter Hoch-Beta-Bedingungen

Die Untersuchung der Ausbreitung magnetoakustischer Wellen in Hoch-Beta-Plasmen mit stark ausgeprägten radialen Inhomogenitäten wurde fortgeführt. Das Hoch-Beta-Plasma wird durch einen Theta-Pinch erzeugt, bei dem man durch geeignete Maßnahmen ein stoßfreies Plasma genügender axialer und radialer Dimension erhält. Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. In Wasserstoff (Druckbereich 2 bis 5 mTorr) wurden folgen-

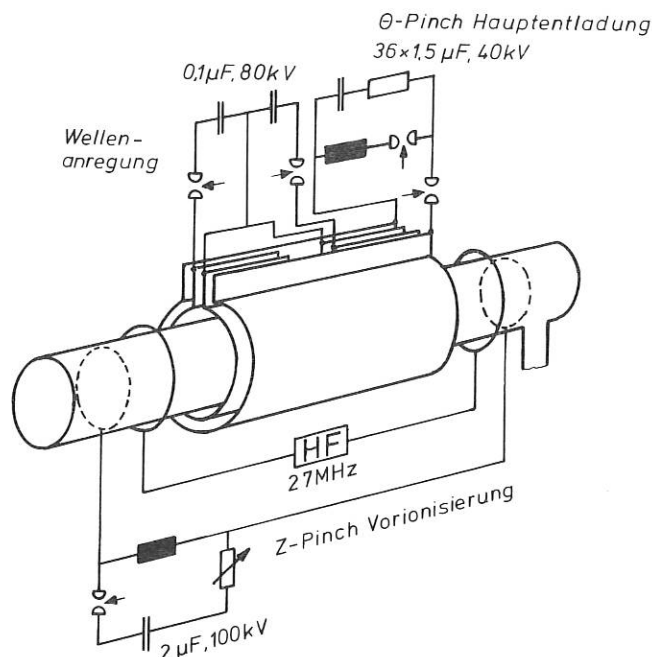


Abb. 1 Experimenteller Aufbau des  $\theta$ -Pinch-Experiments

de Plasmaparameter erzielt: Länge des Plasmazylinders 3 m bei einer Spulenlänge von 2 m, Plasmadurchmesser  $\approx 15$  cm,  $n_e \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $k(T_e + T_i) \approx 130$  eV. Vorangegangene Messungen wurden mit einer axial nicht unterteilten Wellenanregungsspule gewonnen. Durch sie werden Wellen mit großer Wellenlänge ( $k_z \approx 0$ ) erregt.

Die im Berichtsjahr durchgeführten Untersuchungen betrafen zum einen die Messungen der Elektronentemperatur, zum anderen die axial modulierte Wellenanregung. Die Elektronentemperatur auf der Achse des Plasmazylinders zum Zeitpunkt der Wellenanregung wurde durch  $90^\circ$ -Thomson-Streumessungen mit Hilfe von Rubinlaserlicht zu 30 eV bestimmt. Die axiale Modulation der Wellenanregung wurde in erster Version durch Aufteilung der Anregungsspule in zwei auch räumlich voneinander getrennte Segmente erzielt (s. Abb. 1). Die beiden Spulensegmente werden mit Strömen beschickt, die um  $180^\circ$  gegeneinander phasenverschoben sind. Angeregt werden Wellen mit einer Wellenlänge von etwa 2 m. Zur Messung der axialen und radialen Struktur des im Plasma erregten Wellenfeldes werden Magnetfeldsonden verwendet, die an verschiedenen axialen Positionen des Gefäßes radial verschiebbar angebracht sind.

Die bisher durchgeführten Messungen mit Wellenlängen von 2 m, die, verglichen mit dem Plasmadurchmesser von 15 cm, groß sind, ähneln den Messungen für den Fall  $m = 0$ ,  $k = 0$ . Dieses Ergebnis ist konsistent mit den gleichzeitig durchgeführten numerischen Rechnungen (s. Abschn. 2). Aus ersten Messungen mit einer Anregungsspule für kleine Wellenlängen läßt sich schließen, daß auch axial inhomogene Wellenmoden zu wirksamer Dämpfung und Aufheizung in Plasmen unter Hoch-Beta-Bedingungen führen.

## 1.2 Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen in inhomogenen Plasmen

Die Untersuchungen plasmamagnetischer Wellen wurden auf den Fall axial inhomogener Ausbreitung ( $k_z \neq 0$ ) erweitert. Als Grundgleichungen werden die Gleichungen der Magneto hydrodynamik verwendet. Bei ihrer Anwendung auf Hoch- $\beta$ -Plasmen werden die Druckvariation, sowie starke radiale Abhängigkeiten der Plasmaparameter (Druck, Dichte,  $B_0$ -Feld) berücksichtigt. Dissipative Effekte sind in viskosen und resistiven Termen enthalten. Diese Näherung hat sich im Falle der Untersuchung des Ausbreitungsverhaltens axial homogener ( $k_z = 0$ ) plasmamagnetischer Wellen zur Erklärung der experimentell bestimmten Wellenprofile und Dämpfungen bewährt.

Ausgehend von den allgemeinen Formeln nach Braginskii, wurde der Spannungstensor für den Fall zylindrischer Polarkoordinaten unter Berücksichtigung finiter Larmorradien diskutiert. Die Beiträge letzterer sind, wie im Falle axial homogener Ausbreitung, von untergeordnetem Einfluß auf das Ausbreitungsverhalten der Welle. Der bestimmende Einfluß der Viskosität kommt insbesondere in den radialen Komponenten des Spannungstensors zum Ausdruck. Die Verwendung des Spannungstensors nach Braginskii mit effektiven Viskositätskoeffizienten dient als Ersatz für die sonst notwendige Berücksichtigung der Transportgleichung für den Spannungstensor. Andere Dämpfungseffekte, die z.B. durch axiale magnetische Landaudämpfung hervorgerufen werden, können formal auf ähnliche Weise als Korrektur der Elemente des Spannungstensors berücksichtigt werden.

Wie im Falle axial homogener Wellenausbreitung ( $k_z = 0$ ) ergibt sich auch für axial inhomogene Wellen ( $k_z \neq 0$ ), daß der Einfluß des spezifischen elektrischen Widerstandes bei Temperaturen  $\gtrsim 50$  eV, selbst für anomal hohe Werte ( $\sim$  Faktor 50), wie sie für Theta-Pinche diskutiert werden, im Vergleich zu effektiven viskosen Einflüssen für die Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen von untergeordneter Bedeutung ist.

Für Wellenlängen von der Größe des Gefäßdurchmessers  $d$  und kleiner sind auch die axialen Komponenten des Spannungstensors von Einfluß auf die Ausbildung des Wellenfeldes. Bei von außen angeregter Plasmasäule wird die maximale Erregung (Resonanz) für  $\lambda \approx d$  erreicht.

## 1.3 Experiment Plasmaus 4

Die Untersuchungen zur Erzeugung eines Plasmas in relativ starken Magnetfeldern ( $B_0 \geq 5$  kG) durch Mikrowellen wurden fortgeführt. Die Verwendung eines offenen Rundhohlleiters als Antenne erlaubt unter gepulster ECR-Bedingung die Plasmaerzeugung in weiten Magnetfeld- und Dichtebereichen ohne Hilfsentladung. Die gewählte Anordnung erfordert keinen direkten Kontakt des Plasmas mit der Antenne. Sie vermeidet damit die Nachteile der koaxialen Antennenform, wie sie von Motley, Bernabei und Hooke (Rev. Sci. Instr. 50, 1586 (1979)) zur Plasmaerzeugung entwickelt wurde.

Bei dieser Antennenart war zusätzlich ein Vorionisierungsplasma erforderlich. Der Arbeitsbereich der entwickelten Antennenanordnung liegt im überdichten Hochfeldbereich der sich schräg zum Magnetfeld ausbreitenden Whistlerwellen ( $\omega_p^2 / \omega^2 = n_e/n_c > 1, \omega_{LH} < \omega < \omega_{ce}$ ).

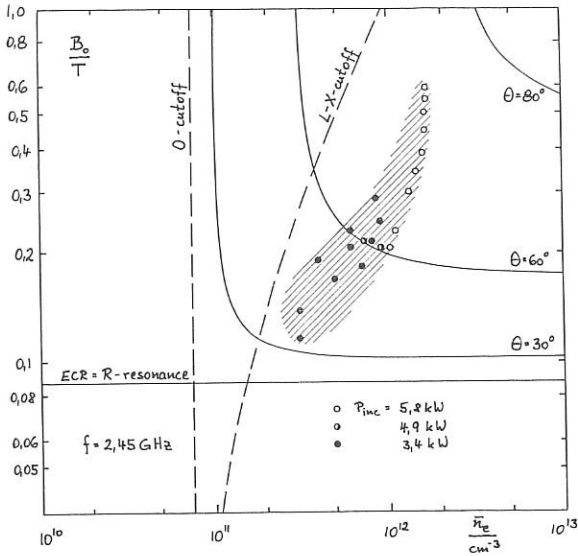


Abb. 2 Wertepaare von Elektronendichte und Magnetfeld im CMA-Diagramm. Parameter ist die Mikrowellenleistung bei  $f = 2,45 \text{ GHz}$

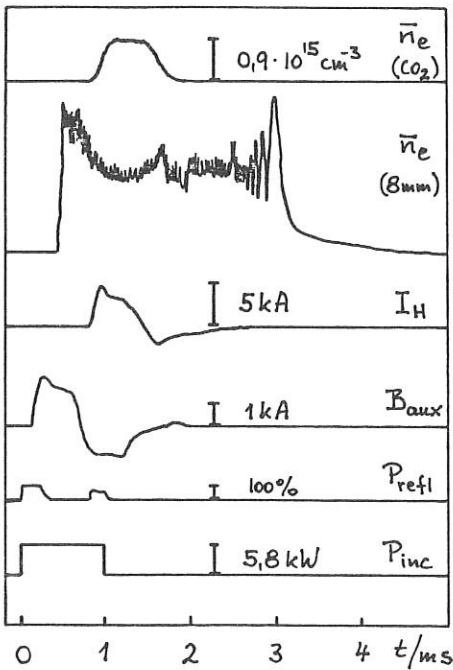


Abb. 3 Zeitverlauf der einfallenden und reflektierten Mikrowellenleistung des Hilfsmagnetfeldes, des Plasmastroms und der Elektronendichte (8 mm - bzw. CO<sub>2</sub>-Laser-Interferometer)

In Abb. 2 sind in ein CMA-Diagramm für verschiedene Mikrowellenleistungen die bei Magnetfeldstärken bis  $B_0 = 6 \text{ kG}$  erreichten mittleren Plasmadichten  $n_e$  eingetragen. Sie erreichen bei einer Frequenz von  $2,45 \text{ GHz}$  Werte von  $n_e \approx 1,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , was einem Wert  $n_e/n_c \approx 22$  bei  $B_0/B_{ERC} \approx 7$  entspricht.

Das beschriebene Plasma wurde zur Zündung einer Bogenentladung mit folgenden Daten eingesetzt: Länge  $2,2 \text{ m}$ , Plasmadurchmesser  $8 \text{ cm}$ , Fülldruck  $6 \text{ mTorr H}_2$ , Plasmaström  $5 \text{ kA}$ ,  $B_0 = 5 \text{ kG}$ , Pulsdauer im ms-Bereich. Abb. 3 zeigt die zeitlichen Verläufe (von unten nach oben) der einfallenden und reflektierten Mikrowellenleistung  $P_{inc}$  und  $P_{refl}$ , des Hilfsmagnetfeldes  $B_{aux}$ , des Plasmastroms  $I_H$  und der Elektronendichte  $n_e$ , gemessen mit einem  $8 \text{ mm}$ -Interferometer und einem CO<sub>2</sub>-Laserinterferometer.

#### 1.4 Plasmasimulation

Um Auswirkungen von turbulenten Vorgängen im Phasenraum auf makroskopische Effekte zu erfassen, wurden die kinetischen Gleichungen (Vlasov-Modell) numerisch gelöst. Das zur Lösung der Vlasov-Gleichung entwickelte Verfahren beruht auf der Anwendung Finiter Elemente in Geschwindigkeit und Ort. Es zeichnet sich durch besonders hohe Genauigkeit und Stabilität aus.

Folgende Beispiele wurden behandelt:

1. Lineare und nichtlineare Elektronenwellenphänomene wie z.B. Landau-Dämpfung und Zweistrominstabilität.
2. Teilcheneinfang in hochfrequenten Elektronenwellen großer Amplitude. Abb. 4 zeigt die Pendelbewegung der eingefangenen Elektronen während einer „Bounce“-Periode im Phasenraum (Höhenliniendarstellung mit Schraffur).

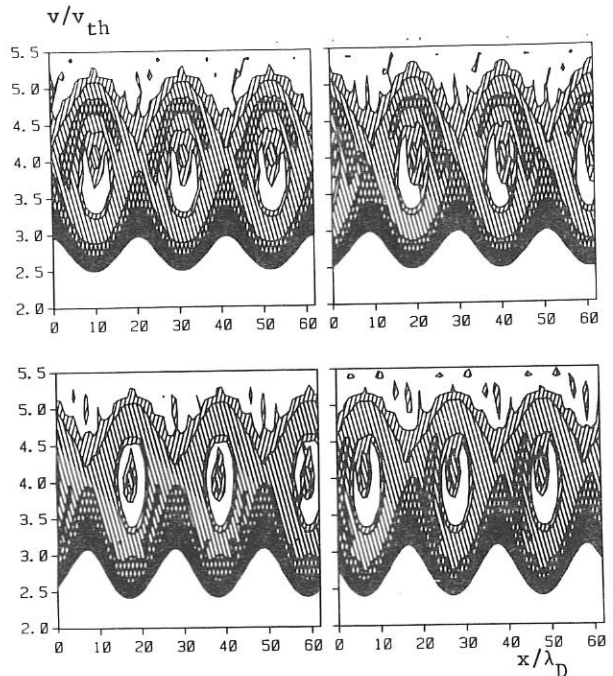


Abb. 4 „Bounce“-Effekt im Phasenraum

3. Ionenakustische Wellen. Während bei Wellen kleiner Amplitude die aus den Simulationen gewonnenen Ausbreitungseigenschaften den analytischen Lösungen aus der Dispersionsgleichung entsprechen, treten bei großen Amplituden nichtlineare Erscheinungen wie z.B. Ioneneinfang auf.
4. Wechselwirkung zwischen „Bounce“-Effekt und ionenakustischen Wellen. Kommt die „Bounce“-Frequenz der Elektronen in die Nähe der ionenakustischen Wellenfrequenz, werden niederfrequente Wellen erzeugt. Dies kann als ponderomotorische Wirkung der hochfrequenten Elektronenwelle auf die Ionenschwingung verstanden werden.

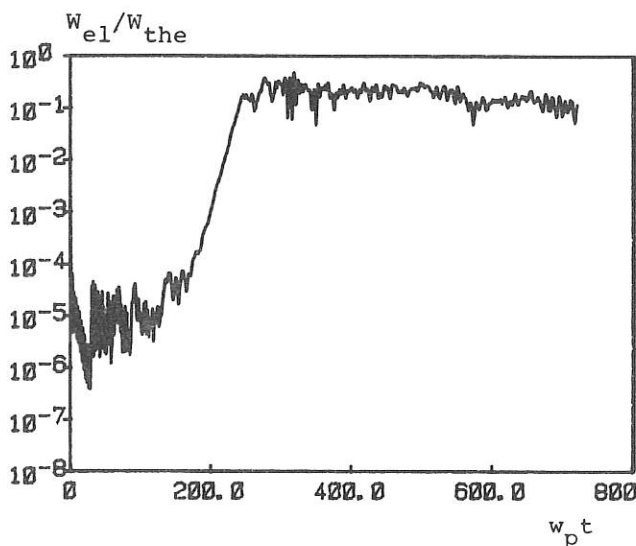


Abb. 5 Zeitliche Entwicklung der elektrostatischen Energie

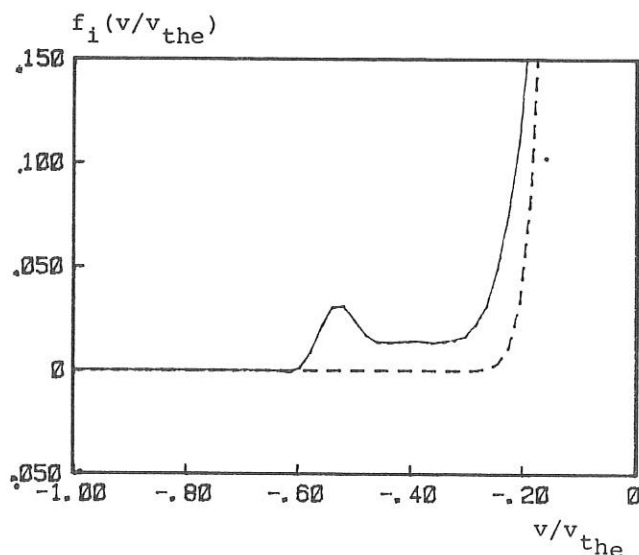


Abb. 6 Schnelle Ionen in der Verteilungsfunktion

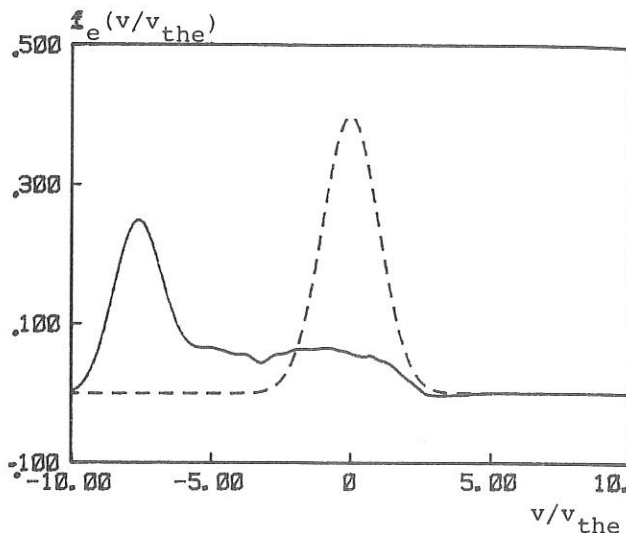


Abb. 7 Elektronenverteilungsfunktion

5. Stromgetriebene Instabilitäten. Bei kleinen äußeren elektrischen Feldstärken werden durch die Driftbewegung ionenakustische Wellen erregt. Bei größeren äußeren elektrischen Feldstärken tritt in Abhängigkeit von der Stärke des äußeren Feldes eine Folge von Fluktuationsanregungen oder ein direkter Übergang in einen stark turbulenten Endzustand auf (Abb. 5). Dabei entstehen schnelle Ionen zunächst in Richtung der Elektronendrift (Abb. 6). Die Elektronenverteilungsfunktion geht in einen driftenden und einen stark deformierten ruhenden Anteil über (Abb. 7).

2. H E C T O R (HOCHSPANNUNGS-BELT-PINCH)

(R. W i l h e l m , V. Erckmann, G. Müller, J. Singethan, M. Thumm)

Nach Abschluß des technischen Aufbaus und ersten Plasmaexperimenten konnte im Berichtsjahr eine Reihe von Detailuntersuchungen am Belt-Pinch-Plasma durchgeführt werden. Bei diesen Untersuchungen stand bereits der größte Teil der vorgesehenen Plasmadiagnostik zur Verfügung: Rubinlaserlicht-Thomsonstreuung, CO<sub>2</sub>-Laser-Interferometer, interne Multisonden (je 7 Kanäle für B<sub>t</sub>(r) und B<sub>p</sub>(r)), Spektroskopie (im Sichtbaren und im UV), Neutronenzähler, diverse Magnetfeldsonden, Bildwandlerkameras sowie elektrische Standardmessungen.

Ziel der Experimente war, die Stoßwellenkompression und die anschließende Gleichgewichtsphase im Bereich kleiner Plasmadichten und damit bei zunehmend anomalem Transportverhalten zu untersuchen. Über die bisher erzielten Resultate wird nachfolgend berichtet.



Da sich im Verlauf der Experimente Hinweise auf den deutlichen Einfluß selbst kleiner Vorfelder auf die in der Kompression erreichbaren Teilchenenergien ergeben hatten, wurde eine entsprechende, erste Untersuchung dieses Komplexes angeschlossen. Über dabei beobachtete und zum Teil noch ungeklärte Phänomene wird gleichfalls berichtet.

2.1 Variation der Ausgangsdichte

Zur Untersuchung des Übergangsbereichs von klassischer zu anomal erhöhter Stoßfrequenz wurde der Fülldruck in drei Schritten entsprechend 270, 200 und 100 mPa (2, 1.5, 0.75 mTorr) abgesenkt. Bei einem Ionisierungsgrad von etwa 25 % ergab sich damit eine Ausgangsdichte von  $\langle n_{e0} \rangle \approx 3.5, 2.5$  und  $1.2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

Bereits beim oberen Dichtewert liegt offensichtlich weitgehend klassisches Verhalten vor: nach Ablauf der schnellen Kompression wird im Zentrum ein  $\beta$ -Wert von nahezu 1 erreicht, wobei aber die Elektronentemperatur aufgrund hoher elektrischer Leitfähigkeit bei zugleich hohen Ionisierungsverlusten auf niedrige Werte beschränkt bleibt. Wie in Abb. 8 dargestellt, erfolgt ein langsamer Anstieg von  $T_e$  aufgrund von Ionen-Elektronen-Relaxation. Die Messungen schließen gut an entsprechende Ergebnisse am Garching Belt-Pinch IIa an. Das im Stuttgarter Experiment auftretende vorzeitige Maximum ist in erster Linie auf den schnelleren Magnetfeldabfall ( $\tau_{1/e} \approx 70 \mu\text{s}$ ) zurückzuführen.

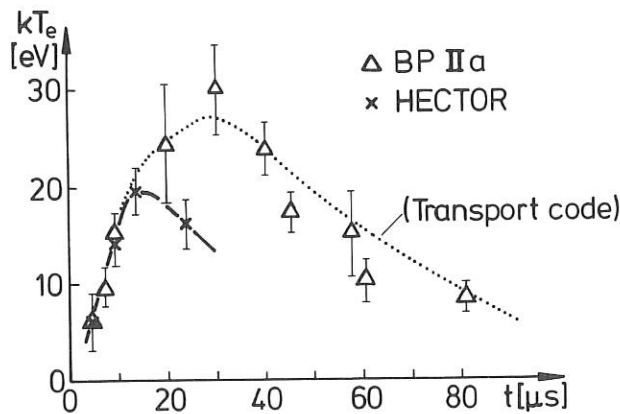


Abb. 8 Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur im Plasmazentrum (Fülldruck  $p_0 = 270 \text{ mPa}$ ) und Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen am Belt-Pinch IIa.

Eine geringe Reduktion der Ausgangsdichte entsprechend 200 mPa Fülldruck führt bereits zu einer deutlich anomalen Erhöhung der Elektronenheizung. Die Elektronentemperatur erreicht im Zentrum einen Anfangswert von 65 eV, fällt jetzt aber in kurzer Zeit ab (Abb. 9). Daraus folgt, daß die anomale Elektronenheizung mit Übergang in die stationäre Phase zurückgeht und andererseits der Energieübertrag  $P_{ie}$  nicht zur Deckung des Elektronenenergieverlustes ausreicht. Trotz anomal erhöhten Widerstandes wird auch bei mittlerer Dichte noch ein

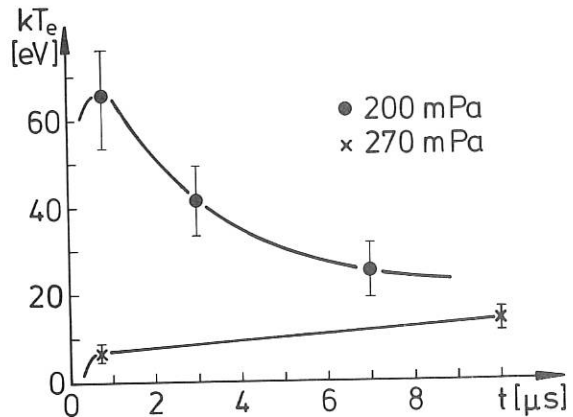


Abb. 9 Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur im Plasmazentrum für hohe und mittlere Anfangsdichten.

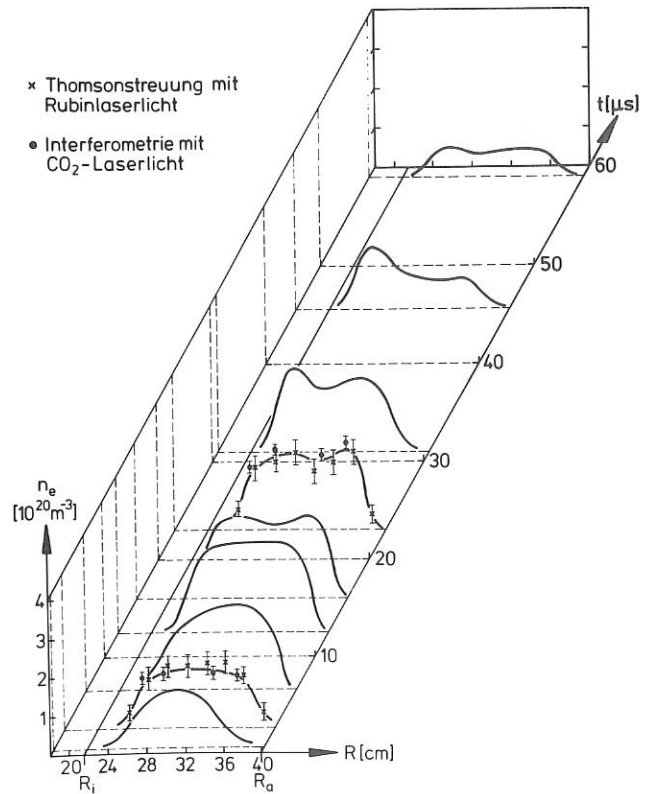


Abb. 10 Zeitlicher Verlauf des radialen Elektronendichteprofils (Fülldruck  $p_0 = 200 \text{ mPa}$ ).

verhältnismäßig hoher  $\beta$ -Wert von etwa 75 % im Zentrum erreicht. Ähnlich wie im Fall hoher Dichte ( $p_0 = 270 \text{ mPa}$ ) läßt sich das Plasmagleichgewicht für etwa 35  $\mu\text{s}$  aufrechterhalten. Als Beispiel für das erreichte Gleichgewicht zeigt Abb. 10 das radiale Elektronendichteprofil als Funktion der Zeit. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, kann

für die genannte Zeitskala ein gut zentriertes, zeitlich wenig veränderliches Dichteprofil bei nur schwacher Kompression erreicht werden. Darauf folgt ein schneller Abfall von Plasmastrom und Plasmadichte.

Die weitere Verringerung des Fülldrucks bzw. der Ausgangsdichte sollte entsprechend dem zunehmenden Driftparameter  $v_{drift} / v_{therm}$  zu stärker anomalem Verhalten führen. Aus diesem Grund wurden die Experimente bis in den Bereich gerade noch zuverlässig ionisierbaren Fülldichten ( $p_0 = 100 \text{ mPa}$ ) ausgedehnt. Erste Messungen der Laserlichtstreuung ergaben unter diesen Bedingungen jedoch nur eine geringe Elektronentemperatur von 10 eV im Plasmazentrum. Zugleich aber zeigten sich Hinweise auf die Existenz einer wesentlich hochenergetischen Elektronenkomponente. Eine quantitative Aussage ist wegen der geringen Intensität des Streusignals allerdings noch schwierig. Mit dem Umbau auf ein lichtstärkeres Nachweissystem (Filtermonochromator) wird eine wesentliche Verbesserung erwartet. Charakteristisch für die Niedrigdichteentladung ist die kürzere „Plasmalebensdauer“. Aus Sondenmessungen folgt eine schnelle Diffusion des Toroidalfeldes sowie ein schneller Abfall der Plasmaenergie. Inwieweit dies durch erhöhte Transportverluste oder durch MHD-Instabilitäten bedingt ist, kann noch nicht entschieden werden. Die bisher vorliegenden, wesentlichen Meßresultate für die 3 Ausgangsdichten sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Plasmaparameter im Hoch- $\beta$ -Tokamak HECTOR zu Beginn der Gleichgewichtsphase ( $t = 2,5 \mu\text{s}$ )

Fülldruck	$p_0$	[ mPa ]	270	200	100
Plasmahöhe	2b	[ m ]	0.90	0.95	1.00
Plasmabreite	2a	[ m ]	0.11	0.11	0.09
Großer Plasmaradius	$R(0)$	[ m ]	0.32	0.31	0.30
Toroidales Magnetfeld	$B_t(0)$	[ T ]	0.13	0.12	0.11
Toroidaler Plasmastrom	$I_p$	[ kA ]	85	80	80
$I_p$ -Pulsdauer	$\tau_p$	[ $\mu\text{s}$ ]	40	35	30
Toroidales Beta	$\beta_t(0)$		0.95	0.75	0.60
Poloidales Beta (strombezogen)	$\langle \beta_p \rangle$		2.9	2.6	2.2
Sicherheitsfaktor (strombezogen)	$q(a)$		2.2	2.5	2.7
Mittlere Elektronendichte	$\langle n_e \rangle$	[ $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ]	2.0	1.5	1.0
Elektronentemperatur	$T_e(0)$	[ eV ]	6	50	$\geq 10$
Ionentemperatur	$\langle T_i \rangle$	[ eV ]	190	200	250
Energie-Einschlußzeit	$\tau_{1/e}$	[ $\mu\text{s}$ ]	20	15	10
Verunreinigungsgrad	Sauerstoff:	$\alpha_o \approx 0.3 \%$			
	Kohlenstoff:	$\alpha_c \approx 0.4 \%$			

## 2.2 Einfluß von Vorfeldern

Die Abkopplung der Vorionisierung über eine spezielle Eisendrossel bedingt, daß bei der Stoßwellenkompression ein geringes positives Vorfeld  $B_0$  von etwa 10 mT in Kauf genommen werden muß. Derartige Vorfelder sollten allerdings die Effektivität der Stoßwellenheizung noch nicht nachteilig beeinflussen. Dies wird bestätigt durch die bei kleinen und mittleren Dichten meßbare Neutronenausbeute (Abb. 11). Selbst die Steigerung des Vorfeldes auf den vierfachen Wert bedingt noch keinen wesentlichen Rückgang des Neutronenflusses. Demgegenüber führen negative Felder (bei Vorfeldern  $B_0 \leq 0$  ist die Eisendrossel nicht mehr magnetisiert, so daß etwa 10 % der gespeicherten Energie der Blumleinkreise in den Vorionisierungskreis abfließen) vor allem im unteren Dichtebereich zu einer wesentlichen Zunahme der Fusionsrate.

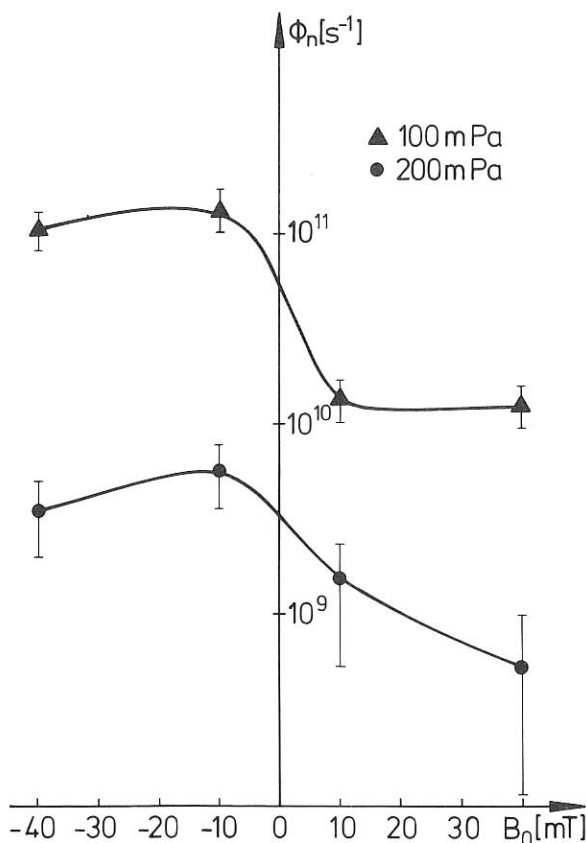


Abb. 11 Neutronenfluß bei mittleren und kleinen Plasmadichten und verschiedenen Vorfeldern

Durch Wechseln der Gasart Deuterium-Wasserstoff konnte weiter gezeigt werden, daß die Fusionsreaktionen unter diesen Bedingungen vorwiegend an der Gefäßwand auftreten: bei Deuteriumentladungen mit einer nicht mit Deuterium belegten Wand bleibt die Erhöhung des Neutronenflusses mit  $B_0 < 0$  aus. Daraus ist zu folgern, daß mit negativem Vorfeld hochbeschleunigte Ionen gebildet werden, die nicht mehr eingeschlossen mit der Wand wechselwirken können.

Die quantitative Auswertung des bei  $B_0 > 0$  gemessenen Neutronendetektorsignals führt bei Annahme einer 2-D-Maxwellverteilung formal auf eine mittlere Ionenenergie von  $\langle E_i \rangle \approx 600$  eV (200 mPa) und  $\approx 1000$  eV (100 mPa). Derart hohe mittlere Teilchenenergien sind nicht mehr in Übereinstimmung mit Rechnungen zur Plasmakompression /1/ und den gemessenen  $\beta$ -Werten. Es muß daher angenommen werden, daß die Fusionsreaktionen von überthermischen Teilchen mit einer oder mehreren Kolbenreflektionen resultieren /2/. Diese Annahme wird gestützt durch den unmittelbaren Abfall des Neutronensignals 100 - 200 ns nach Ende der Stoßwellenkompression.

- /1/ Konle, W.: Bericht IPF-79-2, Inst. f. Plasmaforschung, Univ. Stuttgart (1979)  
 /2/ Söldner, F.: Phys. Fluids 21, 1036 (1978)

### 2.3 Weitere Untersuchungen und Diagnostikvorbereitungen

Die im Berichtsjahr im Rahmen einer Diplomarbeit begonnenen spektroskopischen Messungen der Emission verschiedener Verunreinigungslinien sind abgeschlossen. Als ein erstes Ergebnis ist zu nennen, daß bis hin zu kleinen Dichten ein äußerst geringer Verunreinigungsgrad von  $< 0.5$  % Sauerstoff und Kohlenstoff nachgewiesen werden konnte. Zur Zeit wird die Messung der Dopplerverbreiterung von Verunreinigungen vorbereitet, um Aussagen über die noch offenen Fragen zur Ionenenergieverteilung zu erhalten.

Messungen möglicher makroskopischer Dichtefluktuationen mit Hilfe eines Schlierenverfahrens mit  $CO_2$ -Laserlichtdurchstrahlung werden jetzt begonnen. Durch die technisch bedingte Schwingung des Crowbar-Kreises im Frequenzbereich um 1 MHz werden nach der Kompression des Plasmas magnetoakustische Wellen ( $\vec{k} \perp \vec{B}$ ) von der Kompressionsspule im Plasma angelegt. Das Eindringen dieser Wellen wird mit Hilfe von internen Multisonden und dem genannten Schlierenverfahren verfolgt. Unter Variation des Fülldruckes lassen sich damit die Ausbreitungseigenschaften der Wellen in Abhängigkeit von wichtigen Plasmaparametern ( $\beta$ -Wert, Gyroradius, Verschönerung, freie Weglänge) bestimmen. Durch spezielle elektrotechnische Maßnahmen ist eine Verlangsamung des Magnetfeldabfalls möglich. Vorversuche haben gezeigt, daß sich der Anfangswert des Feldes (0.12 T) für 30 - 40  $\mu$ s nahezu konstant halten läßt.

## 3. LASERANWENDUNGEN

(H. Salzmann, B. Bitzenberger, G. Dodel, H. Hailer, J. Heppner, K. Hirsch, E. Holzhauer, W. Kasperek, K. Mayerhoffer, G. Schulze, T. Vogel)

Die Arbeiten dieser Abteilung konzentrieren sich vorwiegend auf die Entwicklung diagnostischer Verfahren im Zusammenhang mit künftigen Kernfusionsexperimenten.

### 3.1 Streudiagnostik zeitlich veränderlicher Plasmaparameter

#### 3.1.1 Periodisch gepulste Streuung an ASDEX

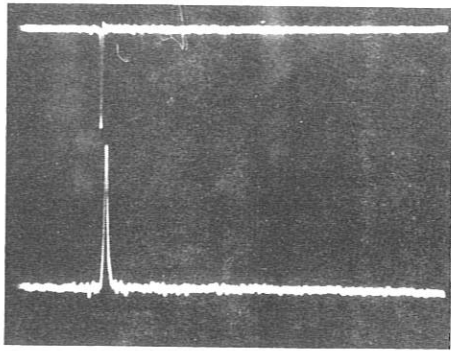
Durch Beschaltung großflächiger (3 mm  $\emptyset$ ) Si-Avalanche-Photodioden (GE 50 EHS) mit integrierten Transimpedanzverstärkern konnte die mit typischen Riesenimpulslasern erforderliche Bandbreite ( $\sim 20$  MHz) bei hinreichend guten Rauscheigenschaften realisiert werden. Die Detektoren wurden erstmals erfolgreich in einem Streuexperiment mit einem Einzelimpuls-Neodym-Glaslaser eingesetzt. Dieses 90°-Streuexperiment, das in enger Zusammenarbeit mit Kollegen vom IPP an ASDEX durchgeführt wurde, diente als Vorexperiment zu einem ebenfalls an ASDEX durchzuführenden 100 Hz-Streuexperiment mit einem periodisch gepulsten  $Nd^{3+}$ :YAG-Laser.

Der vertikal durch das ASDEX-Gefäß hindurchtretende Laserstrahl wurde in der Äquatorialebene auf einen Durchmesser von ca. 6 mm fokussiert. Ein Streuvolumen von 25 mm Länge wurde unter einem Beobachtungswinkel von 0.014 sr auf den Eintrittsspalt eines modifizierten  $f = 0.25$  m Gittermonochromators abgebildet. Das Streuspektrum wurde in zwei Spektralkanäle zerlegt, um die Elektronentemperatur nach dem Quotientenverfahren zu bestimmen.

Zur Falschlichtunterdrückung diente zusätzlich ein Interferenzfilter mit steiler Kante (16-Perioden-Filter). Bei dem Experiment wurde noch kein Blendensystem im ASEDEX-Gefäß verwendet. Wegen der großen spektralen Breite der Glaslaseremission reichten jedoch die Maßnahmen zur Falschlichtunterdrückung auf der Empfangsseite allein nicht aus. Die Laseremission mußte mit Hilfe eines doppelbrechenden Spektralfilters im Oszillator spektral eingengt werden. Hierdurch gelang es, den Falschlichtpegel unter den des Streusignals zu drücken. Abb. 12 zeigt typische Detektorsignale mit und ohne Plasma.

Die Resultate des Experiments, die sowohl für das geplante 100 Hz-Experiment an ASDEX als auch für die JET-Designstudie (siehe nachstehend) relevant sind, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

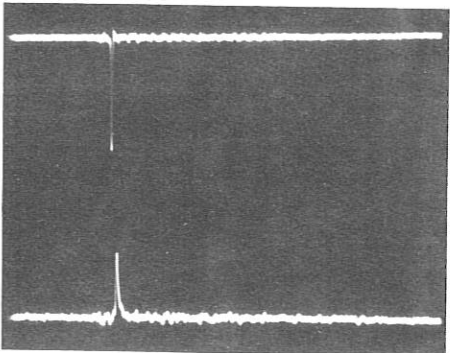
- 1) Der Überhöhungsfaktor der emittierten Plasmastrahlung gegenüber der reinen Wasserstoff-Bremsstrahlung bei 950 nm war für die untersuchten ASDEX-Entladungen kleiner als 100. Eine genauere Bestimmung dieser Größe war auf Grund des nicht exakt definierten Plasmavolumens (kein Lichtsumpf auf der Innenseite des Tokamakgefäßes) nicht möglich.
- 2) Die Absoluthöhe der Streusignale entsprach den unter Verwendung der gemessenen Parameter des Streuexperimentes berechneten Werten.
- 3) Das Rauschen der Hintergrundstrahlung wurde im Bereich bis 50 MHz mit einem Spektrum-Analysator untersucht. Es konnten keine Abweichungen vom Schrotrausch-Verhalten festgestellt werden.
- 4) Die gemessenen Signal-Rausch-Verhältnisse stimmen mit den vorhergesagten Werten überein.



Monitor

mit Plasma

Spektraler Kanal  
987 - 1059 nm



Monitor

ohne Plasma

Spektraler Kanal  
987 - 1059 nm

Abb. 12 Detektorsignal mit und ohne Plasma

### 3.1.2 JET-Designstudie: "Quasikontinuierliche Streuung"

Die im Januar 1980 abgeschlossene Design-Studie wurde nochmals aufgegriffen und erweitert. Sie sieht eine Vorwärtsstreuordnung mit einem periodisch gepulsten (20 - 100 Hz) Lasersystem vor, bei welcher der Laserstrahl das Plasma in der Äquatorialebene durchläuft. Der Strahl wird nach dem Austritt aus dem Torus mit einem Retroreflektor in sich zurückgespiegelt und durchläuft das Plasma ein zweites Mal. Zur Streuung wird der reflektierte Puls verwendet. Auf diese Weise kann die Kollektionsoptik bei dem Vorwärtsstreuexperiment statt mit der Fokussierungsoptik gekoppelt werden, was die Justierung erleichtert und die Empfindlichkeit der Apparatur gegen Vibrationen mindert.

Der Vorschlag sieht die gleichzeitige Messung der Streustrahlung an mehreren räumlichen Punkten (~15) vor, so daß die zeitliche Entwicklung der Elektrodichte- und Temperaturprofile in der Äquatorialebene verfolgt werden kann. Hierbei wird auch der gesamte innere Plasmaradius erfaßt.

## 3.2 Laserdiagnostik bei 10.6 µm

### 3.2.1 Nachweis der Lower-Hybrid-Drift Instabilität an INTEREX

Die Messungen an INTEREX wurden gemeinsam mit dem IPP ausgewertet. Das Verhalten der stark überthermischen Fluktuationen erlaubt den Schluß, daß es

sich um die von der Theorie vorausgesagte LHD-Instabilität handelt. Die gemessene Sättigungsamplitude der Wellen kann durch eine Modifikation der Ionenverteilungsfunktion (Teilcheneinfang im Potentialtopf der Welle) erklärt werden. Die Ergebnisse wurden in einem Manuskript zur Veröffentlichung zusammengefaßt.

### 3.2.2 Streuung mit Heterodynempfang

Zielsetzung dieser Untersuchung sind Messungen der Ionentemperatur, Bestimmung des Anteils von Verunreinigungen und Messung von Magnetfeldern.

Der magnetfeldstabilisierte Bogen wurde so umgebaut, daß Streumessungen bei großen Winkeln und mit der Orientierung des Streuvektors senkrecht zum Magnetfeld ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ) möglich sind. Die damit erfaßbaren Fluktuationswellenlängen (40...1000 µm) erlauben Messungen von Ionenspektren sowohl im stoßbestimmten als auch im stoßfreien Plasma.

### 3.2.3 Verbesserung der Raumauflösung bei Vorwärtsstreuexperimenten

Theoretische Untersuchungen, die in Zusammenarbeit mit der Universität Essen durchgeführt werden, haben ergeben, daß sich die Raumauflösung bei Vorwärtsstreuung verbessern läßt, wenn man die Verteilung der Streulichtphase über den Strahlquerschnitt mißt, die bei der herkömmlichen Methode mit nur einem Detektor verlorengeht. Außerdem bietet das Verfahren die Möglichkeit, die Ausbreitungsrichtung einer Plasmawelle zu bestimmen, ohne einen frequenzversetzten Lokaloszillator zu benötigen.

Die von der Theorie vorausgesagte Abhängigkeit von Phasenverteilung und Position der streuenden Welle konnte in einem Demonstrationsexperiment (He-Ne-Laser und Ultraschallwellen in Luft) bestätigt werden. Geplant ist der Aufbau eines Streuexperimentes mit einem stabilen Dauerstrich-CO<sub>2</sub>-Laser und einem geeigneten Detektorarray.

### 3.2.4 Einsatz von Trägerfrequenzverfahren in der Interferometrie und Polarimetrie

Eine vollständige Meßkette mit CO<sub>2</sub>-Laser, Einseitenbandmodulator und Halbleiterdetektor wurde aufgebaut. Es zeigte sich, daß mit dem verwendeten Phasendemodulator hohe Empfindlichkeit bei weitgehender Unabhängigkeit von Schwankungen in der Signalleistung erzielt wird. Die Faraday-Drehung erfolgte in einem Indium-Antimonid Halbleiterplasma mit zeitlich veränderlichem Magnetfeld. Die geforderten Daten von 1 mrad Winkelauflösung mit 1 µs Anstiegszeit wurden bei einer Trägerfrequenz von 40 MHz erreicht. Abb. 13 zeigt den Fall sinusförmiger Modulation des Magnetfeldes mit  $\Delta\psi = \pm 5$  mrad Hub. Ein abschließender Bericht ist in Vorbereitung.

Ein wichtiges Anwendungsgebiet dieser Modulationsverfahren sind ferner 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.

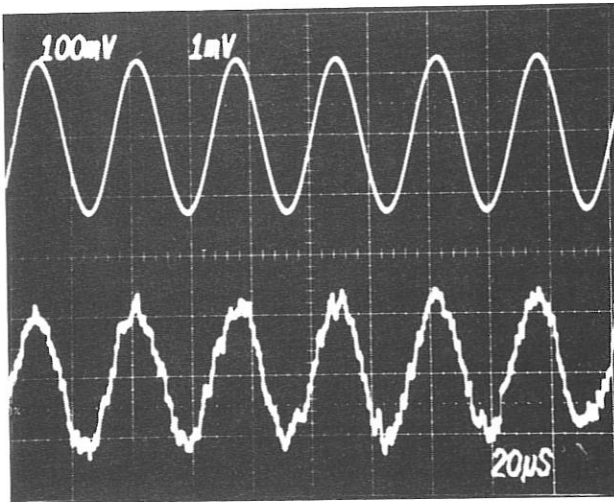


Abb. 13 Messung der Faraday-Drehung im InSb-Halbleiterplasma. Oben: Spulenstrom; unten: Ausgangssignal des Phasendemodulators.

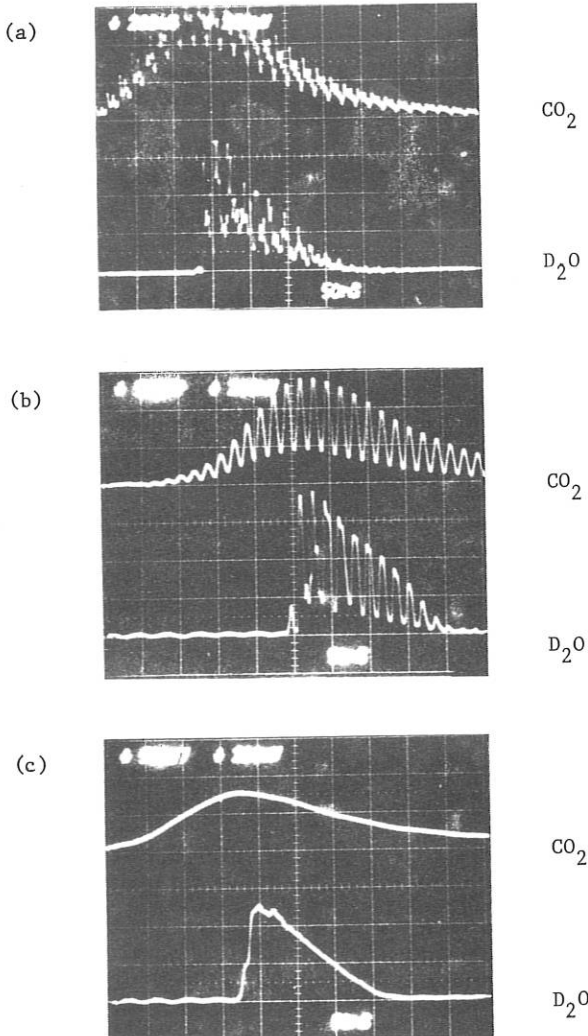


Abb. 14 Ferninfrarot-Pulsform ( $66 \mu\text{m}$ ) in Abhängigkeit von der Modenreinheit des  $\text{CO}_2$  Pump lasers. (a) Viel-Moden-Betrieb, (b) Zwei-Moden-Betrieb, (c) Ein-Mode-Betrieb. Zeitskala: 50 ns/Skt.

### 3.3 Diagnostik im Fernen Infrarot

#### 3.3.1 Entwicklung optisch gepumpter FIR-Laser

Die  $\text{D}_2\text{O}$ -Lasereperimente mit einem 10 Joule multi-mode- $\text{CO}_2$ -Laser als Pumpquelle (s. Jahresberichte 1978, 1979) wurden abgeschlossen. Sie brachten noch zwei interessante Ergebnisse: Bei der  $66 \mu\text{m}$  Linie wurde ein ausgeprägter Frequenzzieheffekt beobachtet und qualitativ erklärt /1/. Die  $111 \mu\text{m}$  Linie zeigt bei niedrigen Drücken ein auffälliges „Doppelpuls“-Verhalten, das sehr wahrscheinlich mit dem Dublettcharakter des Übergangs zusammenhängt. Die Messung des spektralen Abstandes der beiden Pulse ( $1.56 \pm 0.2 \text{ GHz}$ ) hat die Unsicherheit, mit welcher der Dublettbestand bislang bekannt war ( $1.3 \pm 1.2 \text{ GHz}$ ), erheblich reduziert /2/.

Vielversprechend verliefen erste Experimente mit einem  $\text{CO}_2$ -Hybridlaser als Pumpquelle. Der Pump laser läßt sich je nach Beschaltung auf Viel-Moden, Zwei-Moden und Ein-Mode -Betrieb einstellen. Die entsprechenden FIR-Pulsformen (Abb. 14) zeigen eine klare Korrelation mit der spektralen Reinheit des Pumpulses, die sich im Ein-Mode -Fall in einem zeitlich glatten  $\text{D}_2\text{O}$ -Laserpuls äußert. Die bislang niedrige Energie des Pumpulses ( $\sim 50 \text{ mJ}$ ) soll nun in künftigen Experimenten erhöht werden.

- /1/ Dodel, G., N.G. Douglas, J. Heppner:  
5th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Würzburg, 1980, Conf. Dig. p. 65.
- /2/ Dodel, G., N.G. Douglas:  
J. Mol. Spectrosc., 1981, in Druck

#### 3.3.2 Test von Ge:Ga-Detektoren zum Heterodynempfang im FIR

Mit einem 10 mW cw- $\text{CH}_3\text{OH}$ -Laser bei  $119 \mu\text{m}$  wurden durch Messung des dc-Detektorstroms sowie der Frequenzabhängigkeit des Generations/Rekombinationsrauschens für eine der von der Univ. Innsbruck (Prof. Gornik) zur Verfügung gestellten Proben folgende Eigenschaften bestimmt: Bandbreite (3 db Punkt)  $\sim 85 \text{ MHz}$ , Stromantwort  $\sim 0.035 \text{ A/W}$ , photoconductive gain  $\sim 0.05$ ; Quanteneffizienz  $\sim 1 \%$ . Aus den gemessenen Werten ergibt sich eine Quantenrauschgrenze von  $\sim 3 \cdot 10^{-19} \text{ W/Hz}$  für die  $\text{NEP}_{\text{het}}$  und eine - extrapolierte - Lokaloszillatorleistung von  $\sim 20 \text{ mW}$  zur Erreichung dieser Grenze. Weitere Proben mit kürzerer Anstiegszeit (erreicht durch eine höhere Dotierung mit kompensierenden Störatomen) werden untersucht.

#### 3.4 Gepulste UV-Laser hoher Repetitionsrate

Bei den Arbeiten an Stickstofflasern hoher Repetitionsrate wurde versucht, höhere Repetitionsraten ohne Funkenerscheinungen im Entladungskanal und das damit verbundene Absinken der Laserenergie zu realisieren. Hierzu wurden Versuche zur Optimierung der Gasströmung im Entladungskanal durchgeführt. Anordnungen mit quer angeströmten Entladungskanälen lieferten dabei schlechtere Ergebnisse als solche mit Längsströmung. Am besten arbeitete eine Anordnung mit Längsdurchströmung, bei welcher durch Segmentierung der Anregungselektroden entladungsfreie Zonen geschaffen wurden, in welchen schädliche Entladungsprodukte relaxieren.

Eine entscheidende Verbesserung der Homogenität der Entladung wurde durch eine Erhöhung der Überspannung am Entladungskanal erreicht, die sich bei kürzeren Schaltzeiten des Blumlein-Kreises einstellt. Aus diesem Grund wurde von Beginn des Projekts darauf hingearbeitet, mehrere Thyratrons parallel zu schalten und hiermit die Schaltinduktivität zu verringern. Nachdem dies bereits mit Wasserstoff-Trioden gelungen war, konnte diese Betriebsart auch reproduzierbar mit Tetroden bei höheren Ladespannungen realisiert werden. Eine weitere wesentliche Erhöhung der Überspannung am Kanal konnte durch Einfügen einer Aufsteilfunkenstrecke in Reihe mit den Thyratrons bewirkt werden. Hiermit ergaben sich bei Wiederholfrequenzen bis 1 kHz homogene Entladungen im Laserkanal und ein linearer Anstieg der mittleren Laserleistung mit der Frequenz bis auf maximal 120 mW.

Im Verlauf der Arbeiten an Exciplexlasern ereignete sich ein größerer Fluorausbruch. Die Arbeiten an diesem Projekt wurden daraufhin - zumindest bis zum Abschluß der Ermittlungen - eingestellt.

#### 4. PLASMAFOKUS

(H. Herold, L. Bertalot, R. Deutsch<sup>+</sup>, A. Imam, U. Jäger, H.J. Kaeppler, F. Lepper, A. Mozer, T. Oppenländer, M. Sadowski<sup>++</sup>, P. Schilling, H. Schmidt, H.-J. Schwarz, K. Schwörer, M. Shakhatre)

Die Untersuchungen galten dem Verständnis der physikalischen Vorgänge im Plasmafokus, insbesondere den Mechanismen die zur Neutronenproduktion und zur Beschleunigung der Ionen und Elektronen führen. Die Laufphase des Fokus, die Fokusedynamik, die Elektronentemperaturentwicklung besonders aber die charakteristischen Eigenschaften der Ionenemission wurden mit zum Teil neuen oder weiterentwickelten Meßmethoden untersucht. Ein neues großes Plasmafokusexperiment, DPF 500, wurde aufgebaut und mit Testentladungen in Betrieb genommen.

##### 4.1 DPF 500

In der ersten Hälfte des Berichtsjahres wurde der Aufbau des Experiments annähernd vollendet. Elektrische Tests der Kondensatorbatterie begannen im August. Gegen Ende des Jahres konnten Fokusedntladungen mit einem ersten Elektrodenatz der für niedere Speicherenergie ausgelegt war, durchgeführt werden. Bei Testentladungen ergaben sich hohe Neutronenausbeuten.

DPF 500 ist mit 780 kJ bei 100 kV Betriebsspannung eine der energiereichsten Plasmafokusanlagen. Die hohen Betriebsspannungen sollen eine besonders effektive Ausnutzung der Speicherenergie zur Neutronen- und Ionenstrahlproduktion ermöglichen. Durch einen modularen Aufbau der Anlage können die Betriebsdaten weitgehend variiert werden. Jeder der 10 einzeln wählbaren Batteriemodule enthält 12

<sup>+</sup> Inst. f. Theoretische Physik, Univ. Innsbruck

<sup>++</sup> Inst. f. Kernforschung, Swierk, Polen

Kondensatorpaare in Marxschaltung, die über etwa 6 m lange Lastkabel in den horizontal liegenden Kollektor einspeisen (Abb. 15). Der Kollektor kann zusammen mit den Fokuselektroden vertikal bewegt und horizontal geschwenkt werden, um die Justierung von Meßstrahlengängen zu erleichtern. Weitgehende geometrische Variationen der Elektrodenanordnung (Elektrodenlängen und -durchmesser) sind möglich.

Elektrotechnische Tests mit kurzgeschlossenen Elektroden ergaben bei 60 kV für einen Modul einen Maximalstrom von 670 kA ( $\tau/4 = 2$  us). Erste Plasmaentladungen wurden mit Wasserstoff und mit Deuterium bei reduzierter Batterieenergie (125 kJ, 40 kV, 10 Module) durchgeführt. Es wurden Maximalströme von 2.5 MA bei einer Batterieinduktivität von 6 nH und eine Stromanstiegszeit von 2.3 ns erreicht. Fokusbildung und hohe Neutronenausbeuten (über  $10^{11}$  bei Füllgasdrücken von 35 mbar) wurden festgestellt. Meßeinrichtungen zur Interferometrie, zur Laserlichtstreuung und zur Ionenspektrometrie sowie zur Magnetfeldmessung durch Faraday-Effekt sind im Aufbau.

##### 4.2 Untersuchungen an den kleinen Fokusanlagen

###### 4.2.1 Plasmaeigenschaften und Elektronentemperaturentwicklung bei hohen Spannungen an DPF 78

Am Plasmafokus DPF 78 (60 kV, 28 kJ) wurden die simultanen Messungen der elektrischen Größen, der räumlich und zeitlich aufgelösten Elektronendichte und -temperatur sowie der Strahlungsemission weitergeführt.

Mit elektrischen Messungen ( $U_{koll}$ ;  $\dot{I}_{ges}$ ) und mit plasmainternen Magnetsonden konnte der Zeitverlauf und die Druckabhängigkeit einiger wichtiger Kenngrößen in der Laufphase des Plasmafokus bestimmt werden. Solche für die spätere Fokusbildung und Neutronenproduktion wichtige Größen sind das Stromaufteilungsverhältnis im Beschleuniger und der Widerstand der Plasmaschicht und des Isolators. Ein Vergleich der gemessenen Werte mit anderen Anlagen zeigt, daß diese Werte praktisch nur von geometrischen Größen des Isolators und der Elektroden abhängen. Die Auswertung der Energiebilanz in der Laufphase ergibt, daß die Kondensatorbatterie bei den angewandten hohen Spannungen zur Zeit des Strommaximums vollständig entladen und damit optimal ausgenutzt ist. Die interferometrische Messung der Elektronendichte zeigt auch bei den angewandten hohen Spannungen den für Plasmafokusanlagen üblichen Ablauf der Kompression und der Makroinstabilitäten. Lediglich die maximale Elektronendichte erreicht etwa 1,5 mal höhere Werte ( $n_e \approx 5 \cdot 10^{25} m^{-3}$ ). Während der radialen Kompression wird, wie auch in der Laufphase, nur ein kleiner Teil des Gases vor der Plasmaschicht aufgesammelt.

Erstmalig gelang am Plasmafokus die räumlich und zeitlich aufgelöste Messung der Elektronentemperatur mit der Zweifiltermethode. Sie ergab bei etwa 50 % der Entladungen gegen Ende der Kompression bemerkenswert hohe Temperaturwerte mit Maxima bis über 2 keV und mit stark strukturierten radialen und axialen Profilen. In den anderen Fällen traten flache nicht strukturierte Temperaturprofile mit  $T_{e,max} = 200 - 500$  eV auf. Die beobachteten sehr

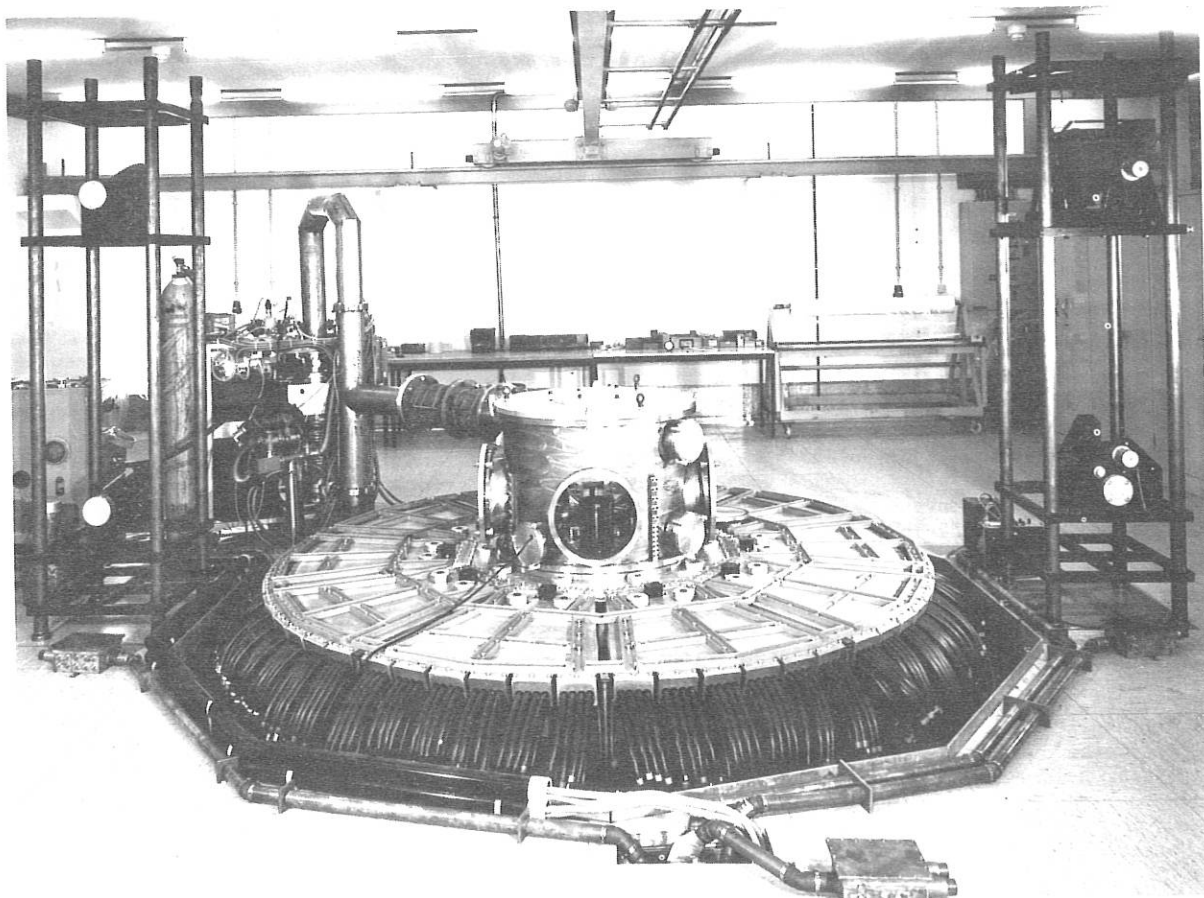


Abb. 15 Plasmafokus DPF 500. Blick von der Experimentierbühne auf den Kollektor mit Rezipient. Die Elektroden sind im Rezipient zu erkennen.

hohen Heizraten können nicht durch ohmsche Heizung und Kompression erklärt werden. Aus theoretischen Arbeiten (siehe 4.3) geht hervor, daß ein turbulenter Heizprozeß auftreten kann, der sehr wahrscheinlich durch die Elektronen-Zyklotron-Driftinstabilität induziert wird.

Unter Verwendung der simultan gemessenen Elektrodendichte und -temperatur kann gezeigt werden, daß die Bennet-Beziehung nach der Kompression im dichten Plasma erfüllt ist. Daraus wird geschlossen, daß der Plasmastrom in der Kompression auf die sehr kleinen Radien der dichten Plasmasäule ( $\approx 1 \text{ mm}$ ) kontrahiert. Versuche, die Magnetfeldverteilung während der Kompression zu messen, erwiesen sich wegen der geringen Lebensdauer der Sonden als sehr schwierig. Erste Messungen am Minifokus sind geglückt.

Bei der Messung der Neutronenenergieverteilung mit der Flugzeitmethode ergaben sich zwei Typen von Spektren mit deutlich verschiedenen oberen Grenzenergien der Neutronen (3,4 bzw. 5 MeV). Aus den Spektren wurden unter Annahme eines Strahl-Target-Modells eindimensionale Energieverteilungen der stoßenden Deuteronen berechnet. Dabei ergaben sich maximale Deuteronenenergien bis 1,8 MeV. Die Zahl der hochenergetischen Teilchen liegt beim DPF 78 etwa 10 mal höher als beim 20 kV-Fokus Nessi. Die Speicherenergie beider Anlagen ist vergleichbar. Es wird vermutet, daß die Verwendung hoher Spannungen die Strahlerzeugungsmechanismen begünstigt.

#### 4.2.2 Untersuchungen zur Ionenemission und zum Mechanismus der Ionenbeschleunigung

Ein Schwerpunkt der diesjährigen Arbeiten lag bei der Untersuchung der Emission von Ionenstrahlen hoher Intensität aus dem Fokusplasma. Diese Untersuchungen sind interessant zur Erforschung der Beschleunigungsmechanismen und im Hinblick auf die mögliche Anwendung der Ionenstrahlen.

##### 4.2.2.1 Massen- und Energieanalyse der Ionen und zeitaufgelöste Messungen

Ein Thomson-Parabelspektrometer wurde für die Verhältnisse am Fokus entwickelt und an Nessi (56 kJ, 18 kV) eingesetzt. Das Spektrometer wurde mit einem besonderen Eintrittssystem zur Extraktion der Ionen aus dem Fokusplasma und zunächst mit Zellulosenitratfilmen als Detektor betrieben. Abb. 16 zeigt ein Beispiel für ein Ionenspektrum. Die Energieverteilungen von schnellen Deuteronen und von verschiedenen Verunreinigungionen, wie z.B. O, N, C, und Cu Ionen in verschiedenen Ionisierungsstufen wurden bestimmt. Die Messungen wurden in Richtung der Symmetrieachse der Elektronenanordnung vorgenommen. Bei den Deuteronen wurden 2 Typen von Energieverteilungen festgestellt, die beide exponentiell in der Energie abfallen und die Energiebereiche 350 keV bis 3 MeV oder 0,5 - 1,5 MeV umfassen.

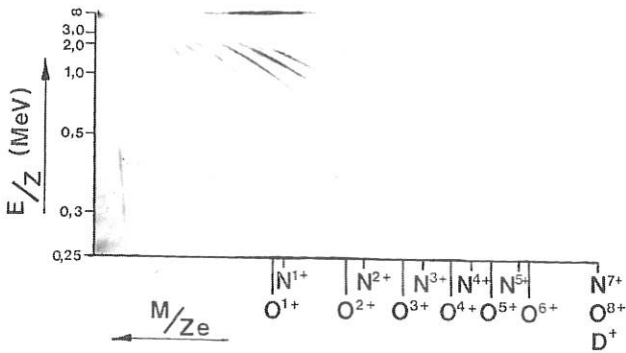


Abb. 16 Thomson Ionen-Spektrogramm aus einer Foksentladung an Nessi.  
 Aufnahmematerial: Zellulosenitratfilm  
 Arbeitsbedingungen:  $p_0=4,6$  mbar; 56 kJ; 18 kV  
 Neutronenausbeute:  $5 \cdot 10^9$

Die Maximalenergie der hochionisierten Verunreinigungionen ist bemerkenswerterweise proportional zur Ladungszahl der Ionen und erreicht z.B. für  $O^{+8}$  etwa 14 MeV. Die Gesetzmäßigkeit läßt vermuten, daß die Ionen in einem gemeinsamen Prozeß, möglicherweise durch lokal auftretende, sehr hohe elektrische Felder im Fokusplasma beschleunigt werden.

Zur Untersuchung des Zeitverlaufs der Deuteronenemission wurden in der Detektorebene des Spektrometers kleine Szintillatorscheibchen entlang der Parabel angebracht. Über Lichtleiter und Multiplier konnten zeitaufgelöste Signale von Deuteronen mit verschiedenen Energien gewonnen werden. Die Ionen-signale weisen minimale Halbwertsbreiten  $< 8$  ns auf. Es gibt Hinweise, daß diese Zeit der Emissions-

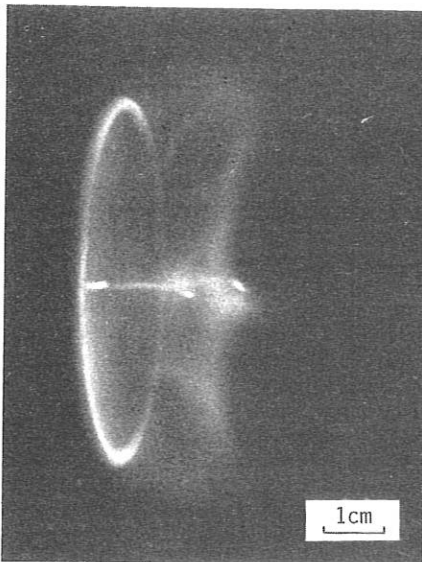


Abb. 17 Lochkameraaufnahme der weichen Röntgenstrahlung am Plasmafokus Nessi. Die Aufnahme läßt kleine heiße Bereiche im Fokusplasma erkennen, die auch außerhalb der Achse liegen können.  
 Arbeitsbedingungen:  $p_0 = 2.9$  mbar ( $D_2 + 1\%$  Ar).  
 Filter:  $10 \mu\text{m}$  Be + Luft; Röntgenfilm.

zeit einer einzelnen Quelle entspricht, daß insgesamt aber mehrere Quellen über eine Gesamtzeit von bis zu 100 ns wahrscheinlich in unterschiedlicher Raumrichtung emittieren.

Gleichzeitig mit der Ionenmessung wurde die Symmetrie und die Struktur des Fokusplasmas mit stereoskopischen Röntgen-Lochkameras untersucht. Solche Aufnahmen mit weicher Röntgenstrahlung hinter  $10 \mu\text{m}$  Be zeigen, daß in der Plasmasäule kleine, wahrscheinlich heiße Strukturen (hot spots) auftreten (Abb. 17). Ein Zusammenhang dieser Strukturen mit den Ionenquellen scheint gegeben zu sein.

#### 4.2.2.2 Räumliche Verteilung der Ionenemission

Weitere Messungen an den Plasmafokusanlagen Nessi und DPF 78 galten der räumlichen Verteilung der beschleunigten Ionen im Energiebereich  $0,2 \text{ MeV} \leq E_d \leq 5 \text{ MeV}$  ( $E_d =$  Deuteronenenergie). Als Detektoren wurden Zellulosenitratfilme, die zur Energieselektion mit Al-Filtern abgedeckt waren, im Fokusrezipienten angeordnet. Die Eichung der Filme erfolgte im Ionenspektrometer. Eine Energieselektion mit  $\Delta E \approx 400 \text{ keV}$  war möglich.

Im gesamten Halbraum vor den Elektroden wurden beschleunigte Deuteronen nachgewiesen. Jedoch ist die Ionenemission sehr stark vorwärtsgerichtet und fällt bis zu  $\vartheta = 70^\circ$  ( $\vartheta = 0 \hat{=}$  Achsenrichtung) um 2 bis 3 Größenordnungen ab. Außerdem wurden hohe räumliche Modulationen der Emission vor allem für  $E_d \geq 2 \text{ MeV}$  beobachtet. Die Deuteronenausbeute für den genannten Energiebereich wurde auf den Filmen ausgezählt und dann die Neutronenausbeute im Gasraum des Rezipienten berechnet. Es ergab sich, daß die schnellen Deuteronen für einen Druckbereich von 3 - 13 mbar nur einen Anteil von maximal  $10^{-3}$  der Gesamtneutronenausbeute verursachen. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Neutronenkollimationsmessungen.

Weiterhin wurden zeitintegrierte Lochkameraaufnahmen der Ionenquellen in Richtung der Achse und senkrecht zur Achse vorgenommen. Letztere Aufnahmen ergaben für niedrigere Energien ( $E \leq 2 \text{ MeV}$ ) ausgedehnte Strukturen von etwa Fokusdimension und für höhere Energien ( $E \geq 2 \text{ MeV}$ ) einzelne eng begrenzte Quellen mit einer Ausdehnung  $\leq 0,5 \text{ mm}$ . Die Bilder in Achsenrichtung weisen rotationssymmetrische Strukturen auf, die um eine zentrale punktförmige Quelle angeordnet sind. Offensichtlich nehmen die azimuthalen Magnetfelder des Fokus großen Einfluß auf die Teilchenbahnen. Die Abstrahlungscharakteristik der Teilchenquellen im Fokusmagnetfeld wird zur Zeit rechnerisch analysiert.

#### 4.3 Theoretische Arbeiten

Das Schwergewicht der theoretischen Untersuchungen lag auf dem Gebiet der Mikrowelleninstabilitäten im Plasmafokus. Für ein kontrahierendes zylindrisches Plasma wurde in einem „Slab-Modell“ mit inhomogener Verteilung der Plasmagrößen die Vlasov-Gleichung mit Stoßterm für die Ionen in linearer Näherung gelöst und die Dispersionsgleichung aufgestellt. Eine Abschätzung ließ ausreichend hohe Anwachsraten für die Lower-Hybrid-Drift und Elektron-Zyklotron-Drift-Instabilitäten erwarten.



Für diese wurde die Dispersionsgleichung numerisch gelöst und der Bereich maximalen Anwachsens aufgesucht. Die maximalen Anwachsraten in Abhängigkeit von den diamagnetischen Driftgeschwindigkeiten und den relativen Dichte- und Temperaturgradienten wurden für den dynamischen Fall und für Druckgleichgewicht angegeben. Diese beiden Grenzfälle resultieren aus einer analytischen Beziehung zwischen den relativen Gradienten für Dichte, Temperatur und Magnetfeld, in der das Verhältnis von Gasdruck zu Magnetdruck und die Strömungsmachzahl als Parameter erscheinen. Auch für die Anwachsraten wurden analytische Beziehungen hergeleitet, die mit der numerischen Auswertung in guter Übereinstimmung sind.

Weitere Ergebnisse betreffen die turbulente Elektronenheizung am Ende der Kompressionsphase. Mit den ausgerechneten Heizraten für die elektronenzyklotrondriftinduzierte Turbulenz lassen sich die experimentell beobachteten Elektronentemperaturen von 1 bis 2 keV gut erklären. Die Wellen-

länge dieser Instabilität liegt in dem Bereich, in dem Mikroturbulenz auch experimentell nachgewiesen werden.

Weiterhin wurde für die Untersuchung des Runaway-Effekts in der dichten Phase eine für weitere Rechnungen geeignetere analytische Lösung der in dem Problem auftretenden Integrale gefunden.

Um die experimentellen Befunde bei der Ionenemission aus dem Plasmafokus interpretieren zu können, wurde die Ionenbewegung im Magnetfeld eines axialen Stroms (innerhalb und außerhalb des Fokusplasmas) untersucht und mit Hilfe von analytischen und numerischen Rechnungen ein geeignetes Modell aufgestellt. Die quasihelikoidale Bewegung der Ionen im Magnetfeld führt zu Orientierungs- und Fokussierungseffekten, die sowohl das Auftreten der Maxima in der Dichteverteilung, als auch die Modulation in der Energieverteilung (für eine fixe Richtung in einem fixen Punkt) erklären.

VERÖFFENTLICHUNGEN DES INSTITUTS FÜR PLASMAFORSCHUNG  
DER UNIVERSITÄT STUTTGART

Behn, R., H. Röhr, K.-H. Steuer, D. Meisel:  
Thomson Scattering from a Tokamak Plasma  
with a Repetitively Q-switched Ruby Laser,  
Appl. Phys. Lett. 36, 363 (1980)

Bertalot, L., H. Herold, U. Jäger, A. Mozer,  
T. Oppenländer, M. Sadowski, H. Schmidt:  
Mass and Energy Analysis and Space-Resolved  
Measurements of Ions from Focus Devices,  
Phys. Lett. 79A, 389 (1980)

Chang, C.-H., K. Hirsch, H. Salzmann:  
High Repetition Rate Electrooptic Q-Switching  
of Nd<sup>3+</sup>:YAG Lasers Showing Strong Optical  
Birefringence,  
IEEE Journ. Quant. Electr. QE-16, 439 (1980)

Decker, G., L. Flemming, H.J. Kaeppler,  
T. Oppenländer, G. Proß, P. Schilling,  
H. Schmidt, M. Shakhatre, M. Trunk:  
Current and Neutron Yield Scaling of Fast  
High Voltage Plasma Focus,  
Plasma Phys. 22, 245 (1980)

Decker, G., H. Herold:  
Der Plasmafokus, Phys. Bl. 36, 328 (1980)

Heppner, J., U. Hübner:  
Gain Saturation of CW Laser Pumped FIR Laser  
Gases, IEEE Journ. Quant. Electr. QE-16,  
1093 (1980)

Heppner, J., C.O. Weiss, U. Hübner, G. Schinn:  
Gain in CW Laser Pumped FIR Laser Gases,  
IEEE Journ. Quant. Electr. QE-16, 392 (1980)

Herold, H., A. Mozer, M. Sadowski,  
H. Schmidt:  
Design and Calibration of a Thomson Ion  
Analyzer for Plasma Focus Studies, Rev. Sci.  
Instrum. 51, 1690 (1980)

Janzen, G.:  
Wave Propagation in a Temperate Multi-Species  
Plasma around the Ion Cyclotron Frequency  
Range, J. Plasma Phys. 23, 321 (1980)

Kasperek, W., K. Hirsch, E. Holzhauer:  
Measurement of Two Ion Components in a Plasma  
by Collective Scattering, Plasma Phys. 22,  
555 (1980)

Zwicker, H.:  
Kernfusion: Die Jahrtausendenergie ?  
Bild der Wissenschaft 10, 58 (1980)

KONFERENZBERICHTE

8th International Conference on Plasma Physics and  
Controlled Nuclear Fusion Research, Brüssel, 1980

Bertalot, L., R. Deutsch, H. Herold, U. Jäger  
H.J. Kaeppler, A. Mozer, T. Oppenländer,  
B. Rückle, M. Sadowski, P. Schilling,  
H. Schmidt:  
Experiments on Plasma Focus Dynamics, Neutron  
Production and Ion Emission, IAEA-CN-38/  
G-1-2

Borrass, K., L. Bromberg, D. Cohn, O. Gruber,  
K. Lackner, E. Minardi, J. Neuhauser,  
R. Wilhelm, R. Wunderlich:  
Ignition and Burn Control in Tokamak Plasmas,  
IAEA-CN-38/W-2-1

3rd Topical Meeting on High-Temperatur Plasma  
Diagnostics, Los Angeles, 1980

Hirsch, K., H. Salzmann, H. Röhr,  
K.-H. Steuer:  
Quasi-Continuous Thomson Scattering Device  
for JET, Paper A3

Behn, R., H. Röhr, K.-H. Steuer, D. Meisel:  
Thomson-scattering in Pulsator with periodi-  
cally Q-switched Ruby-Laser, Paper A4

5th International Conference on Infrared and  
Millimeter Waves, Würzburg, 1980

Dodel, G., N.G. Douglas, J. Heppner:  
Frequency Pulling Effects and Emission  
Spectra of a Pulsed Laser-Pumped D<sub>2</sub>O-Laser,  
Proc., p. 65

Heppner, J., U. Hübner:  
Gain and Dispersion in Doppler-Broadened  
IR-FIR Three-Level-System (TLS),  
Proc., p. 229

Dodel, G., J. Heppner, E. Holzhauer,  
E. Gornik, F. Kohl:  
Speed and Heterodyne Performance of Sb- and  
Ga-Doped Ge-Detectors,  
Proc., p. 293

IEA Workshop on Tokamak Diagnostics, Princeton,  
1980

Salzmann, H.:  
Quasi-Continuous Thomson Scattering Device  
for JET, session:  
Electron Density and Temperature

2nd International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Lausanne, 1980

Schmidt, H.:  
The Plasma Focus - A Review, Atomkern-  
energie / Kerntechnik 36, 161 (1980)

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bielefeld, 1980

Janzen, G.:  
Der Einfluß von Sauerstoffverunreinigungen  
auf die Ausbildung der Deuterium-Wasser-  
stoff-Ionenhybridresonanz, Verhandl. DPG (VI)  
15, 774 (1980)

Müller, G., E. Räuchle, P.G. Schüller:  
Untersuchung nichtaxialsymmetrischer Alfvén-  
wellen vom Typ  $m = \pm 1$ , Verhandl. DPG (VI)  
15, 774 (1980)

Moser, F., E. Räuchle  
Magnetoakustische Wellen in radial inhomoge-  
nen, zylindrischen Plasmen mit endlichem  $\beta$ ,  
Verhandl. DPG (VI) 15, 775 (1980)

Erz, U., E. Räuchle:  
Charakteristische Beispiele zur numerischen  
Lösung der Vlasov-Gleichung, Verhandl. DPG  
(VI) 15, 776 (1980)

Behn, R., H. Röhr, K.-H. Steuer, D. Meisel:  
Thomsonstreuung an Pulsator mit einem perio-  
disch güte-geschalteten Rubinlaser, Verhandl.  
DPG (VI) 15, 790 (1980)

Bertalot, L., T. Oppenländer:  
Untersuchung der Magnetfeldstruktur und  
Stromdichteverteilung in der Zünd- und Lauf-  
phase eines Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI)  
15, 794 (1980)

Oppenländer, T.:  
Raum- und zeitaufgelöste Messungen der  
Elektronentemperatur am Plasmafokus, Ver-  
handl. DPG (VI) 15, 795 (1980)

Rückle, B.:  
Zehnfach-Interferometrie am Plasmafokus,  
Verhandl. DPG (VI) 15, 795 (1980)

Jäger, U., B. Rückle, H. Herold:  
Orts- und zeitaufgelöste Messungen der  
Neutronenemission am Plasmafokus, Verhandl.  
DPG (VI) 15, 796 (1980)

Rückle, B.:  
Modellüberlegungen zur Neutronenproduktion  
im Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI) 15,  
796 (1980)

Hepner, J., U. Hübner:  
Verstärkung in kontinuierlich lasergepump-  
ten FIR-Lasergasen, Verhandl. DPG (VI) 15,  
808 (1980)

Dodel, G., N.G. Douglas:  
111  $\mu\text{m}$ -Emission aus einem gepulsten D<sub>2</sub>O-  
Laser, Verhandl. DPG (VI) 15, 809 (1980)

5. DFG-Kolloquium im Schwerpunkt „Fusionsorientier-  
te Plasmaphysik“, Garching, 1980

Herold, H.:  
Plasmafokusexperimente am IPF Stuttgart

Räuchle, E.:  
Numerische Plasmasimulation für nicht-  
lineare Wellenvorgänge

D I S S E R T A T I O N , D I P L O M - U N D S E M E S T E R A R B E I T E N

Dissertation

Behn, R.:  
Zeitaufgelöste Thomson-Streudiagnostik mit  
einem periodisch emittierenden Rubin-Laser,  
Universität Stuttgart (1980)

Jäger, U.:  
Ortsaufgelöste Messungen zur Neutronen- und  
Ionenemission am Plasmafokus,  
Universität Stuttgart (1980)

Moser, A.:  
Energieanalyse von schnellen Ionen am Plasma-  
fokus, Universität Stuttgart (1980)

Diplom- und Semesterarbeiten

Hermann, B.:  
Reflektometer, Universität Stuttgart (1980)

Weixelbaum, K.:  
Untersuchung elektrostatischer Wellen  
großer Amplitude

Hohmann, H.:  
Bau und Eichung von kleinen Induktionssonden  
zur Messung hochfrequenter Magnetfelder,  
Universität Stuttgart (1980)

Vogel, T.:  
Phasenmodulationsverfahren für die zeitaufge-  
löste Bestimmung des Faraday-Effekts in  
Plasmen mit einem CO<sub>2</sub>-Laser

IPF UNIVERSITÄT STUTTGART

L A B O R B E R I C H T E

- IPF-80-1 Müller, G., E. Räuchle, P.G. Schüller: Nichtaxialsymmetrische ( $m = \pm 1$ ) Alfvénwellen in einem zylindrischen Plasma (1980)
- IPF-80-2 Hirsch, K., H. Salzmann, H. Röhr, K.-H. Steuer: Design Study for the JET Diagnostic System: "Quasi-Continuous Laser Scattering" (1980)
- IPF-80-3 McCarthy, A.L., E. Räuchle: Forced and Free Magnetoacoustic Oscillations of Toroidal Argon Plasmas (1980)
- IPF-80-4 Behn, R.: Zeitaufgelöste Thomson-Streudiagnostik mit einem periodisch emittierenden Rubin-Laser (1980)
- IPF-80-5 Janzen, G.: Wellenausbreitung in einem Deuterium-Wasserstoff-Sauerstoff-Plasma im Bereich der Ionenzyklotronfrequenzen (1980)
- IPF-80-6-INT Maysenhölder, W.: Untersuchung des Einflusses verschiedener Isolatormaterialien auf die Neutronenausbeute, Stromaufteilung und Struktur der Stromdichte im Kompressionsgebiet an der Plasmafokusanlage "Nessi" (1980)
- IPF-80-7 Kaeppler, H.J.: Analytische Behandlung des Runaway-Effekts II. Die Auswertung der Integrale  $I_m(\alpha) = \int_0^{\infty} x^m \exp(-x^2 - \alpha/x) dx$  (1980)
- IPF-80-8 Jäger, U.: Ortsaufgelöste Messungen zur Neutronen- und Ionenemission am Plasmafokus (1980)
- IPF-80-9 Deutsch, R., H.J. Kaeppler: Microinstabilities in a Radially Contracting Inhomogeneous Cylindrical Plasma Slab, I. (1980)
- IPF-80-10 Hirsch, K.: Eine Zusammenstellung von Rayleighquerschnitten für die Laserstreudiagnostik an Plasmen (1980)
- IPF-80-11 Mozer, A.: Energieanalyse von schnellen Ionen am Plasmafokus (1980)
- IPF-80-12 Weixelbaum, K.: Untersuchung elektrostatischer Wellen großer Amplitude (1980)
- IPF-80-13 Deutsch, R., H.J. Kaeppler: Microinstabilities in a Radially Contracting Inhomogeneous Cylindrical Plasma Slab, II. Lower Hybrid Drift and Electron Cyclotron Drift Instabilities in the Plasma Focus (1980)
- IPF-80-14 Janzen, G., E. Räuchle: Open waveguide plasma source (1980)

E I N G E L A D E N E V O R T R Ä G E

- Holzhauser, E.: Der Heterodynempfang mit CO<sub>2</sub>-Lasern, Physikalisches Kolloquium der Universität Essen (1980)
- Janzen, G. : Review of Recent Developments in High Power Microwave Generators, Physics Seminar, Flinders University of South Australia (1980), Electrical Engineering Seminar, Sydney University, Australia (1980)
- Janzen, G. : Wave Propagation in Multi Species Plasmas, Plasma Physics Seminar, Flinders University of South Australia (1980)
- Janzen, G. : Open Waveguide Plasma Source, Plasma Physics Seminar, Flinders University of South Australia (1980)
- Janzen, G. : Review of Microwave Power Tubes and Applications to Plasma Fusion, Physics Seminar, University Malaya, Kuala Lumpur, Malaysia (1980)
- Räuchle, E. : Untersuchungen zur Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen, Kolloquium des Sonderforschungsbereiches Plasmaphysik Bochum / Jülich (1980)
- Schmidt, H. : Der Plasmafokus als Neutronen- und Ionenquelle. Physikalisches Kolloquium der Universität Düsseldorf (1980)

LEHRSTUHL FÜR TECHNISCHE ELEKTROPHYSIK  
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
(Prof. Dr. U. H. Bauder)

Das vom IPP geförderte Projekt hat zum Ziel einerseits die Zündbedingungen und den Mechanismus von plasmainduzierten Lichtbögen, wie sie an exponierten Teilen von Fusionsmaschinen beobachtet werden, zu untersuchen und andererseits über Erosionsstudien Entscheidungshilfen für die Wahl von Wandmaterialien zu liefern.

Experimentelle Untersuchungen im Zusammenhang mit Unipolar-Lichtbögen

(U. Bauder, A. Nürnberg, D.Y. Fang)

Das Auftreten sogenannter "Unipolar-Lichtbögen" oder "plasmainduzierter Lichtbögen" an exponierten Teilen von Fusionsmaschinen wurde durch eine Reihe von Berichten verschiedener Gruppen im Berichtszeitraum weiter bestätigt. Der Kathodenbrennfleck dieser plasmainduzierten Lichtbögen führt zu einer Abdampfung von Hoch-Z-Materialien von der Metallwand und damit zu einer stark strahlenden Verunreinigung des Fusionsplasmas. Vom Standpunkt der Plasma-Wand-Wechselwirkung sind zwei Stoßrichtungen zur Überwindung der damit verbundenen Schwierigkeiten erkennbar: Da die Entladungsbedingungen des Fusionsplasmas immer Phasen enthalten, welche zum Aufbau einer Doppelschicht und damit zur Zündung plasmainduzierter Bögen führen, kann nur versucht werden, die Wand, d.h. die potentielle Kathode dieser Bögen so zu gestalten, daß entweder die Zündung erschwert und damit seltener wird und/oder daß ein Wandmaterial gewählt wird, welches nach erfolgter Zündung der Bögen die geringstmögliche Menge von Material mit dem geringstmöglichen  $Z_{\text{eff}}$  ins Plasma entläßt.

Die Laboruntersuchungen, welche im Rahmen dieses Forschungsvorhabens durchgeführt werden, sollen sowohl dazu dienen, das Verständnis des Zündmechanismus und der Eigenschaften des plasmainduzierten Lichtbogens zu fördern, wie auch Hinweise für die Wahl und die Oberflächenbeschaffenheit von günstigen Wandmaterialien zu liefern.

Eine Apparatur zur Erzeugung plasmainduzierter Bögen im Laborversuch befindet sich im Aufbau. Es ist geplant, eine Hohlkathodenentladung in Verbindung mit einer Elektronenstrahlkanone zu betreiben. Erstere dient zur Erzeugung der notwendigen Trägerdichte eines Plasmas, welches sich

in Kontakt mit einer Sonde befindet, deren Oberflächen- und Ladungszustand über den Elektronenstrahl und über ein Hochspannungs-Impuls-Netzgerät kontrolliert beeinflusst werden können, um so die Zündung von plasmainduzierten Bögen einzuleiten.

Die Erosionsratenmessungen an potentiellen Wandmaterialien wurden mit Hilfe der Vakuum-Bogen-Apparatur weitergeführt. Von besonderem Interesse war dabei der Einfluß der Kathodentemperatur auf die Erosionsrate. Nach den Kratermodellrechnungen sollte die Erosion mit der Temperatur zunehmen, ein Effekt, welcher an der heißen Wand von Fusionsexperimenten zum Tragen kommen kann. Abb. 1 zeigt die gemessene Abhängigkeit für Edelstahl, die Zunahme der Erosionsrate stimmt mit den Modellrechnungen überein.

Der einmal gezündete plasmainduzierte Bogen läuft als Vakuumbogen im Quermagnetfeld in retrograder Bewegungsrichtung, d.h. entgegen der  $\vec{j} \times \vec{B}$ -Richtung. An einem Modell für den dafür verantwortlichen Mechanismus wird gearbeitet, optische Messungen der Bogengeschwindigkeit, deren Ergebnisse in Abb. 2 dargestellt sind stimmen ebenfalls qualitativ gut mit den Modellüberlegungen überein.

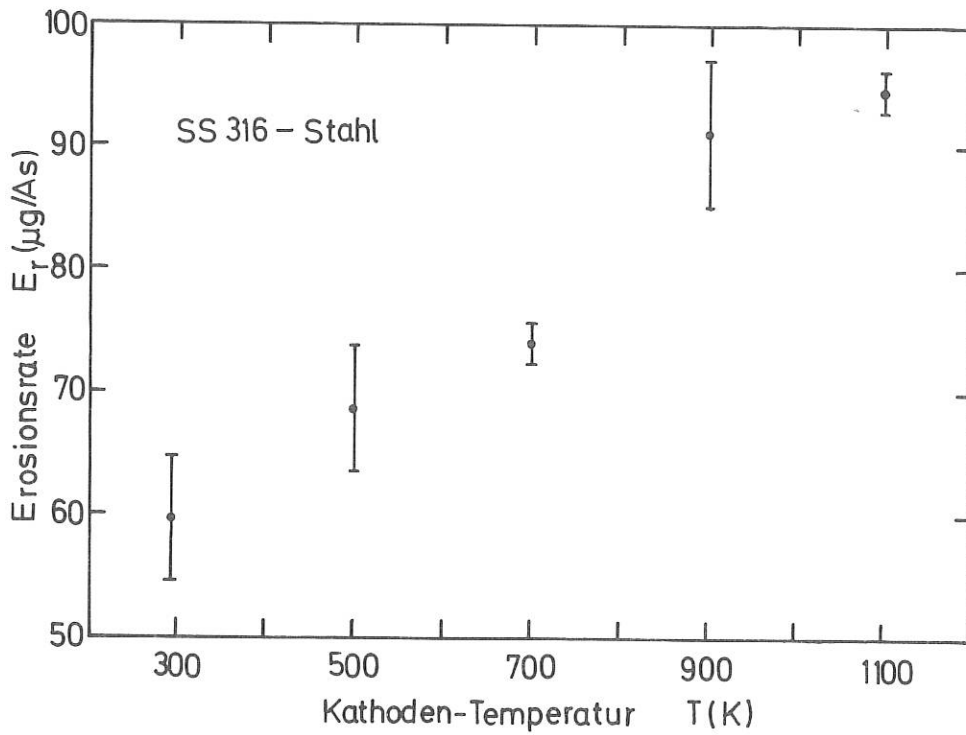


Abb. 1: Erosionsrate von V-Stahl als Kathode eines Vakuumbogens

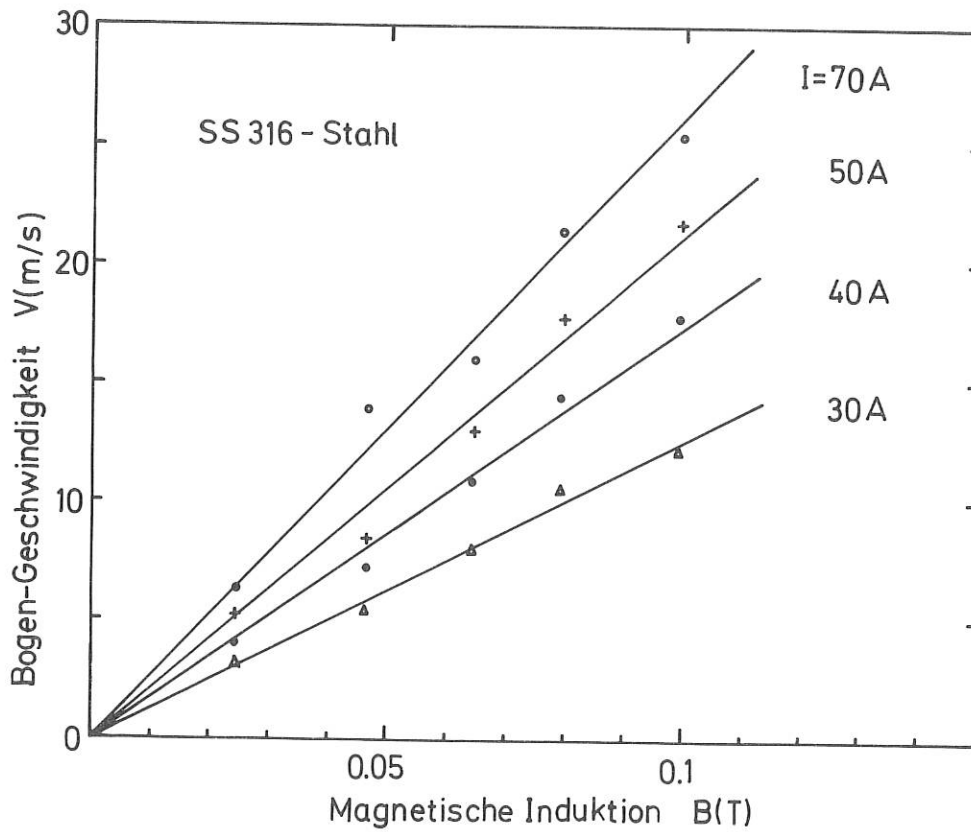


Abb. 2: Retrograde Geschwindigkeit von Vakuumlithbögen bei verschiedenen Bogen-Stromstärken

Konferenzberichte

A. Nürnberg

Erosionsmessungen an der Kathode von Vakuum-Lichtbögen. Verhandl. DPG (VI) 15, 755 (1980)

4th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices 21. 4. 1980

Eingeladener Vortrag

Koordinationsgespräch im Rahmen des DFG Schwerpunktes "Fusionsorientierte Plasmaphysik", Bochum 17. 9. 80

U.H. Bauder

Vakuumbogen-Experimente am Lehrstuhl für Technische Elektrophysik der TU München

Diplomarbeiten

C. Mooser: "Experimentelle Untersuchungen an Vakuumbögen", Dipl.-Arbeit TU München 1980

W. Reiß: "Interferometrische Untersuchungen an Vakuumlichtbögen", Dipl.-Arbeit TU München 1980

MASSENSEPARATOR-LABOR IM PHYSIKDEPARTMENT  
 DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
 (Dr. E. Hecht1)

Die Messungen der Zerstäubungsausbeute als Funktion der Masse der Beschußionen wurden mit dem Target-Material Tantal fortgesetzt. Von den fusionsrelevanten Materialien SiC und TiC wurde die Zerstäubungsausbeute mit Sauerstoff und Neon bestimmt.

Zerstäubung von Festkörperoberflächen mit schweren Ionen

Im Berichtszeitraum wurden am Massenseparator des Physik-Departments eine Reihe von Zerstäubungsuntersuchungen durchgeführt. Ferner wurden Effektivität und Vielseitigkeit der Zerstäubungs-Apparatur (Verzögerungsoptik und Target-Revolver) weiter entwickelt. Zunächst wurde die Zerstäubungsausbeute für die Materialien Eisen, Tantal und Kohlenstoff (Graphit) als Funktion der Masse der Beschußionen bestimmt. Es wurden dabei Edelgasionen von Neon, Argon, Krypton und Xenon als Beschußionen verwandt. Diese Untersuchungen wurden bei den Energien 150 eV, 600 eV und 3 keV durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute für Tantal einen ähnlichen Verlauf zeigt, wie wir ihn für Nickel bereits gefunden haben, d.h.: Die Ausbeutekurven weisen bei Energien unter etwa 1 keV ein Maximum auf. Die Lage des Maximums wandert mit steigender Target-Masse zu einem höheren Massenverhältnis von Target- zu Projektil-Masse. Im Falle von Tantal liegt dieses Verhältnis bereits über zwei. Eine qualitative Erklärung dafür liefert die Betrachtung des Zusammenwirkens von Impulsumkehr und maximaler Energieübertragung. Ein Teil dieser Untersuchungen wurde bereits veröffentlicht /1/.

Ferner wurde die Zerstäubungsausbeute der Niedrig-Z-Materialien SiC und TiC für Sauerstoff und Neon im Energiebereich von 150 eV bis 10 keV bestimmt. Entsprechend der Theorie über physikalische Zerstäubung sollte die Ausbeute für beide Beschußionen etwa gleich sein. Es zeigte sich, daß bei der Zerstäubung mit Sauerstoff die Oberfläche chemisch verändert wird, was eine Verminderung der Zerstäubungsausbeute bewirkt. Mit abnehmender

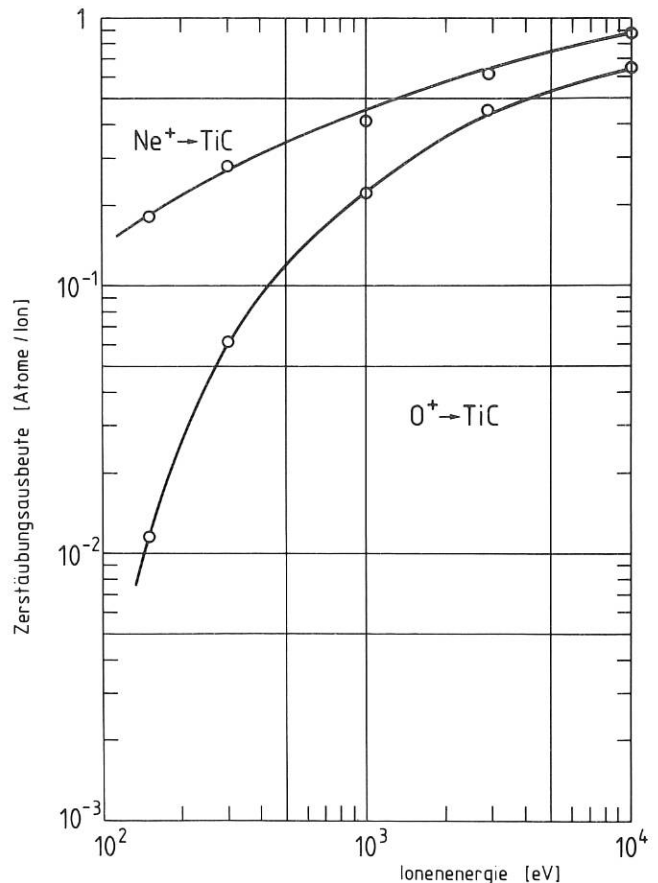


Abb. 1 Zerstäubungsausbeute von TiC bei Beschuß mit Sauerstoff- und Neon-Ionen in Abhängigkeit der Beschußenergie.



Beschußenergie, d.h. kleiner werdender Zerstäubungsenergie, wird dieser Effekt größer (siehe Abb. 1). Ein Teil dieser Ergebnisse wurde auf der Vakuum-Tagung in Cannes berichtet /2/.

Die Verzögerungsoptik für die Zerstäubungsuntersuchungen (in sich der Target-Revolver befindet) muß entsprechend der jeweiligen Ionen-Auftreffenergie geometrisch angepaßt werden. Damit diese mechanische Veränderung ohne Öffnen des Systems erfolgen kann, wurde eine spezielle Anordnung entwickelt, welche die Verschiebung des Target-Revolvers in Strahlrichtung während des Betriebes ermöglicht /3/.

Zur Untersuchung der Zerstäubungsausbeute bei höherer Temperatur (bis 800 °C) wurde eine Probenheizung für die Zerstäubungs-Apparatur gebaut, die in Verbindung mit dem Proben-Revolver verwendet werden kann.

Konferenzberichte:

- /1/ E. Hecht1, J. Bohdanský and J. Roth  
Sputtering Yield Dependence in Ion Mass at Low Energy for Ta and W  
Proc. of the Symposium on Sputtering,  
28-30 April 1980, Perchtoldsdorf/Vienna,  
Austria  
Editors: P. Varga, G. Betz, F.P. Viehböck
- /2/ E. Hecht1, J. Bohdanský and J. Roth  
Low energy Sputtering Yields of Carbides with Oxygen  
8th Int. Vac. Cong., 4th Int. Conf. on Solid Surfaces, 3rd European Conf. on Surface Science  
Sept. 22-26 1980, Cannes, France
- /3/ E. Hecht1  
A Variable Geometry Retardation Collector for Low Energy Sputtering Experiments  
10th Int. Conf. on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques related to their Applications,  
Zinal 1-6 Sept. 1980, Switzerland

INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK DER UNIVERSITÄT FRANKFURT  
(R. Becker und R. Juergens)

Am  $H^0$ -Teststrahl des IPP soll die Eignung eines für Wirkungsquerschnittsmessungen /1/ entwickelten Ionisierers für den diagnostischen Nachweis von neutralem Wasserstoff aus Fusionsplasmen erprobt werden. Besonders wichtig ist dabei der unverfälschte Nachweis langsamer Wasserstoffatome ( $\approx 100$  eV), weshalb die im Ionisationsraum auftretenden Potentialdifferenzen möglichst gering sein sollen.

Experimentell soll deshalb in einem separaten Experiment in Frankfurt überprüft werden, ob es gelingt, eine nach den 2- und 3-dimensionalen Rechnungen /2/, /3/ zu erwartende flache Potentialmulde von ca. 4 V Tiefe durch Auffüllen mit Ionen aus dem Restgas bis in den MeV-Bereich hinein abzubauen.

Da hier ein Vergleich zwischen idealisierenden Simulationsrechnungen mit Messungen vorgenommen werden soll, wurden - soweit bekannt und möglich - alle störenden Einflüsse entweder weitestgehend eliminiert oder rechnerisch berücksichtigt. Dazu wurde eine neue Kathodenhalterung entwickelt, die den Randanschluß bis auf einen Spalt von  $1/10$  mm genau herstellt, ein bifilarer Heizer erprobt, der ohne störendes Magnetfeld bei kleineren Strömen und damit größerer Lebensdauer arbeitet, die Kontaktierung der Elektrodenstäbe so vorgenommen, daß die Zuleitungen vom Ionisiererbereich abgeschirmt sind und die thermische Anfangsenergie der Elektronen durch ein geeignetes Rechenprogramm /4/ sowohl beim Strahlverlauf als auch bei der Potentialverteilung berücksichtigt wird.

Das Experiment zum Nachweis der Potentialkonstanz ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

Gegenüber der im letzten Bericht /5/ vorgestellten eigentlichen Ionisierergeometrie wurde hier die zentrale potentialabsenkende Stange auf Kathodenpotential durch zwei auseinanderliegende Stangen ersetzt, um die gebildeten Restgasionen fokussiert zu extrahieren. Ein von 2 Gittern begrenzter Äquipotentialraum dient dann zur Geschwindigkeitsanalyse der das Channeltron erreichenden Ionen. Untergrundprobleme mit gestreuten Elektronen (300 mA bei 1 kV !) sollten sich dadurch vermeiden lassen, daß die Kathode leicht positiv vorgespannt wird, jedoch kann es auch notwendig werden, die Ionenextraktion mit einer Gittervorspannung zwischen Kathoden- und Anodenpotential vorzunehmen, damit an diesem Gitter gebildete Sekundärelektronen das Channeltron nicht erreichen können.

Die Bestimmung der Potentialkonstanz im Ionisierungsbereich soll dann durch Variation des Potentials an den beiden Gittern des Äquipotentialraumes vorgenommen werden. Dabei kann dieses Experiment zum Studium des Einflusses einer Raumladungskompensation auf die Potentialverteilung im Wechselwirkungsbereich des Ionisierers im Druckbereich zwischen  $10^{-9}$  und  $10^{-6}$  mbar durch Einlaß von Argon in einen UHV-Rezipienten durchgeführt werden.

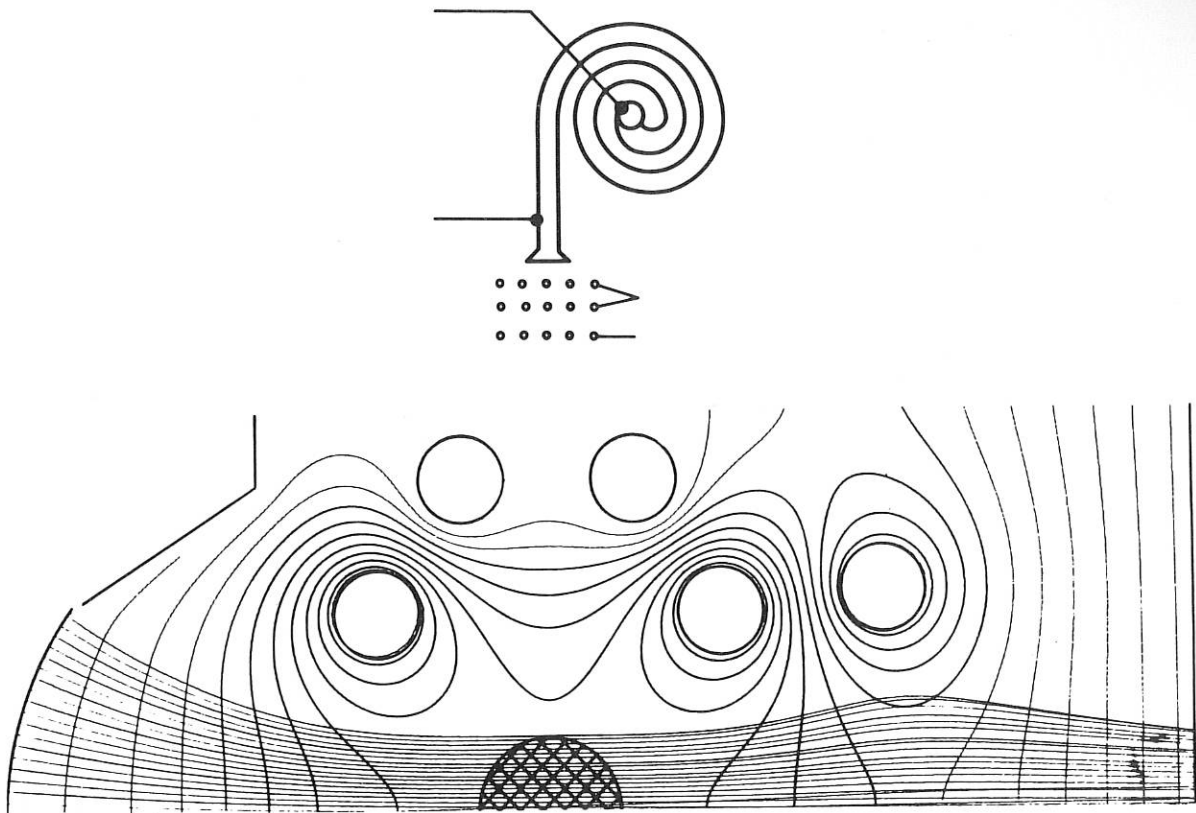


Abb. 1 Elektronen-Trajektorien und Äquipotentiallinien im halben Querschnitt des Wasserstoffionisierers mit schematischer Anordnung zur Energieanalyse der im Ionisierer gebildeten Restgasionen

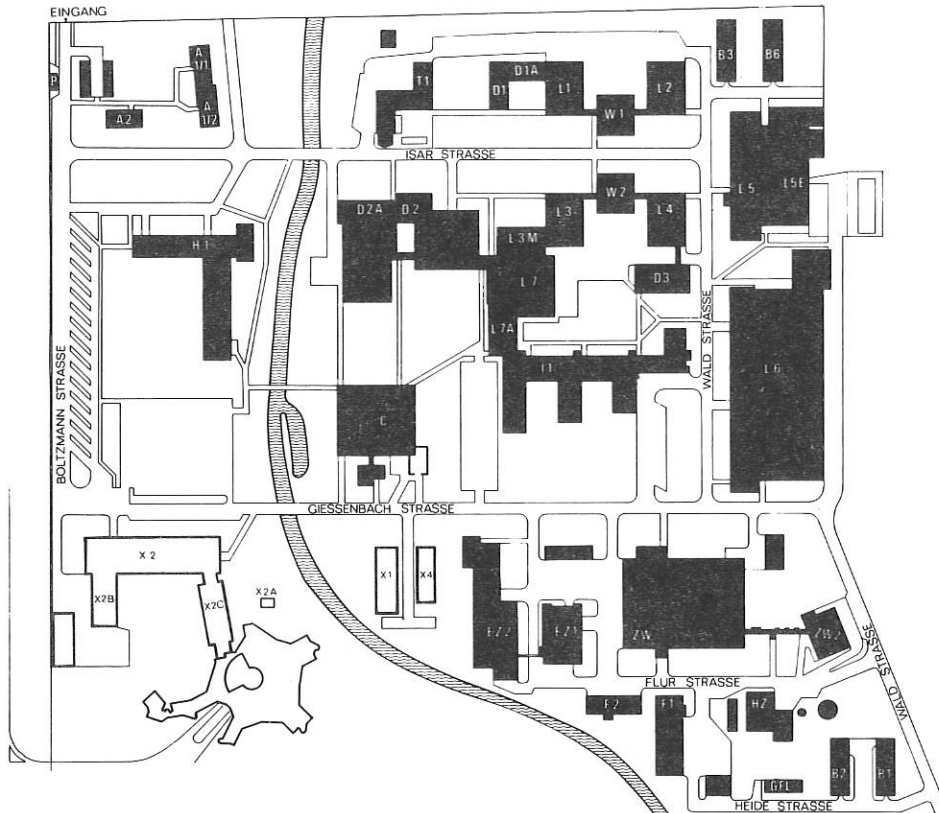
Literatur

- |   |   |
|---|---|
| /1/ A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker,<br>H. Klein u. H. Winter<br>J.Phys.B (1980) 1877 | /4/ W. Sinz, Proc. Int. Conf. Particle Optics,<br>Gießen 1980   |
| /2/ W.B. Hermannsfeldt, SLAC 166 (1973)   | /5/ R. Becker u. R. Juergens, Jahresbericht - IPP<br>(1979) 165 |
| /3/ R. Juergens, Proc. Int. Conf. Particle<br>Optics, Gießen 1980                                 |   |

J A H R E S B E R I C H T 1980

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: Möglinger, Landshut  
1980 Copyright by IPP GARCHING  
Printed in Germany



- |                  |   |
|------------------|---|
| D1, D1A, L1, W1  | Bereich Theorie 2   |
| W2, L4, D3       | Bereich Oberflächenphysik   |
| L3, L3M, L7, L7A | Bereich Experimentelle Plasmaphysik 2<br>(Stellaratoren)  |
| D2, D2A          | Bereich Theorie 1   |
| D2A, D2, T1      | Bereich Informatik  |
| L6               | Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3<br>(ASDEX)  |
| L6, L2           | Bereich Experimentelle Plasmaphysik 1<br>(ZEPHYR)   |
| I1               | Bereich Technologie   |
| ZW1, ZW2         | Zentralwerkstatt-Zentrallager   |
| EZ1, EZ2         | Energiezentralen  |
| B3, B6           | Gerätepool  |
| H1               | Direktorium, Verwaltung,<br>Allgemeine Dienste  |
| B1, B2           | Hausverwaltung  |
| C                | Kantine   |
| P                | Pforte  |
| F1, F2           | Fahrbereitschaft  |
| HZ               | Heizzentrale  |
| A                | Dienstwohnungen, Gästewohnungen   |
| L5, L5E          | Projektgruppe für Laserforschung  |
| X1-X4            | Max-Planck-Institut für Physik und<br>Astrophysik<br>(Institut für Extraterrestrische Physik,<br>Institut für Astrophysik.) |



IPP 3 HEN 051-79

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**

