

JAHRESBERICHT 1973

des

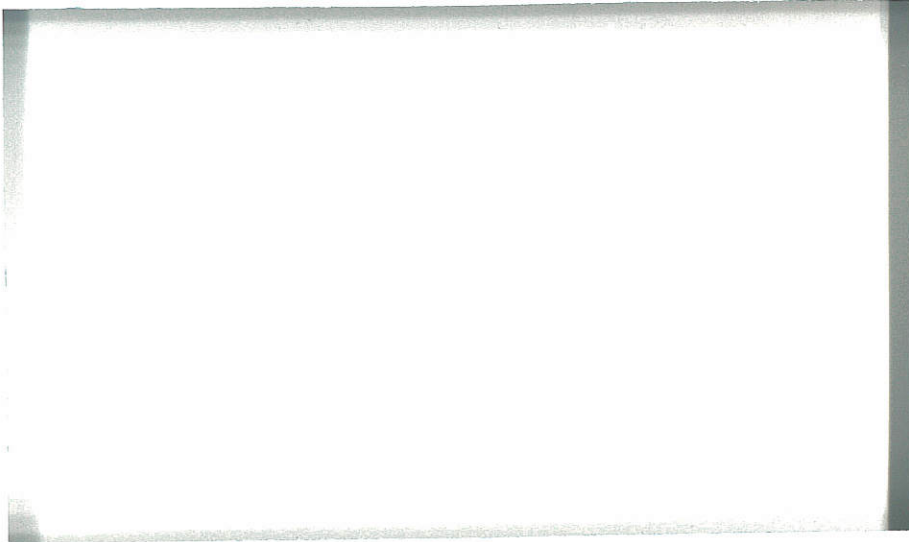
MAX-PLANCK-INSTITUTS FÜR PLASMAPHYSIK

München - Garching

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**

764



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

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

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

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

For English translation see inside back cover.

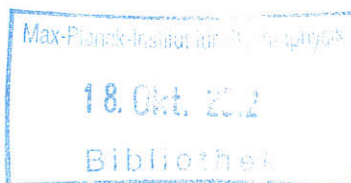
**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

JAHRESBERICHT 1973

des

MAX-PLANCK-INSTITUTS FÜR PLASMAPHYSIK

München - Garching



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

A 35756

# INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
<u>EINLEITUNG</u>	7
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1</u>	9
1. Hoch-Beta-Stellarator	11
2. Linearer Theta-Pinch ISAR II	16
3. Dynamische Stabilisierung und dynamisches Gleichgewicht (ISAR III)	17
4. Belt-Pinch I	18
5. Stoßwellenheizung dünner Plasmen	24
6. Laserdiagnostik	28
7. Numerische Auswertung	29
8. Theoretische Arbeiten	29
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2</u>	32
1. Stellarator W IIa	33
2. Stellarator W IIb	37
3. Stellarator WEGA	43
4. Supraleitender Quadrupol W VI	45
5. Sonstige Arbeiten	46
6. Projekt WENDELSTEIN VII	49
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3</u>	70
1. Experiment Pulsator	70
2. Vorschlag für ein Tokamak-Experiment mit axialsymmetrischem Divertor, ASDEX	92
<u>EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 4</u>	96
1. Erzeugung dichter Plasmen durch Laser	96
2. Laser-Plasma-Quelle	101
3. Photochemischer Jodlaser	101
4. Chemische Laser	106
5. Wellen im Plasma	107
<u>THEORIE</u>	117
1. Makroskopisches Gleichgewicht und Stabilität	117
2. Makroskopische und numerische Modelle	119
3. Transportphänomene, Turbulenz	121
4. Wellen, Elektronenstrahlen, Heizung	122
5. Simulation	123
6. Verunreinigungen, Wandeffekte	125

	<u>Seite</u>
7. Numerische Mathematik, spezielle Programme	125
8. Dokumentation, Bibliothek	127
9. Gutachter- und andere Tätigkeiten	128
 <u>INFORMATIK</u>	 130
1. Betrieb der IBM 360/91	130
2. AMOS-Entwicklung	132
 <u>PLASMA-WAND-WECHSELWIRKUNG ( OBERFLÄCHENPHYSIK )</u>	 137
1. Untersuchung von Einzeleffekten für die Plasma-Wand-Wechselwirkung	138
2. Grundlagenexperimente	142
3. Weiterentwicklung diagnostischer und meßtechnischer Verfahren	143
4. Plasmaphysikalische Untersuchungen und Überlegungen	146
 <u>TECHNIK</u>	 149
1. Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut	150
2. Grundlagen der Plasmatechnik	160
3. Fusionsreaktor-Technologie	167
4. Standardgeräte	172
5. Sonstige Arbeiten	173
6. Zentralwerkstätten	181
 <u>RELATIVISTISCHE PLASMEN</u>	 184
1. Elektronenring-Beschleuniger-Experiment SCHUKO	184
2. Statisches Elektronenring-Experiment	187
3. Technische Entwicklungen	188
4. Theoretische Arbeiten	189
 <u>GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG</u>	 192
 <u>VERÖFFENTLICHUNGEN IN ZEITSCHRIFTEN UND</u>	 215
<u>KONFERENZBEITRÄGE</u>	
<u>DIPLOMARBEITEN</u>	230
<u>DISSERTATIONEN</u>	230
<u>LABORBERICHTE</u>	231

## EINLEITUNG

Das Berichtsjahr war durch verstärkte Bemühungen gekennzeichnet, das wissenschaftliche Programm des Instituts noch mehr auf die zur Entwicklung eines Fusionsreaktors notwendigen Untersuchungen auszurichten. Die Notwendigkeit hierzu ergab sich aus den größer werdenden Experimentiereinrichtungen bei gleichzeitiger Reduktion der Zahl der Planstellen. Diese Situation machte es erforderlich, das Institutsprogramm neu zu überdenken. Hierzu wurden eine Reihe von Arbeitsgruppen eingesetzt, die mit der Erarbeitung von Projektvorschlägen zu den verschiedenen Arbeitsrichtungen des Instituts beauftragt wurden. Die Ergebnisse dieser Studien, die im Institut eingehend begutachtet und diskutiert wurden, gaben die Basis für die Erarbeitung eines gestrafften wissenschaftlichen Programms. Die Wissenschaftliche Leitung beriet in einer viertägigen Klausurtagung in Tutzing das zukünftige Programm, während zur gleichen Zeit der Wissenschaftlererrat des Instituts eigene Diskussionen dazu führte. Das wesentliche Ergebnis dieser Bemühungen war der Beschluß der Wissenschaftlichen Leitung, daß sich das Institut zukünftig ganz auf die Fragestellung des magnetischen Einschusses heißer Plasmen konzentriert und die Arbeiten zur Laserfusion im Rahmen des Instituts Ende 1974 auslaufen. Die maßgebenden Gründe für diesen einschneidenden Beschluß liegen in den hohen Personal- und Sachaufwendungen, die für ein konkurrenzfähiges Forschungsprogramm auf dem Gebiet der Laserfusion notwendig sind, und in der Beurteilung der Aus-

sichten, in überschaubarer Zeit einen Laserfusionsreaktor zu entwickeln. Diese sehr schmerzliche Entscheidung für das Institut mußte in Anbetracht der oben skizzierten Randbedingungen getroffen werden, obwohl unsere Lasergruppe besonders erfolgreiche Arbeit geleistet hat.

Im Rahmen der Konzentrationsbemühungen auf den magnetischen Einschluß wurden bei den Tokamakaktivitäten Vorarbeiten zu dem Tokamak-Experiment "ASDEX" aufgenommen, in dem vorwiegend die Frage der Wirkungsweise eines immateriellen Limiters und eines axial-symmetrischen Divertors untersucht werden soll.

Der Übergang von einer Arbeitsweise, die mehr auf die Erarbeitung der plasmaphysikalischen Grundlagen ausgerichtet war, auf eine mehr an größeren Projekten orientierte, hatte auch eine Änderung der inneren Struktur des Instituts zur Folge. So wurden die in der bisherigen Abteilung Technik vorhandenen Arbeitsgruppen, die beim Aufbau und Betrieb der verschiedenen Experimente technische Hilfestellung leisteten, zusammen mit den Zentralen Werkstätten in den "Zentralen Technischen Einrichtungen" zusammengefaßt. Außerdem wurde begonnen, die einzelnen Forschungsvorhaben in Form von Projekten auszuführen. Damit wird ein besonders effektiver Einsatz des vorhandenen Personals und der zur Verfügung stehenden Sachmittel angestrebt.

## EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1

(Abt. Dir.: Prof. Dr. Fünfer)

### ÜBERSICHT

Das Forschungsprogramm der Abteilung auf dem Gebiet der Hoch-Beta-Experimente wurde im Berichtsjahr noch stärker in Richtung auf den Fusionsreaktor konzentriert. Die beiden zentralen Experimente, der Hoch-Beta-Stellarator (HBS) und der Belt-Pinch, sowie die dazugehörigen Satellitenexperimente haben zu Ergebnissen geführt, die eine Erweiterung, bzw. eine Neuentwicklung für beide Experimente berechtigt erscheinen liessen. Ausserdem wurden sowohl für den HBS als auch für den Belt-Pinch erste Reaktorstudien durchgeführt, die zeigten, dass in beiden Fällen von der Energiebilanz her ein Reaktorbetrieb denkbar erscheint. Im gegenwärtigen Zeitpunkt ist eine Entscheidung zwischen den beiden Methoden, HBS oder Belt-Pinch noch nicht möglich. Dies dürfte frühestens in einigen Jahren zu erwarten sein. Da der Aufwand für beide Projekte, sowohl der bereits in Betrieb befindlichen, als auch der geplanten Anlagen noch relativ bescheiden ist, verglichen mit anderen Projekten des Instituts, ist es sicher gerechtfertigt, beide Linien solange parallel zu betreiben, bis eine aus den Ergebnissen zu motivierende Entscheidung gefällt werden kann.

#### Der Hoch-Beta-Stellarator

ist eine schlanke, nicht axialsymmetrische toroidale Konfiguration, bei der das Gleichgewicht durch eine schraubenförmige Verformung des Plasmas erreicht wird. Im Gegensatz zum Niedrig-Beta-Stellarator sind höhere Beta-Werte möglich, da durch eine M + S-artige Verformung des Plasmas die sogenannten Pfirsch-Schlüter Ausgleichsströme auf einen unwesentlichen Betrag reduziert werden können. Die dominierende Verformung des Plasmas ist im Gegensatz zur klassischen M + S - Konfiguration die schraubenförmige Verformung ( $\ell = 1$ ) und nicht die bauchige Verformung ( $\ell = 0$ ). Deshalb werden beim HBS bessere Stabilitätseigenschaften erwartet als beim klassischen M + S.

Die heutigen Kenntnisse auf dem Tokamak-Gebiet lassen erwarten, dass ein HBS-Reaktor mit wesentlich höheren Beta-Werten betrieben werden kann als ein Tokamak-Reaktor. Dies bedeutet unter vergleichbaren Reaktorparametern ein wesent-

lich kleineres Magnetfeld und damit kleinere Magnetfeldkosten. Eine in dieser Richtung durchgeführte vergleichende Reaktorstudie hat daher auch gezeigt, dass der HBS-Reaktor eine echte Alternative zum Tokamak darstellt. Ausserdem ist beim HBS-Reaktor nicht nur ein gepulster, sondern auch ein stationärer Betrieb möglich, soweit dies durch die noch ungeklärten Probleme der Verunreinigungen nicht beschränkt wird. Es sollte noch erwähnt werden, dass die Schlankheit einer HBS-Konfiguration in technischer Hinsicht Vorteile bietet, insbesondere eine bessere Zugänglichkeit im Gegensatz zu einem fetten Torus.

#### Am Experiment ISAR T 1,

dem ersten vollständigen HBS-Torus wurden Einstellvorgänge, Gleichgewicht und Stabilität untersucht. Dabei wurde eine weitgehende Übereinstimmung mit den vorliegenden theoretischen Aussagen festgestellt. Diese Experimente wurden mit starker adiabatischer Kompression durchgeführt. Bei dem dabei vorhandenen grossen Kompressionsverhältnis ist eine Stabilisierung der  $m = 1$  Instabilität durch die leitende Gefässwand nicht möglich. Um über diese Fragen eine Entscheidung zu erhalten wurde ein neues Projekt erarbeitet.

#### Das Projekt HBS II

sieht vor, dass die Heizung des Plasmas ausschliesslich durch Stosswellenkompression erfolgt, so dass ein Kompressionsverhältnis von etwa 2 erreicht wird. Der Projektvorschlag wurde im Laufe des Jahres erarbeitet und durch einen Gutachterausschuss geprüft.

#### An ISAR II

sollen Nebenexperimente zum Studium der schnellen Kompression durchgeführt werden. Ausserdem wurden Versuche mit Metallgefässen begonnen, die ja letztlich im Reaktor anstelle der bisher üblichen Quarzrohre treten müssen.

### Der Belt-Pinch

ist eine gedrungene, axialsymmetrische toroidale Konfiguration mit elongiertem kleinen Plasmaquerschnitt. Er ist deshalb als eine Konfiguration anzusehen, die dem Tokamak verwandt ist. Im Gegensatz zum Tokamak gestattet der Belt-Pinch aber auch die Herstellung toroidaler Gleichgewichte unterhalb der Kruskal-Grenze bei hohen Beta-Werten. Wie schon erwähnt sind erste Reaktorstudien auch für den Belt-Pinch durchgeführt worden. Es hat sich dabei gezeigt, dass ein Belt-Pinch-Reaktor im gepulsten Betrieb mit normalleitenden Spulen von der Energiebilanz her möglich erscheint. Gegenüber dem Tokamak hätte ein Belt-Pinch-Reaktor vor allem wegen des hohen Beta-Wertes noch einige andere Vorteile.

### Am Belt-Pinch I (110 KJ)

wurden Stabilität und Gleichgewicht für Zeiten von 50 - 100  $\mu$ sec näher untersucht. Diese relativ kurze Lebensdauer wurde nicht durch Instabilitäten, sondern wesentlich durch Felddiffusion begrenzt. Die hohe Diffusion ergab sich als Folge der technisch bedingten niedrigen Plasmatemperaturen ( $T \sim 5 - 50$  eV). Diese Ergebnisse liessen den Aufbau einer neuen Belt-Pinch Batterie zweckmässig erscheinen.

### Das Belt-Pinch II Experiment (0,8 - 1 MJ)

soll Untersuchungen für längere Zeiten (0,1 - 1 msec) und bei höheren Temperaturen erlauben um die kritischen Beta-Werte für verschiedene Elongationen des kleinen Plasmaquerschnittes zu ermitteln. Der Aufbau und die technische Erprobung dieser Anlage wurde im Berichtsjahr beendet. Erste Entladungen ohne Feldkorrekturen führten bereits zu einer Plasmalebensdauer von  $\sim 0,2$  msec.

### Am Hochspannungs-Belt-Pinch (250 KV)

sollen ergänzende Untersuchungen über die Anfangsheizung mit schnellen Stosswellen durchgeführt werden. Diese Heizung ist eine Voraussetzung für das Erreichen einer schwachen Plasmakompression und damit auch für hohe Beta-Werte. Die Anlage steht kurz vor ihrer Fertigstellung.

### Geschlitzte Metallgefässe,

wie sie schon beim HBS erwähnt wurden, sind auch beim Belt-Pinch entscheidend für die Weiterführung des Projekts in Richtung Fusionsreaktor. Untersuchungen in dieser Richtung sind deshalb als Ergänzung zum Belt-Pinch Programm aufgenommen worden.



## 1. HOCH-BETA-STELLARATOR

Im Hoch-Beta-Stellarator (HBS) werden schlanke, toroidale Gleichgewichte bei hohen Beta-Werten untersucht. Aus Gründen der Stabilität sind die Magnetfelder in führender Ordnung ( $\ell = 1$ )-Felder. ( $\ell = 1$ )-Felder sind zum einen vorteilhaft, da ( $m = 1$ )-Moden nur schwach instabil sind und durch eine leitfähige Wand stabilisiert werden können. Zweitens tritt durch die schraubenförmige magnetische Achse bei hohen Beta-Werten eine Minimum B-ähnliche Stabilisierung der lokalisierten Moden auf.

Bisher sind HBS-Gleichgewichte nur linear oder in Torussegmenten untersucht worden. An ISAR T 1 wurden nun zum ersten Mal HBS-Gleichgewichte in einem vollständigen Torus intensiv untersucht, worüber im folgenden berichtet wird.

Die Experimente an ISAR T 1, ebenso wie die Experimente am Scyllac in Los Alamos, sind mit konventionellen Theta-Pinch-Batterien ausgeführt worden. Die lange Anstiegszeit dieser Anlagen führt automatisch zu einer starken adiabatischen Kompression und damit zu einem stark komprimierten Plasma. Unter diesen Umständen kann die ( $m = 1$ ) Mode nicht durch die Wand stabilisiert werden. Es wurde daher parallel zu den Experimenten an ISAR T 1 ein Projekt HBS II ausgearbeitet, in dem endgültig die Stabilität dieser Hoch-Beta-Konfiguration gezeigt werden soll. In diesem Projekt soll die Heizung nur noch durch eine schnelle Kompression erfolgen, so daß das Plasma nur schwach komprimiert wird und nahe der Wand bleibt.

### 1.1 Hoch-Beta-Stellarator ISAR T 1

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

Die Ende des Vorjahres begonnene Untersuchung von Gleichgewicht und Stabilität in Hoch-Beta Stellaratoren ohne Wandstabilisierung mit räumlicher, speziell helikaler Seele ( $\ell = 1$  in führender Ordnung) wurde auf breiter Basis fortgesetzt und, soweit es die Drahtstellaratoranordnung (siehe Jahresbericht 1972) betrifft, weitgehend abgeschlossen. Die wesentlichen Ergebnisse werden kurz zusammengefaßt.

### 1.1.1 Heizung durch Stoßwellen

Wie in linearen Vorversuchen arbeitet die schnelle Theta-Pinch Kompression mit und ohne helikale Zusatzfelder und über einen großen Parameterbereich des Ausgangsplasmas ohne nennenswerte Schwierigkeiten. Dabei werden folgende Plasmaparameter erreicht:

$$T_i \leq 250 \text{ eV} \quad T_e \leq 200 \text{ eV}$$

$$n_e \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad R_{\text{Plasma}} \approx 1 \text{ cm} \quad \beta_A (t \approx 3 \mu\text{s}) = 0.7$$

Die wichtigsten anderen Parameter sind:

$$R_{\text{Gefäß}} = 4,5 \text{ cm} \quad R_{\text{Spule}} = 11 \text{ cm}$$

$$R_{\text{Torus}} = 1,35 \text{ m} \quad 24 (\ell = 1)\text{-Perioden}$$

### 1.1.2 Gleichgewicht

Ohne helikale Felder wird das Plasma aufgrund des inhomogenen, toroidalen Grundfeldes von der Torusachse weg beschleunigt (Torus-Drift) und trifft nach wenigen Mikrosekunden auf die Gefäßwand. Bei schrittweiser Erhöhung der helikalen Zusatzfelder wird die toroidale Drift verlangsamt, bis schließlich der Gleichgewichtswert überschritten und das Plasma zur Torusmitte hin beschleunigt wird. Das gilt für die  $\ell = 1$ ,  $\ell = 2$  Kombination, wie auch für  $\ell = 1$ ,  $\ell = 2$ ,  $\ell = 0$ .

Die für Gleichgewicht notwendige M&S-Verformung scheint etwas stärker zu sein als das Oberflächenstrommodell angibt:

$$r_h \cdot [\delta_2(2-\beta) + \delta'_0(3-2\beta)] = 2R/N^2 \cdot \alpha$$

$$\alpha_{\text{Theorie}} \equiv 1 \quad \alpha_{\text{Exp.}} \approx 1.5 \pm 0.5$$

$r_h$  = Helixradius,  $N$  = Periodenzahl,

$R$  = Torusradius,  $\delta'_2$  = elliptische Verformung der Plasmasäule.

Ein Vergleich der gemessenen Plasmadeformation ( $r_n, \delta'_2, \delta'_0$ ) mit der Form der numerisch berechneten Vakuumflußflächen ( $r_{h,v}, \delta'_{0,v}, \delta'_{2,v}$ ) zeigt gute Übereinstimmung zwischen den analytischen Formeln des Oberflächenstrommodells und dem Experiment:

$$\delta'_1 = \delta'_{1,v} / (1 - \beta/2), \quad \delta'_0 = \delta'_{0,v} (1 - \beta)$$

$$\delta'_2 = \delta'_{2,v} / (1 - \beta/2)$$

### 1.1.3 Einstellvorgänge

Nach der Stoßwellenkompression werden helikale Einstellschwingungen beobachtet, die wie in den linearen Vorexperimenten rasch gedämpft werden. Man findet im Experiment, daß in dieser Anfangsphase die toroidale Gleichgewichtsbedingung nicht zu jedem

Zeitpunkt erfüllt ist. Als Nettoeffekt bleibt eine Anfangsversetzung von etwa einem Plasmaradius und ein Anfangsimpuls übrig, was durch kurzzeitig erhöhte helikale Felder ausgeglichen werden kann.

Zum besseren Verständnis wurde eine vereinfachte Modellrechnung unter Einschluß entsprechender Trägheits- und Reibungsterme durchgeführt. Abb.1 zeigt dazu die Bewegung des Plasmaschwerpunktes in der Torusebene (Versetzung bezogen auf den Plasmaradius  $r_0$ ) für verschieden starke, helikale Felder im Vergleich zur reinen Torusdrift. Man findet gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

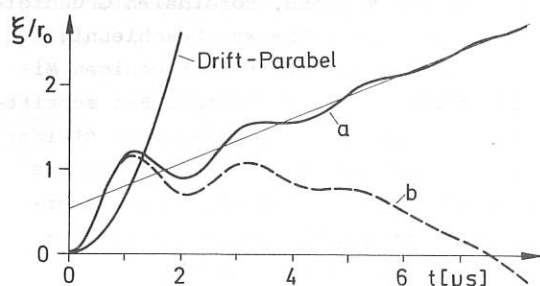


Abb.1: Bewegung des Plasmaschwerpunktes in der Torusebene.

- a) Helikale Felder entsprechen magnetostatischem Gleichgewicht.
- b) Helikale Felder um je 3.5% erhöht.

#### 1.1.4 Drift parallel zur Hauptachse

Diese trat sowohl bei der  $\ell = 1, 2, 0$  Kombination als auch bei  $\ell = 1, 2$  auf, und kann daher nicht allein durch die  $\ell = 0$  Einsätze erklärt werden (vergl. Jahresbericht 1972). Diese Drift wurde durch geringfügige Drehung der  $\ell = 1$  Helix beseitigt. Eine endgültige, theoretische Klärung steht noch aus (möglicherweise verursacht durch toroidale Krümmung in höherer Ordnung).

#### 1.1.5 Transversales Feld und toroidaler Strom

Ohne zusätzliche Maßnahmen wird ein toroidaler Plasmastrom von einigen kA beobachtet, der in komplizierter Weise von den helikalen Feldern verursacht wird. Dieser Strom beeinflusst zunächst das toroidale Gleichgewicht wesentlich und muß durch einen von außen induzierten Strom möglichst gut kompensiert werden. Wird andererseits ein Dipolfeld von ca. 400 G parallel zur

Hauptachse angelegt, so verschwindet der Einfluß des Stromes auf das Gleichgewicht. Dieses Dipolfeld ist identisch mit demjenigen, das theoretisch zur Erzeugung geschlossener Flußflächen benötigt wird.

#### 1.1.6 Stabilität

Kurzwellige  $m = 0, 1, 2$ -Moden, die in der dynamischen Phase angeregt werden, sind stabil und stark gedämpft. ( $m = 2$ )-Moden mit langer Wellenlänge wurden unter Standardbedingungen ( $n = 2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = T_i = 100 \text{ eV}$ ,  $\beta = 0.7$ ,  $r_{\text{plasma}}/r_{\text{gyro, ion}} = 4$ ,  $\omega_{\text{gyro}} \cdot \tau_{ii} \geq 1$ ) nicht beobachtet, obwohl sie nach dem Oberflächenstrommodell die höchsten Anwachsraten haben sollten. Das Plasma wurde nach mehreren Torusdriftzeiten durch Wandberührung infolge einer  $m = 1$  Instabilität zerstört. Eine Fourier-Analyse der  $m = 1$  Störung (stereoskopische Beobachtung an 26 Schlitzen auf dem Umfang) zeigt, daß es sich um eine Überlagerung mehrerer langwelliger Grundmoden handelt, deren Anwachsraten vom Oberflächenstrommodell innerhalb der Fehlergrenzen zutreffend vorhergesagt werden.

#### 1.1.7 Holographische Interferometrie bei 3 $\mu\text{m}$

Mittels holographischer Interferometrie bei  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  (HF-Laser) gelang es, das Elektrodendichteprofil an ISAR T 1 side-on zu messen. Eine elliptische ( $\ell = 2$ )-Verformung des Plasmaquerschnitts konnte beobachtet werden, indem das Profil längs beider elliptischer Halbachsen bestimmt wurde. In Abb.2 ist die Meßanordnung gezeigt, die es gestattet, mehrere (5-8) starke Spektrallinien (zwischen 2.7 und 3.1  $\mu\text{m}$ ) des HF-Lasers (10 Joule, 150 nsec) gleichzeitig zur Erzeugung eines Doppelbelichtungshologramms anzuwenden. Die hier besonders wichtigen Anforderungen an die Linearität des Flächen-detektors werden von ca. 10  $\mu\text{m}$  dicken Gelatineschichten, die während dieser Arbeit erprobt wurden, gut erfüllt.

Die Auswertung eines nach dieser Methoden erzeugten Hologramms (Abb.3) liefert ca. 200 Dichtemeßwerte, die einem radialen Bereich von ca. 20 mm gleichmäßig zugeordnet sind. Die große Anzahl an Meßpunkten ist möglich, weil alle Linien gleichzeitig benutzt werden. Sie gestattet es, eine Mittelung durchzuführen, die den Meßfehler entscheidend verringert.

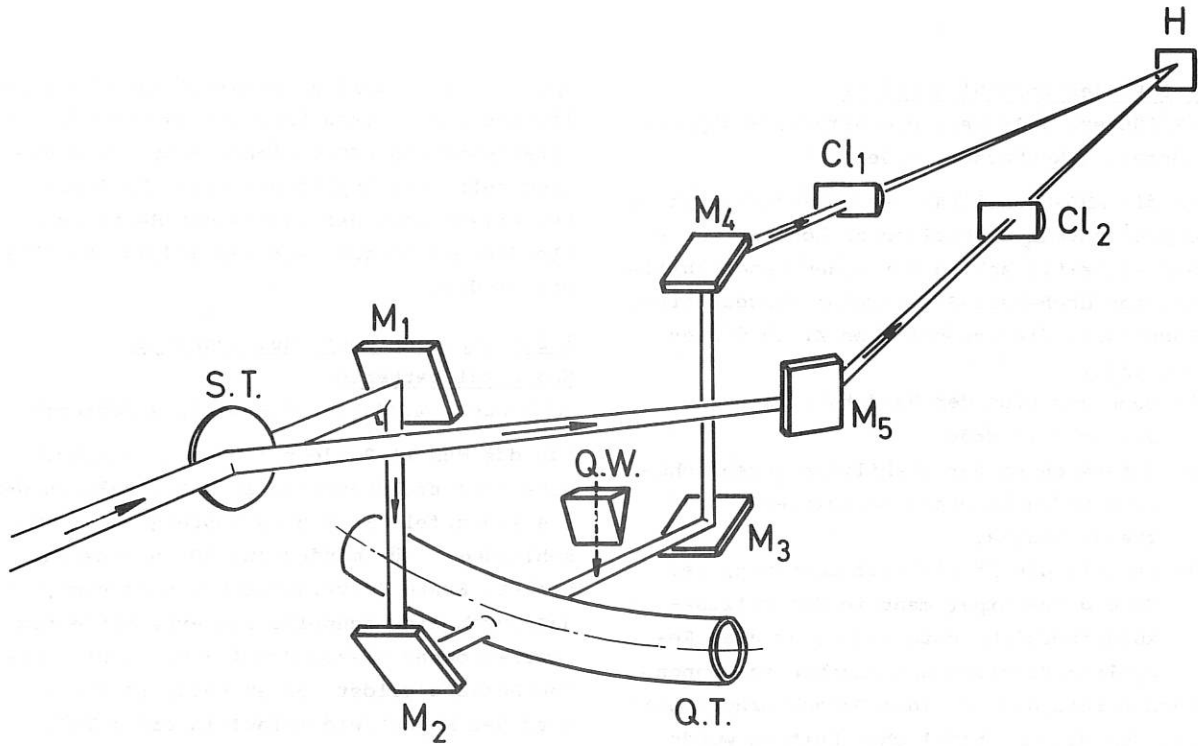


Abb.2: Experimenteller Aufbau zur Dichteprofilmessung mittels holographischer HF-Laser Interferometrie

S.T.	Strahlteiler	Q.W.	Quarzkeil
M <sub>1</sub> ...M <sub>5</sub>	Goldspiegel	Cl <sub>1</sub> , Cl <sub>2</sub>	Zylinderlinse (f = 20 cm)
Q.T.	Quarz-Entladungsgefäß	H	Gelatinehologramm

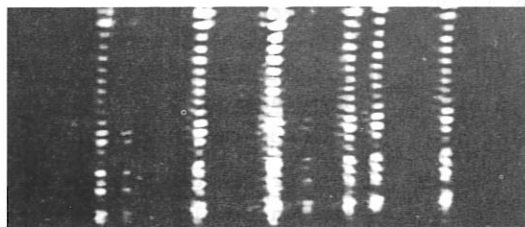
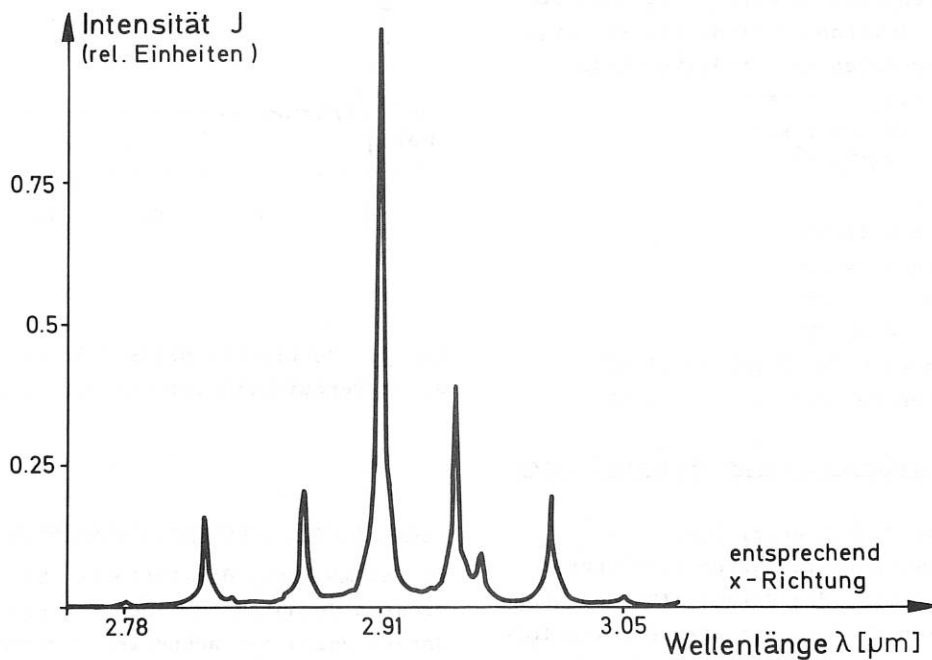


Abb.3: Spektrum des HF-Lasers und Interferogramme bei den entsprechenden Spektrallinien.

### 1.2 Projektvorschlag HBS II

(E.Fünfer, J.Gruber, M.Kaufmann, W.Köppendörfer, J.Neuhauser, U.Seidel)

Um die MHD-Stabilität der HBS-Konfiguration experimentell nachweisen zu können, wurde ein Projektvorschlag für einen wandstabilisierten Hoch-Beta-Stellarator ausgearbeitet. Dabei sind die wesentlichen Ziele dieses Projekts:

- 1) Demonstration der Wandstabilisierung der ( $m = 1$ ) Mode.
- 2) Untersuchung der Stabilität gegen höhere  $m$ -Moden in einem ausreichend stoßfreien Plasma.
- 3) Es soll die Möglichkeit bestehen, bei Erfolg das Experiment in den Millisekundenbereich auszudehnen, um u.a. Recycling-Prozesse untersuchen zu können.

Nach Beratungen in einem Gutachterausschuß und der Wissenschaftlichen Leitung wurde inzwischen die Genehmigung für Vorversuche für das Projekt HBS II erteilt.

Die gesetzten Ziele lassen sich in einer toroidalen Anordnung mit einem Torusdurchmesser von 16 m verwirklichen, in der das Plasma ausschließlich durch eine schnelle Kompression aufgeheizt wird. Die wichtigsten anderen Daten des Projekts sind:

$$\begin{aligned}T_i &= 0.5 - 1.0 \text{ keV} \\T_e &= 0.3 - 0.5 \text{ keV} \\n_e &= 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ \beta &= 0.7\end{aligned}$$

Spulenradius = 10 cm

Plasmaradius = 4 cm

Helixradius = 6 cm

$B_0 = 0,7 \text{ T}$

Schnelle Energie ( $\approx 0.5 \mu\text{s}$ ) = 0.5 MJ

Langsame Energie ( $\approx 10 \mu\text{s}$ ) = 2 MJ

#### 1.2.1 Herstellung eines helikal-verformten Gefäßes

(M.Kaufmann, J.Neuhauser, G.Schramm)

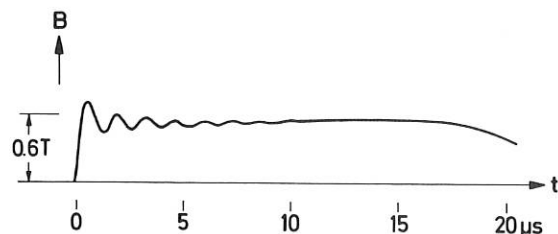
Für einen wandstabilisierten Stellarator ist es notwendig, das Vakuumgefäß den grossen helikalen Verformungen des Plasmas folgen zu lassen. Zur Vorbereitung für die Herstellung eines großen toroidal-helikalen verformten Quarzgefäßes für das HBS II-Projekt soll zunächst ein solches Gefäß für ISAR T 1 hergestellt werden. Erste Vorversuche waren erfolgreich, so daß bald mit der Herstellung eines solchen Gefäßes gerechnet werden kann. Es soll dann an ISAR T 1 zusammen mit einer geformten

Spule benutzt werden. Zusätzliches physikalisches Ziel dieses Experiments wird die Untersuchung von HBS-Gleichgewichten bei extrem helikalen Amplituden sein. In diesem Experiment soll der Radius der Helix mehr als dreimal so groß wie der Radius des Plasmas werden.

#### 1.2.2 Vorexperimente zur schnellen Magnetfeldbatterie

(J.Gruber, M.Münich, U.Seidel, G.Schramm)

Für das HBS II-Projekt ist es notwendig, eine Magnetfeldbatterie zu entwickeln, in der das Magnetfeld in  $0,5 \mu\text{s}$  ansteigt und anschließend für mindestens  $50 \mu\text{s}$  konstant bleibt. Erste Vorversuche haben gezeigt, daß durch eine schnelle Batterie mit einem Power-Crowbar dieses Problem mit vertretbarem Aufwand gelöst werden kann. In Abb.4 wird der Magnetfeldverlauf in einer Testanlage gezeigt. Die nächste Aufgabe wird es sein, in einem 1 m-Segment die Batterie-Komponenten endgültig zu entwickeln und zu testen.



**Abb.4:** Zeitlicher Magnetfeldverlauf in einer Testeinheit für das HBS II-Projekt.

#### 1.2.3 Vorversuche zur schnellen Kompression

Es ist möglich, die Batterie ISAR II ohne größere Umbauten zu einem Vorversuch zur Untersuchung der schnellen Kompression zu benutzen (s.Abschnitt 2). Dabei wird ein 1m Stück des HBS II Projektes für  $3 \mu\text{s}$  simuliert.

#### 1.2.4 Plasmasimulation der schnellen Kompression

(R.Chodura, W.Schneider)

Zur Erstellung des Projektvorschlags HBS wurden Simulationsrechnungen zur Heizung

der Ionen durch die schnelle Kompression durchgeführt. Dazu wurden 2 Modelle verwendet. In dem einen werden die Elektronen als Flüssigkeit mit endlichem elektrischen Widerstand behandelt und die Ionen durch Teilchen repräsentiert, die sich in den selbstkonsistenten elektromagnetischen Feldern bewegen. In dem anderen werden endlicher Widerstand und Elektronenheizung nicht berücksichtigt. Die stromführende Schicht entartet dann zu einer Sprungfläche des Magnetfeldes, d.h. zu einem magnetischen Kolben, an dem die auftreffenden Ionen spiegelnd reflektiert werden.

Das vereinfachte Modell (scharfe Oberfläche) wurde für die Untersuchung von Skalierungsgesetzen für die schnelle Kompression von hoch- $\beta$  Entladungen verwendet. Die gewonnenen Abhängigkeiten der Plasmaparameter von den Batteriedaten wurden zur Optimierung der Bauteile des HBS-Projekts herangezogen. Für die Beschreibung von Stromverläufen in komplexen elektrischen Netzwerken (Laufzeitkette - HBS) in konsistenter Wechselwirkung mit einem Plasma in der Spule, wurde dieses "free-particle-model" mit einem "Netz-Programm" der Abt. Technik (Preiss-Ludescher) verknüpft.

### 1.3 Betrachtungen zum HBS-Reaktor

(M.Kaufmann, W.Köppendorfer, W.Schneider)

Reaktoren mit Theta-Pinch-ähnlichen Plasmen, wie sie die HBS-Gleichgewichte darstellen, sind bisher vor allem in Los Alamos untersucht worden. Dieses Reaktorkonzept geht von einem gepulsten, hochdichten ( $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) und durch Stoßwellen und adiabatische Kompression aufgeheizten Plasma aus. Neben Vorteilen wie divertorfrees Funktionieren und erprobter Heizung sind deutliche Nachteile sichtbar. Stoßwellenheizung bei hohen Dichten stellt große Anforderungen an die Isolation, die sich im Reaktor nur schwer lösen lassen. Eine adiabatische Kompression führt schnell zu Kompressionsverhältnissen, bei denen keine Wandstabilisierung mehr zu erwarten ist.

Ein anderes auf der HBS-Konfiguration beruhendes Reaktorkonzept sieht stationären oder quasistationären Betrieb vor. Bei kleineren Dichten ( $n_e \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) wird hier das Plasma langsam mit einer relativ geringen Leistung zum Ignitionpunkt aufgeheizt.

Stoßwellenheizung ist in diesem Konzept nur notwendig, um anfänglich ein Hoch-Beta-Plasma von etwa 1 keV Temperatur herzustellen. Damit werden die Anforderungen an die Hochspannungs-Isolation im Gefäßbereich erheblich verringert (s. Abschnitt 4.5).

Als weitere Folge der geringeren Dichte wird das Magnetfeld bei den hohen angestrebten Beta-Werten auch im Reaktor nur in der Größenordnung von 3 T liegen. Trotz der größeren Dimensionen eines solchen schlanken HBS-Reaktors wären die Kosten eines durch Supraleiter erzeugten Magnetfeldes geringer als die eines vergleichbaren Tokamakreaktors.

In ersten Modellrechnungen wurde bereits der Aufheizvorgang eines HBS-Reaktors und eines möglichen Ignitionexperimentes studiert. Diese Arbeiten werden jedoch noch detailliert fortgesetzt.

### 1.4 Hoch-Beta Einfluß auf Stabilität eines diffusen helikalen $\ell = 1$ MHD Gleichgewichtes (F.Herrnegger, J.Nührenberg)

Die Stabilität /114/ eines geraden  $\ell = 1$  Hoch- $\beta$  Gleichgewichtes mit diffusum Druckprofil ist untersucht worden und zwar bezüglich des Mercier-Kriteriums <sup>1)</sup> (notwendige Bedingungen für Stabilität gegen lokalisierte Störungen), eines hinreichenden Kriteriums <sup>2)</sup> und der Shafranov-Bedingung <sup>3)</sup> für magnetischen Topf. Das untersuchte Gleichgewicht <sup>4)</sup> ist wie folgt charakterisiert:

$\beta$  auf der magnetischen Achse ist von der Ordnung eins; der longitudinale Strom durch jede magnetische Fläche verschwindet; der Entwicklungsparameter  $\epsilon$  ist  $\epsilon \sim b.c$  ( $b$  Wandradius,  $c$  Krümmung der magnetischen Achse). Das Gleichgewicht ist in nullter Ordnung ein gerader  $\theta$ -Pinch mit kreisförmigem Plasmaquerschnitt; in erster Ordnung ist eine  $\ell = 1$  Korrugation mit berücksichtigt worden. Folgende Ergebnisse sind u.a. wesentlich (s. Abb.5)

- a) das hinreichende Kriterium ist im Plasmabereich verletzt;
- b) das Mercier-Kriterium ist auf der magnetischen Achse verletzt.
- c) schon ein mittleres endliches  $\beta$  ( $\beta > 0.2$ ) bewirkt, daß ein magnetischer Topf im gesamten Plasmabereich für große Werte

1) Mercier, C., Nucl. Fus. 1, 47 (1960)

2) Lortz, D., E. Rebhan, G. Spies, Nucl. Fus. 11, 583 (1971)

3) Shafranov V.D., Plasma phys. 13, 439 (1971)

4) Herrnegger, F., J. Nührenberg, Proc. 2nd Top. Conf. Pulsed High-Beta Plasmas, Garching, IPP 1/127 (1972) (Ed. W. Lotz)

- von a  $k \leq 0.3$  (a Plasmaradius, k Periodizitätszahl) erzeugt wird.
- d) ein hoher  $\beta$ -Wert ( $\beta \leq 0.5$ ) reduziert sehr stark jenen Bereich um die magnetische Achse, wo das Mercier-Kriterium verletzt ist, und erzeugt weiters im Vakuumbereich zwischen Plasma und Wand einen magnetischen Topf für  $kB \leq 0.5$  und  $\kappa = b/a \leq 2.5$ . Der Mercier-instabile Bereich um die magnetische Achse (s. Abb.5) wird sehr klein, sobald der Druckabfall in der Umgebung der magnetischen Achse groß genug ist.

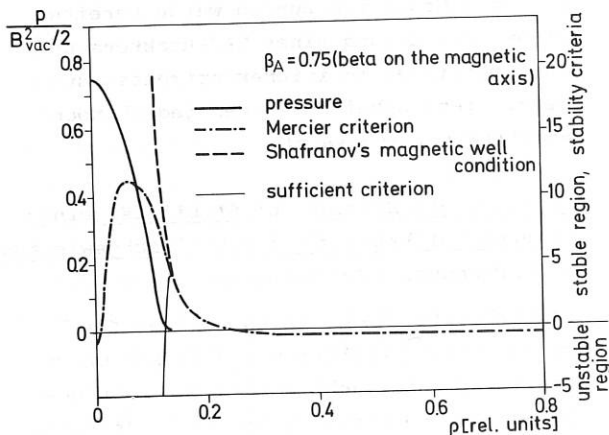


Abb.5: Das Mercier-Kriterium, das hinreichende Kriterium und die Shafranov-Bedingung für magnetischen Topf als Funktionen des Abstandes von der magnetischen Achse ( $\rho$ ) bezogen auf den mittleren Plasmaradius.

## 2. LINEARER THETA-PINCH ISAR II

(W.Engelhardt, W.Köppendörfer, M.Münich, J.Sommer)

Die Arbeit der Gruppe ISAR II hatte im Jahre 1973 im wesentlichen zwei Ziele:

### 2.1 Plasmaspektroskopie

Angeregt durch die Meßergebnisse an ISAR II, war bereits Ende 1972 zusammen mit D.Düchs (Theorie) ein Rechenprogramm zur Berechnung der Strahlungsverluste durch Linienstrahlung bei instationären Plasmen erstellt worden. Die Ergebnisse dieser Rechnungen

für Sauerstoffverunreinigungen konnten durch bestimmte Normierung für Dichten von  $n_e \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  so dargestellt werden, daß die Strahlungsverlustleistung für praktisch jedes magnetisch eingeschlossene Plasma angegeben werden kann, sofern Elektronendichte, Elektronentemperatur und der Verunreinigungsgrad bekannt sind <sup>1)</sup>.

Zur Interpretation der gemessenen Intensitäten der Resonanz- und Interkombinationslinien von NVI, OVII, FV VIII, und NeIX wurden die Elektronendichte und Elektronentemperatur durch Laserlichtstreuung noch einmal genauer bestimmt. Diese Messungen erwiesen sich wegen umfangreicher Fehleruntersuchungen als zeitraubend. Sie waren nötig, da diese Ergebnisse bis zu einem Faktor zwei von denen früherer Messungen abwichen. Auch die nun zuverlässiger bestimmten Dichten und Temperaturen erlauben noch keine befriedigende Beschreibung der Anregungsverhältnisse in heliumähnlichen Ionen, da die experimentellen Ergebnisse die theoretischen Vorstellungen nicht stützen.

Die Laserlichtstreuung wurde auch zur Messung von Dichte und Temperatur in der Vor-entladung verwendet. Hier ergab sich bei allen Fülldrücken (11, 17, 40 und 72 mtorr) eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen aus anderen Messungen und mit bestimmten Modellvorstellungen.

### 2.2 Nebenexperiment zum Hoch-Beta-Stellarator

Es ist vorgesehen, an ISAR II ein Stoßwellenexperiment mit niedrigem Kompressionsverhältnis  $\kappa \sim 2.5$  durchzuführen. Ursprünglich sollte dafür eine Spule von 3 m Länge und 20 cm Durchmesser verwendet werden, um die Möglichkeit zu haben, später auch helikale Verformungen in drei Perioden zu überlagern. Der gewünschte, etwa trapezförmige Magnetfeldimpuls, sollte durch eine der Last parallel geschaltete Eisendrossel, die rechtzeitig gesättigt wird, erzeugt werden. Eine Zeit und Kostenschätzung, die nach Berechnung und Konstruktion der Drossel möglich war, ergab jedoch, daß diese Lösung entschieden zu langwierig und kostspielig wäre.

Da die Forderungen des HBS-Gutachterausschusses auch mit einer 1 m langen Spule

<sup>1)</sup> D.Düchs, W.Engelhardt, W.Köppendörfer, Nucl.Fusion, Frühjahr 1974

geprüft werden können, wurde untersucht, ob durch geeignete Schaltung und "Triming" einzelner Sektoren ein brauchbarer Magnetfeldimpuls erzeugt werden kann. In Abb.6 ist das Ergebnis dieser Bemühung für die zige Last (Spule mit  $\ell = 1 \text{ m}$ ,  $d = 10 \text{ cm}$ ) gezeigt.

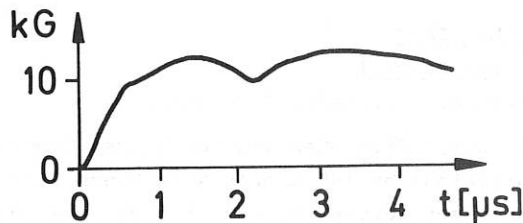


Abb.6:  $B(t)$  für die Spule mit  $\ell = 1 \text{ m}$ ,  $d = 10 \text{ cm}$ .

Um die für HBS geforderten Plasmadaten zu erreichen, muß bei der Spule mit 20 cm Durchmesser und mit Füllichten um 2 mtorr Deuterium gearbeitet werden. Die Vorionisierung bereitet erfahrungsgemäß bei so niedrigen Drucken große Schwierigkeiten.

Untersuchungen in einem Versuchsaufbau haben zu einem empirischen Verfahren geführt, das die Zündung einer Entladung bis herunter zu 1.5 mtorr für die gegebenen Dimensionen erlaubt. Dabei wird das Entladegefäß zunächst mit 15 mtorr Deuterium gefüllt und anschließend mit einer Zeitkonstante von 0.2 sec. über eine Drosselstelle abgepumpt. Ein Marxgenerator zur z-Pinch Vorionisation wird dann im Zeitpunkt des gewünschten Druckes getriggert. Messungen der Elektrodendichte stimmten im wesentlichen mit den Fülldrucken überein. Erste Theta-Pinch Entladungen, noch mit alter Spule, wurden nach diesem Verfahren mit dem Impuls der Abb.6 bei wenigen Millitorr Fülldruck bereits durchgeführt und Dichte und Temperatur

zunächst bei höheren Drucken gemessen. Im Februar 1974 erfolgt der Umbau auf die größere Spule.

### 3. DYNAMISCHE STABILISIERUNG UND DYNAMISCHES GLEICHGEWICHT (ISAR III)

(G.Becker, O.Gruber, H.Herold)

#### 3.1 Dynamische Stabilisierung mit $\tilde{B}_z$ in Resonanz mit der $m = 0$ Kompressions-schwingung

Die Untersuchungen zur dynamischen Stabilisierung der helikalen  $m = 1$  Instabilität am linearen Screw-Pinch ISAR III wurden im Berichtsjahr abgeschlossen. Frühere Experimente haben gezeigt (s. Jahresbericht 1971, 1972), daß die Stabilisierung mit hochfrequenten axialen Magnetfeldern  $\tilde{B}_z$  am günstigsten war. Um Stabilität zu erreichen muß der relative Plasmahub  $\delta$  die folgenden Bedingung erfüllen

$$\delta = \frac{\tilde{r}_p}{r_p} \geq 2 \frac{\omega_i}{\omega_s} \quad (1)$$

( $\omega_i$  Anwachsrate der Instabilität,  $\omega_s$  Stabilisierungsfrequenz,  $\omega_s \gg \omega_i$ ). Dieser Plasmahub kann bei kleinerem Feldhub

$\varepsilon = \tilde{B}_z/B_z$  erreicht werden, wenn in Resonanz mit den  $m = 0$ ,  $k = 0$  Eigenschwingungen des Plasma ( $\omega_k$ ) gearbeitet wird.

Deshalb wurden Resonanzexperimente mit  $\omega_s = \omega_k$  zwischen  $10^7$  und  $2.4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  und  $\varepsilon < 0,1$  durchgeführt

( $\omega_k = B_z/\sqrt{\rho \ell}$ ;  $\rho$  Linienmasse). Dabei wurde für die Schwingungsamplitude  $\delta$  gefunden

$$\delta = \alpha \cdot \varepsilon \quad (2)$$

mit  $\alpha = 2$  bis 3. Die numerische Lösung der  $m = 0$  Bewegungsgleichung mit  $\tilde{B}_z$  unter Berücksichtigung der induktiven Koppelung des Plasmas an den Außenkreis zeigte, daß  $\alpha$  von  $\varepsilon, \lambda$  und  $\omega_s/\omega_k$  abhängt ( $\lambda$  Dämpfungskoeffizient der  $m = 0$  Schwingung). So ist z.B.  $\delta = \varepsilon$  bei  $\omega_s = \omega_k/5$  und  $\delta = \omega_k \cdot \varepsilon / 8\lambda$  bei  $\omega_s = \omega_k$ . Diese berechneten Ergebnisse stimmen gut mit den gemessenen überein. Darüberhinaus zeigten Rechnung und Experiment, daß für die experimentellen  $\lambda$  und  $\varepsilon$ -Werte keine parametrischen Resonanzen auftreten können. Es wurde experimentell gefunden, daß die obige Stabilisierungsbedingung für alle Frequenzen,  $\omega_s \leq \omega_k$  gültig ist. Daher können im Resonanzfall die für die Stabilisierung notwendigen  $\varepsilon$ -Werte um den Faktor  $\alpha$  kleiner sein als für  $\omega_s \ll \omega_k$ .

Aus der Dämpfung des HF Kreises mit und ohne Plasma kann die Verlustleistung  $\tilde{p}$  im Plasma berechnet werden.  $\tilde{p}$  ist gleich der zeitlich gemittelten Verlustleistung des oszillierenden Plasmazylinders

$$\tilde{p} = \xi \cdot \lambda \omega_s^2 r_s^2 \quad (3)$$

### 3.2 Plasmaheizung und dynamische Stabilisierung

Aus den Ergebnissen der Arbeiten zur dynamischen Stabilisierung können für die  $\tilde{B}_z$ -Methode folgende Schlüsse gezogen werden. Für Anwachsraten  $\omega_i > 10^4 \text{ s}^{-1}$  sind die Verluste durch Dämpfung der  $m = 0$  Schwingungen groß verglichen mit den Verlusten im elektrischen Außenkreis. Die HF Verluste werden also nur schwach durch die Güte des HF Kreises bestimmt und für die gesamte Verlustleistung ergibt sich aus (1) und (3)

$$\tilde{p} = 4 \cdot \xi \cdot \lambda r_p^2 \omega_i^2 \quad (4)$$

$\tilde{p}$  hängt also bei gegebener Dämpfungskonstante nur von  $\omega_i$  ab und die Stabilisierungsfrequenz kann hinsichtlich der Verluste im Plasma frei gewählt werden, wenn nur  $\omega_s \gg \omega_i$  ist. Bezüglich der Investitionskosten und der Verluste im Außenkreis sollte bei möglichst geringer Blindleistung ( $\sim \xi^2 \omega_s$ ) gearbeitet werden. Aus (1) und (2) sieht man, daß die Forderung durch Arbeiten in Resonanz mit der Eigenschwingung ( $\alpha > 1$ ) erfüllt wird.

$$\xi^2 \omega_s \geq \frac{4 \omega_i^2}{\omega_s \alpha^2}$$

Dies kann auch helfen, ein Durchzünden an der Gefäßwand zu vermeiden (s. Jahresbericht 1971).

Da die gemessenen Verluste im Plasma relativ hoch sind und das dichte Plasma entsprechend aufgeheizt wird (Heizung mit magnetoakustischen Wellen), kann die  $\tilde{B}_z$ -Methode gleichzeitig als eine sehr effektive Heiz- und Stabilisierungsmethode dienen. Diese Heizmethode ist besonders interessant, wenn die üblichen Heizmethoden unzureichend sind.

Aus  $\tilde{p}$  erhält man folgende Ver-e-fachungszeit für die Plasmaenergie für konstante  $\beta$ ,  $\lambda$  und  $\omega_k$ -Werte

$$\tau = \frac{\beta}{8} \cdot \frac{\omega_k^2}{\omega_s^2} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\alpha^2 \cdot \xi^2}$$

So ergibt sich z.B. für Plasmen mit

$\omega_s = \omega_k = 2.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ,  
 $\beta = 0,2$ ;  $\lambda = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  (am stoßfreien Theta-Pinch-Experimenten) und  $\xi = 0,01$  eine Ver-e-fachungszeit von 50  $\mu\text{s}$ . Eine genauere Skalierung dieser Heizung mit der Temperatur ist zur Zeit nicht möglich, da der  $m = 0$  Dämpfungsmechanismus nicht bekannt ist.

Die Arbeiten zur dynamischen Stabilisierung wurden im Berichtsjahr abgeschlossen. An der Anlage wurde ein toroidales Belt-Pinch-Experiment aufgebaut (s. Abschn. 4.3).

## 4. BELT PINCH

### 4.1 Belt Pinch I

(H.Krause, R.Wilhelm, H.Zwicker)

Durch Laser-Streu-Messung konnte der Temperaturverlauf am 140 kJoule Belt-Pinch ISAR IV gemessen werden. Es zeigte sich, daß bei einem natürlichen Verunreinigungsgrad des Plasmas von 1.5% Sauerstoff Anfangstemperaturen von 20 eV erreicht wurden, die in 10 - 15  $\mu\text{s}$  auf wenige eV abkühlten (Abb.7).

Die Abkühlung kann quantitativ erklärt werden durch Linienstrahlung der Sauerstoffverunreinigungen /164, 79/ Durch Senkung des Vereinerungsgrades ließen sich Anfangstemperaturen von ca. 50 eV bei Abkühlungszeiten von 30 - 40  $\mu\text{s}$  erzielen.

Feldmessungen zeigten, daß am Belt-Pinch I das toroidale Magnetfeld schnell in das Plasma eindiffundiert. Danach ist der Einschluß tokamakartig, d.h. das Plasma wird nur durch die poloidale Feldkomponente eingeschlossen. Dieser Zustand, der bis zur Ausdämpfung des Plasmastromes nach 100 - 150  $\mu\text{s}$  stationär ist, wird gekennzeichnet durch  $\beta$ -Werte von einigen Prozent bei Stromdichten von mehreren hundert  $\text{A/cm}^2$ . Diese Werte liegen deutlich über denen von Tokamaks mit kreisförmigem Plasmaquerschnitt. Weiter zeigten die Feldmessungen, daß Belt-Pinch-Gleichgewichte nur erzielt werden konnten, wenn das radiale Kompressionsverhältnis  $\leq 2$  ist (Abb.8).

Es wurden zahlreiche Versuche unternommen, die Exzentrizität des Plasmaquerschnittes im Gleichgewicht zu vergrößern. Durch Ströme oberhalb und unterhalb der Torusseule,



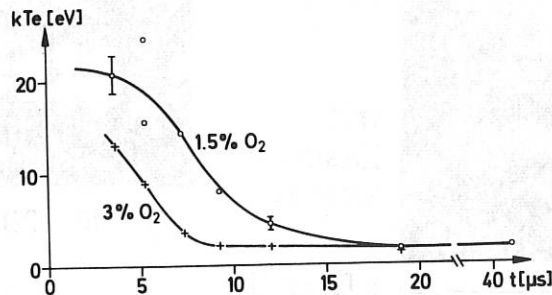


Abb. 7: Zeitlicher Temperaturverlauf des Belt-Pinch-Plasmas.

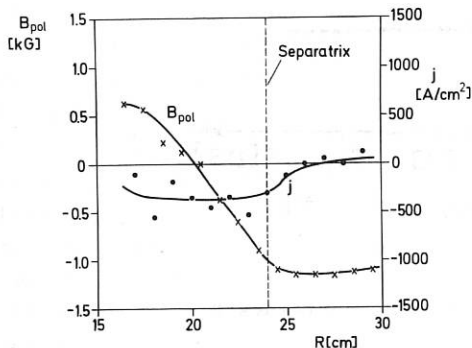


Abb. 8: Radialer Verlauf des poloidalen Magnetfeldes, sowie der toroidalen Stromdichte zum Zeitpunkt  $t = 30 \mu s$ .

die parallel zum Plasmaström fließen, gelang es, die axiale Kontraktion des Plasmas erheblich zu verlangsamen (Abb. 9). Durch Vergrößerung solcher Ströme konnte schließlich eine axiale Kontraktion vollständig vermieden werden, jedoch ergeben sich für diesen Fall wahrscheinlich keine geschlossenen Feldlinien mehr.

Für eine effektive Ohmsche Heizung und für großen  $\beta$ -Wert bei einem tokamakartigen

Einschluß sind möglichst große Plasmaströme, d.h. kleine  $q$ -Werte wünschenswert. Experimentell zeigt sich, daß bei einer Steigerung des Plasmaströmes zunächst eine  $m = 1$ -Instabilität auftritt. Diese  $m = 1$ -Deformation wurde deshalb künstlich am Plasma erzeugt und bei allmählicher Steigerung des Plasmaströmes den Übergang von der Stabilität anzeigenden Oszillation (Abb. 10) dieser Störung zum instabilen Anwachsen beobachtet. Bei einem Achsenverhältnis des Plasmaquerschnittes  $b/a \approx 5$  und  $q \approx 3$  zeigte sich noch Stabilität. Es konnte so positive Stabilität (bezüglich  $m = 1$ -Moden) in einem Bereich nachgewiesen werden, in dem neuere Rechnungen <sup>1) 2)</sup>/213/ allgemein Instabilität vorhersagen.

#### 4.2 Belt-Pinch II

(O.Gruber, J.M.Peiry, R.Wilhelm, H.Zwicker, H.Herold)

Der Aufbau der Kondensatorbatterien und des Spulensystems wurde in Zusammenarbeit mit der Abteilung Technik Mitte des Jahres planmäßig vollendet. Die ersten Testentladungen wurden ohne Entladungsgefäß im Juli ausgeführt. Dabei wurden Haupt- und Vorionisierungsbatterie mit den Nennspannungen betrieben. Die im Jahresbericht 1972 angegebenen Daten wurden erreicht. Abb. 11 zeigt den zeitlichen Verlauf des

1) J.P.Freidberg, J.A.Haas, Los Alamos Rep. LA-UR-73-817

2) B.M.Marder, Los Alamos Rep. LA-UR-73-970

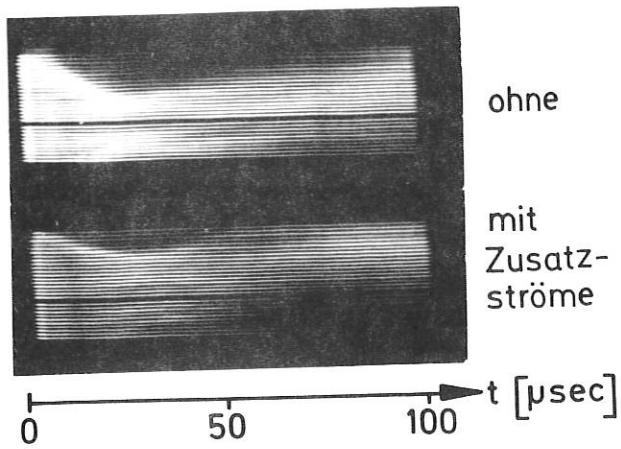


Abb.9: Side-on Schmierbilder zeigen die Verlangsamung der axialen Kontraktion durch Zusatzströme.

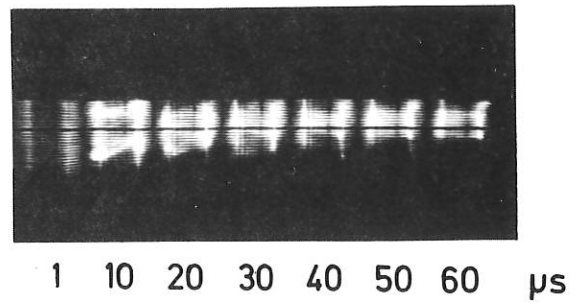


Abb.10: Side-on Framing-Bilder. Oszillationen einer künstlich erzeugten  $m = 1$ -Störung und ihre Ausdämpfung (positive Stabilität).

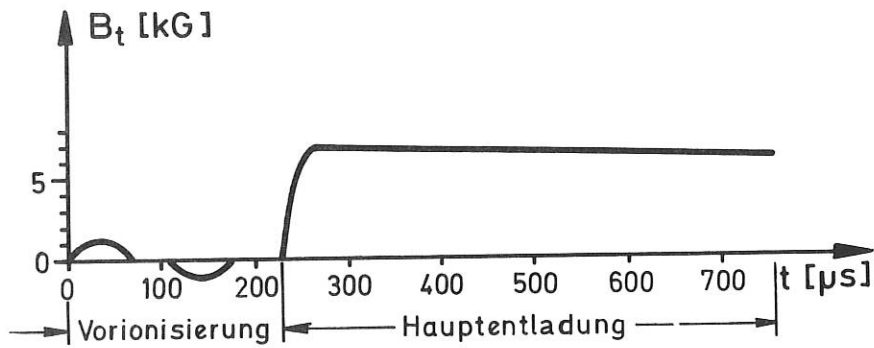


Abb.11: Zeitlicher Verlauf des toroidalen Magnetfeldes  $B_t$

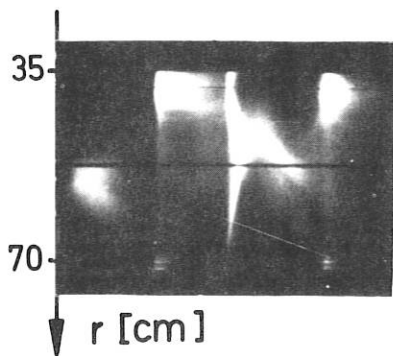
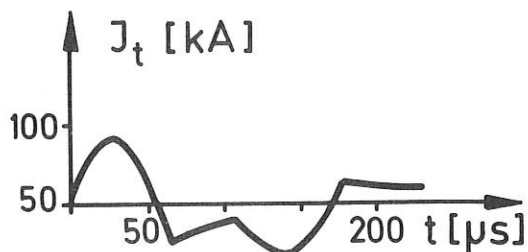


Abb.12: End-on Schmieraufnahme und toroidaler Plasmastrom des Vorionisierungsplasmas am Belt-Pinch II.



toroidalen Magnetfeldes  $B_t$ . Im Zeitraum Juli-Dezember wurden die Einrichtungen für das Vakuum und die HF-Zündentladung aufgebaut. Diese Vorstufe zur eigentlichen Vorionisierung erzeugt am Entladungsgefäß ein hochfrequentes elektrisches Feld (5 MHz) mit Spannungen bis zu 30 kV (Dauer 10 - 50  $\mu$ s). Ebenfalls in diesem Zeitraum erfolgte die Endverklebung und die Vakuumtests des Entladungsgefäßes. Dessen Außenzylinder besteht aus 2 übereinandergesetzten Polygongefäßen, die aus 32 125 cm langen, 3 cm dicken Glasplatten zusammengesetzt wurden. Der Innenzylinder hat eine Wandstärke von 1 cm und die Deckel bestehen aus 5,5 cm dicken mehrschichtigen Glasplatten. Nach dem Einbringen des Entladungsgefäßes in die Spule konnte Ende des Jahres mit den Vorionisierungsuntersuchungen begonnen werden. Die gesamte Aufbauzeit des 760 kJ-Experiments betrug 18 Monate. Die Kosten beliefen sich auf 1,55 Mio DM, einschließlich 0,72 Mio DM Arbeitslohn.

Das Vorionisierungsplasma wurde bei Fülldrücken zwischen 0,5 und 5 mTorr  $D_2$  untersucht. Abb.12 zeigt das erzeugte Plasma (5 mTorr  $D_2$ ) in einer Schmieraufnahme durch einen Spalt der Deckelfläche (Beobachtungsrichtung senkrecht zur Torusebene) und den toroidalen Plasmastrom  $J_t$ . Dieser heizt zusammen mit dem diamagnetischen Plasmastrom das Plasma auf. Bereits nach der 1. Stromhalbwellen werden 2,4 kJ an das Plasma abgegeben. Aus dieser Energie und der Frequenz der Kompressionsschwingungen in der 3. und 4. Halbwellen ergibt sich ein Ionisierungsgrad  $\alpha$  von 25 %. Bei kleineren Fülldrücken liegt  $\alpha$  bei 50 %. Diese Abschätzungen wurden durch Messung der Elektronendichte mit IR-Interferometrie bestätigt.

In der nächsten Stufe der Experimente wird es darauf ankommen, das Belt-Pinch-Plasma ins radiale und axiale Gleichgewicht zu bringen. Das radiale Gleichgewicht kann durch geeignete Feldprogrammierung des poloidalen Magnetfeldes eingestellt werden. Um die axiale Kontraktion zu vermeiden, kann die adiabatische Kompression des Plasmas verringert oder ganz vermieden werden, indem die Hauptbatterie vor Erreichen des Maximalstroms kurzgeschlossen wird. Die weitere Beobachtung wird dann Ergebnisse

über die Stabilität des Belt-Pinches mit einem stoßbehafteten Plasma geben.

Die Diagnostik für diese Untersuchungen wurde im Berichtsjahr vorbereitet und teilweise erprobt. Dazu gehören neben elektrischen Messungen optische Beobachtungen, Sondenmessungen, Ashby-Interferometrie bei 1,1 und 3,4  $\mu$ m, holographische Interferometrie und  $90^\circ$ -Laserstreuung.

Für die zweite Experimentierstufe (Belt-Pinch IIb), in der die Stoßspannung auf 160 kV erhöht wird, wurden die Vorbereitungen begonnen. Die Wickelmaschine für die Herstellung der Drossel aus Trafobandeisen (zum Einkoppeln des Hochspannungsimpulses) wurde fertiggestellt. Ebenso wurde der Prototyp für die 8 Marxkreise aufgebaut.

#### 4.3 Belt-Pinch mit überwiegend poloidalem Magnetfeld

(A.Eberhagen, W.Grossmann, H.Herold)

In früheren Theta-Pinch-Experimenten mit antiparallel überlagerten Magnetfeldern hatten Plasmen mit extrem nichtkreisförmigem Querschnitt ein überraschend gutes Stabilitätsverhalten gezeigt, das nur durch eine einsetzende Plasmarotation beeinträchtigt wurde<sup>1)</sup>. Nach Abschluß der Arbeiten zur dynamischen Stabilisierung und einem Umbau der Anlage wurden deshalb im Herbst des Berichtsjahres an ISAR III Belt-Pinch-Experimente aufgenommen, bei denen der Plasmaeinschluß durch ein rein poloidales Magnetfeld erfolgt. Das wurde erreicht durch die Verwendung von 2 koaxial angeordneten und elektrisch parallel geschalteten Spulen, zwischen denen ein durch poloidale Felder eingeschlossener Plasma-hohlzylinder erzeugt wird.

Die Abmessungen der Spulen sind: Spulenzradien  $R_a = 21$  cm,  $R_i = 8,5$  cm, Spulenlänge  $L = 75$  cm. Sie wurden so gewählt, um große Schichtdicken (langsameres Anwachsen der gefährlichen Tearing-Moden) und großes Plasma-Trägheitsmoment (Verminderung der Plasmarotation) zu erhalten. Erste, vorläufige Stabilitätsanalysen zeigen, daß hohe Exzentrizität, insbesondere aber eingefangenes toroidales Magnetfeld das MHD-Stabilitätsverhalten begünstigt. Im Experiment wurde deshalb zusätzlich die

<sup>1)</sup> A.Eberhagen, W.Grossmann, Z.Physik 248, 130 (1971)

Möglichkeit zur Überlagerung von toroidalem Feld vorgesehen.

Die ersten noch vorläufigen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: In der Hauptentladung kann ein gut definierter Plasmahohlzylinder erzeugt und im Gleichgewicht gehalten werden. Dabei liegen bei 40 mTorr Fülldruck etwa folgende Plasmaparameter vor:  
 $n_{\max} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $(T_e + T_i) \approx 30 - 60 \text{ eV}$  ;  
Kompressionsverhältnis 4 - 8. Bei vorläufig optimalen Entladungsverhältnissen beträgt die Plasmalebensdauer 15 - 20  $\mu\text{sec}$ . Nach dieser Zeit werden bevorzugt an den Enden des Plasmahohlzylinders rasch anwachsende ( $\tau < 1 \text{ } \mu\text{sec}$ .) lokalisierte Instabilitäten beobachtet. Ihr Auftreten hängt u.a. kritisch von den Eigenschaften der Vorionisierungsentladung ab, die durch intermittierende Stromimpulse wechselnder Polarität über das Spulensystem bewirkt wird. Es hat sich bisher als schwierig herausgestellt, die widerstrebenden Forderungen nach Reinheit, hohem Ionisierungsgrad und vor allem Homogenität des Vorionisierungsplasmas gleichzeitig befriedigend zu erfüllen. Es wird deshalb zunächst in diesem Sinne eine Optimierung der jeweiligen Vorentladung im Hinblick auf die nachfolgende Hauptentladung angestrebt, bevor die beabsichtigten Stabilitätsuntersuchungen an den Belt-Pinch Plasmen beginnen können.

#### 4.4 MHD-Gleichgewichte und axiale Kontraktion des Belt-Pinches

(G.Becker)

Es wurden MHD-Gleichgewichte von Plasmen mit nicht-kreisförmigem Querschnitt (a große, b kleine Halbachse) mittels konformer Abbildungen analytisch untersucht (scharfes Profil, Oberflächenstrom). Plasmaoberfläche und Wand sind Flußflächen. Bei parallelen Wänden werden bereits bei  $a/b > 2$  Gleichgewichte mit einer Plasmadicke (2b) gleich dem halben Wandabstand gefunden, d.h. senkrecht zu den Wänden sind selbst bei Oberflächenströmen keine Kompressionsverhältnisse über 2 möglich. Mit wachsendem  $a/b$  wird die Gleichgewichtform übereinstimmend mit dem Experiment einem Rechteck mit halb-kreisförmigen Enden immer ähnlicher. Die

Separatrix rückt dabei nicht näher an das Plasma heran (wird veröffentlicht).

Die axiale (parallel zur Symmetrieachse) Kontraktion des Belt-Pinches nach der Kompressionsheizung wurde durch eine  $\delta W$ -Analyse in der Umgebung des Gleichgewichts untersucht (Oberflächenstrom und konstante Querschnittsfläche des Plasmas wegen des konstanten einschließenden Magnetfeldes). Es zeigte sich sowohl für racetrack-förmige als auch für elliptische Plasmaquerschnitte, daß die Kontraktionen auf einer Abnahme der Oberflächenenergie des Plasmas ( $\delta W_s$ ) bei der Einstellung ins Gleichgewicht beruht. Die axialen Schwingungen erfolgen mit der Frequenz  $\omega \approx 0.7 \frac{B_p}{\sqrt{\rho_e}}$ , wo  $B_p$  das poloidale Feld an der Plasmaoberfläche und  $\rho_e$  die Linienmasse darstellen (wird veröffentlicht).

Im Zuge von Untersuchungen der Belt-Pinch-Stabilität wurden Dispersionskurven und Anwachsraten für eine globale Mode berechnet, die der  $m = 1$  Instabilität des Screw-Pinches analog ist. Ferner wurde der Energieaustausch zwischen Plasma und Neutralgas im impermeablen Bereich (hohe Plasmadichten) untersucht.

Für einen toroidalen Fusionsreaktor mit stark elongiertem Querschnitt wurde die Neutronenflußverteilung auf den Wänden in Abhängigkeit von Plasma- und Wandgeometrie berechnet.

#### 4.5 Metallgefäße für Hoch- $\beta$ -Experimente

(A.Eberhagen, H.Herold)

An der 15-kJoule Theta-Pinch-Anlage wurden Untersuchungen aufgenommen über die Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen in schnellen magnetischen Kompressionsexperimenten. Dazu wurden an der Innenoberfläche eines Quarzgefäßes, das noch die Funktion der Vakuumkammer hatte, Metallstege angebracht (s. Abb.13), deren Anzahl (2-22), Stärke (0,15 - 0,5 cm), Material (Al, Messing, V2a-Stahl) und Abstand ( $\Delta_{\text{gap}}$ : 0,15 - 0,85 cm) im Laufe der Versuche variiert wurde. Der Spulendurchmesser betrug 10,5 cm, die maximale Spulenumfangsspannung war 19 kV.

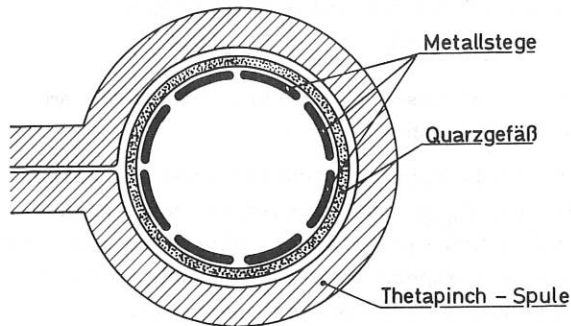


Abb.13: Querschnitt durch Spule und Entladungsgefäß am 15 kJ-Theta-Pinch.

Im Experiment wurde bei verschiedenen Deuterium-Fülldrücken nach einer HF- und einer Theta-Vorionisierung - bzw. nach einer z-Pinch-Vorionisierung - die durch die Theta-Pinch Entladung in den Stegspalten induzierte Spannungsdifferenz so lange variiert, bis Bogenüberschläge gerade nicht mehr auftraten. Diese kritische Spannung  $U_{\text{gap}}^{\text{crit}}$  konnte mittels verschiedener Diagnostik-Methoden (side-on und end-on framing und Schmierbilder, Beobachtung von Metalllinien, diamagnetische Signale, etc) sicher festgelegt werden.

Qualitativ zeigte es sich, daß es zur Erzielung möglichst hoher Werte von  $U_{\text{gap}}^{\text{crit}}$  von ausschlaggebender Bedeutung ist, das Vorionisierungsplasma zu Beginn der Hauptentladung von den Stegspalten fern zu halten. Praktisch bedeutet das eine besondere Führung der Vorentladungen, wie etwa eine Beschränkung der Halbwellenzahl im Falle der Theta-Vorionisierung. Sehr wirkungsvoll ist auch eine schwache Vorkompression des Plasmas vor der Hauptentladung. Typische Werte von  $E_{\text{gap}}^{\text{crit}} = U_{\text{gap}}^{\text{crit}} / \Delta_{\text{gap}}$  lagen bei 3 kV/cm bei Metallbedeckungen der Wand bis zu 95 %.

Quantitativ wurde bisher die Verwendbarkeit geschlitzter Metallwände im oben genannten Parameterbereich bei Fülldrücken  $P_0$  zwischen 5 und 50 mTorr untersucht. Alle Meßergebnisse lassen sich innerhalb einer Fehlerbreite von etwa 20 % durch die empirische

Formel:

$$E_{\text{gap}}^{\text{crit}} \times (P_0 \cdot \Delta_{\text{gap}})^{\alpha} = K = \text{const}$$

zusammenfassen. Dabei hängt der Exponent selbst noch schwach von  $(P_0 \cdot \Delta_{\text{gap}})$  ab: Er nimmt im oberen untersuchten Druckbereich ( $P_0 \geq 15$  mTorr) den Wert  $\alpha = 1/2$  an, darunter steigt er an. Die Größe der Konstanten K variiert mit dem Material und der Stegdicke (Krümmungsradius der Metalloberfläche im Schlitzbereich!); bei geschlitzten Metallgefäßen aus Messing oder V2a-Stahl liegt z.B.  $E_{\text{gap}}^{\text{crit}}$  fast um 50 % höher als bei Aluminium. Eine befriedigende Erklärung für die sich als "best-Fit" aus den Untersuchungen ergebende Skalierung von  $E_{\text{gap}}^{\text{crit}}$  konnte bisher noch nicht gegeben werden.

Die Plasmakompression entwickelte sich für  $E_{\text{gap}} < E_{\text{gap}}^{\text{crit}}$  unbehindert und in der gleichen Weise wie in einem Quarzgefäß, solange  $P_0 \geq 15$  mTorr und die Anzahl der Schlitze auf dem Gefäßumfang  $N > 7$  (d.h.: Stegbreite  $<$  Gefäßradius) war. Bei geringeren Werten von Schlitzzahl und Fülldruck deuteten die end-on framing-Aufnahmen nach Beendigung des Kompressionsvorganges die Ausbildung einer enge Plasmabrücke zwischen der Plasmasäule und jeder Stegmitte an. Die Ursache dieses Effektes ist noch nicht bekannt. Auch ist noch zu klären, welchen Einfluß Isolatoren im Schlitzbereich (Gefahr von Gleitentladungen!) auf die Werte von  $E_{\text{gap}}^{\text{crit}}$  haben, bevor auf Grund der gewonnenen Erfahrungen das Modell eines vollständigen geschlitzten Metallgefäßes konstruiert werden kann.

#### 4.6 Modelluntersuchung zum axialen Gleichgewicht für Belt-Pinch II

( R.Grönberg)

Um die für das 1 MJ-Experiment berechnete Spulenkonfiguration zunächst zu testen, wurde ein entsprechendes Modell des Spulensystems im Maßstab 1 : 3,7 gebaut. Das Plasma wurde durch einen Kupferhohlzylinder von selber Spulenhöhe simuliert.

Die Spulenströme wurden stationär mit Hilfe eines Generators (300 A bei 635 kHz) erzeugt. Feldverteilungen und Ströme wurden mit den üblichen Methoden (Induktionssonden, Rogowsky-Gürtel) gemessen. Nach Auswertung durch ein geeignetes Programm ergab sich

der Magnetfelddruck entlang der simulierten Plasmaoberfläche. Auf diese Weise wurde der Einfluß sowohl von Kurzschlußringen als auch von aktiv gespeisten Ringen an den Enden des Spulensystems auf das axiale und toroidale Gleichgewicht untersucht. Es zeigte sich u.a., daß auch bei hoher Plasma-Elongation ein axiales Gleichgewicht durch aktiv erzeugte Ringströme an den Spulenden erzwungen werden kann.

#### 5. STOSSWELLENHEIZUNG DÜNNER PLASMEN

(M. Keilhacker, M. Kornherr, F. Lindenberger, H. Niedermeyer, F. Söldner, K.H. Steuer)

Die am 500 kV-Theta-Pinch durchgeführte Untersuchung der Stoßwellenheizung dünner Plasmen zu thermonuklearen Temperaturen wurde im Berichtsjahr erfolgreich abgeschlossen. Infolge der kurzen Einschlußzeiten an diesem linearen Experiment ( $\ell = 100$  cm,  $\varnothing = 43$  cm) blieben einige Fragen offen, zu deren Klärung die Untersuchungen an einem Experiment mit toroidalem Gefäß fortgesetzt werden sollen.

##### 5.1 500 kV-Theta-Pinch

Die schnelle Stoßwellenkompression wurde in zwei Dichtebereichen untersucht, für die sich wesentlich unterschiedliche Bilder ergaben. Während bei Anfangsdichten von  $n_0 \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (Strahlungsvorionisierung) der Kompressionsvorgang gut mit dem Schneepflugmodell beschrieben werden kann, gilt für Dichten von  $n_0 \geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (z-Pinch Vorionisierung) das free-particle-Modell.

##### 5.1.1 Schichtdicken bei der Kompression sehr dünner Plasmen

Bei der Kompression sehr dünner Plasmen wird das Plasma in der stromführenden Schicht aufgesammelt, deren Dicke  $\Delta$  infolge der Diffusion zeitlich zunimmt. Plasma und Magnetfeld erreichen gemeinsam die Achse (Einzelheit s. Jahresbericht 1972).

Aus der gemessenen Schichtdicke und Elektronentemperatur folgt das Vorhandensein eines anomalen Widerstandes, charakterisiert durch die "effektive Stoßfrequenz"

$$\nu_{\text{eff}} \approx \omega_{\text{pi}} \gg \nu_{\text{klassisch}}$$

Umfangreiche Meßserien mit einer schnellen

Magnetfeldsonde ergaben für die räumliche Schichtdicke folgenden Zusammenhang:

$$\Delta \sim n_0^{-0.5} \cdot m_i^{-0.5} \cdot E_\theta^{0.4} \cdot t$$

( $m_i$  Ionenmasse,  $E_\theta$  elektr. Feldstärke am Gefäßinnenrand).

In Abb.14 sind die Schichtdicken am halben Radius,  $\Delta_{R/2}$ , in Abhängigkeit von Anfangsdichte und elektrischer Feldstärke aufgetragen. Die experimentell untersuchten Bereiche werden durch Balken angegeben.

Die der Schichtdicke von 10 cm (= R/2) entsprechende Anfangsdichte definieren wir als "kritische Dichte", unterhalb deren die Stoßwellenheizung immer ineffektiver wird (Bereich II). Experimentelle Ergebnisse und numerische Simulationsrechnungen weisen darauf hin, daß die Schicht um bis zu einem Wert

$$\Delta_{\text{stat}} = \frac{1}{2} c / \omega_{\text{pi}}$$

anwächst und dann konstant bleibt (Bereich Ia). Im Bereich Ib nimmt die Schichtdicke mit der Zeit noch zu.

##### 5.1.2 Plasmakompression im Dichtebereich $n_0 \geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Während bei der Kompression sehr dünner Plasmen das Magnetfeld die Achse erreicht, beobachtet man im Dichtebereich  $n_0 \geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  eine andere Entwicklung der Magnetfeldprofile. (Abb.15).

Der relativ schnelle magnetische Kolben (Schichtdicke  $\approx 4$  cm) startet mit einer Anfangsgeschwindigkeit von  $5 \cdot 10^7$  cm/sec., wird abgebremst und bleibt bei etwa dem halben Radius stehen. Gleichzeitig wird ein scharf einsetzendes Neutronensignal beobachtet und die Dichte auf der Achse steigt um etwa eine Größenordnung an. Während der Kompression werden die Ionen demnach am Kolben elastisch reflektiert und es entsteht im Inneren ein magnetfeldfreies  $\beta = 1$  Plasma.

Die mittlere Ionenenergie nach der Kompression ergibt sich zu 1.5 eV (aus dem Neutronenfluß), die Elektronentemperatur beträgt auf der Achse nur 25 eV (aus Laserstrommessungen). Im Kolbenbereich hingegen tritt starke Elektronenheizung auf ( $T_e = 1-2$  keV).

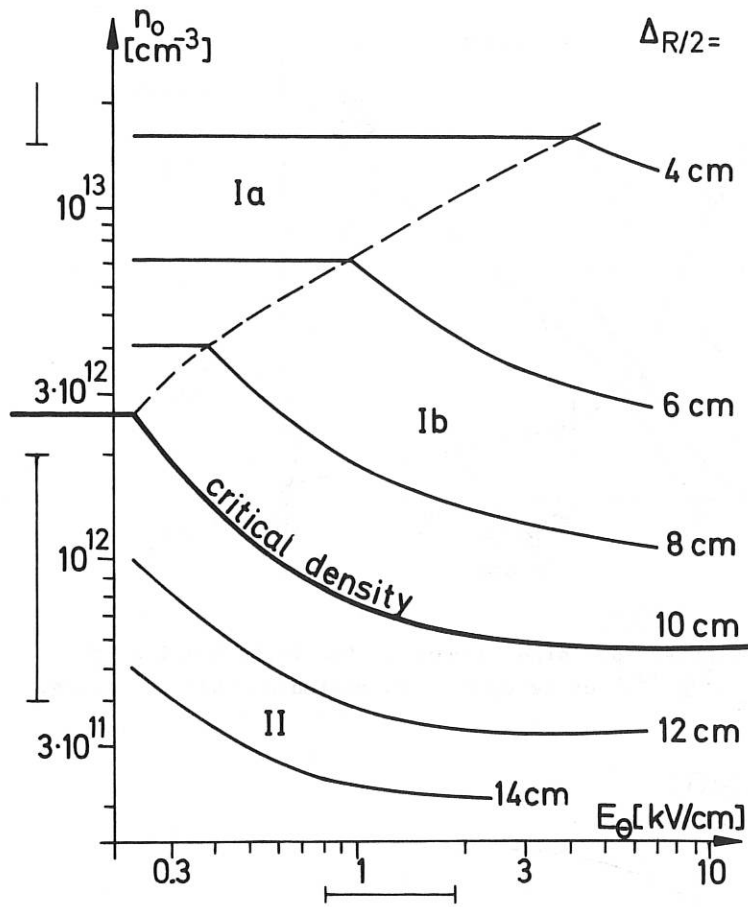


Abb.14: Schichtdicken im 500 kV-Theta-Pinch beim halben Radius; Gefäßradius 20 cm, Füllgas Deuterium.

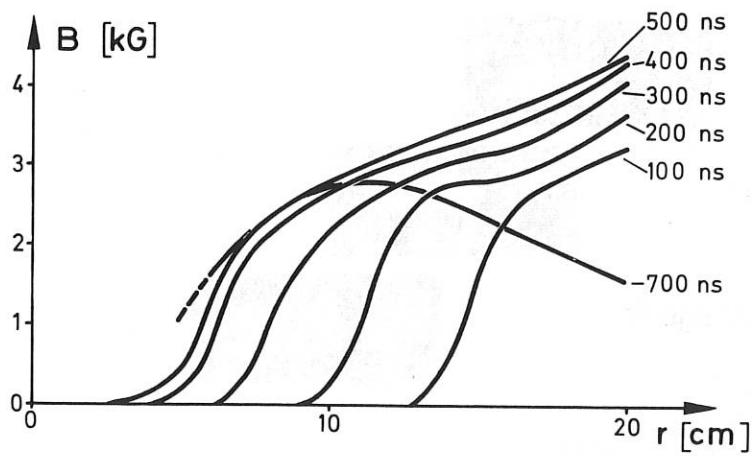


Abb.15: Magnetfeldprofile für Deuteriumplasma mit  $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

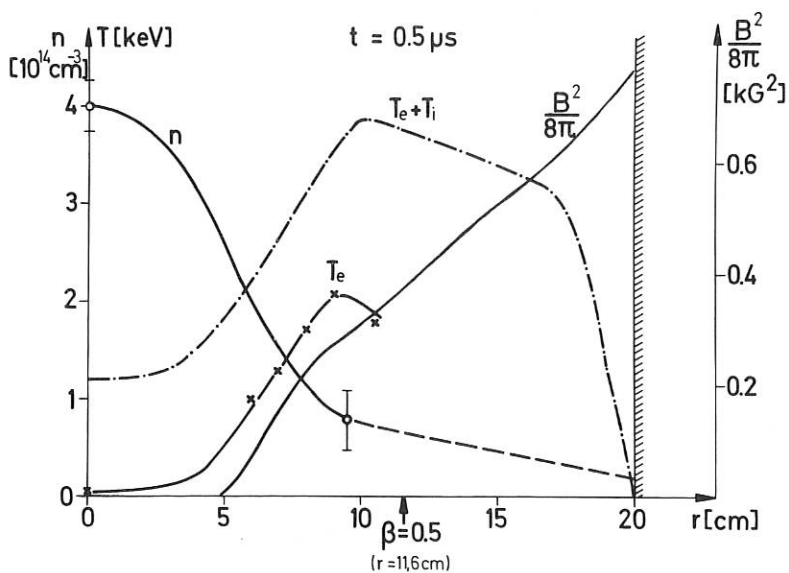


Abb.16: Gleichgewichtsgrößen eines komprimierten Deuteriumplasmas ( $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) zum Zeitpunkt des maximalen äußeren Feldes.

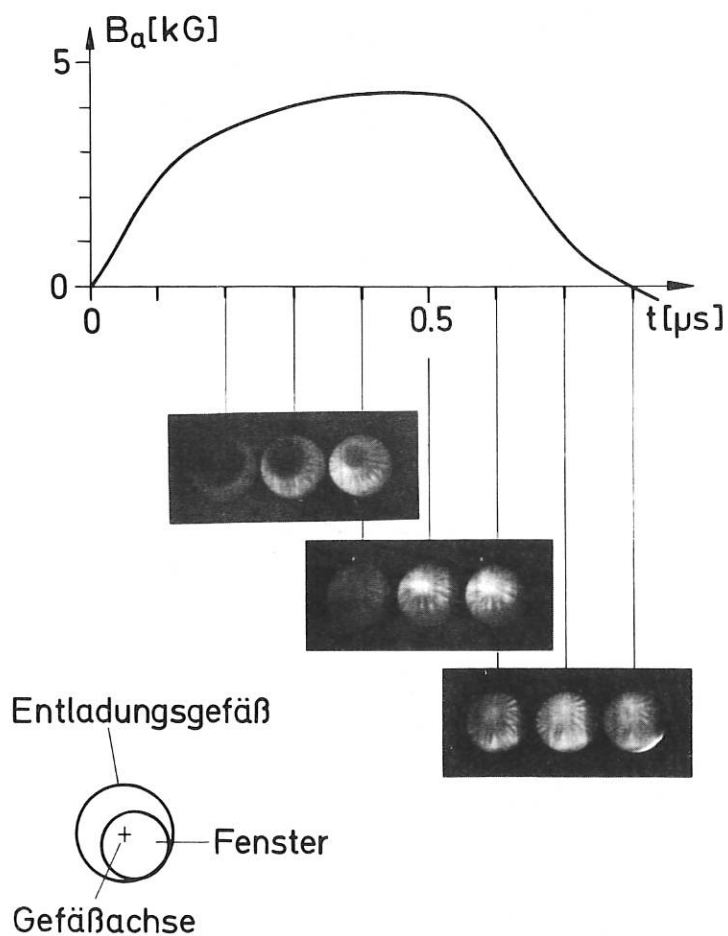


Abb.17: End-on framing-Aufnahmen der schnellen magnetischen Kompression eines feldfreien Deuteriumplasmas ( $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) in zeitlicher Zuordnung zum äußeren Feld.



Eine Energiebilanz für die Elektronen zeigt, daß wie im Bereich sehr niedriger Dichten eine effektive Stoßfrequenz  $\nu_{\text{eff}} \approx \omega_{\text{pi}}$  für diese starke Heizung verantwortlich ist; weiterhin, daß die Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld verringert ist, wobei diese Wärmeleitung ebenfalls wieder gut durch  $\nu_{\text{eff}}$  charakterisiert wird; und schließlich, daß in den Wärmeleitungskoeffizienten senkrecht zum Magnetfeld im Kolben  $\nu_{\text{eff}}$ , im Inneren jedoch  $\nu_{\text{klassisch}}$  einzusetzen ist, da im Innenplasma infolge fehlender Magnetfeldgradienten keine Driftinstabilitäten angeregt werden.

In Abb.16 sind für den Zeitpunkt  $t = 500 \mu\text{s}$  der radiale Verlauf von Dichte, Elektronentemperatur, magnetischem Druck und von der über die Annahme eines Gleichgewichts berechneten Temperatursumme eines komprimierten Plasmas aufgetragen. Das Kompressionsverhältnis, definiert über den halben magnetischen Außendruck ( $\beta = 0.5$ ), ergibt sich zu 1.8.

### 5.1.3 Flute-Instabilitäten

Im Gegensatz zu den Beobachtungen bei sehr niedrigen Dichten bleiben während der gesamten Kompressionsphase von Plasmen mit  $n_0 \geq 10^{13} \text{cm}^{-3}$  bis zur Gefäßwand reichende Magnetfeldgradienten bestehen (vgl. Abb.15). Das Innenplasma ist demnach von einem Außenplasma umgeben, das in Wandberührung steht. Der Strom im Außenplasma schirmt das Innenplasma gegenüber dem äußeren Feld stark ab.

Für die Kompression des Innenplasmas wird deshalb nur ein "effektives äußeres Feld" wirksam - das Feld am äußeren Rand des Innenplasmas. Simulationsrechnungen (siehe Abschn. 8.1) mit diesem effektiven Feld führen zu guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

End-on framing-Aufnahmen während der Stoßwellenkompression zeigen stark ausgeprägte radiale Lamellen (Abb.17), die auf flute-Instabilitäten hoher azimuthaler Modenzahl zurückzuführen sind. Die Wellenlänge  $\lambda_f$  dieser flutes (Auswertung zu einer festen Zeit  $t = 400 \mu\text{s}$  unmittelbar hinter der Leuchtfrent) ist etwa von der Größe  $c/\omega_{\text{pi}}$ , sie nimmt mit steigender Dichte ab, eine Massenabhängigkeit ist allerdings nicht

feststellbar. Es gilt in guter Näherung

$$\lambda_f \sim 1/\sqrt{n_0}.$$

### 5.1.4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der im Zeitraum 1971 - Mitte 1973 durchgeführten Untersuchungen am 500 kV-Theta-Pinch (einschließlich Minimax) lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Durch schnelle magnetische Kompression können in einem weiten Dichtebereich schwach komprimierte hoch- $\beta$  Plasmen mit thermonuklearen Temperaturen erzeugt werden. Bei Anfangsdichten von  $n_0 < 10^{12} \text{cm}^{-3}$  wird das Plasma im magnetischen Kolben aufgesammelt, während bei Dichten von  $n_0 \geq 10^{13} \text{cm}^{-3}$  die Ionen am Kolben reflektiert werden.

Die experimentellen Ergebnisse stimmen mit Resultaten von Plasmasimulationsrechnungen (s. Abschn. 8.1) gut überein. Beide erwähnten Modelle gehen zwanglos ineinander über wenn man bedenkt, daß Reflexion nur dann beobachtet werden kann, wenn die Zeit vom Eintritt der Ionen in den Kolben bis zum Wiederaustritt nach der Reflexion kleiner ist als die Kompressionszeit des Plasmas. Wird die Schichtdicke von vergleichbarer Größe wie der halbe Gefäßradius, dann werden beide Zeiten gleich groß und eine Reflexion kann während der Kompressionsphase nicht mehr erfolgen.

In allen beobachteten Fällen führen Mikroinstabilitäten im Kolben zu hohen Elektronentemperaturen ( $T_e \geq 1 \text{keV}$ ). Eine Energiebilanz für die Elektronen ergibt, daß die Joule'sche Heizung und die Wärmeleitung parallel und senkrecht zum Magnetfeld durch die gleiche anomale Stoßfrequenz bestimmt wird.

Das bei Anfangsdichten von einigen  $10^{13} \text{cm}^{-3}$  erzeugte Innenplasma ( $n_e \approx 4 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ,  $E_i = 1.5 \text{keV}$ ,  $T_e = 25 \text{eV}$ ;  $\beta = 1$ ,  $\kappa \approx 1.8$ ) ist von einem dünnen heißen Außenplasma ( $n_e \leq 8 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1 \text{keV}$ ) umgeben. Die beobachteten flute-Instabilitäten dürften die Ursache für die Entstehung dieses Außenplasmas sein, das die Erzeugung und das Verhalten des  $\beta = 1$  Innenplasmas entscheidend beeinflusst.

Neben Mikroinstabilitäten, die die Erhöhung des Widerstandes und damit die

Elektronenheizung bewirken, können somit auch Makroinstabilitäten bei der Beschleunigung des ruhenden Ausgangsplasmas maßgeblich auf die physikalischen Prozesse bei der schnellen magnetischen Plasmakompression einwirken.

## 5.2 250 kV-Belt-Pinch

In diesem Experiment sollen weitere Aussagen über die Entwicklung und Skalierung der Schichtdicke ohne axiale Wärmeverluste, über ein "Abschalten" der anomalen Magnetfelddiffusion und über erreichbare Kompressionsverhältnisse gewonnen werden. Weiterhin werden Probleme untersucht werden, die mit der schnellen magnetischen Kompression eines Plasmas speziell in der Belt-Pinch-Geometrie zusammenhängen.

### 5.2.1 Vorionisierung

Zur Entwicklung und Untersuchung der Vorionisierung wurde ein Vor-Experiment mit den vorgesehenen Dimensionen des Hauptexperimentes (Spulenhöhe 110 cm, Innen- $\varnothing$  40 cm, Außen- $\varnothing$  80 cm) aufgebaut. Das Ausgangsplasma (angestrebt war  $n_0 > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) wird in zwei Stufen erzeugt. Eine HF-Entladung ( $\nu = 80 \text{ MHz}$ ) dient als Zündhilfe für eine Tokamak-ähnliche Entladung. Die HF-Schwingung wird durch Frequenzvervielfachung aus einer Kondensatorentladung erzeugt und regt Eigenmoden der Belt-Pinch Spule an. Die nachfolgende langsame Entladung einer Kondensatorbatterie ( $E = 10 \text{ kJ}$ ) führt nach mehreren Schwingungen bei Fülldrücken von  $2 \mu$  zu Teilchendichten von  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Die Gleichgewichtslage dieses Plasmas wird durch einen passiven Leiter mit variabler Induktivität eingestellt, der die Spule ringförmig umgibt. Mit Hilfe einer neuartigen  $90^\circ$ -Lichtstremethode kann die radiale Dichte- und Temperaturverteilung bei jeder Entladung bestimmt werden.

### 5.2.2 Hauptexperiment

Während der Theta-Pinch 4 fach eingespeist wurde, wird der Belt-Pinch 2 fach ( $2 \times 125 \text{ kV}$ ) eingespeist, indem je 6 Blumleinleitungen parallel geschaltet werden.

Die erforderlichen Umbauten des bisherigen

\* bis April 1973 im IPP

und die im Gebäude T1 möglichen Vorarbeiten für das neue Experiment wurden abgeschlossen, so daß von der Abteilung Technik die Montage der von ihr gefertigten Komponenten wie Spule, Kollektor, Triggereinrichtungen, Crowbarsystem durchgeführt werden kann. Technische Details siehe Bericht der Abteilung Technik.

## 6. LASERDIAGNOSTIK

(W. Braun, G. Decker,\* E. Glock, L. Kellerer, H. Röhr)

Auf dem Sektor  $\text{CO}_2$ -Laser-Diagnostik wurden die Arbeiten am Vorwärtsstreuexperiment Turbulenzbatterie fortgesetzt. Um mittels Fabry-Perot-Messungen Aussagen über die spektrale Verteilung des vermeintlichen Streulichtes machen zu können, mußten Maßnahmen ergriffen werden, den  $\text{CO}_2$ -Laser an der Emission mehrerer Rotationslinien zu hindern. Zu diesem Zwecke wurde ein Resonanzreflektor am Germanium berechnet und erprobt, der für die gewünschte Rotationslinie maximale, für mehrere (8) benachbarte Linien dagegen eine weniger als halb so große Reflexion aufweist (wird veröffentlicht in Appl. Phys. Lett.). Der Laser emittierte mit Resonanzreflektor alle Energie in einer Rotationslinie.

Trotz des derart verbesserten Lasers konnte eine Frequenzänderung bzw. -verbreiterung des "Streulichtes" nicht eindeutig nachgewiesen werden, da die Breite der Laserlinie selbst etwa  $1-2 \text{ \AA}$  betrug und die erwartete Änderung von gleicher Größenordnung war. Durch Beobachtung von Flute-Instabilitäten am 500 kV-Stoßwellenexperiment wurde ein früherer Verdacht bestärkt, daß das beobachtete Signal kein Streulicht sei, sondern am Brechungsindexgradienten der Stoßfront gebeugtes Licht. Die sich von Entladung zu Entladung ändernde Verteilung der Dichtegradienten in einer durch Flute-Moden gestörten Stoßfront könnte den statistisch unregelmäßigen Zusammenhang zwischen Signal und Richtung des Streuvektors erklären, wie er im Experiment beobachtet wurde. Eine numerische Abschätzung der gebeugten Intensität liefert die gemessene Größenordnung. Das Experiment soll nicht fortgesetzt werden. (G. Decker, L. Kellerer, H. Röhr)

Auf dem Gebiet der Rubinlaserlichtstreuung wurden Methoden untersucht, Elektronentemperaturen im Bereich 50 - 100 eV bei Anwesenheit von sehr viel Falschlicht ( $10^6 - 10^8 \times$  Streulicht) zu messen. Diese Verhältnisse liegen immer bei toroidalen Anordnungen vor, bei denen zur Falschlichtunterdrückung keine Blendenrohre eingesetzt werden können:

1. Stark dotierte Rubine können in 5 mm dicker Schicht die Rubinlaserstrahlung schmalbandig ( $5 \text{ \AA}$ ) um etwa eine Größenordnung schwächen.
2. Ein Monochromator, bei dem zunächst das Licht spektral zerlegt, der Falschlichtanteil schmalbandig ( $5 - 10 \text{ \AA}$ ) abgedeckt wird, danach das Licht über ein Gitter wieder vereinigt wird, bringt eine Unterdrückung des Falschlichtes um 3 bzw. 6 Größenordnungen, je nachdem man die Vereinigung des Lichtes mit demselben oder mit einem zweiten Gitter (Los Alamos) vornimmt.
3. Es sind Interferenzfilter erhältlich, die sehr steile Bandkanten besitzen ( $1/1000$ -Wert-Breite =  $2,25 \times 1/2$ -Wert-Breite). Ein derartiger Filter in jedem Meßkanal kann das Falschlicht um etwa 3 Größenordnungen reduzieren.

Mit einer Kombination dieser Maßnahmen soll in Bälde am Belt-Pinch und an ISAR T 1 die Elektronentemperatur gemessen werden.

(H. Röhr)

Über herkömmliche Streuexperimente zur Messung von Plasmaparametern wird an entsprechender Stelle berichtet. (ISAR II, ISAR IV, 500 kV-Experiment).

Am toroidalen Hoch- $\beta$ -Stellarator ISAR T 1 wurde das Verfahren der holografischen Interferometrie bei  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  erfolgreich eingesetzt. Trotz des optisch sehr schlechten Quarzgefäßes konnte das Elektronendichteprofil mit genügender Genauigkeit ermittelt werden. Es gelang, sowohl die Elliptizität des Plasmaquerschnittes ( $\ell = 2$ -Verformung) als auch die zeitliche Veränderung der kleinen Halbachse ( $m = 2$ -Schwingung) zu bestimmen. Weitere Details siehe unter ISAR T 1. (W. Braun, H. Röhr)

Die Analyse von Laserlicht, das am Plasma gestreut wurde, erfordert häufig Monochromatoren hoher Lichtstärke bei relativ

geringer Dispersion.

Die Aufgabe, die Eignung holographisch erzeugter stigmatisch abbildender Gitter für diesen Zweck zu prüfen, wurde sinngemäß durch eine systematische Betrachtung der möglichen Entstehungs- und Ausbreitungsarten von Streulicht speziell in Monochromatoren ergänzt. Es wurde ein Ausdruck für das Verhältnis des Nutzlichtes zum parasitären Licht im Austrittsspalt abgeleitet, der auf alle Bauarten der Geräte anwendbar ist und somit deren Vergleich gestattet.

(E. Glock)

## 7. NUMERISCHE AUSWERTUNG

(R. Wunderlich)

Am Datenerfassungssystem DELTA 70 wurde die Software so erweitert, daß neben geschlossenen Kurvenzügen (Oszillogrammen) auch einzelne Punkte aufgenommen werden können, wie sie z.B. bei holographischer Interferometrie entstehen. In Zusammenarbeit mit Herrn L. Fischer wurde die Planung für den Anbau einer Farbbildröhre fertiggestellt. Im Bedarfsfall wäre diese somit in kürzester Zeit betriebsbereit. Im übrigen wurden eine Beschreibung des Aufbaus und der Betriebsweise des Systems Delta 70 sowie die gewonnenen Erfahrungen zusammen mit Herrn Schneider in einem Laborbericht /IPP 1/135/ schriftlich niedergelegt.

Erneut entstanden einige Standard-Unterprogramme, insbesondere ein "Best-Fit"-Programm, welches eine beliebige, mathematische Funktion nach der Methode der Summe der kleinsten Fehlerquadrate an eine Schar von Meßwerten anpaßt. Darüberhinaus wurden verschiedene Programme zur Auswertung von Messungen erstellt.

In Zusammenarbeit mit Herrn Becker wurden Gleichgewichtsflächen und Neutronenflüsse an Belt-Pinch-ähnlichen Konfigurationen numerisch untersucht. Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden demnächst veröffentlicht.

## 8. THEORETISCHE ARBEITEN

(R. Chodura)

Die Dissipation der gerichteten Energie der Ionen durch mehrfache Reflexion am Gradienten des komprimierenden Magnetfeldes wurde

mit Hilfe eines Hybridmodells aus Ionen-Teilchen und Elektronen-Flüssigkeit numerisch untersucht.

Die Aufheizung der Ionen hängt stark vom Reflexionsgrad der Ionen während der 1. Kompression ab; dieser wiederum wird durch das Verhältnis von resistiver Diffusionszeit des Magnetfeldes zur Kompressionszeit bestimmt. Der Vergleich mit Ergebnissen des 500 kV Stoßwellenexperiments zeigt gute Übereinstimmung in der Ionentemperatur. Das Programm wurde ebenfalls dann benutzt, die beim HBS-Projekt zu erwartenden Ionentemperaturen zu berechnen.

Folgende Arbeiten werden im Bericht der Abteilung Theorie erläutert:

#### 8.2 Turbulente Heizung und Auslösung der Ionenschallinstabilität

(D.Biskamp, R.Chodura, C.Dum)

#### 8.3 Anisotropie des Spektrums bei stoßfreien Stoßwellen

(D.Biskamp, R.Chodura, C.Dum)

#### 8.4 Übergang der Bunemann-Instabilität zur Ionenschallinstabilität

(R.Chodura, C.Dum)

#### 8.5 1 D(r,t) MHD-Code ohne radiale Trägheit

(W.Schneider)

Zur Untersuchung von hoch- $\beta$  Plasmen bezüglich Heizung und Verlusten bei hohen Temperaturen wurde ein MHD-Code entwickelt, der außer der radialen Trägheit alle wesentlichen Effekte enthält (Diffusion und Wärmeleitung quer zum Magnetfeld; Temperaturrelaxation zwischen Ionen und Elektronen, Ohm'sche Heizung;  $\alpha$ -Teilchen-Heizung; Bremsstrahlung). Der Code wurde im wesentlichen durch den Programmgenerator erstellt (vgl. 8.9) (s. auch Abschn. 1.2.4).

#### 8.6 1 D(r,t) free-particle Code

(s. Abschn. 1.24 W. Schneider)

#### 8.7 2 D(x,y,t) Linearisiertes MHD Modell

(G.Bateman, W.Grossmann, W.Schneider)

Zur Untersuchung von Instabilitäten in Belt-Pinch-ähnlichen Konfigurationen (Rechteck-Querschnitt) wird ein linearisiertes MHD-Gleichungssystem (ideal MHD) als Anfangs-Randwert-Problem (fixed boundary) gelöst.

Die Abhängigkeit der Störung von der 3. Ortskoordinate wird durch Fourier-Transformation erfaßt. Die numerische Methode ist explizit. Energieerhaltung ist erfüllt bis auf 1 % (Anwachsrate der kinetischen Energie).

Die Instabilitäten entwickeln sich im allgemeinen als "convective cells" (jeweils in einem Querschnitt betrachtet). Die Instabilitäten sind stärker lokalisiert für mehr rechteckige Querschnitte und insbesondere bei kleinen Anwachsrate. Die ersten Ergebnisse deuten darauf hin, daß mit einer Elongation des Querschnitts die (kritische) Stromdichte für das Einsetzen der  $m = 1$  Instabilität (internal kink mode, fixed boundary) nicht anwächst /213/.

#### 8.8 2 D(r,z,t) MHD-Code

(R.Chodura, D.Düchs, W.Schneider)

Es wurde begonnen, das vollständige MHD-Gleichungssystem (Zweiflüssigkeitsmodell) für Belt-Pinch-Konfigurationen ( $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ ) mit Hilfe der ADI (alternating direction implicit)-Methode zu lösen. Die wesentlichen Teile des Programms wurden mit Hilfe des Programmgenerators (vgl. 8.9) erstellt und die ersten Tests durchgeführt. Es ist geplant, eine dritte Flüssigkeitskomponente (z.B. Neutralgas) zu berücksichtigen.

Das Programm soll dazu dienen, Einstellvorgänge ins Gleichgewicht beim Belt-Pinch zu untersuchen.

#### 8.9 Programm-Generator ("DEQTRAN")

(D.Düchs, W.Schneider)

Der Programmgenerator liefert für gewisse Klassen von Systemen (eindimensionaler, zeitabhängiger) partieller Differentialgleichungen einen Satz von Fortran-Routinen.

Um die Eingabe der Gleichungen eindeutig zu beschreiben (und deren widerspruchsfreie Behandlung zu sichern) wurde für die Benutzung des Generators eine Syntax definiert und zum größten Teil implementiert. Damit ist ein wesentlicher Schritt zu einer Problem-orientierten Sprache ("DEQTRAN" := Differential EQUation TRANslation) vollzogen.

Folgende Verbesserungen des Programmgenerators wurden begonnen:

- 1) Verallgemeinerung des zugrunde liegenden Differenzenschemas und des Koordinatennetzes.

- 2) Behandlung von zwei- und drei-dimensionalen Problemen mit dem ADI-Verfahren.
- 3) Erweiterung des Systems, so daß mit der Eingabe der Gleichungen (zusammen mit den notwendigen Zahlen) sofort numerische Rechnungen ausgeführt werden können.

8.10 Stabilität exakter toroidaler MHD-Gleichgewichte mit nicht-kreisförmigem Plasmaquerschnitt

(F.Herrnegger)

Es ist die Stabilität exakter toroidaler MHD-Gleichgewichte mit vertikal elongiertem Plasmaquerschnitt bezüglich des Mercier-Kriteriums untersucht worden /IPP 1/136/.

Wenn die Elliptizität des Plasmaquerschnitts  $\epsilon = 0.15$  ist, ist die Stabilitätsgrenze für die toroidale Stromdichte gegeben durch  $(R_j/2B)_{axis}^2 < 1.25$ . Gleichgewichte mit größerer Elliptizität des Plasmaquerschnitts,  $\epsilon = 0.75$ , sind zwar Mercier-stabil, jedoch die toroidale Stromdichte auf der magnetischen Achse ist sehr klein  $(R_j/2B)_{axis}^2 < 0.03$ .

8.11 Plasmakühlung durch Verunreinigungsstrahlung

(W.Engelhardt,G.Bateman)

In der Arbeit Düchs, Engelhardt, Köppendorfer (s. Abschn. 2.1) wurde das Problem der Strahlungsverluste durch Verunreinigungen in einer Skalierung behandelt, die neben  $n_e$  und der Verunreinigungskonzentration auch  $T_e$  als bekannt und zeitlich konstant voraussetzt. Da andererseits in Fällen wesentlicher Strahlungskühlung  $T_e$  von den Verlusten selbst abhängt und damit variiert, schien es sinnvoll, das Problem auch im Hinblick auf die sich einstellende Endtemperatur bei gegebenen Anfangswerten von  $T_e$  und  $T_i$  zu untersuchen. Dieses Anfangswertproblem wurde unter Berücksichtigung der Relaxation zwischen Ionen und Elektronen für verschiedene Sauerstoffkonzentrationen numerisch gelöst. Es zeigt sich, daß man unabhängig von  $n_e$  einen kritischen Verunreinigungsgrad angeben kann, oberhalb dessen durch Abstrahlung völlige Kühlung eintritt, und unterhalb dessen die

Verunreinigung ausgebrannt wird, so daß sich eine endliche Temperatur einstellt. Die Resultate können insbesondere auf Entladungen wie Belt-Pinch oder Hoch-Beta-Stellarator, bei denen nur am Anfang nennenswert geheizt wird, mit Erfolg angewandt werden. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurde berichtet /66/.

## EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2

(Abt. Dir.: Dr. G. Grieger)

### ÜBERSICHT

Im Berichtsjahr wurden im Stellarator-Bereich des IPP die Aktivitäten weiter konzentriert und auf den Betrieb des Stellarators WENDELSTEIN VII hin orientiert. Zu diesem Zwecke wurden die Arbeiten am W VI eingestellt, obwohl der technische Aufbau einen Stand erreicht hatte, bei dem die wesentlichen technischen Schwierigkeiten als überwunden betrachtet werden konnten.

Der Aufbau des W VII ging trotz mancher technischer Schwierigkeiten und personeller Engpässe zügig voran. Aus gegenwärtiger Sicht kann auch der Inbetriebnahmetermin zum Jahreswechsel 1974/75, wie er bereits in dem im November 1971 vorgelegten Zeitplan vorgesehen war, eingehalten werden, obwohl die Apparatur im Verlauf des Genehmigungsverfahrens neu optimiert wurde. Dies gilt für alle Komponenten des W VII mit Ausnahme des großen Vakuumrohrs W VII b, das vor seiner Herstellung die Vergabe von Entwicklungsaufträgen erforderte. Um das Einfahren der Apparatur und die Aufnahme der Experimente zumindest in einem beschränkten Parameterbereich dennoch zum vorgesehenen Termin zu ermöglichen, wird das bereits frühzeitig in Auftrag gegebene kleinere Vakuumrohr W VII a fertiggestellt.

Alle anderen Arbeiten der Abteilung dienen der Vorbereitung des experimentellen Betriebs am W VII. So wird im W II b die Anwendung der Ohmschen Heizung zur Erzeugung und Heizung eines Stellarator-Plasmas erprobt. Innerhalb des mit dieser Apparatur zugänglichen Parameterbereichs konnte bereits gezeigt werden, daß die Ohmsche Heizung für Stellarator-Plasmen mindestens ebenso effektiv eingesetzt werden kann wie für Tokamak-Plasmen. Die erreichte Teilcheneinschlußzeit scheint nur etwas unter der neoklassischen zu liegen.

Nach Abschluß der Arbeiten zur Untersuchung von TTMP (Transit Time Magnetic Pumping) in Bariumplasmen wurde der Stellarator W II a für ein "HF Spektroskopie"-Experiment umgerüstet. Dieses mit der ERM (Ecole Royale Militaire, Brüssel) gemeinsam durchgeführten Experiment soll

über den gesamten Frequenzbereich von TTMP bis zu LH (Lower Hybrid Frequency), d.h. von 10 kHz bis 200 MHz, die "Welleneigenschaften" in toroidaler Geometrie bei HF-Leistungen  $\leq 4\text{kW}$  untersuchen, um experimentell das geeignetste HF-Heizverfahren für Stellarator-Plasmen herauszufinden.

Im weiteren Verlauf soll dann zunächst die LH und später vermutlich die ICH bei hoher Leistung ( $> 100\text{ kW}$ ) am Stellarator WEGA getestet werden, der vom IPP in Garching aufgebaut und Anfang 1975 in Betrieb genommen werden soll. Alle Stromversorgungs- und Hochfrequenzeinrichtungen werden von der CEA-Grenoble bereitgestellt und das Experiment von der CEA-Grenoble, der ERM-Brüssel und dem IPP gemeinsam betrieben. Ziel der Arbeiten ist die spätere HF-Heizung der W VII-Plasmen.

Zur Vorbereitung des Einschusses energetischer Neutralteilchen läuft ein Experiment zur Erprobung stationärer Teilchenquellen, die auf der Basis der Oak Ridge-Quelle weiter entwickelt wurden. Die bereits erreichten Werte lassen erwarten, daß die für den W VII benötigten Injektoren rechtzeitig zur Verfügung stehen werden.

Auch die von der GFK-Karlsruhe übernommene Entwicklung eines Cluster Injektors für den W VII macht gute Fortschritte. Zur Zeit befindet sich eine Quelle mit erheblich kleinerer Stromstärke, aber der vollen Beschleunigungsspannung von 1 MV in der Erprobung.

In der Abteilung 4 laufen Arbeiten zur Plasmaerzeugung durch Beschuß von Pellets durch Laserlicht. Die Anwendung dieser Plasmaerzeugungsmethode am Stellarator wird mit großem Interesse erwartet, da sie vermutlich die Anwendung der Ohmschen Heizung entbehrlich macht und damit auch deren schädliche Auswirkung auf die Produktion von run-aways und auf die zeitliche Inkonzanz der Magnetfeldkonfiguration vermeidet.

## 1. STELLARATOR W II A

### 1.1 Der Einfluß von Transit-Time-Magnetic-Pumping auf das Barium-Plasma

(Wissenschaftliche Mitarbeiter:

G.Cattanei, C.Mahn, H.Pacher

Technische Mitarbeiter:

A.Eschlwech, H.Holitzner, D.Köhler)

Die Plasmaerzeugung mittels Photoionisation wurde abgeändert: Statt der Ionisation von zuvor erzeugten metastabilen Bariumatomen wurde die Photoionisation direkt aus dem Grundzustand (mit dem UV-Anteil des Lichts der Xenon-Hochdrucklampe) gewählt; einerseits, weil sich mit der bisherigen Methode nicht die Ionenflüsse der gewünschten Größenordnung ergaben, andererseits, weil der bereits festgestellte<sup>1)</sup> Störfluß die Interpretation erschwerte. Durch den Verzicht auf die Entladungsstrecke über dem Ofen und durch Erhöhung der Ofentemperatur auf 1120° K konnten Ionenflüsse von  $9 \times 10^{11}$  Ionen/sec erzeugt werden (gemessen mit Löffel-Sonden). Dieser Wert stimmt innerhalb eines Faktors 2 mit dem aus Neutralteilchenfluß, Photonfluß und Photoionisationsquerschnitt berechneten überein.

Die höchste, spektroskopisch durch Resonanzfluoreszenz gemessene Ionen-Dichte lag bei  $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , entsprechend einer Einschlußzeit von 0.47 sec. Diese Einschlußzeit entspricht dem theoretisch errechneten Wert (resistive bzw. intermediate regime Diffusion) innerhalb eines Faktors 3. Im übrigen wurde die bereits in früheren Arbeiten beobachtete, stark erhöhte Diffusion bei "rationalen" Werten der Rotationstransformation auch im photoionisierten Bariumplasma festgestellt.

Eine spektroskopische Messung der Ionentemperatur durch interferometrische Auflösung des Linienprofils der Resonanzfluoreszenz<sup>1)</sup> war nicht möglich, da die untere Nachweisgrenzen für eine Plasmadichte von  $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  ausgelegt war. Wegen technischer Schwierigkeiten beim Hersteller der Interferometerplatten konnte dies nicht verbessert werden.

Die Elektronentemperatur wurde mit Langmuir-Sonden gemessen; der Meßwert von 0.23 eV stimmt überein mit dem Wert, der sich theoretisch nach Thermalisierung der Energie ergibt, die die Elektronen beim Ionisationsprozeß von den Photonen übernehmen. Die Relaxationszeit für Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen war mit mehr als 3 sec wesentlich größer als die Einschlußzeit, so daß die Ionentemperatur ungefähr gleich der Ofentemperatur von 0.11 eV zu erwarten war.

Einem Ausgangsplasma mit den genannten Temperaturen, einer Dichte von  $7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , einem Magnetfeld von 5 kG und einer Rotationstransformation von  $\mathcal{Z} = 0.126$  (Einschlußzeit 0.17 sec) wurde dann das Wechselfeld der TTMP-Spulen<sup>1)</sup> überlagert. Bei Frequenzen zwischen 1 und 2 kHz (d.h. Phasengeschwindigkeiten vom 1.9 bis 3.7-fachen der thermischen Geschwindigkeit der Ionen) wurde der Einfluß auf den Plasmaeinschluß untersucht.

Bezeichnen wir als Modulation  $b$  den Betrag des Spitzenwertes des Wechsel-Magnetfeldes in Einheiten des Betrags vom Hauptfeld und nehmen wir an, das TTMP-Feld verursache einen additiven Verlustmechanismus, dann läßt sich der relative - durch TTMP verursachte - zusätzliche Verlust beschreiben durch  $v = (n_0/n) - 1$ , wobei  $n_0$  bzw.  $n$  die stationären Dichten ohne bzw. mit TTMP sind.

Die Ergebnisse bestätigen die Existenz der zwei schon früher gefundenen Verlust-Regimes und liefern darüber hinaus in beiden Fällen die Abhängigkeit der Verluste von der Modulation (bei Werten bis zu 1.2 %).

Während im Regime I die relativen zusätzlichen Verluste  $v$  proportional zur Modulation  $b$  wachsen (gemessen für  $b \leq 1.2$  %): - Fig. 1a -, ist im zweiten Regime die Abhängigkeit viel stärker (gemessen für  $b \leq 0.25$  %), und zwar anscheinend exponentiell: - Fig. 1 b -.

1) IPP-Jahresbericht 1972

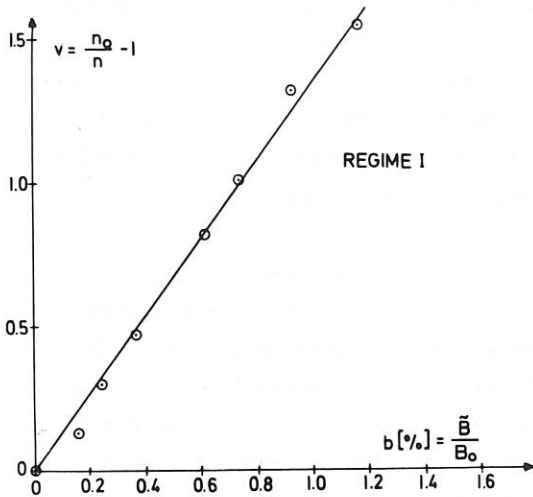


Fig. 1 a:

Zusatzverlust mit TTMP: Diffusionsverlust ohne TTMP

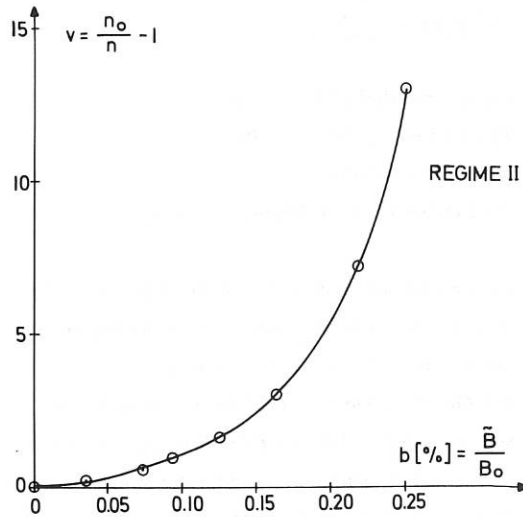


Fig. 1 b:

Wir fanden keine Erklärung für das wahlweise Auftreten eines der beiden Bereiche; es gab gewisse Hinweise, daß das Regime I - mit den geringeren Verlusten - sich bevorzugt nach längerer Betriebszeit einstellte. Z.B. könnte die Ablagerung frischen Bariums auf dem Limiter eine Rolle spielen.

Die Frequenzabhängigkeit der zusätzlichen Verluste (gemessen in Regime I) zeigte sich nicht so klar, jedoch war eine Tendenz erhöhter Verluste mit wachsender Frequenz deutlich zu erkennen.

Ohne die zusätzlichen Verluste hätte man z.B. bei 5% Modulation eine Erwärmung der Ionen um einen Faktor 3 erwartet, bezieht man jedoch in die Energiebilanz die gemessenen Verluste mit ein, so ergibt sich für dieselbe Modulation nur noch die unwesentliche Temperaturerhöhung der Ionen von etwa 5%. Daher sollte auch die Elektronentemperatur nicht wesentlich verändert werden, wie durch eine Messung bestätigt. In unserem Falle schließen also die durch TTMP verursachten zusätzlichen Diffusionsverluste eine effektive Heizung der Ionen aus.

## 1.2 HF-Spektroskopie

### 1.2.1 Übersicht

Das in Zusammenarbeit mit E.R.M.Brüssel und C.E.N. Grenoble begonnene HF-Spektroskopie-Experiment im W II a Stellarator hat folgende Zielsetzung:

- Experimentelle Information über Frequenzbereiche optimaler HF-Ankopplung und Energieübertragung an ein toroidal eingeschlossenes Plasma in Hinsicht auf spätere HF-Plasma-Heizung in großen Maschinen wie WEGA und W VII,
- Studium der Wellenausbreitung in toroidaler Geometrie,
- Untersuchung des möglichen Einflusses von HF-Feldern auf das Stellarator-Gleichgewicht.

Zur Untersuchung des gesamten interessanten Frequenzbereiches zwischen der TTMP und der unteren hybriden Frequenz wurden Dipol- und Quadrupolstrukturen (Fig.2) gewählt mit einer den helischen Feldwicklungen identischer Steigung.



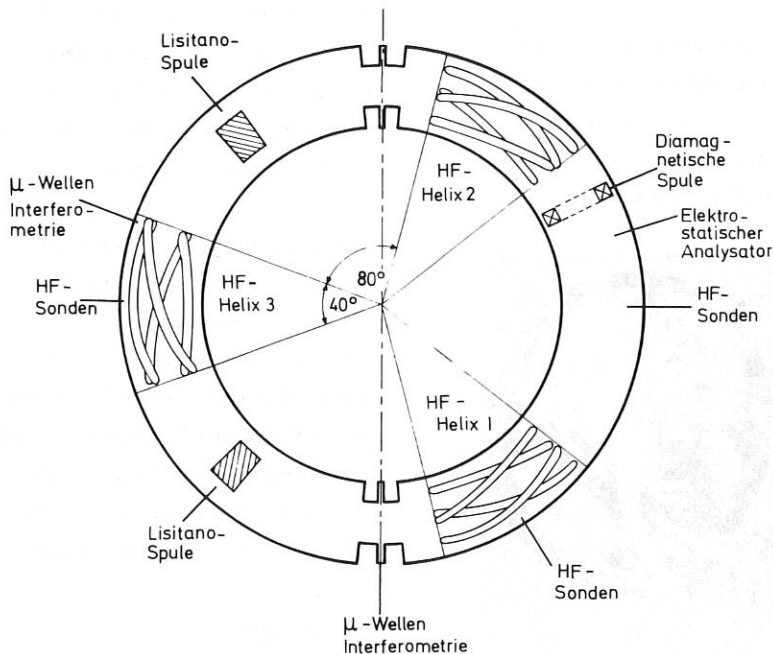


Fig.2: HF-Spektroskopie - Experiment W II a;  
Experimentelle Anordnung

Das Experiment wird bei Feldern bis 6 kG im Wasserstoff- und Helium-Plasma bei folgenden Parametern durchgeführt:

$$n = 1 \rightarrow 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 10 \text{ eV}$$

$$T_i = 3 \text{ eV}$$

Frequenzbereich = 10 kHz - 200 MHz

Ein Breitband-Sender, der diesen Frequenzbereich überdeckt und eine Leistung von max. 4 kW abgibt, wurde gekauft.

Das Experiment ist in zwei Phasen geplant:

A) Bei niedriger Leistung (bis ca. 10 W), Frequenz-Sweep zur raschen Information, wo HF-Kopplung, -Absorption und -Reflexion, Wellenausbreitung, geometrische Resonanzen usw. auftreten.

B) Bei großer HF-Leistung (ca. 1 kW) in interessanten Frequenzbereichen und bei optimaler Anpassung sollen Energiebilanzen aufgestellt werden, aus denen hervorgeht, wieviel der angebotenen HF-Leistung in die Struktur, in die Toruswand und ins Plasma geht.

Die Umbauarbeiten am W II a-Stellarator begannen am 1.7.1973 nach Abschluß des vorangegangenen TTMP-Experiments.

### 1.2.2 Theoretische Untersuchungen

(A.Meessiaen,<sup>+) P.Vandenplas<sup>+</sup>), R.Weynants<sup>+</sup>)</sup>

Zum Vergleich der theoretischen Grundlagen mit den späteren experimentellen Resultaten des HF-Spektroskopie-Experiments wurde eine Anzahl numerischer Codes entwickelt, die die experimentelle Konfiguration (Fig. 2 und 3) so gut wie möglich simulieren.

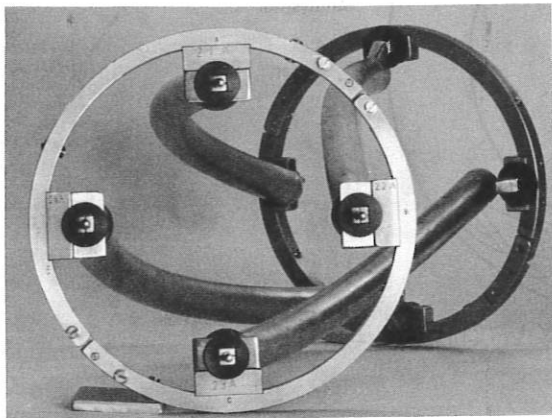


Fig. 3: HF-Helix

Die in einer stehenden Stromwelle bestehende Anregung wird in zylindrisch-räumliche Harmonische entwickelt, um die Oberflächenstrom-Dichte an den Helix-Leitern abzuleiten. Während im Prinzip eine Summation über eine unendliche Zahl axialer ( $k$ ) und azimutaler ( $n$ ) Moden erforderlich ist, so wird doch der Hauptteil der Anregungsenergie in eine beschränkte Zahl von Moden gehen. Z.B. konzentriert sich die Anregung bei Dipol-Anregung auf  $k = \frac{5n+9}{2}$ , was zu typischen axialen Wellenzahlen  $k_z = k/R = 0,1 \text{ cm}^{-1}$  führt.

Mit geeigneten Randbedingungen werden die gestreuten Felder außerhalb und die induzierten Felder innerhalb des Plasmas berechnet. Für jede Fourier-Komponente können die im Plasma (stoßfrei wie stoßbeherrscht) absorbierte Leistung, die Helix-Belastung und die Wandverluste errechnet werden.

<sup>+</sup>) E.R.M., Brüssel

Das stoßbeherrschte Plasma wird durch Flüssigkeitsgleichungen heißer Elektronen und Ionen beschrieben. Die stoßfreie Beschreibung dagegen geht von einer Entwicklung des dielektrischen Tensors bis zur ersten Ordnung in  $\lambda$  ( $\lambda^{1/2}$  ist das Verhältnis von Larmorradius zu Wellenlänge) aus. Alle Rechnungen wurden in zylindrischer Näherung durchgeführt. Die Einbeziehung toroidaler Feldeffekte wurde begonnen.

Mit den experimentellen Erwartungswerten folgt aus der Rechnung stärkste Helixbelastung im TTMP-Bereich, nahe der Torsion-Alfvén-Resonanz (nahe  $\omega_{ci}$ ), bei den magnetoakustischen Resonanzen und bei der unteren Hybridfrequenz. Maximale Wandverluste treten im TTMP-Bereich auf, während für magnetoakustische Resonanzen die Anpassung am schwierigsten ist. Nichtaxialsymmetrische Moden ( $n \neq 0$ ) wie sie im ST-Tokamak gefunden wurden, scheinen auch von Wichtigkeit zu sein.

### 1.2.3 Experiment

(Wissenschaftliche Mitarbeiter:

P.Javel<sup>+</sup>), G.Müller, R.Weynants<sup>++</sup>)

Technische Mitarbeiter:

G.Abele, P.Boehm, D.Köhler, U.Weber)

#### 1.2.3.1 Technische Vorbereitungen

Die Umstellung des W II a-Stellarators auf die Erfordernisse des HF-Spektroskopie-Experiments machte eine Reihe technischer Vorarbeiten und Änderungen an der Maschine notwendig.

Das Torusgefäß mußte intensiv gereinigt und die helischen und Hauptfeldspulen entkalkt und überprüft werden. Acht weitere Bohrungen wurden in der Toruswand angebracht die Stützen dazu gefertigt, um eine optimale Placierung aller Einbauten (Fig.2) zu gewährleisten. Hierbei wurde besonders auf geometrische Symmetrien geachtet.

<sup>+</sup>) Abt.4

<sup>++</sup>) E.R.M.Brüssel

Die drei toroidal und helisch geformten HF-Einkopplungs-Strukturen (HF-Helices) (Fig.3) mußten aufgrund ihrer komplizierten Geometrie mit ihren Anschlüssen und starren koaxialen Zuleitungen am Modell zweier "Dummy's" individuell gefertigt bzw. vorgeformt werden.

Als Plasmaquelle dienen zwei "Lisitano-Spulen", die im S-Band stationär bei Leistungen bis ca. 1 kW betrieben werden.

Ein automatischer druck geregelter Gaseinlaß mit drei Gasreservoirn für verschiedene Gase wurde aufgebaut.

Der Betrieb des Stellarators wurde mit einer verbesserten Überwachung von Vakuum und Kühlung von Leitern, Brücken und Anschlüssen gesichert.

Aus Gründen der geforderten HF-Bandbreite und der gewünschten Flexibilität mußten die bisher benutzten Sondenantriebe umgebaut werden. Die neuen Sonden sind untereinander rasch und einfach austauschbar, haben axialen und rotierenden Antrieb und werden ferngesteuert.

Zur Übertragung der HF-Meßsignale ist ein  $50 \Omega$ -Meßleitungs-System mit zweifachem Schirm in Vorbereitung, das über einen Hauptverteiler das Experiment mit Abschirmkabine und Bühne verbindet.

Bis zum Jahresende konnten alle Strukturen mit ihren Anschlüssen in den renovierten Torus des W II a eingebaut und auf Funktionsfähigkeit überprüft werden.

### 1.2.3.2 Diagnostische Vorbereitungen

Verschiedenartige Sonden zur Messung von HF-Feldern im Innern und außerhalb des Plasmas wurden entwickelt. Ein kombiniertes SONDENSYSTEM mit je zwei um  $90^\circ$  gegeneinander versetzten magnetischen Schleifen und Dipolen wird die Feldkomponenten  $E_z$ ,  $E_\varphi$ ,  $H_z$ ,  $H_\varphi$  synchron überwachen und Energieflüsse zur Toruswand messen. Durch den sorgfältig durchgeführten symmetrischen und koaxialen Aufbau aller Sondenkomponenten konnte in einer koaxialen Teststrecke ein sehr guter linearer Frequenzverlauf im gesamten Experimentierbereich erzielt werden.

Lokale elektrische Felder im Plasmannern werden durch symmetrisch aufgebaute HF-Doppelsonden mit Floating-Potential und vergrößerter Impedanz (Miniaturwiderständen in der Sondenspitze) gemessen.

Als weitere HF-Diagnostik wurden Langmuirsonden mit  $50 \Omega$ -Koaxialleitung bis zur Sondenspitze und voller Bandbreite entwickelt.

In Anbetracht der in den Torus eingeführten HF-Leistung bei großer Frequenzbreite sind Störungen der üblichen diagnostischen Techniken zu erwarten. Aus diesem Grunde wurde angestrebt, die Aussagezuverlässigkeit der Plasmadiagnostiken durch Anwendung phasempfindlicher und integraler Methoden zu erhöhen.

Für die Bestimmung von Elektronentemperatur, Plasmadichte und Dichteprofil sind Langmuir-Doppel- und Dreifach-Sonden vorgesehen. Eine Gittersonde als Kurzzeit-Ionenenergie-Analysator ( $\tau \geq 10^{-4}$  sec) wurde vorbereitet. Für die Messung des Plasmadrucks wurde eine diamagnetische Spule aufgebaut und getestet.

Ein 4 mm Zweikanal-Interferometer zur störungsfreien Dichtemessung an zwei Stellen ist in Vorbereitung. Eine in Abteilung 3 entwickelte Elektronik wird der Datenverarbeitung und Signaldarstellung dienen.

## 2. STELLARATOR W II b

(Wissenschaftliche Mitarbeiter:

H. Hacker, C.O.L. Juulman, G. Pacher, S. Rehker, H. Renner, H. Ringler, E. Würsching

Technische Mitarbeiter:

J. Bömerl, A. Eschlwech, P. Irschko, Frau H. Pacher P. Voigt

### 2.1 Übersicht

In einem nahezu störungsfreien Betrieb konnten 1973 am WENDELSTEIN W II b-Stellarator wesentliche wissenschaftliche Ergebnisse erzielt werden.

So wurden im quasistationären Betrieb über 30 ms mit  $n_e \leq 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  Plasmadichte, der Elektronentemperatur  $kT_e \leq 300 \text{ eV}$ , der Ionentemperatur

$kT_i \leq 100$  eV Parameter erreicht, die einen direkten Vergleich des Ohmschen Heizverfahrens im W II b-Stellarator mit der Heizung im Tokamak ermöglichen.

Darüber wurde auf den Konferenzen in Garching, Moskau und Philadelphia / 104, 89, 88/ berichtet. Zu unserer besonderen Freude konnten im Rahmen des Wissenschaftlertausches mit der UdSSR die beiden Kollegen V. Suprunenko und O. Pavlichenko im Anschluß an die Moskau-Konferenz als Gäste für sechs Wochen am Experiment teilnehmen. Der direkte Kontakt mit den beiden Wissenschaftlern vom größten Stellarator "URAGAN" der UdSSR in Charkov erwies sich für beide Seiten als ungemein ergiebig.

## 2.2 Technische Änderungen (Fig.4)

Einige technische Änderungen erwiesen sich bei dem Bemühen den Entladungsverlauf zu optimieren als notwendig.

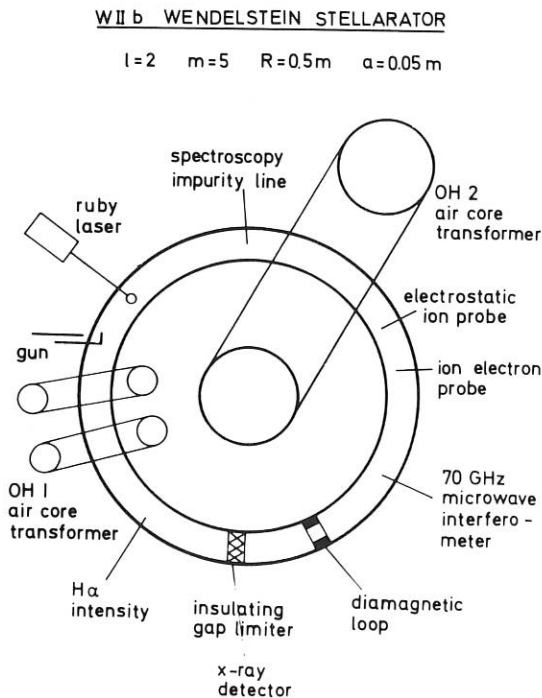


Fig.4: Übersicht: WENDELSTEIN W II b

### 2.2.1 OH2/4 Trafo

Wegen der geringen magnetischen Flußkopplung zwischen dem Primärkreis und dem Sekundärkreis des Heiztrafos OH2 in der W II b-Anordnung ist es schwierig, den Plasmastrom  $I_p$  in seinem zeitlichen Verlauf zu steuern. In einer neuen Verschaltung des OH2-Trafos unter Verwendung von zwei Vakuumschaltern mit Kommutierungsbatterien ist es gelungen, eine günstigere Energieeinkopplung in das Plasma während des Heizvorgangs zu erreichen. Die Heizspannung läßt sich dabei im zeitlichen Verlauf programmieren. Dazu wurden die Entladewiderstände im primären Entladungskreis des Trafos durch Erwärmung und Stufenschaltungen beeinflußt. Die günstigsten Funktionen hierfür wurden gerechnet. Eine Kommutierungsbatterie, die es erlaubt, zusammen mit dem Vakuumschalter bis zu 10 kA bei induktiver Last abzuschalten, wurde entwickelt und hat sich im Betrieb (3000 Pulse) bewährt.

### 2.2.2 Gaseinlaß

Die beobachtete negative Teilchenbilanz während der Langzeitentladungen in H2 im "sauberen Zustand" des W II b mit dem Absinken der Plasmadichte über die Entladungszeit ließ eine zusätzliche Gaszufuhr zur Kompensation der Verluste notwendig erscheinen. Es wurde ein neu gepulstes Gaseinlaßsystem entwickelt, daß mit einem trapezförmigen Zeitverlauf des Flusses  $\dot{\phi} = 10^{18} - 10^{20} \text{ sec}^{-1}$  den experimentellen Forderungen besser angepaßt ist als das ursprünglich eingesetzte Hochdrucksystem.

### 2.2.3 $B_z$ -Feldregler

Rechnungen zum Vakuumfeld des Stellarators mit überlagertem Plasmastrom zeigten, daß die Verschiebung des Gleichgewichtslage nach außen zu einer unzuverlässigen Reduktion des effektiven Plasmaquerschnitts führen kann. Der Transistorregler, der das Vertikalfeld  $B_z \text{ [G]} \sim 7 \cdot I_p \text{ [kA]}$  zur Kompensation der Verschiebung aufbaut, hat sich im Betrieb bewährt.

### 3. Diagnostik

Zu den bereits beschriebenen Diagnostikverfahren<sup>1)</sup> sind folgende Ergänzungen zu erwähnen:

#### 2.3.1 Lageerfassungsspulen

Zur Kontrolle der Wirkung der Vertikalfeldregelung nach dem Strom  $I_p$  auf die Lage des Stromkanals wurde ein System mit vier pick-up-Spulen eingesetzt.

#### 2.3.2 Diamagnetische Spule

Die starre Spulenanordnung, die im Torus eingebaut wurde, hatte große Nachteile. Es war nicht möglich, alle Störeffekte, besonders vom Vertikalfeld  $B_z$  zu eliminieren. Eine ersatzweise eingeführte justierbare Anordnung brachte Ergebnisse, die nicht im Widerspruch zu Messungen mit dem Mikrowelleninterferometer und der Laserlichtstreuung stehen.

#### 2.3.3 Spektroskopie

Die Messungen von  $kT_e$  aus den Dopplerverbreiterungen von  $O_{IV}$  und  $O_{V}$ -Linien ergaben eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der elektrostatischen Ionenenergieanalyse am Rand des Plasmas. Ein piezoelektrisch durchstimmbares neues Fabry-Perot-Interferometer soll in Zukunft eingesetzt werden, um die Profilanalyse mit 1 - 3 msec schneller zu ermöglichen.

Die bisher qualitativen Messungen der Strahlung von Verunreinigungen sollen nun mit dem Einsatz eines Vakuum UV-Monochromators und Absolutmessungen an Resonanzlinien der wesentlichen Verunreinigungen O und C ergänzt werden.

#### 2.3.4 Thomsonstreuung

Die unerwartet hohen Elektronentemperaturen  $kT_e \leq 300$  eV zwingen dazu, die Bandbreite bei der Beobachtung des Streulichts zu erweitern. Es ist in Erwägung gezogen, das flexiblere Filterverfahren anstelle des Monochromators zur Profilanalyse einzusetzen.

#### 3.3.5 Thomson-Streuung an den Elektronendichte-Fluktuationen parallel zum Hauptfeld

Zielsetzung dieses Experiments ist, die Verteilungsfunktion  $f(v_e)$  in Richtung des Ohmschen Heizstroms zu studieren. Dabei soll beantwortet werden, ob die Verteilungsfunktion noch näherungsweise thermisch ist (kleine Anteile hochenergetischer run-away-Elektronen wären allerdings nicht bemerkbar), ob sie derselben Temperatur wie diejenige quer zum Heizstrom (bzw. zum Hauptfeld  $B_0$ ) entspricht, und ob sich eventuell eine Drift infolge des Heizstroms herauslesen läßt.

Zu diesem Zweck lassen sich am W II b der Laser- und der Beobachtungs-Strahlengang so wählen, wie in der Fig. 5 angedeutet. Bei dieser  $144^\circ$ -Streuung liegt der  $\vec{k}$ -Vektor, an dem man streut, innerhalb einiger Winkelgrade parallel zur Hauptfeld-Richtung.

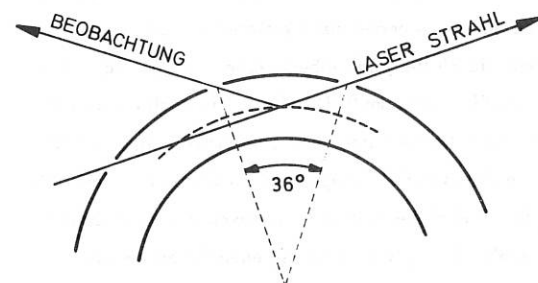


Fig. 5: Streugeometrie für  $\vec{k} \parallel \vec{B}$ , schematische Aufsicht des Torus

Die Meßanordnung wurde aufgebaut an einem Modell von Torus und Hauptfeldspulen. Das gemessene Falschlicht in dieser Geometrie entspricht einer äquivalenten Elektronendichte von  $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Dem Detektor muß daher ein Falschlicht-Sieb vorgeschaltet werden.

#### 2.3.6 $H_{\alpha}$ -Absolutmessung

Ein System für die räumlich und zeitlich aufgelöste Bestimmung der  $H_{\alpha}$ -Intensität wurde erfolgreich eingesetzt. Durch ergänzende Messungen der  $H_{\alpha}$ -Intensi-

tät an anderen Beobachtungsfenstern um die Maschine konnte die Gesamtintensität des  $H_{\alpha}$ -Lichtes gemessen werden. Unter Benutzung der Tafeln von Hinnoy wurden so die Ionisationsraten und die Teilcheneinschlußzeiten  $\tau_p$  berechnet.

## 2.4 Datenerfassungsanlage

H. Krikava, S. Rehker, D. Zimmermann<sup>1)</sup>

Mit einem Teil der an der Datenerfassungsanlage vorhandenen Hardware wurde ein provisorisches Softwaresystem mit dem Namen "RESI" geschrieben und im experimentellen Betrieb eingesetzt. Dieses System verwendet von den im Jahresbericht 1972 beschriebenen experimentorientierten Geräten den Miniverter (Multiplexer mit ADC, max 32 Kanäle). Über dieses Gerät werden fünf der wichtigsten physikalischen Parameter des W II b erfaßt und digitalisiert. Die Daten werden anschließend mit einem Initialisierungsblock versehen auf die Platte weggeschrieben. Wegen der sehr begrenzten Kapazität der vorhandenen Platte - die zudem durch Programm belegt ist - können nur die Daten von etwa 50 Schüssen auf die Platte geschrieben werden. Da bei der hohen Schußfrequenz am W II b die Platte nach etwa zwei Stunden keine Daten mehr aufnehmen kann, müssen die Daten auf ein Magnetband umkopiert werden. Dadurch wird aber entweder der experimentelle Betrieb empfindlich gestört oder es gehen Daten verloren.

Unter einigen Voraussetzungen, die durch ergänzende Diagnostiken zu prüfen sind, lassen sich aus den fünf aufgenommenen physikalischen Meßgrößen eine Fülle von physikalischen Folgerungen ziehen. Das Softwaresystem "RESI" enthält daher eine Reihe von Auswertungsprogrammen, die die abgespeicherten Daten von der Platte oder dem Magnetband zurücklesen und Berechnungen durchführen. Der Experimentator hat über eine 16-stellige Funktionstastatur den Ablauf des Systems zu steuern. Insbesondere bestimmt der Experimentator über diese Funktionstastatur, ob und welches Auswertungsprogramm die Daten des vorherigen Schusses auswerten soll. Eine Auswertung eines zurückliegenden Schusses, etwa zu Vergleichszwecken, ist ebenfalls möglich. Die Ergebnisse der betreffenden Auswertung werden auf dem Bildschirm

graphisch dargestellt und können über eine Hardcopy-Einheit dokumentiert werden.

Die Schnelligkeit und Zuverlässigkeit der Datenerfassungsanlage ermöglicht es jetzt, dem Experimentator Auswertungen zwischen den Schüssen vorzunehmen, die nach der konventionellen Methode über Polaroidbilder nur in stundenlanger Arbeit möglich waren.

Das Softwaresystem "RESI" ist genauer in dem Bericht IPP 2/219, 4/115 beschrieben.

## 2.5 Ohmsche Heizung im Stellarator

Im folgenden sollen als wichtigste Ergebnisse des Stellarators W II b die Einschlußeigenschaften diskutiert werden:

### 2.5.1 Energieeinschluß $\tau_E^1$

In einem weiten Parameterbereich wurden die Energieeinschlußzeiten  $\tau_E^1 = \frac{W_e}{N}$  untersucht. Die Energie der Elektronen  $W_e$  wird durch Integration  $\int n T_e dv$  der mit Mikrowelleninterferometer und Thomsonstreuung gemessenen Dichte- und Temperaturverteilungen bestimmt. Die Heizleistung  $N$  ergibt sich aus  $I_p \times U_R$ . Dabei ist  $U_R$  die mit induktiven Korrekturen versehene Heizspannung.

Im Vergleich mit Tokamakentladungen ist  $\tau_o = \frac{1}{\omega_o}$  als von den helischen Strömen erzeugte Rotationstransformation ein zusätzlich freier Parameter. Die Gesamtrotationstransformation  $\tau = \tau_o \pm \tau_p$  ergibt sich mit dem zusätzlichen Beitrag  $\pm \tau_p$  des Plasmastroms  $I_p$ .

Fig. 6 zeigt experimentelle Elektronenenergiedichten  $nkT_e$  zum Heizstrom  $I_p$  bei bestimmten  $\tau_o$ -Werten. Es ist zu sehen, daß die erreichten Werte alle höher liegen, als sich nach der Tokamakskalierung für  $\beta_o = 0.6$ ,  $Z_{eff} = 2.0$  ergeben würde. In der Tat folgt aus dem Ansatz einer pseudoklassischen Wärmeleitung für die Elektronen als beherrschendem Verlustmechanismus für Stellaratoren  $nkT_e \sim (\tau_o + \tau_p) I_p B_o$ , wobei bei  $\tau_p > \tau_o$  ein Übergang zu der Tokamakrelation  $nkT_e \sim I_p^2$  zu sehen ist.

1) Abt. Technik

$nkT_e \sim (\tau_o + \tau_p) I_p \cdot B_o$  "Stellarator"

mit  $\tau_p > \tau_o$ ,  $\tau_p \sim \frac{I_p}{B_o}$

$nkT_e \sim I_p^2$  "Tokamak"

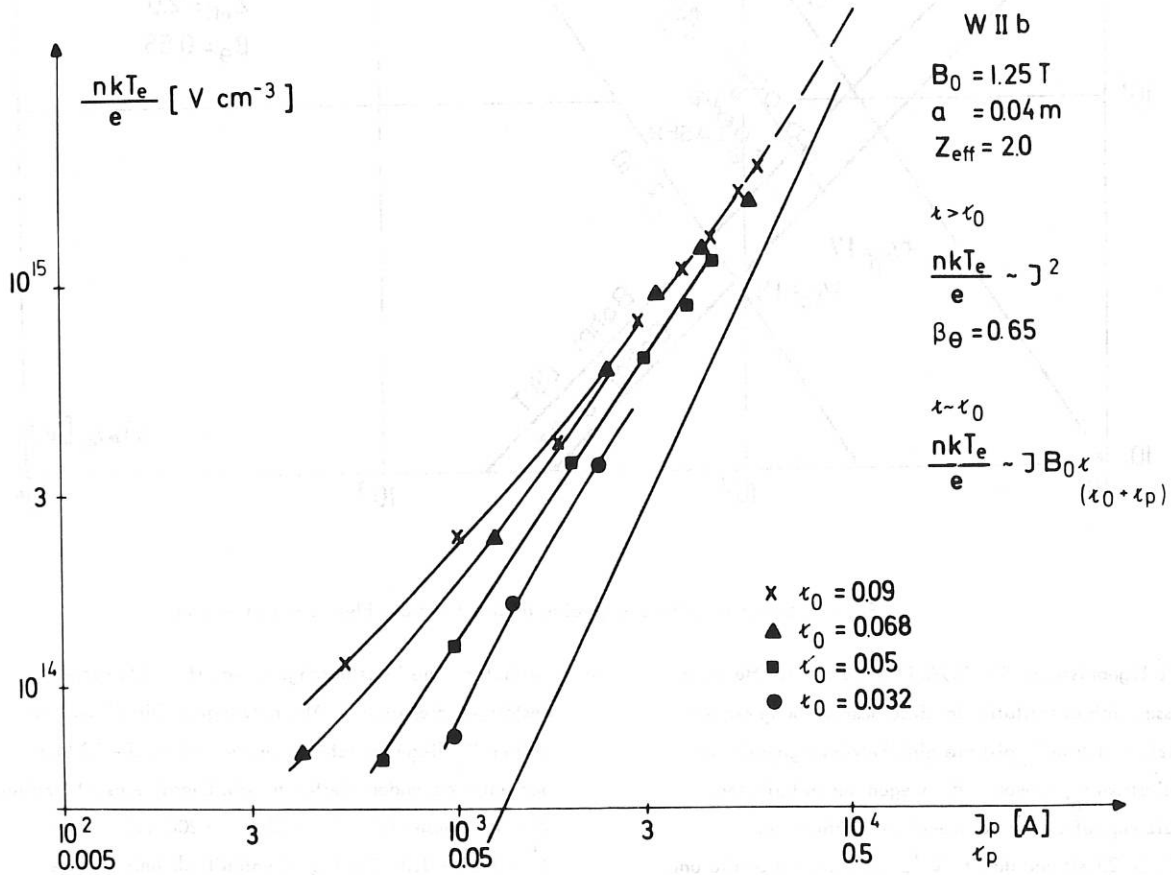


Fig. 6: Energiedichte der Elektronen vs. Plasmaström für verschiedene  $\tau_o$ -Werte

Die Skalierung von  $\tau'_E$  sollte proportional zu  $\sigma$  mit der Temperatur verlaufen. In Fig. 7 bestätigt  $\tau'_E \sim T^{3/2}$  klassische Leitfähigkeit für die W II b-Experimente. Bei vorhandener externer Rotationstransformation gilt  $\tau'_E \sim \tau / \tau_p \cdot \sigma$ . Mit anwachsendem Strom (steigendem  $\tau$ ) zeigt sich in dem Diagramm eine Reduktion von  $\tau'_E$ . Die Geraden  $C^2 = 1$ ,  $C^2 = 10$  entsprechen dabei den Vorhersagen der pseudoklassischen Theorie für  $\tau_o = 0$ .

Durch diese experimentellen Ergebnisse wird bestätigt, daß im W II b Stellarator die ohmsche Heizung so effektiv wie in Tokamaks vergleichbarer Größe geführt werden kann. Aus der vorhandenen und veränderbaren externen Rotationstransformation  $\tau_o$  ergeben sich zusätzliche Verbesserungen im Einschlußverhalten.

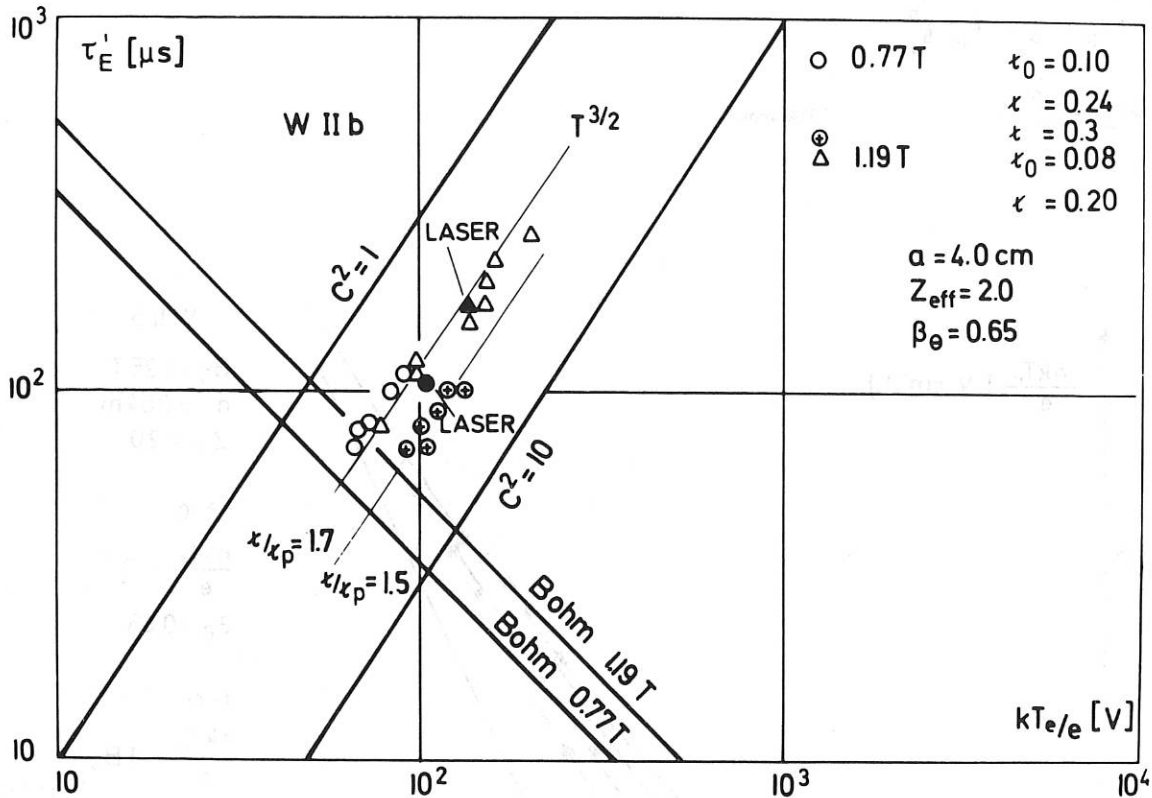


Fig.: 7: Skalierung der Energieeinschlußzeit mit der Elektronentemperatur

Die Ergebnisse am "URAGAN" mit ohmscher Heizung lassen sich quantitativ in diese Beschreibung einbeziehen. Für  $nkT_e$  gilt die gleiche Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_p$ , obwohl  $\sigma$  wegen der turbulenten Heizung auf Grund der niedrigen Dichten bei  $kT_e > 20 \text{ eV}$  und damit  $\tau_E'$  eine andere Skalierung mit  $T_e$  zeigt.

### 2.5.2 Teilcheneinschluß $\tau_p$

Die Teilcheneinschlußzeiten  $\tau_p$  konnten zu Jahresbeginn nur indirekt über die Neutralgasbilanz und den zeitlichen Verlauf der Ionentemperatur abgeschätzt werden. Nach der neoklassischen Theorie liegen unsere Parameter im "intermediate regime". Der Diffusionskoeffizient sollte daher unabhängig von der Dichte zu  $D_{IR} \sim \frac{(kT_e)^{3/2}}{B_o^2}$

verlaufen. Die jetzt durchgeführten  $H_\alpha$ -Messungen bestätigen die früheren Abschätzungen. Die Einschlußzeiten  $\tau_p$  liegen durchweg um den Faktor 5 - 10 über den entsprechenden Werten für die Energieeinschlußzeiten:

$\tau_p \sim 1 - 3 \text{ msec}$  für  $T_e = 50 \text{ eV} \rightarrow 200 \text{ eV}$ ,  
 $\tau = 0.05 - 0.3$ . Die Fig. 8 enthält als Beispiel die Skalierung der normierten experimentellen Werte

$\tau_{\text{exp}} \cdot \frac{(kT)^{3/2}}{\tau}$  mit  $B_o^2$ . Es kann innerhalb eines Faktors 1.5 eine Übereinstimmung von  $\tau_{\text{exp}}$  zu den Vorhersagen der neoklassischen Theorie im  $I_R$  gefunden werden.



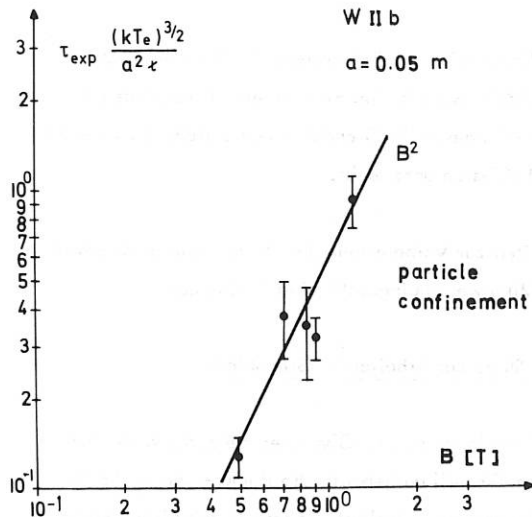


Fig.8: Skalierung der Energieeinschlußzeit mit dem Magnetfeld

### 2.5.3 Verunreinigungen

Die Bedeutung von Verunreinigungen im W II b lassen sich am  $Z_{eff} = \bar{z}$  abschätzen. Als wesentliche Komponente läßt sich aus spektroskopischen Beobachtungen Sauerstoff angeben. Durch Zugaben von bestimmten Mengen Ne konnte an dem Effekt auf die Plasmaparameter der Verunreinigungsanteil auf < 5 % abgegrenzt werden.

### 2.6 Pläne

Ein Schwerpunkt der zukünftigen Untersuchungen wird auf einer quasistationären Analyse der Verunreinigungen mit spektroskopischen Methoden liegen. Dabei soll auch der Anteil der Strahlungsverluste an der Energiebilanz über die Verunreinigungen beschrieben werden. Modellrechnungen nach dem Düchs-Code mit Einbeziehen der O-Verunreinigungen sollen Vergleichswerte für die Entladungsparameter liefern.

Wegen der andersartigen recycling Vorgänge im He im Vergleich zu H<sub>2</sub> sollen die Heizexperimente nun auch in He fortgeführt werden. Es wird erwartet, daß dabei

Ergebnisse zur Bedeutung der Strahlung in der Energiebilanz erarbeitet werden. Die unterschiedlichen Skalierungen von  $\tau_E$ ,  $\tau_E$  und  $\tau_p$  zur Temperatur sollen auf dieser Basis diskutiert werden.

Der Einfluß von niedrigen  $\tau_0$  Werten auf die Startphase der Entladung mit dem run-a-way Problem soll studiert werden. Das Verhalten der Entladung auf die zeitlich veränderte äußere Rotationstransformation  $\tau_0(t)$  wird mit dem Ziel einer Parameterausweitung untersucht.

### 3. STELLARATOR WEGA

(K. Baker<sup>+</sup>, C. Bayle<sup>+</sup>, A. Eschlwech<sup>+</sup>, R. Fritsch, M. Lipa<sup>+</sup>, C. Mahn<sup>+</sup>, W. Ohlendorf, H. Kotzowski<sup>+T</sup>, R. Hadersbeck<sup>+T</sup>, G. Pacher<sup>+</sup>, H. Pacher<sup>+</sup>, J. G. Wegrowe)

(P. Blanc, J. J. Capitain, W. Hess, G. Ichtchenko, P. Lallia, D. Moulin, J.-P. Moussy, T. K. N'Guyen, R. Provost, A. Raffin, G. Schenk, G. Tonon<sup>++</sup>)

Der Stellarator WEGA wird in Zusammenarbeit zwischen dem IPP und CEA Grenoble gebaut und wird in Grenoble unter Mitwirkung von ERM Brüssel betrieben werden, um die Hochfrequenzheizung im Stellarator zu studieren. Die Arbeiten wurden im Berichtsjahr wie folgt weitergeführt.

#### 3.1 Stand der Arbeiten am IPP

Der Torus WEGA sollte durch Biegen zweier Halbtoren aus geraden Rohren hergestellt werden. Nach siebenmonatiger Ausschreibung wurde einer holländischen Firma dazu der Auftrag erteilt. Nach einem mißlungenen Biegeversuch im September wurden dann bei einer anderen Firma zwei konventionelle Torusschalen bestellt. Der zunächst seitens der Firma genannte Liefertermin (Dez. 1973) wurde um acht Wochen überschritten. Die Folgebearbeitung (Innenausdrehen und Verschweißen zu einem Torus) ist mit einer fünfwöchigen Lieferzeit (Fertigstellung Ende 73/74) bei einer holländischen Firma bestellt worden. Die Vergabe der Herstellung der Stützenbohrungen wird voraussichtlich Ende 2/74 erfolgen. Voraussichtliche Inbetriebnahme des Stellarators in Grenoble: Ende erstes Quartal 1975.

++) CEA-Grenoble

+ ) Teilzeitlich bzw. vorübergehend

T) IPP- Abt. Technik

Die Brücken der helikalen Leiter wurden nach eingehenden Untersuchungen der magnetischen Störungen verschiedener Brücken-Konfigurationen als "Theta"-Brücken konzipiert (Fig.9). Durch diese Konfiguration ist eine schnelle Montage und Demontage gewährleistet, da die beiden Torushälften getrennt werden können, ohne daß eine Verbindung der Helix-Pakete zwischen den beiden Halbtoren gelöst werden muß. Außerdem entfällt das Problem, lösbare Kontakte ( $\varphi$ -Brücken), wie am W II a und W II b, für einen Strom von ca. 30 kA zu konstruieren. Gleichzeitig reduzieren sich die Anforderungen an die Isolation enorm, da statt einer in der Helix induzierten Ringspannung von bis zu 25 kV nur noch die halbe Ringspannung, also ca. 0.5 kV berücksichtigt werden muß.

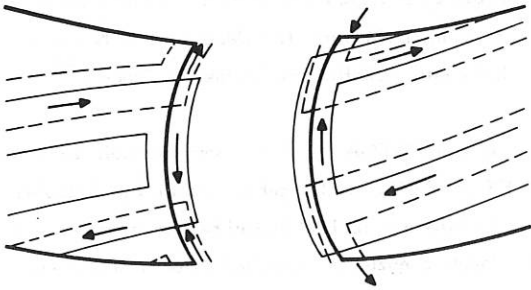


Fig. 9: Theta-Brücken

Die Helix mußte auf Grund dieser Entscheidung und der bereits erfolgten Bestellung des Generators in Grenoble daraufhin bezüglich Zahl und Querschnitt der Helix-Leiter pro Paket neu optimiert werden. Anstelle von 16 Leitern à  $30 \times 10 \text{ mm}^2$  und einem blinden Stahl-Mittelleiter wurden nun 14 Leiter pro Paket mit einem Querschnitt von  $13 \times 30 \text{ mm}^2$  gewählt, um ein Minimum des Ohmschen Widerstandes der Helix zu erreichen. Für  $B_0 = 14,4 \text{ kG}$  sollte damit  $\tau_{\text{helix}} = 0.3$  erreichbar sein. Die Helix wird auf einem im Berichtsjahr bestellten Dummy-Torus vorgefertigt werden.

Die Komponenten des Gerüsts wurden konzipiert. Das Stützrohr wird Anfang März 1974 fertig (Roh-Teil). Die Tragringe werden im Februar 74 bestellt. Die Ausschreibung für die Fertigbearbeitung wird ebenfalls

im Februar erfolgen. Die Lieferung aller Spulen für das Hauptfeld erfolgt Ende des ersten Jahresdrittels 1974.

Zur Konzeption des Fahrgestells für die bewegliche Torushälfte wird in Zusammenarbeit mit ILL (Institut Laue - Langevin) in Grenoble die mögliche Verwendung von Luftkissen untersucht.

Arbeiten zur Vorbereitung der Thomson-Streuung sowie der Mikrowellendiagnostik sind im Gange.

### 3.2 Stand der Arbeiten in Grenoble

Der Transformator zur Ohmschen Heizung wurde auf seinem Gestell aufgebaut. Die Primär- und  $B_z$ -Feld-Spulen wurden installiert. Sodann wurde dieses System bei vorerst kleiner Induktion mit zufriedenstellenden Ergebnissen getestet. Die gemessenen Werte lassen auf ein stabiles Gleichgewicht des Plasmastromringes auch ohne Stellaratorfeld schließen.

Die mit PETULA gemeinsame Hauptfeldstromversorgung wurde im Herbst installiert. Das Kondensatorsystem zur Induktion des Stromanstiegs befindet sich im Aufbau. Sämtliche anderen Stromversorgungen (helisches Feld, Strom-Plateau, Trafo zur Reinigungsentladung) wurden bestellt und werden bis Sommer 1974 in Betrieb genommen.

Sämtliche Komponenten des Datenerfassungssystems und Kontrollsystems wurden bestellt. Der Kleinrechner zur Datenerfassung und -verarbeitung vom Typ Telemecanique T 1600 wird im März 1974 geliefert.

Die Komponenten verschiedener Diagnostiksysteme (zum Teil gemeinsam mit PETULA) wurden bestellt bzw. entwickelt. Dies beinhaltet u.a. UV-Spektroskopie, Neutralteilchenanalyse mit einer in FAR entwickelten Anlage, sowie Flugzeitspektroskopie von Neutralteilchen zur Messung von  $T_i$ .

### 3.3 HF-Heizungsprogramm und Vorbereitungen

Vertreter der drei Partnerlaboratorien (CEA, IPP, ERM) sowie von EURATOM kamen im Mai 1973 überein, Heizung bei der unteren Hybridfrequenz (LH) als erstes Heizverfahren an der WEGA vorzusehen. Weiterhin wurde beschlossen, Vorbereitungen zur späteren Anwendung der Ionenzyklotronheizung in der WEGA zu beginnen.

Das LH-Experiment<sup>+) hat zum Ziel das Studium der Ankopplung (auch wenn die "accessibility condition" nicht erfüllt ist), der Wellenfortpflanzung und -absorption, sowie des Einflusses der HF-Felder und der zusätzlichen Heizung auf den Plasmaeinschluß. Die vorgesehene Einkopplungsstruktur, die zusammen mit der Hohlleiteranordnung in Grenoble entwickelt wurde, besteht aus vier kleinen Schleifen mit variablem Phasenunterschied. Der bestehende Sender für das LH-Experiment, "Oscar", liefert jetzt 50 kW im Dauerstrich bzw. 100 kW in 1 ms Pulsen bei 450-640 MHz. Um die abgeschätzte Heizleistung ins Plasma in die Größenordnung der Ohmschen Leistung zu bringen, wird versucht, die Leistung auf 100 kW während 5 - 10 ms zu bringen. Der Einsatz eines leistungsstärkeren Senders Mitte 1976 wird angestrebt.</sup>

### 4. SUPRALEITENDER QUADRUPOLOID W VI

(Mitarbeiter: A.W.Hagemann, H.J.Jäckel, J.Kißlinger, J.Konrad, F.Rau, M.Schmäling, R.Semler)

#### 4.1 Allgemeines

Die Aktivitäten am Projekt W VI im Hinblick auf ein plasmaphysikalisches Experiment wurden ab Juni 1973 eingestellt. Dies geschah im Interesse einer Konzentration des Institutsprogramms auf stärker fusionsorientierte Experimente.

<sup>+) "Some Aspects of the WEGA Lower-Hybrid Experiment", S.Pesic, EUR-CEA 173 (1973) und Dissertation S.Pesic, Université de Paris (1973).</sup>

In der Abteilung 2 ist im Hinblick auf die Priorität des W VII und der diesem Projekt direkt zugeordneten Begleitexperimente das für eine angemessene Nutzung des W VI als plasmaphysikalisches Experiment erforderliche Potential nicht vorhanden.

Daher wurde von der Abteilung E 2 in der WL am 17.5.73 der Antrag gestellt, W VI als plasmaphysikalisches Experiment nicht weiter zu verfolgen. Nach Diskussion hat die WL diesem Antrag entsprochen.

Ein Abschlußbericht für die WL wurde Herrn Wienecke Anfang Juni 1973 zugeleitet.

#### 4.2 Test der beiden supraleitenden Nb<sub>3</sub>Sn-Spulen

Die am W VI durchgeführten Arbeiten konzentrierten sich auf Vorbereitung und Durchführung der Tests der beiden W VI-Spulen. Im Helium-Gas bei Temperaturen bis 17 K wurde das Quenchverhalten der Spulen untersucht (Fig.10).

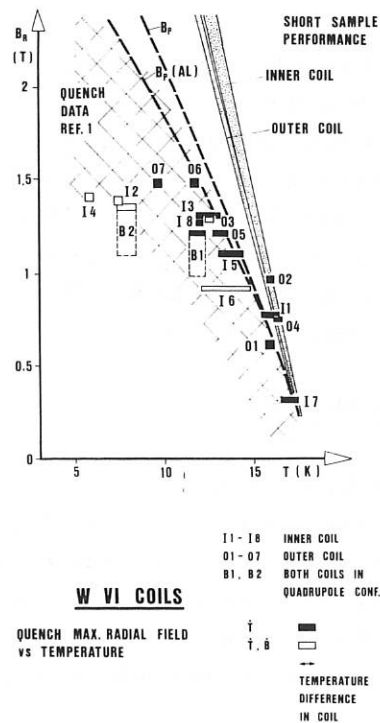


Fig.10:

Das im Test erreichte Magnetfeld betrug bis zu 70 % des für den W VI erwarteten Wertes bei dessen oberer Betriebstemperatur. Oberhalb einer Temperatur von 11 K lagen die experimentellen Werte des Maximalwertes der radialen Magnetfeldkomponente (Eintritt des Quenches) nahe dem sog. Eindringfeld, welches sich in einem einfachen Modell abschätzen läßt. Lokale Messungen von Magnetfeldkomponenten nahe der Spulen geben Hinweise auf Magnetfeldverzerrung aufgrund diamagnetischer Ströme im Supraleiter.

#### 4.3 Weitere Experimente an den W VI-Spulen

Im F + E-Programm 1973 sind weitere Experimente an den W VI-Spulen vorgesehen gewesen. Sie sollten näheren Aufschluß geben über den quenchauslösenden Vorgang. Hierfür wurden vorbereitet:

- a) Zwei Sätze von je fünf normalleitenden Spulen Sp 440 und Sp 300 A zur Erzeugung lokaler radialer Felder;<sup>+)</sup>
- b) Ein zyklisch arbeitender Datenspeicher mit 24 nutzbaren Kanälen.<sup>1)</sup> Zur Registrierung der Teilspannungen innerhalb der Spulen vor und während des Quenches.

Nach Beendigung der Spulentests zeigten die Spulen zum Teil erhebliche Leiterverschiebungen. Es liegt nahe, daß bei einem Teil der Quenche die auslösende, lokale Leitererwärmung durch mechanische Reibung und nicht durch magnetische Instabilität erzeugt wurde. Zur Untersuchung dieser Frage wären einige Überholungsarbeiten notwendig gewesen, die durch Beschluß der WL jedoch nicht durchgeführt werden konnten.

#### 4.4 Spulentwicklung

Überlegungen zur Optimierung der Spulengeometrie mit bandförmigem Supraleiter (Minimalisierung der radialen Magnetfeldkomponente) lassen für Verwendung in modularen toroidal angeordneten Magneten Flachspulen als vorteilhaft erscheinen. Zur hinreichenden Simulation der Effekte der Torusgeometrie wäre eine Anordnung von

(2 Z + 1) solcher Modulen mit einem Spulenradius  $R_c$  auf einem Torus-Sektor mit großem Radius  $R_o$  unter jeweils einem Winkelabstand  $d\psi$  (rad) ausreichend, wobei gilt /129/.

$$Z = 2 \cdot \frac{R_c}{R_o d\psi}$$

#### 4.5 Abkühltechnik

Offensichtlich durch ein Versehen des Redaktionskomitees der "Proceedings of Int. Cryogenic Eng. Conf, Eindhoven, 1972 (ICEC 4)" gelangte unser Konferenzbeitrag<sup>++)</sup> nicht zum Abdruck. Die Chance, stattdessen einen Artikel für Cryogenics zu schreiben /63/ (zusammen mit A. Elsner) gab Anlaß zu einer detaillierteren Betrachtung des Wärmeübergangs an Festkörperkontakten im Vakuum bei tiefen Temperaturen. Für eine Temperatur am Kontakt von  $5.5 \text{ K} < T < 20 \text{ K}$  gilt empirisch für die Wärmeleitung über die Trennstelle

$$C \text{ [W/K]} = 4 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 \cdot 8 \text{ (T in K)}$$

Für  $T > 50 \text{ K}$  fanden wir  $C \approx 3.5 \text{ W/K}$  unabhängig von der Temperatur.

### 5. SONSTIGE ARBEITEN

#### 5.1. Memorandum über die Technologischen Probleme des Fusionsreaktors (Endredaktion)

Der Entwurf des "Memorandums"<sup>+)</sup>  war von mehreren Arbeitskreisen, deren Mitglieder sich aus den vier Einrichtungen GFK Karlsruhe, KFA Jülich, HMI Berlin und IPP Garching zusammensetzten, zwischen März 1971 und Februar 1973 erstellt worden. Nach einer Diskussion im Kreis interessierter Fachleute (Berlin 16.4.73) wurden mit der Endredaktion beauftragt:

W. Dänner, IPP	E. Geißler, KFA
J. Darvas, KFA	W. Lutze, HMI
K. Ehrlich, GFK	F. Rau, IPP

<sup>+)</sup>  Memorandum über die Technologischen Probleme des Fusionsreaktors, GFK Karlsruhe, IPP Garching, KFA Jülich, HMI Berlin, Sept. 1973

<sup>+)</sup>  dieser Aufbau fand später Verwendung beim Test des Prototyps einer Helixbrücke für W VII a; vgl. "Experiment W VII "

1) IPP-Bericht 2 /216

<sup>++)</sup>  IPP-Jahresbericht 1972

Der Text des Entwurfs wurde kritisch durchgesehen. In Zusammenarbeit mit Mitarbeitern der verschiedenen Arbeitskreise wurden einige Kapitel neu geordnet oder umgeschrieben. Hierbei wirkten im IPP zusätzlich noch mit:

H. Herold, H. J. Jäckel und H. Wobig.

Die graphische Gestaltung der Abbildungen wurde im überwiegenden Maße von J. Konrad und R. Semler durchgeführt; die Druckarbeiten besorgte die Dokumentation des IPP.

Das Memorandum wurde Ende Oktober 1973 den vier Einrichtungen und dem BMFT zugestellt.

## 5.2 FRTP - Fusionsreaktor-Technologieprogramm

Zeitlich parallel zur Endredaktion des "Memorandums" verlief die Formulierung eines Programmvorschlages "Fusionsreaktor-Technologieprogramm". Beteiligt waren die vier bei der Abfassung des "Memorandums" mitwirkenden Einrichtungen, die jeweils einen ihrer Mitarbeiter vollamtlich dafür abstellten:

A. Knobloch	IPP Garching
W. Henkes	GFK Karlsruhe
W. Lutze	HMI Berlin
J. Darvas	KFA Jülich

Der von diesem Ausschuss erstellte Programmvorschlag wurde am 20.8.1973 in Garching mit den Geschäftsführungen der vier Einrichtungen diskutiert und nach erfolgter Zustimmung am 17.9.1973 fertiggestellt. Der Vorschlag des FRTP wurde am 13.12.1973 dem BMFT zugestellt.

## 5.3 Stationäre Thomson-Streuung mit einem kontinuierlichen Argon-Ionen-Laser

(Mitarbeiter: M. v. Hellermann)

Ausgangspunkt der experimentellen Untersuchungen war die Thomsonstreuung an kalten, dünnen Plasmen ( $n_e \leq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \leq 0.2 \text{ eV}$ ).

In diesem Fall wird die untere Nachweisgrenze vom Falschlicht (d.h. die Streuung und Reflexion des Laserlichtes am Streugefäß), dem Detektorrauschen und der Laserleistung bestimmt. Experimentell wurde die Thomsonstreuung durch Rayleighstreuung an Helium bzw. Argon simuliert. Das Falschlicht konnte bis auf ein Niveau entsprechend einer Elektronendichte von  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  herabgesetzt werden.

Für den Fall von Wasserstoffplasmen (höhere Dichte und Temperatur) ist nicht mehr das Falschlicht und das Detektorrauschen, sondern die Kontinuumsstrahlung (frei-frei und freigegeben) aus dem Plasma dominierend.

Zur Zeit wird an einem stationären Wasserstoffbogen<sup>++)</sup> mit einer Brenndauer von ca. 30 Min, einer Elektronendichte von ca.  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 2 \text{ eV}$ , ein Streuexperiment durchgeführt.

Die ersten vorläufigen Ergebnisse zeigen, daß das Eigenleuchten ca.  $10^3$  mal größer als das Thomsonsignal ist (bei einer Laserleistung von 0.5 W).

Um die zeitlichen Änderungen des Eigenleuchtens zu unterdrücken wird das Laserlicht mit 10 kHz mittels einer Pockelszelle moduliert.

Dieses stationäre Streuexperiment soll eine Abschätzung der Laserleistung ermöglichen, die für eine zeitliche Auflösung der Elektronendichte und Elektronentemperatur im Millisekundenbereich bei einem Stellarator- bzw. Tokamakexperiment notwendig sein wird.

## 5.4 Degradation von Supraleiterspulen aus $\text{Nb}_3\text{Sn}$ -band bei verschiedenen Temperaturen

(Mitarbeiter: A.P. Martinelli<sup>++)</sup>, S.L. Wipf)

Die Stabilität des Supraleitungszustandes der Spule unter dem Einfluß von kontrollierten Wärmequellen im Innern

<sup>+) Im Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart</sup>

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

der Wicklung wurde weiterhin untersucht, in Fortsetzung der Experimente des Vorjahres<sup>1)</sup>. Neue Heizelemente wurden eingebaut in der theoretisch günstigsten Plazierung; die Aluminiumscheiben zwischen den einzelnen Flachspulen wurden durch Blei, dessen spezifische Wärme 50 mal höher ist als Aluminium, ersetzt; die Kühlung durch strömendes Heliumgas und die Temperaturkontrolle wurden verbessert. Bei verschiedenen Strömen und Temperaturen, d.h. bei verschiedenen Stabilitätsparametern<sup>1)</sup>

$$\xi = (T_1 - T_0) / (i^2 \rho)$$

wurde die Toleranz der Spule gegen adiabatische Wärmequellen (kurze Heizpulse einer bestimmten Gesamtenergie) oder gegen isotherme Quellen (lange Heizpulse einer bestimmten Leistung) genau festgestellt. Die Resultate können mit der verhältnismäßig einfachen Theorie<sup>1)</sup> in ungefähre Übereinstimmung gebracht werden, wobei Wärmeleitfähigkeit innerhalb der Wicklung und Wärmeübergangskonstante zwischen Wicklung und Heliumgas als effektive Parameter fungieren, die innerhalb gewisser Grenzen anpassbar sind. Insbesondere zeigt sich, daß für  $\xi \geq 50 \text{ Kcm}^3 \text{W}^{-1}$  die Spule volle Stabilität hat, wie theoretisch erwartet.

Ein detaillierter Bericht, der vor allem auch die Bedeutung dieser Resultate für den Bau großer Spulen diskutiert, ist in Vorbereitung und wird vermutlich gegen Ende des Jahres (1974) fertig werden.

---

1) A.P.Martinelli and S.L.Wipf, IEEE Proc.1972 Appl. Superconductivity Conference, Annapolis, Md., May 1972, pp.331-40 (72CHO682-5 TABSC)

## EINLEITUNG

Im folgenden berichten die Gruppen des W VII-Teams. Die Gruppe "Vorexperiment W VII" ist zu den bestehenden neu hinzugekommen. Ihre Aufgaben: Fertigstellung des Vorexperiment-Torus<sup>1</sup> und Klärung vorexperimentbezogener physikalischer Fragen.

Ein Teil (ca. 15%) der genannten Mitarbeiter wurde im Laufe des Berichtszeitraumes mit anderen Aufgaben betraut und steht für die Mitarbeit am W VII nicht mehr zur Verfügung.

### 1. PROJEKTLEITUNG

(M. Blaumoser, G. Duesing, K. Freudenberg, A. Ilse, J. Junker, A. Knobloch, J. Kolos, M. Kottmair, G. Wolf, G. Wulff)

#### 1.1 Management

Die Zusammenarbeit der Gruppen auf der Basis des Organisationsplans vom Okt. 72 hat sich weiter bewährt und findet ihren Ausdruck in einem zügigen Projektablauf.

Die projektspezifische Personalknappheit, verstärkt durch die eingangs erwähnte Personalreduzierung, konnte z.T. durch Vergabe von Ingenieuraufgaben an die Industrie kompensiert werden.

Der Geldmittelabfluß entsprach in etwa den Schätzungen, blieb jedoch partiell hinter den Erwartungen zurück, weil einige Auftragnehmer ihren Lieferverpflichtungen nicht nachkommen konnten. Es zeigte sich auch, daß die Kalkulation komplexer Teilsysteme vor Abschluß der Entwurfsphase außerordentlich schwierig ist.

#### 1.2. Physik und Technik

Die physikalische Motivation ist unverändert. Ebenso das technische Konzept. Um die unterschiedlichen Fertigstellungstermine für Torus mit Helix (W VIIb) einer-

seits und aller übrigen Komponenten andererseits zu überbrücken, wurde am 23.11.73 von der WL die Durchführung des W VII-Vorexperiments beschlossen. Dabei sollen mit Ausnahme der Komponente Torus mit Helix, deren Beschaffung zeitlich problematisch ist, nahezu alle W VII Komponenten zum Einsatz kommen. Als Vorexperiment-Vakuumgefäß dient der bereits gefertigte "kleine" Torus, der unter dem Namen W VIIa bekannt ist und der im IPP mit einer  $l=2$ -Helix versehen wird. Dadurch können, in Fortführung der Experimente in der Apparatur W IIb, die Untersuchungen zur Ohm'schen Heizung bereits vorweg durchgeführt werden, und zwar möglichst auch in den bisher nicht zugänglichen Parameterbereichen, in denen das Magnetfeld des Ohm'schen Heizstroms die übrige Magnetfeldkonfiguration nur noch geringfügig verändert. Das Vorexperiment eröffnet auch die Möglichkeit, schon beim Ersteinbau des "großen" Vakuumgefäßes sofort die zum tangentialen Neutralteilcheneinschuß erforderlichen Hauptfeld-Sonderspulen mit zu montieren, so daß diese Einschußexperimente relativ frühzeitig stattfinden können. Neben den physikalischen Zielen <sup>1)</sup> sollen am Vorexperiment insbesondere auch Erfahrungen für die Handhabung der Maschine zum späteren Betrieb mit dem "großen" Vakuumgefäß gesammelt werden.

#### 1.3. Stand des Projekts

Die Arbeiten an den Hauptkomponenten sind so weit fortgeschritten, daß die Inbetriebnahme des Vorexperiments voraussichtlich im ersten Halbjahr 1975 erfolgen kann. Eine Minimalbetriebszeit für das Vorexperiment von einem Jahr scheint sicher zu sein, da die Fertigstellung von Torus mit Helix nicht vor Mitte 1976 erwartet wird.

Im einzelnen liegt folgende Situation vor: Vorexperiment-Torus mit Helix: Anlieferung ohne Helix im Januar 74. Aufbringen der Helix und Fertigstellung im IPP etwa bis Jahresmitte 74.

<sup>1)</sup> siehe auch Begründung für W VIIa-Vorexperiment: WENDELSTEIN VII Stand 5.9.73

Torus mit Helix: Vergabe des Fertigungsauftrages an die Industrie zur Jahresmitte 74. Hinreichend genaue Angaben über die Fertigungsdauer liegen nicht vor.

Hauptfeldspulen: Prototypen wurden im Juni mit dreimonatiger Verspätung ausgeliefert. IPP-Zustimmung zur Aufnahme der Serie erfolgte im Oktober. Die vierzigste Spule wird vom Auftragnehmer voraussichtlich im Juni 74 ausgeliefert.

Gerüst: Rohteile sind gegossen. Vorbearbeitung wird im Februar 74 abgeschlossen. Unterer Tragring und Stützrohr werden Ende Mai 74 geliefert. Der Fertigbearbeitungsauftrag für den oberen Tragring wird im 1. Vierteljahr 74 vergeben.

Stromversorgung: Der 1,45 GJ-Generator wird voraussichtlich fristgerecht zum 1.4.74 in Betrieb genommen. Die rechtzeitige Bereitstellung der übrigen Energieversorgungseinrichtungen mit den dazugehörigen Leitungen ist gesichert.

Kühlsysteme: Montagebeginn: Februar 74. Fertigstellung Mai bis Oktober 74.

OH-Transformator und Vertikalfeldspulen: Fertigung ist bereits aufgenommen. Lieferung der aus Montagegründen zeitkritischen Spulen 2u, 3u und 6u Ende April 74. Die Lieferung der restlichen Spulen wird im Oktober 74 abgeschlossen sein.

Die übrigen Komponenten, deren Beschaffung voraussichtlich zeitunkritisch ist, befinden sich noch im Planungsstadium bzw. im Stadium der Auftragserteilung.

## 2. KOORDINIERUNG

(M. Blaumoser, A. Elsner, H. Goss,  
F.W. Hoffmann)

### 2.1 Kompatibilität

Die Komponenten des Projekts wurden bedarfsweise auf ihre topologische, konstruktive und elektromagnetische Verträglichkeit hin untersucht. Schwerpunkte waren diesbezüglich das Hauptgerüst, die Hauptfeldspulenbefesti-

gung, die Vakuumanlage und das Kühlsystem. Ein 145<sup>0</sup>-Ausschnitt des W VII wurde im Modell 1:1 nachgebildet. Dieses Modell dient neben der Untersuchung der Verträglichkeit der Teilsysteme, der Funktionsprüfung einiger Elemente sowie dem Studium des Montageablaufs.

### 2.2 Gesamtmontage

Der bereits bestehende Montageablaufsplan wurde weiterentwickelt und detailliert. Ein weiterer 25 t - Kran wurde in Halle L7 installiert.

### 2.3 Raumdisposition

Der Raumbedarf des Projekts führte, auch unter Berücksichtigung übergeordneter Gesichtspunkte, zu einem dreistöckigen unterkellerten Anbau an L7 (L7A). Die Bauarbeiten wurden im Oktober 1973 gestartet. Die einzelnen Bauabschnitte werden fristgerecht fertiggestellt.

Der 2,5 MW-Umformer für den Teilcheneinschub wird nicht wie ursprünglich vorgesehen in L7A sondern unmittelbar neben der 1,45 GJ-Umformerrhalle untergebracht. Begründung: Geringe Geräusch- und Schwingungskopplung zu L7. Die diesbezüglichen Rohbauarbeiten sind abgeschlossen.

## 3. PLANÜBERWACHUNG

(E. Müller, H. Schmid)

Der Gesamtnetzplan wurde dem Projektablauf entsprechend modifiziert und mit den jeweils neuesten Daten versehen, der Projektleitung vorgelegt. In Zusammenarbeit mit den Gruppen Vorexperiment und Koordinierung wurden Detailnetzpläne für den Aufbau des Vorexperimenttorus und den Montageablauf erarbeitet. Die netzplantechnische Betreuung eines der Torus-Entwicklungsaufträge wird seit Jahresmitte gemeinsam mit der Gruppe Torus mit Helix und dem Entwicklungsauftragnehmer durchgeführt. Die laufenden Fertigungsaufträge wurden, soweit möglich, mit von den Auftragnehmern aufgestellten Netzplänen überwacht.

Eine Gebrauchsanweisung für die Benutzung des Netzplanrechenprogramms IPP-Netz wurde verfaßt.



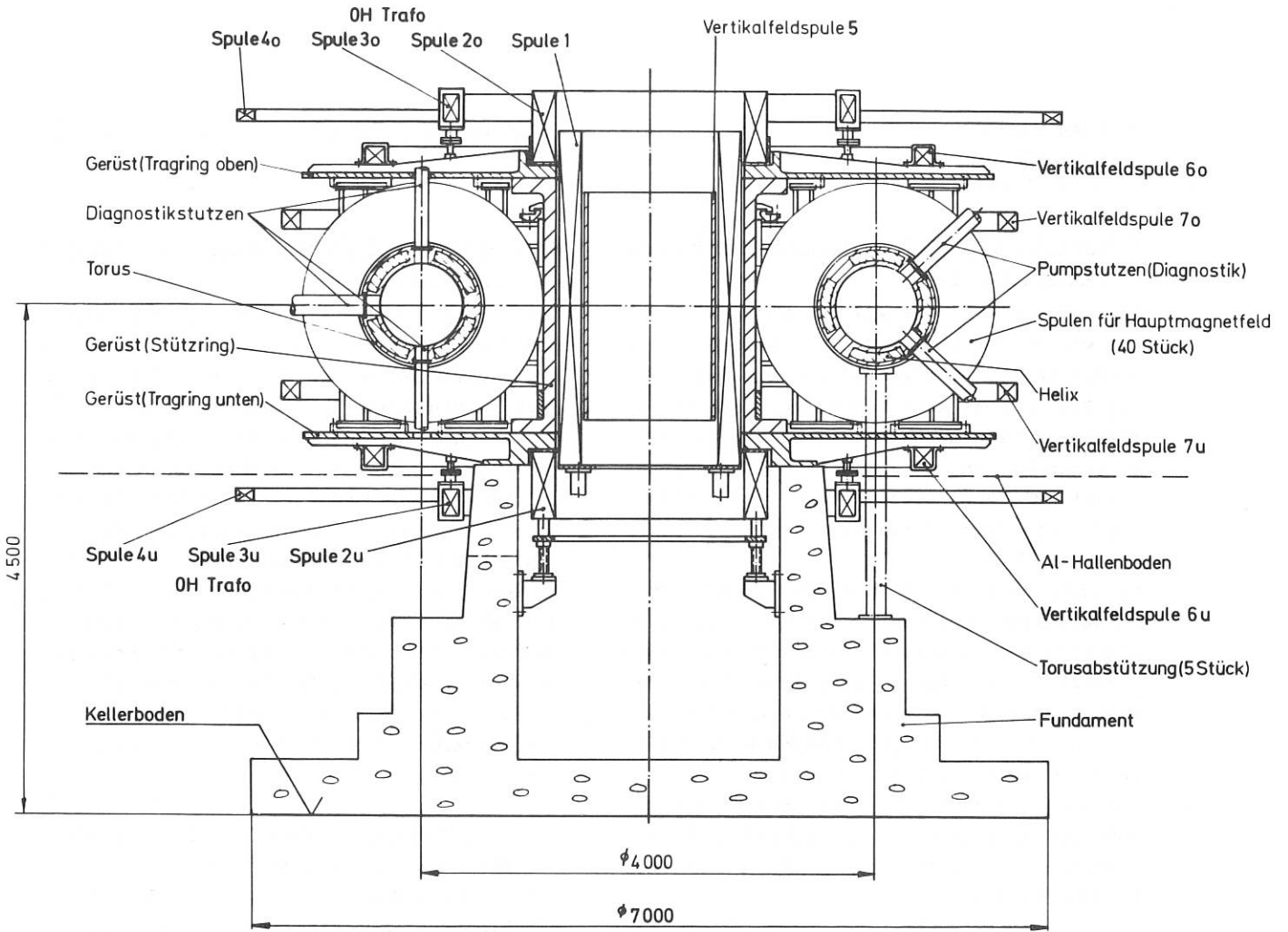
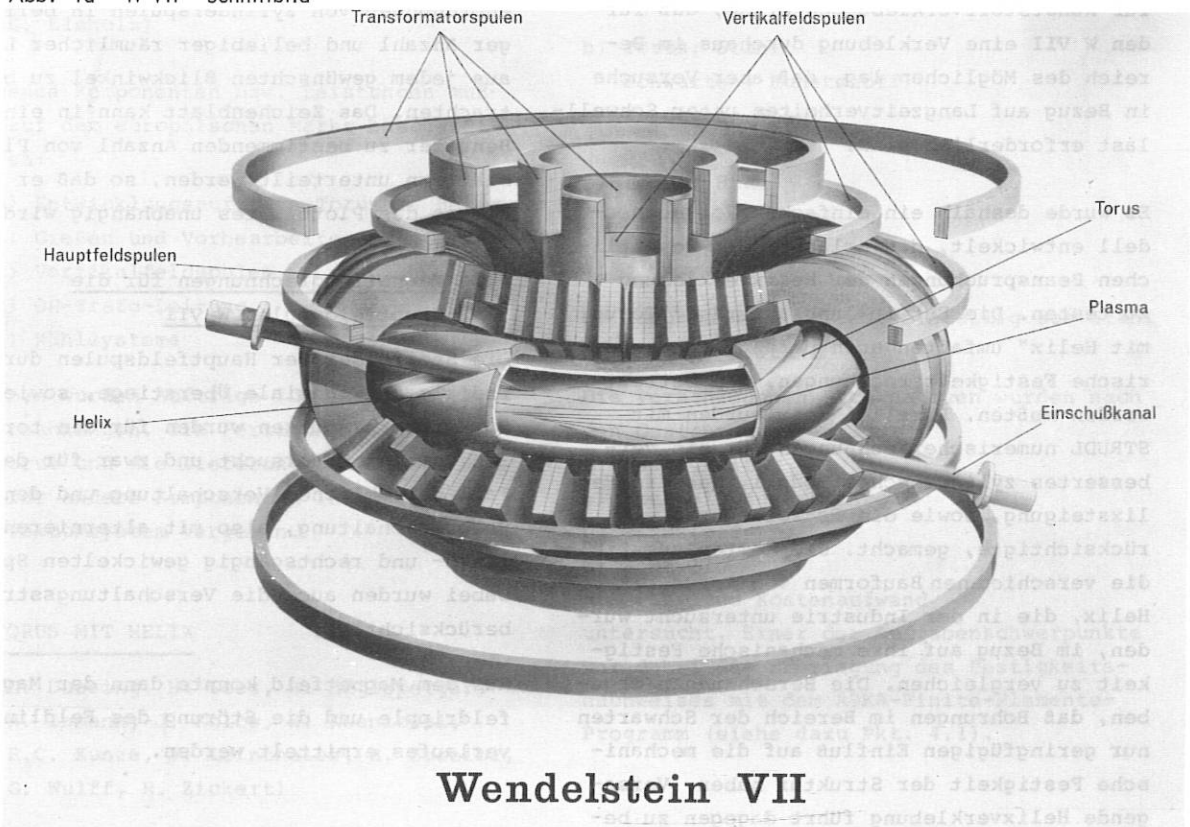


Abb. 1a W VII - Schnittbild



### Wendelstein VII

Abb. 1b W VII - Übersicht

#### 4. BERECHNUNG

( B. Streibl, H. Preis (Pkt.4.4))

##### 4.1. Mechanische Festigkeitsberechnungen für Torus mit Helix <sup>1)</sup>

Die helischen Leiter auf dem Torus müssen am Zwischenstück mit lösbaren Kontakten verbunden sein. Bei der üblichen Ausführung mit Schraubkontakten können nur geringe mechanische Längsspannungen in der Helix aufgenommen werden, woraus sich die Forderung ergibt, die Radialdeformationen der Helix möglichst klein zu halten.

Es wurde deshalb für eine zylindrische Verbundstruktur, bei Vernachlässigung der Helixsteigung, untersucht, wie sich die Radialdeformationen bei verschiedenen Verbundformen ändern. Die numerischen Rechnungen mit dem Programm STRUDL zeigten klar die Notwendigkeit von Schwarten, sowie den Vorzug einer Verklebung der helischen Leiter untereinander und mit den umgebenden Stahlstützteilen im Vergleich zu einer "schwimmenden" Helix.

Die Sichtung der einschlägigen Literatur für Kunststoffverklebungen ergab, daß für den W VII eine Verklebung durchaus im Bereich des Möglichen lag, daß aber Versuche in Bezug auf Langzeitverhalten unter Schwelllast erforderlich sind.

Es wurde deshalb ein einfaches Versuchsmodell entwickelt, das erlaubt, die wesentlichen Beanspruchungen der Helixverklebung zu testen. Die Entwicklungsaufträge "Torus mit Helix" umfaßten auch umfangreiche numerische Festigkeitsrechnungen, die betreut werden mußten. Parallel dazu wurden mit STRUDL numerische Rechnungen für ein verbessertes zylindrisches Modell, das die Helixsteigung, sowie die Radialstützen berücksichtigte, gemacht. Sie hatten zum Ziel, die verschiedenen Bauformen von Torus mit Helix, die in der Industrie untersucht wurden, im Bezug auf ihre mechanische Festigkeit zu vergleichen. Die Berechnungen ergaben, daß Bohrungen im Bereich der Schwarten nur geringfügigen Einfluß auf die mechanische Festigkeit der Struktur haben. Versagende Helixverklebung führt dagegen zu be-

denklich hohen Beanspruchungen der Stahlteile.

##### 4.2. Wartung und Neuerstellung von Computerprogrammen

Die Auswertung der STRUDL-Ergebnisse wurde dadurch erschwert, daß diese nicht auf Band weggeschrieben werden konnten. STRUDL wurde dazu in Zusammenarbeit mit einer Industriefirma erweitert und kann jetzt für räumliche Elemente den mechanischen Spannungs- und Verzerrungstensor wegschreiben. Es wurde ein Rechenprogramm erstellt, das die Transformation der kartesischen Komponenten in geeignete Koordinatensysteme ermöglicht, z.B. Schalenkoordinaten, Helixkoordinaten und zusätzlich die Hauptspannungen berechnet, sowie eine Vergleichsspannung ermittelt, die mit der einachsigen Zugspannung der Laborfestigkeitsversuche verglichen werden kann.

Die toroidalen helischen Leiter erschweren die Klärung geometrischer Probleme für die Konstruktion des W VII. Es wurde deshalb ein Plotprogramm erstellt, das erlaubt, Zylinder, helische Wicklungen und toroidale Anordnungen von Zylinderspulen in beliebiger Anzahl und beliebiger räumlicher Lage aus jedem gewünschten Blickwinkel zu betrachten. Das Zeichenblatt kann in eine vom Benutzer zu bestimmenden Anzahl von Plotblättern unterteilt werden, so daß er vom Format des Plotblattes unabhängig wird.

##### 4.3. Magnetfeldrechnungen für die Hauptfeldspulen W VII

Die Störfelder der Hauptfeldspulen durch radiale und achsiale Überstiege, sowie die Spulenabschrägungen wurden für den toroidalen Verband untersucht und zwar für den Fall der üblichen Verschaltung und den der Korbverschaltung, also mit alternierend links- und rechtsgängig gewickelten Spulen. Dabei wurden auch die Verschaltungsströme berücksichtigt.

Aus dem Magnetfeld konnte dann der Magnetfeldrippl und die Störung des Feldlinienverlaufes ermittelt werden.

1) IPP-Bericht in Vorbereitung

#### 4.4. Berechnung der auf die Hauptfeldspulen ausgeübten magnetischen Kräfte

Bei der vorgesehenen Betriebsstromstärke von 40 kA und dem daraus resultierenden magnetischen Feld sind die Hauptfeldspulen beträchtlichen Lorentz-Kräften ausgesetzt. Diese, über die Pulsdauer gesehen, transienten Kräfte wurden für mehrere Betriebsfälle insbesondere für einen plötzlich eintretenden Spulenschluß berechnet. Im ungestörten Betrieb besitzt die Kraft je Spule nur eine nach innen gerichtete, radiale Komponente, die bei einer Nennstromstärke um 40 kA ca. 160 Mp beträgt und bei Entregung des Spulensystems monoton gegen Null geht. Anders verhält sich die während eines Kurzschlusses außerdem wirksam werdende azimutale Komponente. Sie hat während der Entladung wechselnde Richtung und erreicht für den idealen Kurzschluß (ungünstigster Fall) einen Maximalwert um ca. 60 Mp. Im einzelnen können die Ergebnisse, die für die Dimensionierung der Befestigungs- und Abstützelemente zugrundegelegt wurden, aus IPP 4/109 entnommen werden.

#### 5. EINKAUF

(E. Elsholz)

Folgende Komponenten bzw. Leistungen mußten auf dem europäischen Markt beschafft werden:

- a) Entwicklungsaufträge Torus m. Helix
- b) Gießen und Vorbearbeiten des Gerüsts
- c) Vertikalfeldspulen
- d) OH-Trafo-Leitung
- e) Kühlsysteme

Daneben wurden Aufträge für Festigkeitsuntersuchungen, die Fertigung eines Graugußtorus und die Lieferung von Einzelteilen für andere Komponenten insbesondere das Vakuumsystem vergeben.

#### 6. TORUS MIT HELIX

(G. Duesing, H. Goss, H. Häglsperger, H. Ihmann, J. Kolos, H. Kosniowski, R.C. Kunze, J. Leinthal, B. Streibl, G. Wulff, R. Zickert)

#### 6.1. Auftragsvergabe

Die schon im Vorjahr eingeleiteten und in diesem Jahr weitergeführten Gespräche mit der Industrie haben gezeigt, daß keine der kontaktierten Firmen in der Lage ist, die Komponente Torus mit Helix anzubieten, ohne vorher umfangreiche und kostspielige Entwicklungsarbeit zu leisten. Das IPP ist aus Gründen der Personalkapazität einerseits und seiner technischen Einrichtungen andererseits weder in der Lage, selbst die noch erforderlichen Entwicklungsarbeiten durchzuführen, noch fertigungsreife Konstruktionsunterlagen und Bauvorschriften zu erstellen.

Ein auf europäischer Basis durchgeführtes Ausschreibungsverfahren führte zur Vergabe von zwei Entwicklungsaufträgen mit verschiedenen Toruskonzepten an zwei Firmen.

#### 6.2. Entwicklungsaufträge

##### 6.2.1. Gesamtstruktur

Zur Gesamtstruktur Torus-Schwarten-Bandagen wurden folgende Konzepte untersucht:

- a) Torus: Stahl  
Schwarten: Kunststoff  
Bandagen: Kunststoff
- b) Torus: Stahl  
Schwarten: Kunststoff  
Bandagen: Stahl
- c) Torus: Stahl  
Schwarten: Stahl  
Bandagen: Stahl
- d) Torus und Schwarten: einteilig aus Stahl  
Bandagen: Stahl

Die verschiedenen Alternativen wurden nach den Gesichtspunkten

- a) Festigkeit
  - b) Herstellungsverfahren
  - c) Werkstoffe
  - d) Rohteile
  - e) Zeit- und Kostenaufwand
- untersucht. Einer der Aufgabenschwerpunkte war dabei die Erbringung des Festigkeitsnachweises mit dem ASKA-Finite-Elemente-Programm (siehe dazu Pkt. 4.1).

### 6.2.2. Helix

#### a) Leiterprofil

Zwei Varianten werden untersucht: als Vollprofilleiter mit drei Kühlbohrungen gezogen; aus mehreren in U- und H-Form gezogenen Profilen zusammengelötet.

#### b) Leiterbiegen

Entwicklung von Verfahren und der zur Durchführung erforderlichen Vorrichtungen.

#### c) Leiterverbindungen

Es wurden untersucht: Schweißen, Hartlöten, Weichlöten und Verschrauben, am Zwischenstück unter der Randbedingung der leichten Demontage und Wiedermontage.

### 6.2.3. Hochspannungsisololation

Bei den hierzu untersuchten Konzepten sind folgende Probleme zu lösen:

#### a) Isolation der helischen Leiter gegen eine Betriebsspannung von 10 kV

#### b) Montage und Demontage der Isolation am Zwischenstück

#### c) Isolation der Kühlwasserdurchführungen und der Stromzuführungen der Helix

#### d) Möglichst gute Haftung des Isoliermaterials am Kupfer und am Stahl zur Übertragung der Kräfte.

### 6.3. Modellversuche

Zur Unterstützung der an verschiedenen Stellen durchgeführten Berechnungen zum Festigkeitsnachweis wird im IPP eine Versuchsreihe eingeleitet: an Modellausschnitten im Maßstab 1:1 der gesamten Struktur (Torus-Schwarten-Helix-Bandage-Isolation) der verschiedenen Aufbau-Konzepte werden unter Simulation der elektromagnetischen Kräfte Langzeit-Wechselast-Versuche unternommen. Dabei werden Deformationen, Spannungen, Alterungserscheinungen ermittelt.

### 6.4. Konstruktionsarbeiten und Versuche im IPP

Zu folgenden Detailproblemen wurden konstruktive Untersuchungen vorgenommen:

#### a) Torus-Kühlung

#### b) Zwischenstück

#### c) Schwarten-, Bandagenbefestigung

#### d) Leiterverbindungen

#### e) Wasseranschlüsse an Helix

#### f) Abstützung für Torus mit Helix im Gerüst

#### g) Stützen-Anordnung und -Ausführung

Zu technologischen Problemen wurden folgende Versuche durchgeführt:

#### a) Hart- und Weichlötung an helischen Leitern und deren Prüfung

#### b) Schweiß- und Verformungsversuche an 4311

#### c) Untersuchungen an von Lieferanten hergestellten Probeschweißungen

## 7. HAUPTFELDSPULEN

(K. Freudenberger, F.W. Hoffmann, R. Jaenicke, G. Kaspar, P. Krüger, H. Lohnert, P. Streibl)

Zu Beginn des Jahres ist mit dem Bau der beiden Prototypspulen begonnen worden. Diese wurden vom Auftragnehmer im Juni ausgeliefert. Anhand der an den Prototypspulen durchgeführten Tests und Abnahmeprüfungen wurde eine Mängelliste aufgestellt. Aufgrund der Zusicherung des Herstellers, daß diese Mängel bei den Spulen der Serie nicht auftreten, stimmte IPP der Aufnahme der Serienfertigung zu.

Die Prüfungen an den Prototypspulen bestanden im wesentlichen aus vier Hauptteilen:

### 7.1. Mechanisches Veressen

Die Spulen wichen in einer Reihe von Maßen von den Sollmaßen über den Toleranzbereich hinaus ab. Dies ist zum Teil auch darauf zurückzuführen, daß beim Bau dieser Spulen Erfahrungen noch nicht vorlagen, deren Beachtung es erst ermöglicht, daß die fertige Spule in allen Details innerhalb der möglichen Toleranzen maßgerecht ist (Schrumpfung beim Gehäuseglühen, Äquidistanz der einzelnen Windungen je nach Weichheit der Windungsisololation). Die Maßabweichungen sind bei den Serienspulen vermeidbar.

### 7.2. Kräftetest

Zwei Spulen werden in einem sog. Testgerüst zueinander so angeordnet, wie sie im endgültigen Aufbau in der Apparatur zueinander stehen. Beide Spulen werden mit Strom beschickt, so daß sie sich gegenseitig anziehen.

Dieser Test ist von großer Bedeutung, da bei Ausfall (Kurzschluß über Spulenanschlüsse) oder Teilausfall (Windungsschluß oder experimentell beabsichtigter Strom-

minderung) einer Spule in der toroidalen Anordnung in der Apparatur auf die der ausgefallenen Spule benachbarten Spulen sehr große Kräfte in Richtung der Spulennachse wirken, die zu einer Zerstörung einiger Spulen und zur Gefährdung der ganzen Apparatur führen können.

Bei diesen Kräftetests zeigte sich, daß zumindest bei den Prototypenspulen die Verformung anders und größer war als nach den vorher durchgeführten Berechnungen angenommen

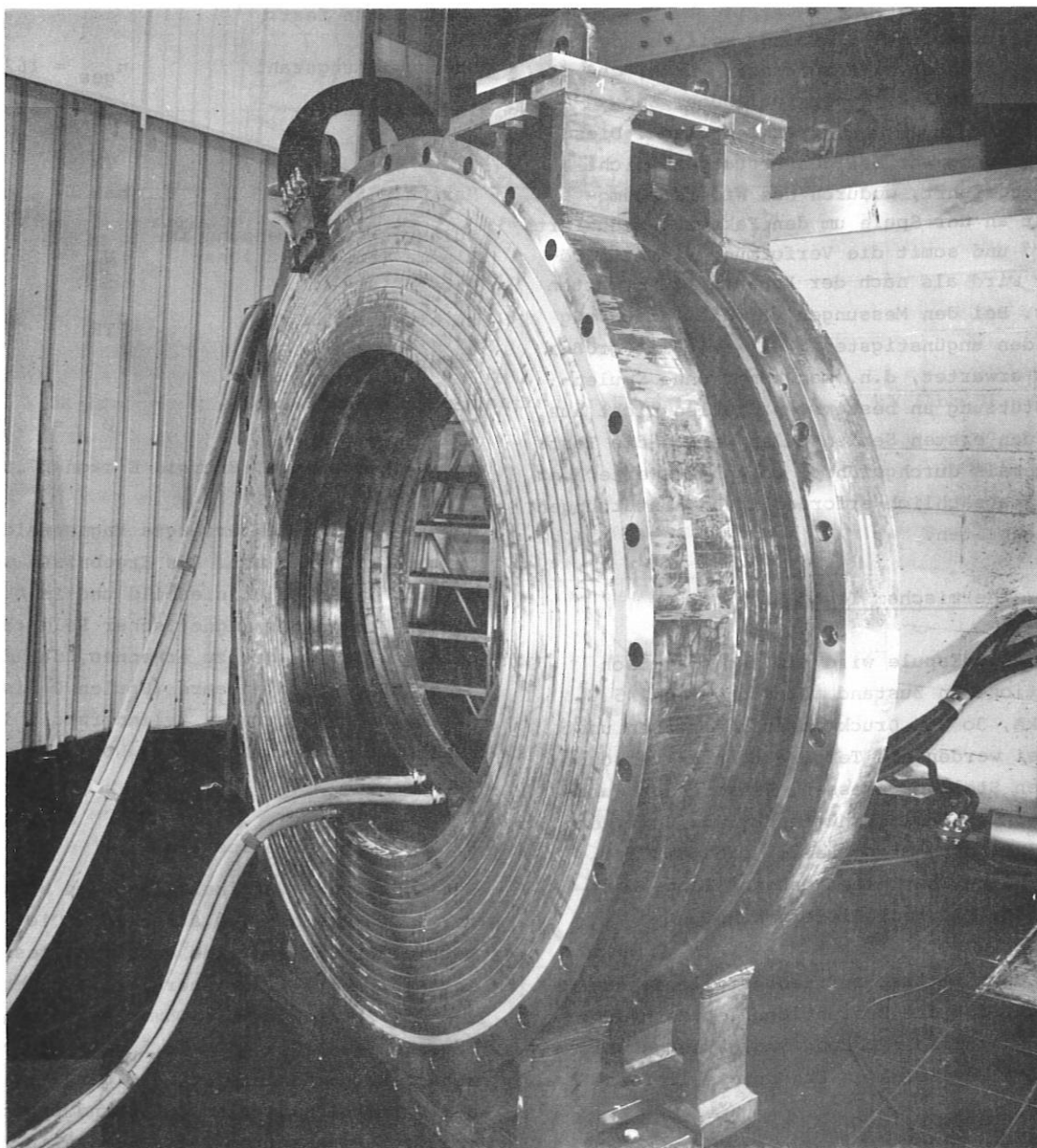


Abb. 2 Hauptfeldspulenprototypen beim Kräftetest

wurde: Anders war die Verformung deshalb, weil eine sogenannte Tellerfederdeformation an der Spule nicht bzw. nur sehr gering beobachtet wurde. Dies erklärt sich daraus, daß bei den Berechnungen das Spulengehäuse als zu starr angenommen worden ist. Das heißt, man kann nicht davon ausgehen, daß der Wickelkörper in einem "starrten" Gehäuse gefaßt ist. Dieser Effekt ist ohne eine wesentliche Verdickung des Gehäuse-ringes nicht zu beseitigen. Die Spulen verformen sich zwischen jeweils zwei Füßen etwa nach Art eines überhängenden Balkens.

Größer war die Verformung, weil bei den Berechnungen davon ausgegangen wurde, daß die beiden Pancakes einer Spule über Epoxydharz fest miteinander verklebt sind. Diese Verklebung war bei den Prototypen nicht durchgeführt, wodurch das Widerstandsmoment an der Spule um den Faktor 4 reduziert wird und somit die Verformung viermal größer wird als nach der Rechnung zu erwarten war. Bei den Messungen war die Verformung an den ungünstigsten Stellen 10 mal größer als erwartet, d.h. man kommt ohne Spulenabstützung an bestimmten Stellen nicht aus. An den ersten Serienspulen werden die Tests nochmals durchgeführt, um Anhaltswerte über die tatsächlich erforderlichen Abstützungen zu erhalten.

### 7.3. Thermischer Test

Die Einzelspule wird bis zum thermisch stationären Zustand mit Nenndaten (45 V, 40 kA, 30 atü Druckwasser) betrieben und dabei werden die Temperaturen an verschiedenen Stellen gemessen. Dieser Test wurde in einer Aluminiumhütte durchgeführt, da im IPP keine Stromquelle vorhanden ist, die 40 kA über eine genügend lange Zeit (einige Minuten) liefern kann.

Der Test verlief zufriedenstellend; das heißt, daß die konventionellen Methoden der Kühlungsberechnung von wassergekühlten Spulen zuverlässige Ergebnisse liefern.

## 8. OH - TRAF0

(R. Jaenicke, E. Katzmarek, R.C. Kunze, H. Lohnert, Ch. Ludescher, G. Müller)

### 8.1. Weitere Systemdefinition

#### 8.1.1. Transformatorspulen für Ohmsche Heizung

Nachdem bereits im vorigen Berichtsjahr die Spulenkonfiguration (s. Abb.1) festgelegt worden war, wurden deren Eigenschaften jetzt weiter untersucht. Danach stehen folgende Daten fest:

Gesamtwindungszahl	$n_{ges} = 162$
Induktivität	$L_{TR} = 12,7 \text{ mH}$
Widerstand	$R_{TR} = 5 \text{ m}\Omega$
Maximale Spannung	$U_{TR} \text{ max} = 30 \text{ kV}$
Zulässige Ringspannung im Plasma (aus Isolationsgründen)	$U_R = 200 \text{ V}$
zu einem Strom von	$J_{TR} = 35 \text{ kA}$

gehören außerdem:

Magnetischer Fluß ( $R=200 \text{ cm}$ , $Z=0$ )	$\phi = 2,89 \text{ VS}$
--	--------------------------

gespeicherte magn. Energie  $E_{magn} = 7,8 \text{ MJ}$

Das von den Spulen erzeugte Magnetfeld wurde genauer berechnet. Als Ergebnisse werden in Abb. 3 ein Feldlinienbild und in Abb. 4 Linien konstanter magnetischer Feldstärke gezeigt. Es ist gut zu erkennen, daß die drei äußeren Spulenpaare (Spulen 2 bis 4) das Feld der zentralen Zylinderspule im Bereich des Plasmas zu nahezu Null kompensieren.

#### 8.1.2. Vertikalfeldspulen

Das System der Vertikalfeldspulen wurde für reinen Tokamakbetrieb ausgelegt. Die Geometrie der Spulen wurde endgültig festgelegt (s. Abb. 1). Zur Energieversorgung werden die Spulen für die Ohmsche Heizung mit herangezogen. Die in Abb. 5 gezeigte Verschaltung gewährleistet, daß der Strom in den Vertikalfeldspulen annähernd proportional zum Plasmastrom ist, wie das in der Theorie gefordert wird.

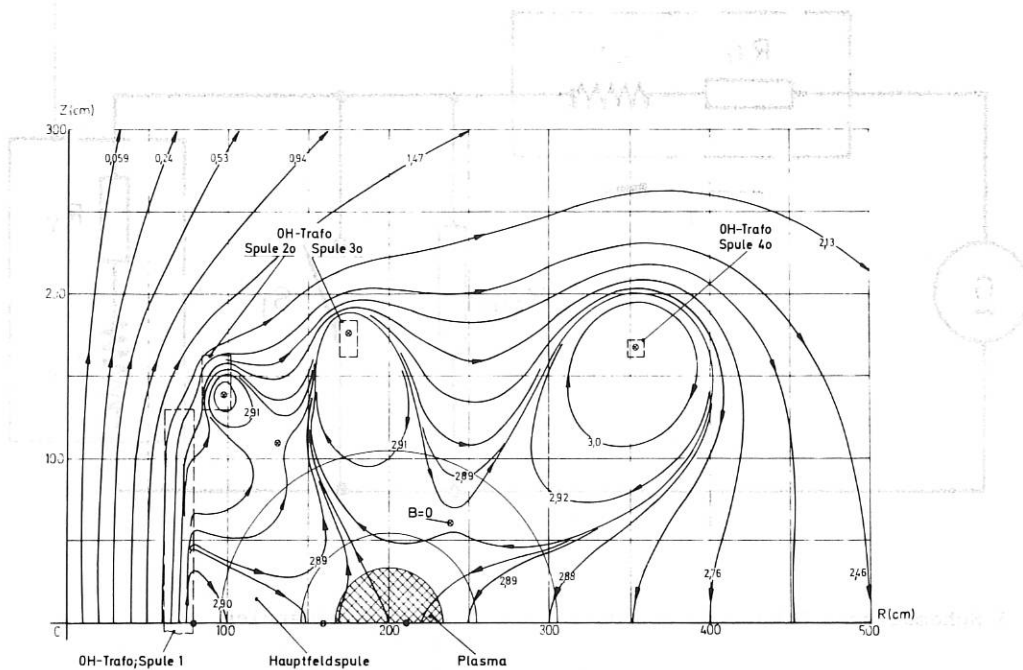


Abb. 3 OH-Trafo-Feldlinien, Parameter: magnetischer Fluß in Vs,  $J_{TR} = 35 \text{ kA}$  (Abb.5)

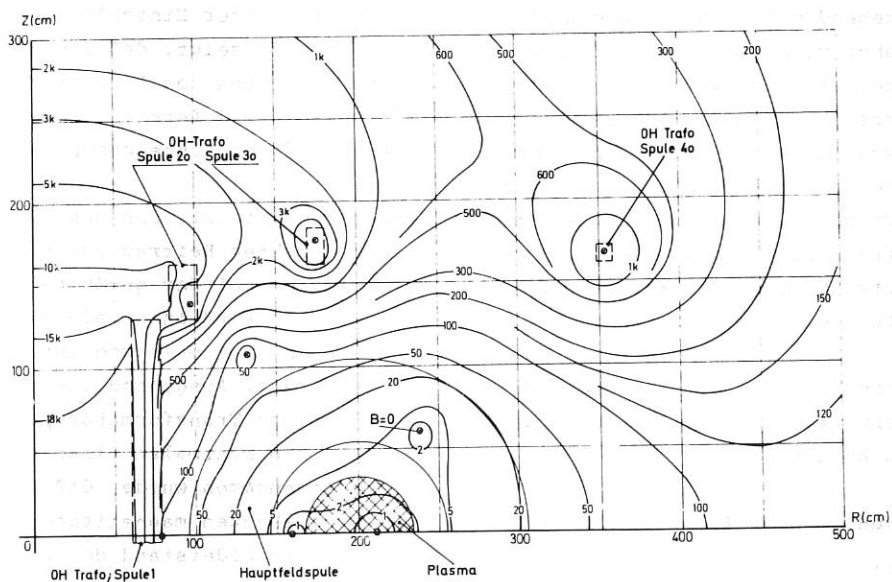


Abb. 4 OH-Trafo-Feld; Linien konstanter Feldstärke (G bzw. kG),  $J_{TR} = 35 \text{ kA}$

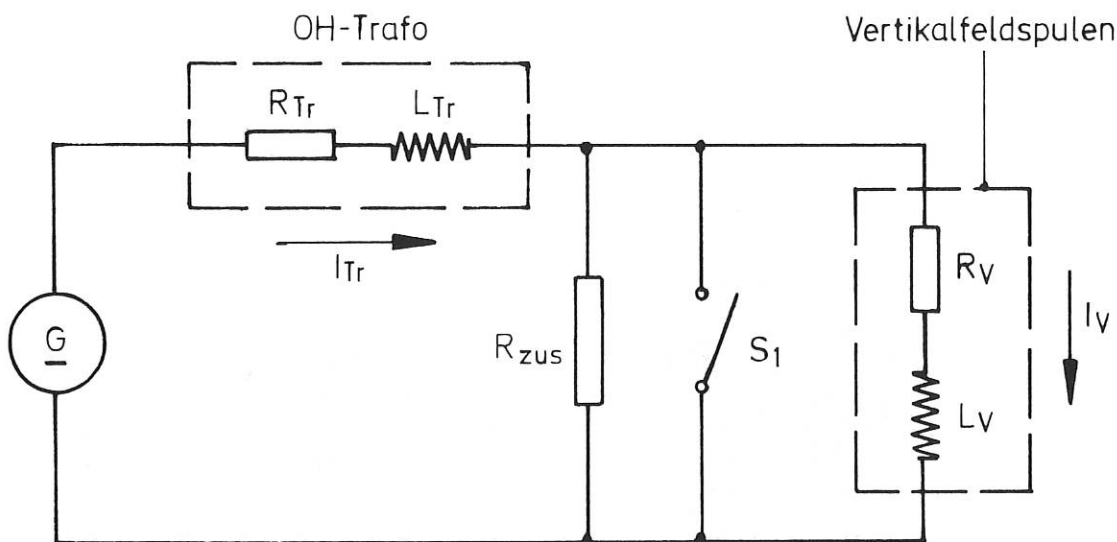


Abb. 5 Schematische Schaltung von OH-Trafo und Vertikalfeldspulen

Die beiden äußeren Spulenpaare 6 und 7 erzeugen im wesentlichen die geforderte Feldverteilung, die innere, dünne Zylinderspule legt die induktive Verkopplung der drei stromführenden Systeme OH-Trafo, Vertikalfeldspulen und Plasmastrom fest und bestimmt damit die Feldamplitude. Sämtliche Spulen wurden mit Abgriffen versehen, da sowohl die notwendige Feldverteilung als auch die Feldamplitude von den sich im Experiment ergebenden Plasmaparametern abhängen, diese aber vorher nur ungenau bekannt sind. In einer Art passiver Regelung kann man damit versuchen, durch eine Änderung der Windungszahlen eine gute Zentrierung der magnetischen Flächen im Torus und eine günstige Form der äußersten magnetischen Fläche zu erreichen. Eine aktive Regelung wäre sehr aufwendig, da die auftretende Spitzenleistung etwa 30 MW beträgt.

In einem Rechenbeispiel ergaben sich folgende Betriebswerte, die als typisch angesehen werden können:

Windungszahlen:  $n_5=184, n_6=34, n_7=38$   
 Induktivität:  $L_V = 125 \text{ mH}$   
 Widerstand:  $R_V \approx 180 \text{ m}\Omega$   
 maximale Spannung:  $U_V \text{ max} = 30 \text{ kV}$   
 Zu einem Plasmastrom von  $J_{PL} = 580 \text{ kA}$  ( $t=0,5$ ) gehören dann

Strom	$J_V = 3,6 \text{ kA}$
magnetisches Feld ( $R = 200 \text{ cm}, z = 0$ )	$B_V = 975 \text{ G}$

Ein Feldlinienbild zu diesen Daten wird in Abb. 6 gezeigt. Man kann erkennen, daß die Feldlinien im Plasmavolumen zur Symmetrieachse hin gekrümmt sind, wie das für die Verschiebungsstabilität in z-Richtung notwendig ist. Ein Bild von Linien konstanter Feldstärke unter Einschluß des Plasmastromes (Abb. 7) zeigt, daß die B-const. Linien in der Umgebung des Plasmas Kreise werden, sich also der äußersten magnetischen Fläche, die kreisförmig angenommen wurde, anpassen.

Bemerkenswert ist, daß das Vertikalfeld auch einen direkten Beitrag zur Plasmaheizung leistet, da bei der gewählten Anordnung der magnetische Fluß innerhalb des Kreises  $R = 200 \text{ cm}, z = 0$  (magnetische Achse) etwa 1 VS beträgt. Ausgehend von einem Strom von 35 kA in den Transformatorspulen erhält man damit einen maximalen Plasmastrom von 560 kA, wobei angenommen wurde, daß 20 % der zur Verfügung stehenden magnetischen Flußänderung im ohmschen Widerstand des Plasmas verloren gehen.

### 8.1.3. Spulenbau

Abgesehen von den Spulen 4, die wegen ihrer Größe an Ort und Stelle zusammengebaut wer-



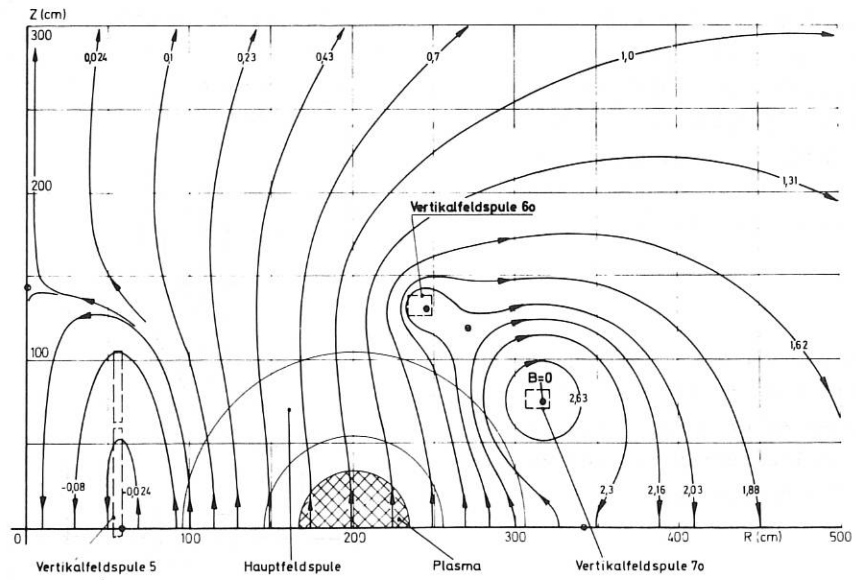


Abb. 6 Vertikalfeld - Feldlinienbild, Parameter: magnetischer Fluß in Vs  
 $J_V = 3,6 \text{ kA}$  (Abb. 5)

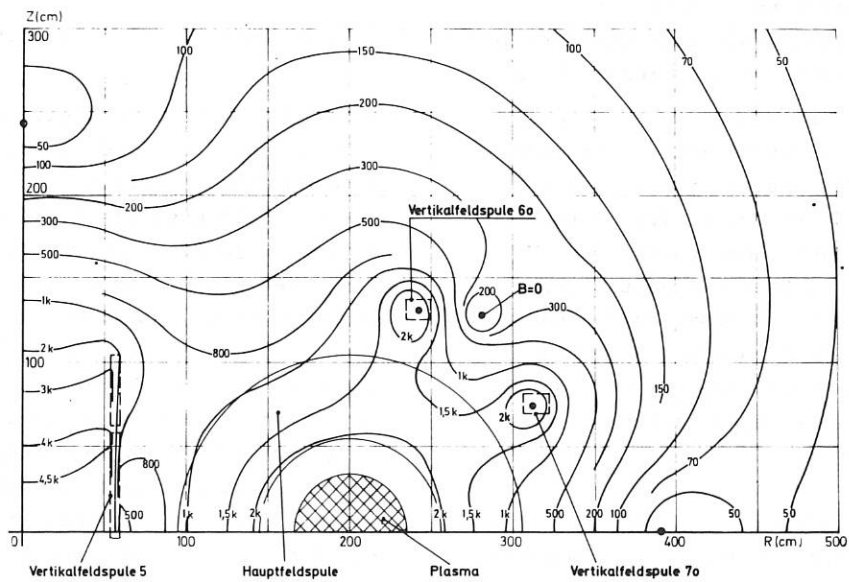


Abb. 7 Vertikalfeld und Plasmafild; Linien konstanter Feldstärke (G bzw. kG)  
 $J_V = 3,6 \text{ kA}$ ; Plasmastrom  $J_{p1} = 580 \text{ kA}$

den müssen, wurden die Aufträge zum Bau sämtlicher Spulen für die Ohm'sche Heizung und der Vertikalfeldspulen vergeben. Sämtliche Spulen sollen im Jahre 1974 noch rechtzeitig geliefert werden. Besondere technische Schwierigkeiten bei der Konstruktion der Spulen gab es nicht. Lediglich die Größe der Spulen und die Isolation der geforderten Spannung von 30 kV gibt zu Problemen Anlaß.

### 8.2. Schalter

Die bereits im Jahresbericht 1972 gegebene Schalterspezifikation führte nach eingehenden Recherchen außer zu den bereits genannten sechs Möglichkeiten zu zwei weiteren Lösungen, die nunmehr näher studiert werden:

8.2.1. Eine Quecksilberdampfentladung mit spezieller Elektrodenanordnung und damit verbundener hoher Trägerausbeute mit Zwangskommutierung.

Dieser Aufbau wurde bei einer amerikanischen Firma entwickelt und soll für unsere Anforderung modifiziert werden.

8.2.2. Gleichstromabschaltung mit Drehstromleistungsschalter und parallel geschaltetem explodierendem Draht.

Im März des Jahres wurde die Zusammenarbeit mit einer Elektrofirma aufgenommen, die zu folgendem Abschaltgerät führte. Einem ölarmen Leistungsschalter (Drehstrom, Type L 2161, Nennspannung 20 kV, Nennstrom 1000 A, Nennauschaltleistung 1000 MVA) ist ein in einem Lamellenkamin ausgespannter Draht parallel geschaltet. Aus einem Druckkessel (40 Liter, 1,4 atü) kann im Kamin eine Überschallströmung eingeleitet werden.

Der Abschaltvorgang wird durch Öffnen des Leistungsschalters S (Abb.8) eingeleitet. Die am Schalter entstehende Lichtbogen-

spannung kommutiert den Strom in den Kamindraht. Gleichzeitig mit dem Schmelzvorgang des Drahtes wird aus dem Druckkessel eine Überschallströmung im Kamin aufgebaut, die den entstehenden Lichtbogen in die Kaminlamellen treibt und damit stark verlängert und kühlt.

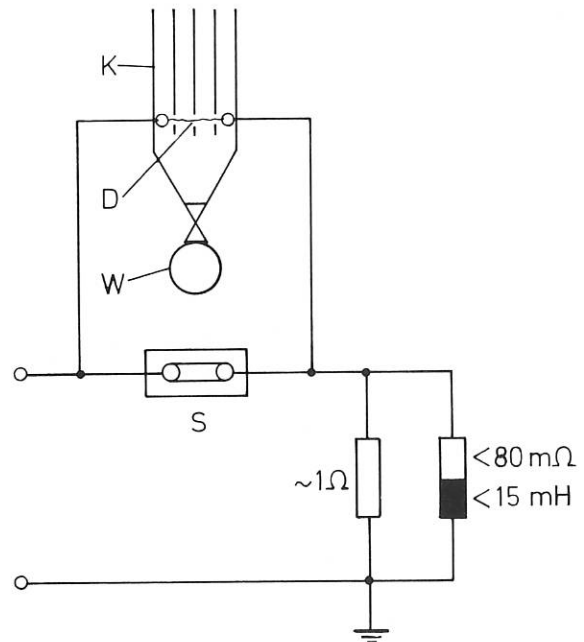


Abb. 8 Explosionsdrahtschaltersystem

Nach Auslieferung der Teile im Sommer dieses Jahres wurden die Versuche im Herbst aufgenommen. Im Versuchskreis wurden bisher Abschaltungen bis 16 kA bei anschließender Spulenspannung von 15 kV erreicht. Ein wesentlicher Nachteil der Anlage ist darin zu sehen, daß der den Abschaltvorgang einleitende Leistungsschalter vergleichsweise langsam ist und eine lange Entionisierungszeit besitzt. Das erfordert lange Schmelzzeiten und entsprechende Querschnitte für den Kamindraht. Die Versuche sollen mit verkleinertem Spulenwiderstand bei höheren Strömen fortgeführt werden.

## 9. GERÜSTE

(S. Huber, R. Jaenicke, F. Kerl, A. Knallinger, R. Marko, W. Melchior, P. Meyer, G. Mühlbauer, K. Selzam)

Nachdem im Jahre 1972 noch die Aufgaben und die Hauptabmessungen des Gerüsts festgelegt werden konnten (Jahresbericht 1972), ging es in der ersten Hälfte des Jahres 1973 vor allem darum, für das Stützrohr, die beiden Tragringe (einschließlich der Befestigungsteile für die Hauptfeldspulen) und für das Fundament brauchbare Konstruktionskonzepte zu entwickeln, sie gegeneinander abzuwägen und sich schließlich für die jeweils günstigste Lösung zu entscheiden.

So kam es für Stützrohr und Tragringe zu einer Stahlgußkonstruktion aus dem unmagnetischen Werkstoff 1.4 311-G. Das Stützrohr, in zwei Halbschalen gegossen, die durch elektr. isolierte Scherbolzen miteinander verbunden sind, die Tragringe jeweils aus zehn Segmenten bestehend, mittels Schrauben und Keilen zu je einem Ring vereinigt, der an zwei gegenüberliegenden Trennstellen elektrisch isoliert ist. Für das Fundament wurde eine Stahlbetonkonstruktion gewählt, die nur im untersten Bereich mit normalem Baustahl, sonst überall mit unmagnetischem Stahl (1.3952) armiert ist.

Im dritten Jahresviertel konnten dann die Stützrohr- und Tragring-Rohgußteile bestellt werden.

Die fertigungsreife Ausarbeitung der Zeichnungen für das Stützrohr, den unteren Tragring, die Spulenbefestigungsteile (Hauptfeld) und das Fundament gelang noch bis zum Jahresende, mit der Konstruktion des Schwenkkranes für die Hauptfeldspulenmontage wurde begonnen.

Zur Festigkeitsrechnung und Konstruktionsberatung wurde eine Maschinenbaufirma herangezogen. Der Stand aller Arbeiten am Jahresende läßt erwarten, daß die Fertigstellung des Gerüsts in den nächsten Monaten zügig vorangehen wird.

## 10. TEILCHENEINSCHUSS

(J. Bäumlner, J. Eisert, H. Gillhuber, J. Junker, R.C. Kunze, P. Melkus, F.X. Probst, G. Schilling, E. Speth)

### 10.1. Atomstrahl

An unserem Prüfstand läuft seit April 1973 eine DuoPiGatron-Ionenquelle von 50 mm Strahldurchmesser. Die ersten Beschleunigungsstrukturen sind in Richtung Einfachheit und Robustheit konstruiert, aber auch hier erreichen wir den ionenoptisch optimalen Bruchteil der Child-Langmuir-Grenze der Stromdichte. Die beste Strahlqualität erreichen wir mit randgekühlten multiaperture Lochgittern. Die durch Erhitzung der Gitter begrenzten Werte liegen bei 0,4 A Dauerstrom, bei 10 kV, mit einer Strahldivergenz von  $\pm 0,5^\circ$ . Höhere Leistung erreichen wir mit wassergekühlten Hohlleitern als Schlitzgitter. Die zur Zeit erreichten Werte liegen bei 1,3 A Dauerstrom bei 16 kV, aber bei ovalem Strahl von  $\pm 0,5^\circ \times \pm 1,5^\circ$  Divergenz. Eine Kombination der guten Ionenoptik des Lochgitters mit der hohen Leistung des Schlitzgitters wird in vergrößerter Form zum W VII Injektor führen. Die gesamte Strahlstärke wird elektrisch und kalorimetrisch ermittelt, ein Strahldichteprofil wird mit einer gekühlten Sonde gemessen. Eine Massenanalyse zur Feststellung von Verunreinigungen wird vorbereitet, letzteres besonders im Hinblick auf die mit der Abteilung Oberflächenphysik geplante Wandbestrahlung.

Eine regelbare 100 kV, 10 A Hochspannungsanlage wurde geliefert. Die für deren Aufstellung vorgesehenen Baumaßnahmen (Anbau an die Generatorhalle für den Hochspannungstransformator) wurden begonnen und teilweise abgeschlossen. - Es wurde eine Schnellabschaltung für die Hochspannung unter Verwendung einer Vakuumröhre entwickelt. Die erste Entwicklungsstufe für 20 kV und 5 A wurde abgeschlossen und wird im Betrieb an der Ionenquelle getestet.

## 10.2. Clusterstrahl

In enger Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernverfahrenstechnik in Karlsruhe wird ein Clustereinschußexperiment für den W VII vorbereitet. Der hierfür notwendige Clusterinjektor wird in der GFK Karlsruhe im Institut für Kernverfahrenstechnik entwickelt. Die Voruntersuchungen für eine 1 MV-Anlage zum Betrieb eines 100 mA Clusterstrahls sind abgeschlossen. Die Neutralisation der Cluster wird im Institut für Aerobiologie der Fraunhofer-Gesellschaft in Graftschaff untersucht. Es werden Cluster mit einer mittleren Atomzahl von 300 auf 1 MeV beschleunigt. Die hierbei verwendete Hochspannungsanlage läßt einen Strom von  $10 \mu\text{A}$  zu. In einer Gasstrecke lassen sich die Cluster erfolgreich neutralisieren.

## 10.3. Einschußgeometrie

Zur Ermöglichung des antiparallelen Einschusses sind 2 Paare von Einschußstützen für den W VII vorgesehen, ein Paar für den Einschuß von Neutralteilchen und ein Paar für den Einschuß von Clustern. Die beiden Einschußstützen eines Paares liegen auf einer Geraden, welche um etwa  $12.5^\circ$  gegenüber der Horizontallage geneigt ist. Hierdurch läßt sich die maximale - durch die Helix begrenzte - Apertur des Einschußkanals erreichen. Die Form und Lage der notwendigen Sonderspulen (1 Paar pro Einschußstütze) sind weitgehend optimiert. Die im Bereich des Plasmas maximal auftretende Variation der Feldstärke beträgt etwa 2 % des Hauptfeldes.

## 10.4. Neutralinjektion am CLEO-TOKAMAK

Im Rahmen der europäischen Zusammenarbeit (EURATOM) hat ein Mitarbeiter am Neutralinjektions-Experiment am CLEO-TOKAMAK in Culham teilgenommen. Die Ergebnisse der Untersuchungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

### 10.4.1.

Es wurden Neutralleistungen von 100 kW in einem Raumwinkel von  $4 \cdot 10^{-3}$  über 30 msec in eine Tokamak-Entladung injiziert.

### 10.4.2.

Die an das Plasma übertragene Leistung war hierbei  $\leq 50$  kW verglichen mit einer Ohmschen Leistung von ca. 200 kW. Die makroskopischen Parameter der Tokamak-Entladung wurden hierdurch nicht nachteilig verändert.

### 10.4.3.

Bei Plasmaparametern von  $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 300 \text{ eV}$ ,  $T_i \approx 200 \text{ eV}$  konnte eine Erhöhung der Iontemperatur um  $\leq 10\%$  nachgewiesen werden.

## 11. VAKUUMSYSTEME

(H. Häglsperger, W. Heiland, J. Junker, W. Poschenrieder, R. Scherzer)

Nach Abwägung aller Gesichtspunkte fiel für den W VIIb - Torus eine vorläufige Entscheidung zu Gunsten eines kombinierten Pumpsystems, bestehend aus mechanischen Pumpen, Volumen-Getterpumpen und Ionen-Sublimationspumpen. Der mechanische Pumpsatz besteht aus 10 Turbomolekularpumpen mit einer effektiven Sauggeschwindigkeit von zusammen  $10\,000 \text{ l/s}$ ; 2 Roots-pumpen mit je  $1000 \text{ m}^3/\text{h}$  ( $280 \text{ l/s}$ ) und 2 zweistufigen Vorpumpen mit je  $100 \text{ m}^3/\text{h}$  ( $28 \text{ l/s}$ ) Saugleistung. Dieser Pumpsatz dient zum Abpumpen von Atmosphärendruck ( $10^{-5}$  Torr nach 12 Minuten), zum Beseitigen der beträchtlichen Gasmengen ( $\text{H}_2$ ) während dem Regenerieren der Getterpumpen und während der Reinigungsentladungen (pulse cleaning). Außer bei speziellen Experimenten mit Edelgasen ist dieser Pumpsatz während der eigentlichen Plasmaexperimente außer Betrieb und wird durch metallgedichtete Ventile abgetrennt. Im Verlauf der eigentlichen Plasmaexperimente erfolgt das Pumpen ausschließlich durch die Volumen-Getterpumpen. Dabei handelt es sich um kommerzielle Getterpatronen, die eine spezielle Legierung aus Zr und Al enthalten (ST 101). Die außerordentliche Kompaktheit dieser Patronen, die bei 300 bis  $400^\circ\text{C}$  Betriebstemperatur eine Saugleistung von je  $2000 \text{ l/s}$  für  $\text{H}_2$  entwickeln, gestattet eine Anbringung sehr dicht am Torus. Zur Aufnahme dieser Patronen (150 Stück) sind direkt auf den Torusstützen sitzende Kästen vorgesehen, die vollständig zwischen den Spulen liegen und hohe Leitwerte

zulassen. So kann für diese Pumpen eine effektive Sauggeschwindigkeit von insgesamt mindestens 200 000 l/s erreicht werden. Für H<sub>2</sub> ist der Pumpvorgang vollständig reversibel. Durch kurzzeitige Temperaturerhöhung wird der gespeicherte Wasserstoff wieder freigesetzt und kann abgepumpt werden. Dieses Regenerieren ist aber erst nach einigen 100 "Schüssen" erforderlich. Die Getterpatronen pumpen auch andere aktive Gase, jedoch keine Edelgase. Deshalb eignen sie sich besonders für die Beseitigung von Verunreinigungen während der Reinigungsentladung. Die Ionen-Sublimationspumpen, 30 Stück mit einer effektiven Saugleistung von 30 000 l/s (Luft), dienen zur Erreichung und Haltung von UHV-Bedingungen 10<sup>-8</sup> Torr. Dieser Pumpsatz besitzt eine Saugleistung von 650 l/s für Ar und 65 l/s für He. Dies ist ausreichend zur Beseitigung der normalerweise anfallenden Edelgasmengen. Zur Untersuchung dieses kombinierten Pumpsystems befindet sich ein Testsystem im Aufbau, daß etwa einem Dreißigstel des gesamten Vakuumsystems entspricht. An diesem System sollen die verschiedenen Betriebsphasen simuliert und die damit verbundenen Fragen der Dichtung, Kühlung und Steuerung und Regelung untersucht werden.

12. KÜHLUNG

(A. Elsner)

Die Kühlsysteme wurden dimensioniert (IPF-Bericht in Vorbereitung). Der Bestellauftrag für Pumpen, Wärmetauscher, Leitungen und Regeleinrichtung wurde zusammen mit dem Auftrag der Montage vergeben. Die Installationsarbeiten sollen bis Oktober 1974 abgeschlossen sein.

Entsprechend der Kühlwasserversorgung im IPF werden zwei Kühlwasserkreise installiert, ein Kühlturmwasserkreis und ein Grundwasserkreis. Die Abbildungen 9 und 10 zeigen die beiden Kreise und die zu kühlenden Systeme. Die zu kühlenden Systeme bilden geschlossene von einander unabhängige Wasserkreise. Die Wasserdurchsatzmengen im Primär- und Sekundärkreis jedes Wärmetauschers sind ange-

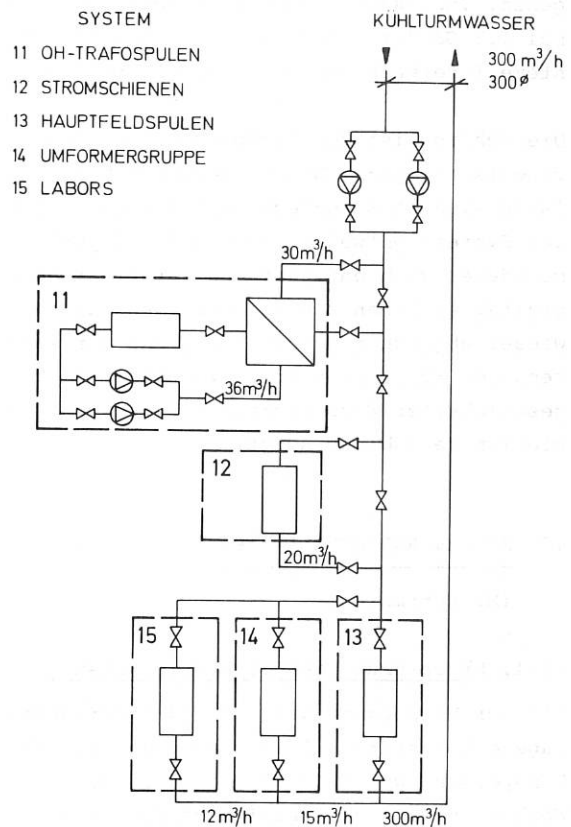


Abb. 9 Kühlturmwasserkühlkreise

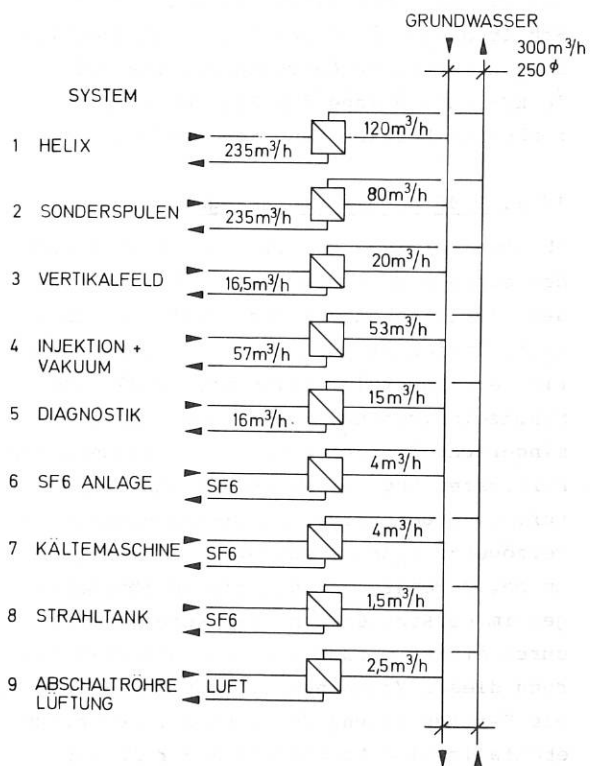


Abb. 10 Grundwasserkühlkreise

geben. Insgesamt ist eine Energie von maximal 1.5 GJ durch die verschiedenen Kühlsysteme innerhalb von 6 min abzuführen.

Die Kühlung ist dem Pulsbetrieb des Experiments angepaßt. Die einzelnen Kühlkreisläufe sind so ausgelegt, daß die zu kühlenden Systeme entweder während der Experimentdauer sich entsprechend ihrer Wärmekapazität erwärmen und zwischen den Pulsen wieder abgekühlt werden oder, daß nur während der Experimentdauer ein unter Druck gespeicherter Wasservorrat für eine quasi-stationäre Kühlung sorgt.

### 13. STROMVERSORGUNG IM IPP

(M. Kottmair)

#### 13.1. Erweiterung der 10 kV-Einspeisung

Die zur Versorgung der 1.45 GJ-Umformeranlange erforderliche Erweiterung der 10 kV-Einspeisung wurde im Jahre 1973, ca. 6 Wochen vor dem vertraglich garantierten Termin, bis auf geringfügige Restarbeiten abgeschlossen. Das 16 MVA-Umspannerfeld im UW Garching (Ausbau durch IAW), sowie die von Siemens erstellten Anlagen (10 kV-Schaltanlage im UW Garching, Kabelverbindung zwischen UW Garching und IPP und 10 kV-Schaltanlage der EZ2) konnten im Dezember in Betrieb genommen werden.

#### 13.2. 1.45 GJ-Umformeranlange

Ab etwa Mai 1973 erfolgte die Anlieferung der einzelnen Anlagenteile. Die Montage der elektrischen Anlagen (Hilfsbetriebe, stat. Umrichter für Motor, Erreger-Gleichrichter, Hauptgleichrichter, Regel- und Schutzeinrichtung, Steuerung) konnte termingerecht im September 1973 beginnen. Die Fertigstellung der Maschinen (Antriebsmotor, Hauptgenerator und Erregergenerator) verzögerte sich gegenüber dem Terminplan um ca. 2 Monate, so daß die Abnahmemessungen im Herstellerwerk erst Ende Oktober durchgeführt werden konnten. Die Anlieferung dieser Maschinen erfolgte im November. Die Fertigstellung des Schwungrades erfuhr ebenfalls eine Verzögerung; der Abtransport konnte jedoch kurz vor Jahresende noch durchgeführt werden. Die Verzögerung der

Maschinen- und Schwungradlieferung wird keine Auswirkung auf den Fertigstellungstermin der Anlage zur Folge haben.

Die Maschinenmontage begann im November mit der Montage des Grundrahmens auf der Fundamentplatte. Nach dem Ausgießen des Grundrahmens konnten im Dezember noch der Antriebsmotor und der Hauptgenerator aufgestellt werden.

#### 13.3. Gleichstromleitung 45 kA zwischen EZ2 und den Gebäuden L6/L7

Die Gleichstromleitung zwischen Gleichrichterausgang der Umformeranlange in EZ2 und den Verbrauchern in L6 bzw. L7 wurde, soweit möglich, fristgerecht fertiggestellt. Die Anschlüsse der Trennschalter in den Gebäuden L6 und L7A an die Gleichstromleitung können erst nach Abschluß der dazu erforderlichen Bauarbeiten hergestellt werden (Anfang 1974).

### 14. STROMVERSORGUNG E2

(K. Freudenberger)

Die Stromversorgung für den W VII wurde weiter ausgebaut, insbesondere wurde die Verwendung der Umformersätze in L3E für den W VII durch Anschluß an den Kreuzschienenverteiler in L7 ermöglicht.

Die Planungsarbeiten für den Aufbau des Teilcheneinschuß-Umformers sind abgeschlossen. Mit den Bauarbeiten wurde bereits begonnen. Die Steuerung und Überwachung der Umformersätze für den Betrieb des W VII ist in der Planung und zum Teil im Bau.

### 15. STEUERUNG UND ÜBERWACHUNG

(H. Holitzner, W. Jakobus, P. Schwarz, M. Zippe)

Im Berichtszeitraum verlagerte sich die Arbeit von der Klärung grundsätzlicher Fragen hin zur Detailplanung an Einzelsystemen.

Am Helixregler wurden zusammen mit der Gruppe Theorie Überlegungen über die zu erwartende Helixinduktivität und ihre Auswirkung auf den Spannungsverlauf an der Helix bei Regelvorgängen angestellt.

Aus der unerwartet großen Helixinduktivität ergeben sich Beschränkungen für Regelbereich und Regelgeschwindigkeit. Es wurden zwei alternative Konzepte für die Schalterauslegung des Shuntreglers erarbeitet und die zugehörigen Spannungs- und Stromverläufe berechnet.

Da die zur Ermittlung des Plasmastroms aus dem Signal einer Rogowski-Spule bisher benutzten Analogintegratoren offensichtlich für die langen Meßzeiten am W VII zu ungenau arbeiten, wurden Voruntersuchungen für einen rechnerunabhängigen digitalen Integrator aufgenommen.

Am 16-Kanal-Timerprototyp wurde ein zusätzlicher MOS-Speicher zur Datensicherung bei Netzausfall geschaffen. Ein zweiter Speicher erfaßt die Einstellungen des jeweils vorausgegangenen Schusses und liefert Informationen über die von Schuß zu Schuß vorgenommenen Änderungen. Zum Betrieb der zusätzlichen MOS-Speicher mußte der Datenleitungsschalter umgestaltet werden, es wurde die auf 256 Kanäle erweiterbare Version erprobt.

Zur Relaisansteuerung und zur Ansteuerung von Zeitrelais sowie zur Ausgabe von Triggerpulsen wurden besondere Ausgabeeinheiten entwickelt und als Prototypen gebaut. Diese Ausgabeeinheiten werden zur Zeit einem kritischen Testprogramm zur Beseitigung schädlicher Einstreuungen unterzogen, dafür wurde ein hochwirksamer Störimpuls-generator gebaut.

Das vorhandene Gleichspannungs-DMS-System wurde in Vorversuchen erprobt und wird zur Überwachung der mechanischen Struktur zum Einsatz kommen. Die Einstreuungen bei Schaltvorgängen an den Spulen scheinen beherrschbar zu sein.

Fragen der Signalformate und Anschlußbedingungen sowie der Platzaufteilung konnten mit den Verantwortlichen der überwachten Teilsysteme weitgehend geklärt werden, soweit die Projektdefinition der Teilsysteme einen Stand erreicht hat, der eine Klärung ermöglichte.

Die in der Betriebszentrale auf der Bühne L7 zu installierenden Einrichtungen

liegen jetzt weitgehend fest, so daß in der nächsten Zeit mit dem Aufbau des Zentralpultes, der Überwachungs racks und der Maschinensteuerung begonnen werden kann.

#### 16. DIAGNOSTIK

(H. Ringler, E. Wuersching)

Über die W VII-relevanten Diagnostikverfahren wird im Rahmen der Experimente berichtet an denen sie derzeit erprobt werden (z.B. W I Ib).

#### 17. DATENERFASSUNG

(H. Krikava, S. Rehker, D. Zimmermann)

Durch Sachgespräche und Diskussionen war die Gruppe Datenerfassung an der Planung des WENDELSTEIN VII beteiligt.

Erste Schritte in Richtung auf Realisierung eines Datenerfassungssystems für W VII wurden durch den Aufbau des RESI-Systems am Experiment W I Ib gemacht. (Siehe Bericht Datenerfassungs-Anlage am W I Ib).

Die Projektgruppe Datenerfassung wird im Jahre 1974 auf Grund der bisherigen Erfahrungen ein modulares Datenerfassungssystem für Plasmaexperimente entwickeln, das mit nur unwesentlichen Modifikationen zur Datenerfassung am W VII verwendet werden wird.

#### 18. THEORIE

(S. Rehker, H. Wobig, V. Welge)

Die Struktur der magnetischen Oberflächen in Stellaratoren und ähnlichen Apparaturen hängt von nichtgewünschten, jedoch unvermeidlichen Störungen stark ab. Diese Störungen können durch Fertigungsfehler bei allen magnetfelderzeugenden Komponenten auftreten.

Von uns wurden die folgenden Störungen in der Geometrie des W VII untersucht:

- 1) Störungen des Hauptfeldspulensystems
- 2) Störungen der helischen Windungen
- 3) Störungen durch Stromzuführungen
- 4) Störungen durch ungenaue Justierung des Torus
- 5) Überlagerung eines horizontalen Feldes
- 6) Störungen der Transformatorspulen für die ohm'sche Heizung
- 7) Störungen durch Sonderspulen zum Neutralteilcheneinschuß

Der Effekt dieser Störungen ist zunächst ein Aufbrechen der magnetischen Flächen in Inseln bei rationalen Werten der Rotationstransformation (siehe Abb. 11 u. 12). Erst bei sehr großen Werten des effektiven Störfeldes  $\delta B$  werden die magnetischen Flächen vollständig zerstört. Theoretische Überlegungen und frühere Rechnungen <sup>1)</sup> für den Torsatron und den 1-3-Stellarator zeigten, daß die Inselbreite  $d$  proportional der Größe  $\frac{\delta B}{T}$  ist. (Dabei ist  $t'$  der shear). Dieses Skalierungsgesetz wurde durch unsere Rechnungen auch für den 1-2-Stellarator bestätigt. Als besonders gefährlich haben sich bei uns solche Störungen ergeben, bei denen die Fourierzerlegung des effektiven Störfeldes  $\delta B$  im azimuthalen Winkel  $\phi$  eine  $m=1$ -Komponente besitzt. Hierzu gehört u.a. eine Verschiebung oder Verkipfung des Torus mit den helischen Windungen gegenüber dem Hauptfeldtorus, ein horizontales Störfeld, aber auch die Stromübergänge bei den helischen Windungen (Brücken). Störungen mit höheren  $m$ -Komponenten erzeugen wesentlich kleinere Effekte (z.B. eine statistische Verschiebung oder Verkipfung der 40 Hauptfeldspulen). Es sei denn, es tritt durch Wechselwirkung mit einer weiteren Störung doch wieder eine  $m=1$ -Komponente auf.

Im W VII-Stellarator können die technischen Justierungen mit einer Genauigkeit von 1 mm vorgenommen werden. Dies führt zu Inseln mit einer Breite  $d=8-9$ cm bei dem rationalen Wert von  $t=0.5$  und  $d=4-5$  cm bei dem Wert  $t=1/3$ . Wegen der Skalierung der Inselbreite  $d$  mit  $\frac{\delta B}{T}$ , würde eine genauere Justierung als 0.1mm - selbst wenn dies technisch durchführbar sein sollte - nur eine geringere Verkleinerung der Inselbreite zur Folge haben.

Die Ergebnisse unserer Arbeit sind z.T. im Report IPP 2/218 zusammengefaßt.

<sup>1)</sup> M.S. BEREZHETSKII et al. Soviet Physics-Technical Physics 10 (1966) 1662

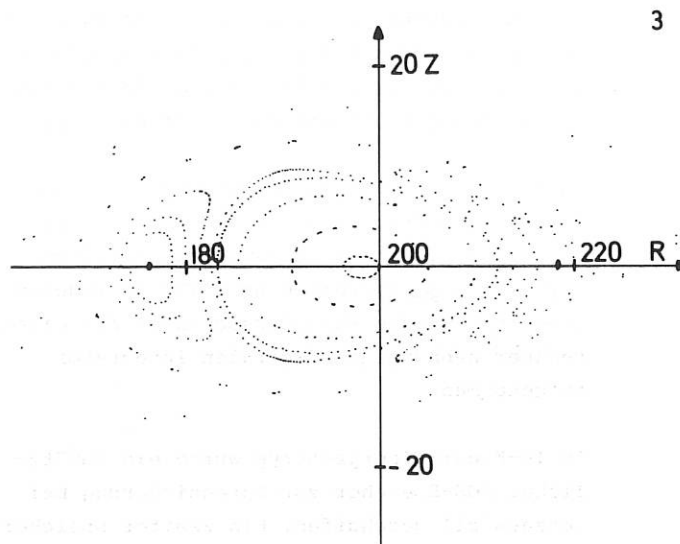


Abb. 11 Magnetische Fläche bei  $t = 0,5$   
Verkipfung  $\alpha = 0,5^\circ$

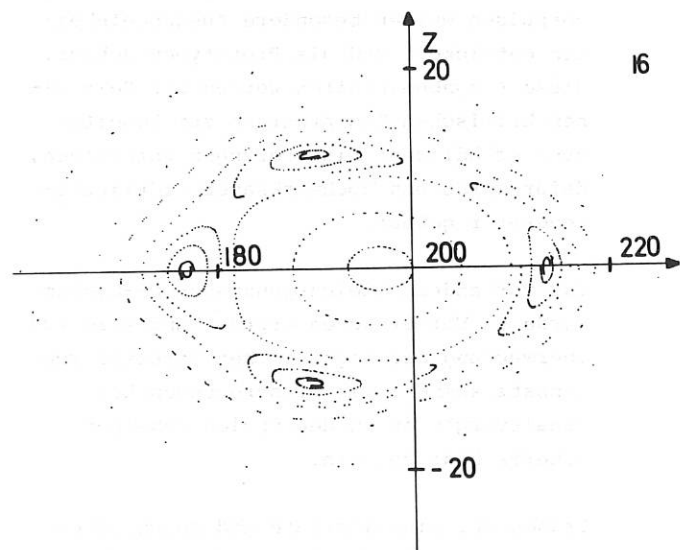


Abb. 12 Magnetische Fläche bei  $t = 0,25$   
Verschiebung  $\Delta X = 1$  cm



## 19. SICHERHEIT

(M. Hüls)

Die Arbeit im Berichtsjahr umfaßte die Beratung in allen Fragen der Arbeitssicherheit, des Strahlen- und Feuerschutzes.

Im Berichtszeitraum wurden im wesentlichen Probleme der allgemeinen Sicherheit und des Feuerschutzes bearbeitet. Bei einem Gespräch mit Vertretern des TÜV Bayern e.V., der Berufsgenossenschaft der Feinmechanik und Elektrotechnik, Köln, und des Gewerbeaufsichtsamtes München wurden diese sowie Fragen des Strahlenschutzes und der Sicherung gegen potentielle elektromechanische Gefährdungen behandelt. Dem IPP wurde die Auflage erteilt, festzustellen, in welcher Weise Prüfstände mit ähnlicher Problematik (z.B. Schalterprüffelder) gesichert sind und danach eine Vereinbarung über die durchzuführenden Maßnahmen herbeizuführen. Es ergab sich, daß bei allen Prüffeldbetreibern die Sicherheitsvorkehrungen zum Schutz gegen elektromechanische Gefahren im wesentlichen einheitlich in massivem Mauerwerk mit einzelnen panzerverglasten Sichtluken bestehen.

Den Sicherheitsbehörden wurde daher für den Splitter- (und Strahlen-) schutz in der Halle L7 vorgeschlagen, eine vom Keller bis zum Hallendach reichende 30 cm starke Betonmauer zu errichten, die in der Höhe der bisherigen Bedienungskanzel einige panzerverglaste Sichtluken enthält.

## 20. VOREXPERIMENT W VII

(H. Goss, A.W. Hagemann, H.J. Jäckel,  
J. Kießlinger, J. Konrad, F. Rau,  
M. Schmäling, R. Semler)

Ausgehend von dem im Rohbauzustand vorhandenen Rohr W VII a: Definition einer rasch realisierbaren und kostengünstigen Komponente "Torus mit Helix W VII a"; bei reduzierten Ansprüchen an Genauigkeit, an erreichbare Rotationsformation und an diagnostische und experimentelle Möglichkeiten.

## 20.1. Torus W VII a

Abmessungen:

Großer Radius	200 cm
Kleiner Außenradius	20 cm
Kleiner Innenradius	ca. 17,5 cm

Insgesamt 27 Flansche (16 cm äußerer Durchmesser, ca. 10 cm lichte Weite, angefertigt von der Zentralwerkstatt) befinden sich am Torus W VII a und zwar bei  $\phi = N \times 36$  Grad,  $N = 1$  bis 9 und  $\theta = 0,90$  und 270 Grad. Zwischenstückbreite 27 cm. Der Torus wirkt wie eine Feder und drückt auf das Zwischenstück (Aufspreizvorrichtung für Montage notwendig) mit ca. 10 t.

Die mechanischen Arbeiten am Torus wurden nach längerer Pause ab Oktober 73 beim Auftragnehmer durchgeführt. Zum Berichtszeitpunkt befindet sich der soweit fertiggestellte Torus zur weiteren Bearbeitung im Institut.

## 20.2. Helix

### 20.2.1. Helixgeometrie

(zusammen mit S. Rehker u. H. Wobig)

Die Geometrie der Helix ( $l=2$ ,  $m=5$ ,  $r_{\text{Helix}}$  ca. 23 cm, "orthodätische" Linie) wurde festgelegt. Bei einem über ca. 55 Grad verteilten Helixstrom  $I_H$  ergibt sich ein nahezu versicherungsfreies Magnetfeld mit Rotationsformationen  $t = 0.2$ , wenn  $I_H = 4 I_S$  ( $I_S$  = Spulenstrom in den W VII Hauptfeldspulen) wird ( Abb. 13).

### 20.2.2. Brückenstörungen

(zusammen mit S. Rehker u. H. Wobig)

Die durch Helixbrücken am Trennsplatt zum Zwischenstück bewirkten Magnetfeldstörungen wurden abgeschätzt. Einfache  $\theta$ -Brücken bewirken geringere Magnetfeldstörungen als  $\phi$ -Brücken, sind jedoch kritischer bezüglich der Magnetkräfte.

### 20.2.3. Bautechnik

Die Bautechnik der Helix (Abb. 14) wurde ausgearbeitet, ausgenommen Brücken und Kopfstücke der Helix. Abstandsbestimmende Elemente werden mittels Spannbändern am Torus befestigt. Als Leitermaterial sind 4 Bündel von je 4 Cu-Rohren 20 mm  $\phi$  vorgesehen. Runde Helixleiter müssen beim Verlegen nicht tordiert werden.

## W VIIa mit Helix

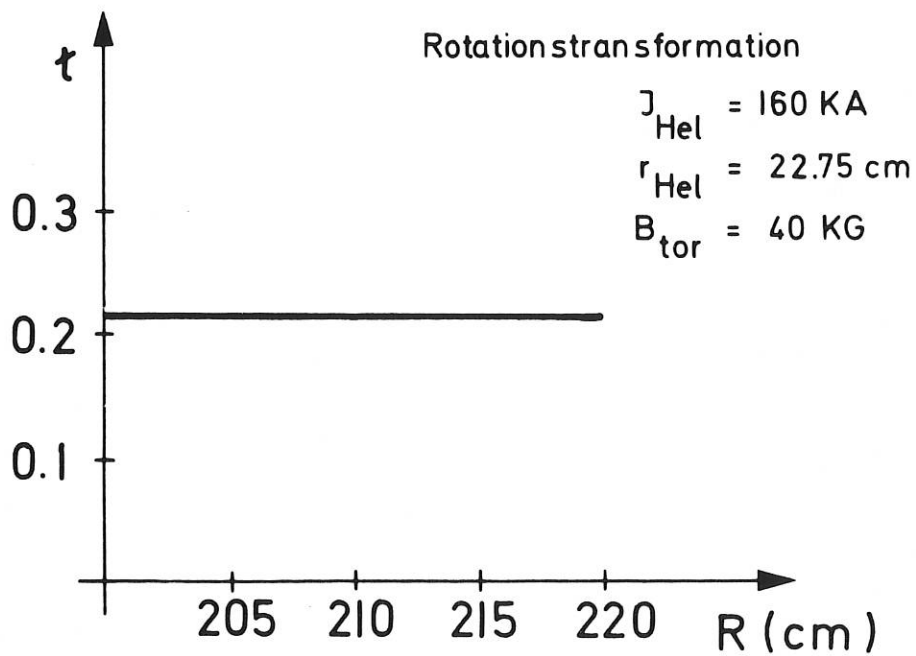
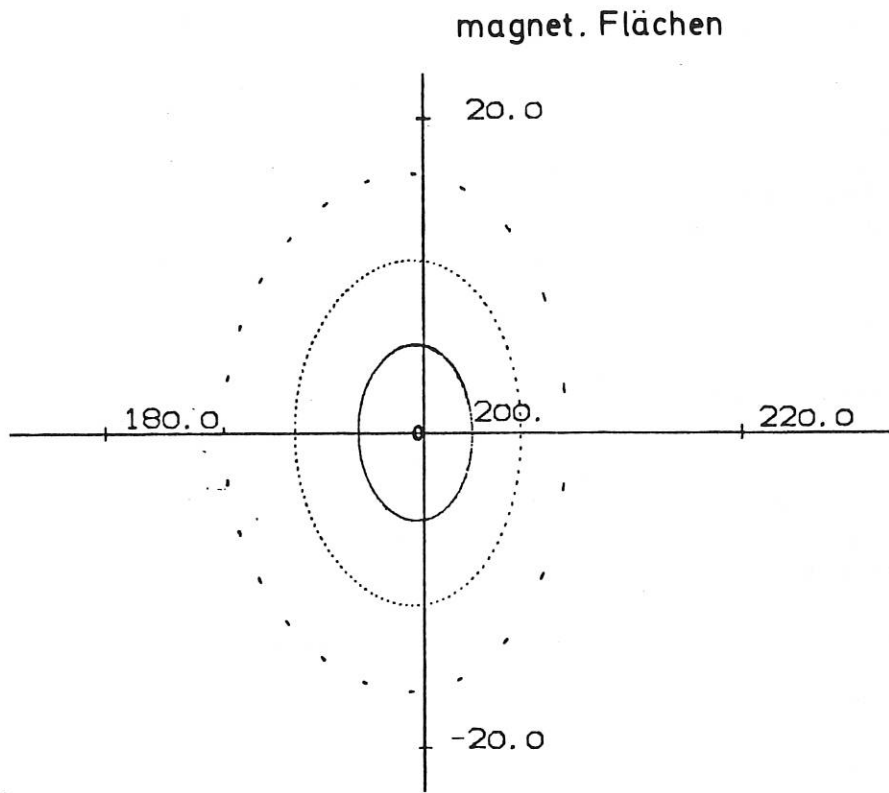


Abb. 13 Magnetflächen und Rotationsformation am W VII a

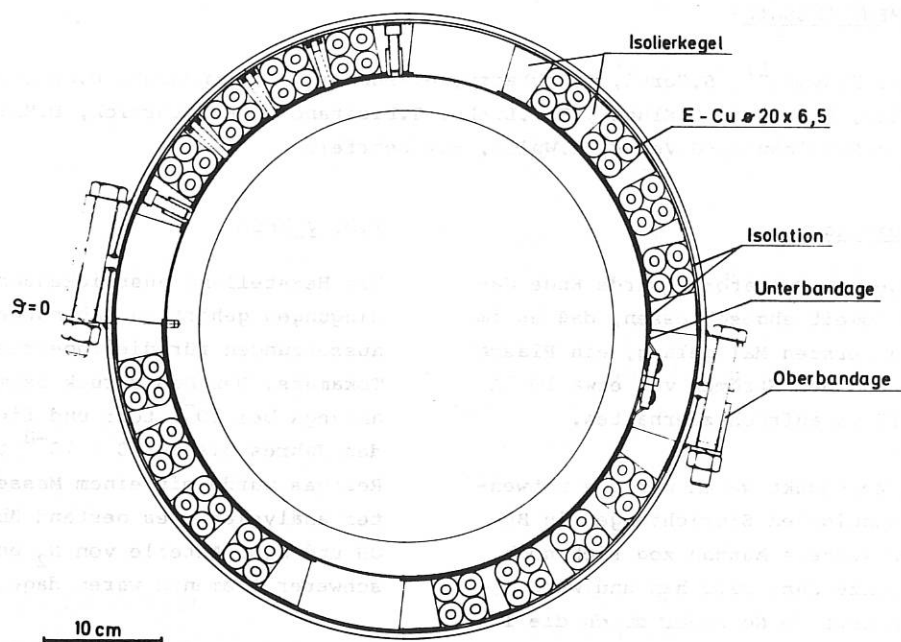


Abb. 14 W VII a - Helixaufbau

Das Kupfermaterial für Helix und Brücken ist vorhanden; die verschiedenen Bandagen sind gefertigt.

#### 20.2.4. Helixkühlung (zusammen mit A. Elsner)

Bei 3 s Magnetfeldpulsdauer wird in der Helix W VII a eine Verlustwärme von ca. 20 MWs frei. Sie führt zu einer Übertemperatur der Helix von ca. 25 Grad. Bei 2 bar Druckabfall und ca. 23 m<sup>3</sup>/h Wasserdurchsatz ergibt die Rechnung eine Abkühlzeit von ca. 1,5 min. Das für W VII konzipierte System der Helixkühlung läßt sich verwenden, wobei nur einige der Steigleitungen angeschlossen werden.

#### 20.3. Vorversuche und Vorrichtungen

Sie dienen im wesentlichen zur Vorbereitung der Bautechnik der Helix: z.B. Lötversuche an 20  $\varnothing$  Cu-Rohr, Test des Prototyps einer  $\phi$ -Brücke (verschraubte und weich gelötete Brücken, geprüft mit geringerem Strom bei längerer Pulszeit; auch im Magnetfeld).

Ein Holzvierteltorus mit angezeichneter Helixkontur als Biegevorrichtung, sowie

verstellbare Montageböcke für den Torus wurden bereitgestellt. Der Pumpstand für den im Institut durchzuführenden Dichtheits-test am W VII a - Rohr wurde improvisiert. Nach Rücksprache mit der Abt. 4 wurde der sog. MHD-Raum als Montageraum zur weiteren Fertigstellung von Torus und Helix W VII a vorbereitet.

#### 20.4. Vorbereitung für Experimente am W VII a (zusammen mit W II b und WEGA)

In einer Reihe von Gesprächen wurden die mit den Experimenten am W VII a zusammenhängenden Fragen diskutiert, wie etwa die Zielsetzung, die technische Auslegung, mögliche Dauer der Experimentphase am W VII a, das Zusammenspiel der Zeitpläne insbesondere auch bezüglich WEGA. Nach Unterbrechung dieser Diskussionen durch die Sommerpause wurde im kleineren Kreis das Material für die WL-Diskussion Anfang September betreffend W VII a - W VII T zusammengestellt.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3

(Abt.Dir.: Dr. v. Gierke)

1. EXPERIMENT PULSATOR

R.Allgeyer, R.Aymar<sup>1)</sup>, S.Corti, D.Eckhardt, W.Feneberg, J.Gernhardt, D.Groening, H.Hohenöcker, F.Karger, O.Klüber, R.F.Lathe, G.Lisitano<sup>2)</sup>, K.McCormick, D.Meisel, S.Sesnic, J.Stadlbauer, G.Venus, H.Wulff, H.P.Zehrfeld

1.1. Einleitung

Die Montage von Pulsator 1 wurde Ende Januar 1973 soweit abgeschlossen, daß es im Februar zum ersten Mal gelang, ein Plasma zu zünden und bei Strömen von etwa 10 kA für etwa 15 ms aufrechtzuerhalten.

Zu diesem Zeitpunkt waren nur die notwendigsten technischen Einrichtungen in Betrieb. Der weitere Ausbau zog sich noch über das ganze Jahr 1973 hin und wurde eigentlich erst im November durch die Inbetriebnahme der programmierbaren inneren Magnetfeldwindungen einigermaßen abgeschlossen.

Die Entwicklung der Plasmaparameter im Laufe des Jahres bis hin zu reproduzierbaren Tokamakplasmen bei Strömen von 100 kA und  $q \approx 3$ ,  $T_e$  bis zu 1,5 keV,  $n_e$  bis zu  $5,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  vollzog sich in zwei Phasen: die erste Phase war charakterisiert durch laufende Verbesserung sowohl der

- a) Vakuumbedingungen, wie auch der
- b) Vorionisierungsmethode.

Beides hatte zur Folge, daß die Entladungen bei immer höheren äußeren, zeitlich stationären Vertikalfeldern gezündet werden konnten und damit immer besser zentriert wurden.

Der zweite bedeutende Schritt hin zu größeren Strömen vollzog sich dann schlagartig gegen Ende des Jahres nach der Fertigstellung und Inbetriebnahme der inneren, programmierbaren Vertikalfelder.

Auf die erwähnten Punkte soll im folgenden etwas näher eingegangen werden.

1) CEN, Fontenay-aux-Roses

2) Euratom

1.2. Vakuum

Die Herstellung ausreichender Vakuumbedingungen gehört zu den notwendigsten Voraussetzungen für die Inbetriebnahme eines Tokamaks. Der Basisdruck beim Pulsator lag anfangs bei  $10^{-6}$  torr und fiel im Laufe des Jahres bis auf  $3 \cdot 10^{-8}$  torr. Das Restgas wurde mit einem Massenspektrometer analysiert; es bestand überwiegend aus OH und  $\text{H}_2\text{O}$ ; Anteile von  $\text{N}_2$  und  $\text{O}_2$  und schwerer Elemente waren dagegen klein.

Zur Reinigung des Vakuumgefäßes wurden drei Verfahren angewandt:

- a) Ausheizung des Liners bei  $180^\circ$  durch Strominduktion
- b) Reinigungsentladungen mit Hochstromimpulsen (Strom 60 kA, Dauer 1 ms, Repetitionsrate 8 sec)
- c) Reinigungsentladung mit induziertem Wechselstrom (Strom 200 A, Frequenz 50 Hz)

Die eigentlichen Plasmaentladungen trugen darüberhinaus ebenfalls wesentlich zur Reinigung, insbesondere des Limiters, bei. Die Reinigungsentladungen wurden vor den Schußfolgen etwa drei Stunden lang durchgeführt.

1.3. Vorionisierung

Das Studium der verschiedensten Vorionisierungsmethoden konnte im Laufe des Jahres zu einem gewissen erfolgreichen Abschluß gebracht werden. Es wurden folgende Methoden einzeln oder in Kombination angewandt:

- a) Hochspannungspuls  
(Dauer einige 100  $\mu\text{s}$ , Durchbruchspannung bei 4,4 m Torusumfang etwa 100 V)

- b) Emission von Elektronen aus einem Glühdraht
- c) Mikrowellenvorionisation
- d) Plasmakanone

Die Glühdrahtemission erwies sich als technisch sehr schwieriges Verfahren und wurde deshalb zunächst zurückgestellt. Als beste Methode erwies sich eine Kombination von c) und d); auf Einzelheiten wird im Bericht von G. Lisitano näher eingegangen.

1.4. Entwicklung der Plasmaparameter bei laufender Verbesserung der Betriebsbedingungen

Die Hauptaufgabe im vergangenen Jahr war, wie gesagt, die Herstellung von Entladungen mit möglichst hohen Strömen für möglichst lange Zeiten. Von der Apparatur her wird die Entladungsdauer entweder durch die Sättigung des Eisenkerns oder durch die Zeitkonstante der Laufzeitkette ( $\approx 140$  ms) begrenzt. Diese Grenzen sind jedoch nur zu erreichen, wenn das Plasma gut im Entladungsgefäß zentriert ist, andernfalls trat die sogenannte Abreißinstabilität (disruptive instability) auf, auf die später noch eingegangen wird. Im allgemeinen ist das Zentrum des Plasmas gegenüber der geometrischen Seele um eine Strecke  $\Delta$  verschoben, die durch die bekannte Shafranov-Formel

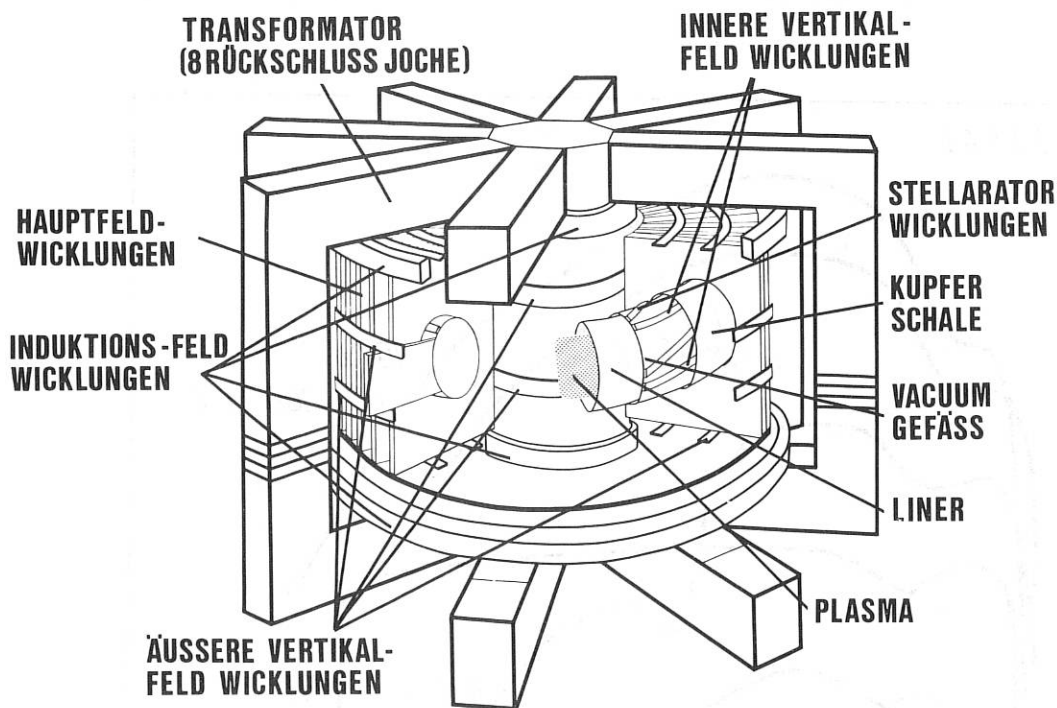


Abb. 1 Schematische Darstellung von Pulsator

Abb. 1 zeigt schematisch den Aufbau von Pulsator 1. Die wichtigsten Daten sind: Großer Radius  $R = 70$  cm, Innenradius der Kupferschale  $b = 19,5$  cm (Wandstärke 25 mm), Maximaler Limiterradius  $a_L = 12$  cm, Hauptmagnetfeld  $B_\varphi = 30$  kG maximal. Das ergibt einen Plasmastrom von 100 kA für  $q = 3$  am Limiter. Einzelheiten sind den vorausgegangenen Jahresberichten zu entnehmen.

$$\Delta = \frac{b^2}{2R} \left[ \ln \frac{b}{a} + \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \left( \beta_p + \frac{l_i - 1}{2} \right) \right] - \frac{2\pi b^2 B_z^{\text{ext}}}{\mu_0 J};$$

gegeben ist. Dabei ist  $B_z^{\text{ext}}$  ein von außen angelegtes Vertikalfeld; alle anderen Größen haben die übliche Bedeutung. Positive Werte von  $\Delta$  bedeuten eine Verschiebung nach außen; das ist bekanntlich der Fall für  $B_z^{\text{ext}} = 0$ . Zahlenbeispiel für den Pulsator: Für  $a = 10$  cm,  $\beta_p = 0,5$  und  $l_i = 1,5$  ist  $\Delta = 3,3$  cm. Bei einem

Plasmastrom von 50 kA reduziert ein Vertikalfeld von 100 G die Verschiebung auf  $\Delta = 0,5$  cm. Ein Gleichgewicht ohne Kupferschale würde 270 G erfordern.

Ist  $B_z^{\text{ext}}$  ein stationäres Feld, so erschwert dieses die Zündung der Entladung, vor allem auch deswegen, weil zu Beginn bei sehr kleinem Strom nach obiger Gleichung eine starke Verschiebung nach innen auftritt. Schon aus diesem Grund ist die Anwendung programmierter Vertikalfelder ein großer Vorteil. Bei stationären Feldern ist es eine Frage der Vorionisation, bei welchen Feldstärken die Entladung sich noch zünden läßt; aus diesem Wert ergibt sich dann der maximale Strom, für den man noch ein stabiles Plasma erhalten kann.

Die im ersten Betriebsjahr gemachten Erfahrungen bestätigen vollauf die Richtigkeit der oben entwickelten Vorstellungen. Abbildung 2 zeigt anhand typischer Oszillogramme die Entwicklung in Dauer und Amplitude des Plasmastroms, Abbildung 3 gibt für dieselben Entladungen Betrag und zeitlichen Ablauf der Verschiebung  $\Delta$  wieder. In allen Fällen wurde mit toroidalen Magnetfeldern  $B_\varphi$  zwischen 20 und 30 kG gearbeitet. Die Ausmessung der Feldgeometrie mit dem Elektronenstrahl hatte ergeben, daß geringfügige Abweichungen von der Sollage der Feldspulen, sowie der Einfluß der Zuleitungen zu einem Vertikalfeld  $B_z = 1,2 \cdot 10^{-3} B_\varphi$  führen, d. h. zu  $B_z = 24 \div 36$  G für  $B_\varphi = 20 \div 30$  kG. Diese Felder sind zu Beginn des Stromimpulses bereits in die Kupferschale eingedrungen.

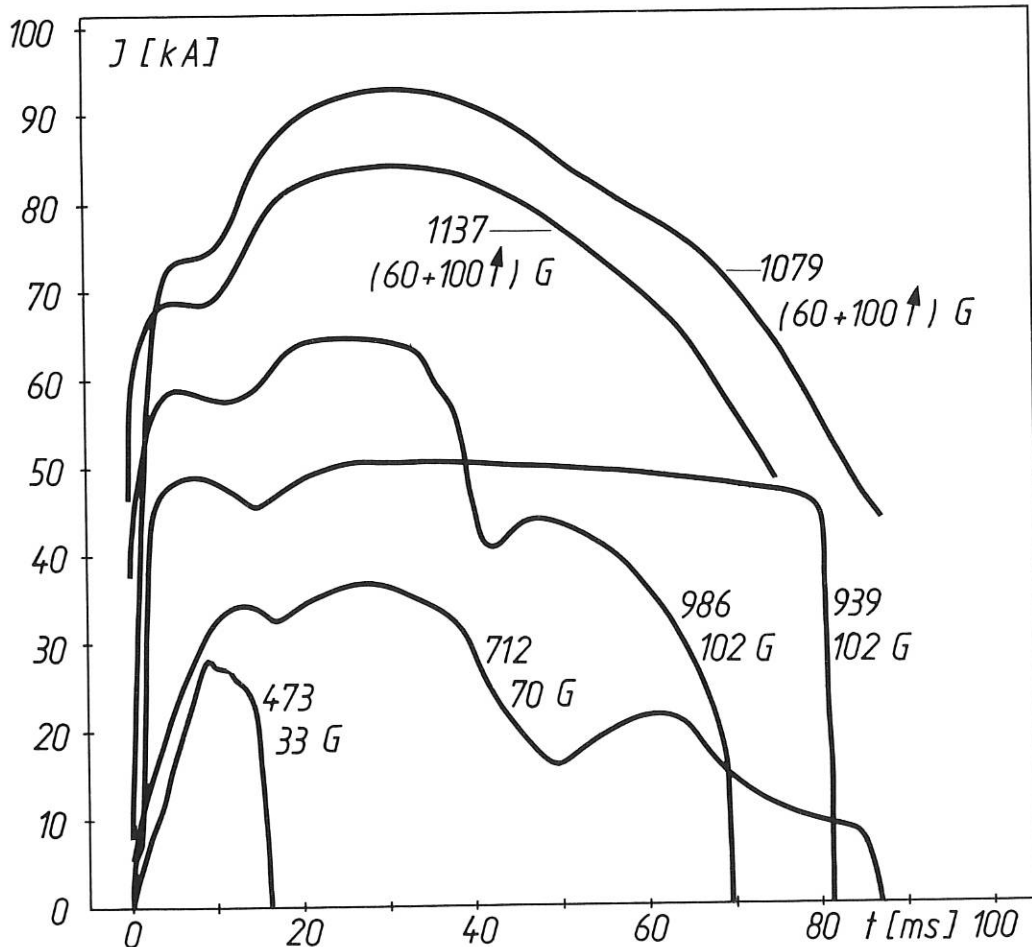
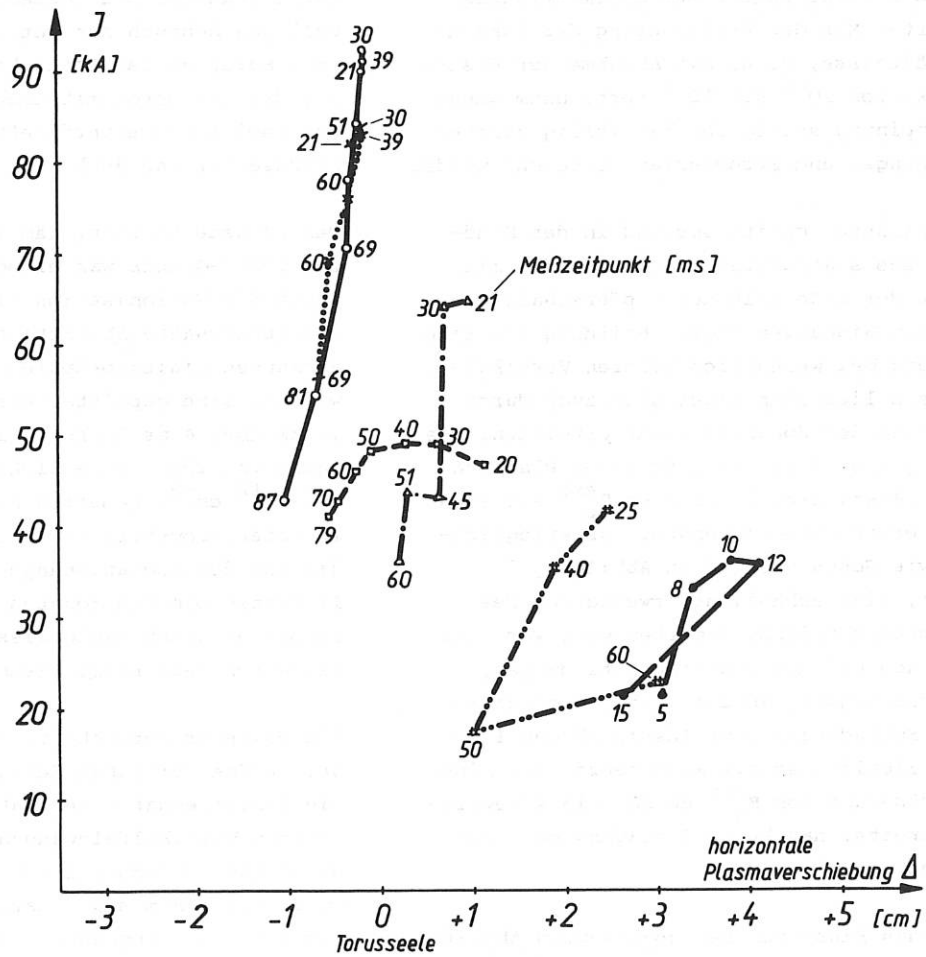


Abb. 2 Zeitliche Entwicklung des Plasmastromes, dargestellt durch typische Oszillogramme. Zu jeder Kurve sind Schußnummer und Vertikalfeld angegeben. Werte ohne Pfeil bedeuten stationäres, Werte mit Pfeil das zusätzlich programmierte Vertikalfeld (Anstiegszeit etwa 20 ms).

Der Umlaufsinn des Stromes wurde so gewählt, daß dieses Vertikalfeld eine Verschiebung nach innen liefert.

Zu Beginn der Messungen wurden keine zusätzlichen Vertikalfelder eingesetzt. Die Vorionisation erfolgte zunächst durch einen Hochspannungsimpuls von einigen

100  $\mu$ s Dauer; danach wurde meistens unmittelbar, d. h. ohne Zwischenschaltung der Anstiegsbatterie, die Laufzeitkette eingeschaltet, um die Zeit, während derer hohe Spannungen der Größenordnung 100 V am Plasma anliegen, möglichst kurz zu halten. Deswegen steigt der Strom mit der "Zeitkonstante"  $L/R$  an. ( $R$ , der Plasmawiderstand,



Schuß-Nr.	Vertikalfelder			toroidales Feld $B_{\theta}$ [G]	
	$\Sigma B_z$ [G]	äußeres $B_z$ [G]	inneres $B_z$ [G]		
.....	1137	160	60	100	23500
=====	1079	160	60	100	22000
-----	986	102	102	0	22000
-----	939	102	102	0	22000
-----	712	70	70	0	28000
-----	473	33	33	0	25500

Abb. 3 Zusammenhang zwischen Plasmastrom und Verschiebung für die in Abb. 2 dargestellten Entladungen. Der zeitliche Ablauf ergibt sich aus den angegebenen Zahlen (Meßzeitpunkt in ms).

ändert sich natürlich durch die Aufheizung.) Ein Beispiel für eine solche Entladung ist in den Abbildungen 2 und 3 der Schuß Nr. 473. Trotz dieser Wahl des Stromprogramms traten vor allem in den ersten Schüssen während der ganzen Entladungsdauer runaway-Elektronen auf, die in ziemlich regelmäßigen Abständen gruppenweise am Limiter verloren gingen, was sich in kleinen positiven Spannungsspitzen und einer feinen, gerade noch erkennbaren Stufenstruktur des Stromverlaufes äußerte. Mit der Verbesserung der Vakuumverhältnisse, d. h. mit Abnahme des Basisdrucks von  $10^{-6}$  auf  $10^{-7}$  torr, nahm diese Erscheinung stetig ab, bis völlig glatter Spannungs- und Stromverlauf erreicht wurde.

Der nächste Schritt bestand in der Erhöhung des stationären Vertikalfeldes mit Hilfe der außerhalb der Kupferschale gelegenen Windungen (vgl. Abbildung 1). Eine Zündung bei wesentlich höheren Vertikalfeldern ließ sich dabei aber auch durch Erhöhung der Spannung nicht erreichen. Das gelang erst durch Einsatz einer Plasmakanne (Bostick-gun), wodurch  $B_z^{ext}$  auf etwa 70 G erhöht werden konnte. Das ermöglichte, wie Schuß Nr. 712 in Abbildung 2 zeigt, eine erhebliche Erweiterung des Parameterbereichs. Bemerkenswert war hier, wie auch bei den späteren Entladungen, daß das Regime, in dem sich reproduzierbare Entladungen zuverlässig zünden lassen, ziemlich scharf abgegrenzt ist. Eine Vergrößerung von  $B_z^{ext}$  um 10 - 15 % bewirkte bereits, daß keine Entladung mehr zustandekam.

Auch das Einsetzen der sogenannten Abreißinstabilität erfolgte bei festgehaltenen Entladungsparametern reproduzierbar innerhalb von höchstens 10 ms. Die Ursache dieser Instabilität ist bisher noch nicht eindeutig geklärt. Phänomenologisch betrachtet liegt folgendes vor: Es zeigt sich eine scharfe negative Spannungsspitze und gleichzeitig eine rasche Abnahme des Plasmastromes (vgl. Abbildung 2), der Plasmaverschiebung (vgl. Abbildung 3) und der Elektronendichte. Etwa 1 ms vor dem Einsetzen der Instabilität tritt harte Röntgenstrahlung auf, die vom Limiter ausgeht, ein Hinweis auf plötzliche heftige Wechselwirkung zwischen Plasma und Limiter.

Die Instabilität erscheint desto später, je kleiner die Plasmaverschiebung, bzw. je größer das Verhältnis  $B_z/I$  ist, wie aus den Abbildungen 2 und 3 hervorgeht. Sie konnte stets durch hinreichende Absenkung des Plasmastromes vermieden werden, wie der Vergleich der Aufnahmen 986 und 939 zeigt, die beide bei  $B_z = 102$  G gemacht wurden. Im Fall der Entladung Nr. 939 war das Ende des Stromplateaus durch die Sättigung des (nicht vormagnetisierten) Eisenkerns gegeben. Die Instabilität kann zum völligen Abbruch der Entladung führen (ein Beispiel ist Schuß Nr. 473) oder dazu, daß der Strom mit erheblich reduzierter Amplitude weiterfließt (Beispiel: die Schüsse 712 und 986)

Der nächste Schritt, nämlich der Vorstoß zur 100 G-Grenze war ermöglicht worden durch die Vorionisation mit Mikrowellen (nichtresonante Absorption), die mit sogenannten Lisitano-Spulen eingekoppelt wurden. Eine gepulste Leistungszufuhr von 10 kW über 4 ms lieferte in dem Plasmavolumen von 200 l eine Elektronendichte von  $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , gemessen mit dem Mikrowelleninterferometer. Die von der Kanone und die von der Hochspannungsvorentladung gelieferten Dichten konnten mit dem Interferometer nicht nachgewiesen werden, d. h. sie waren jedenfalls kleiner als  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Ein weiterer Fortschritt in Richtung grosser Ströme für lange Zeiten wurde durch die Inbetriebnahme der Batterie für die inneren Vertikalfeldwindungen ermöglicht, die Anfang Dezember 1973 erfolgt. Zunächst wurde mit einem stationären Vertikalfeld von etwa 60 G begonnen, um dann das programmierte Zusatzfeld mit etwa der Zeitkonstante des Stromes anwachsen zu lassen. (Dazu muß - wegen der in der Kupferschale induzierten Ströme - der Strom in den inneren Vertikalfeldwindungen sehr rasch hochgeregelt und dann langsam wieder abgesenkt werden.) Unter diesen Bedingungen wurde eine größere Anzahl von Entladungen gemacht, deren Ende durch die Sättigung des Kerns gegeben war. Die durch die beginnende Sättigung bedingte nachlassende Ankopplung an den Primärkreis führt zu einer raschen Abnahme des Plasmastromes und damit zu einer raschen Veränderung der Plasmalage. Der dann einsetzende scharfe Abbruch des Stromes



kann als disruptive instability gedeutet werden. Untersuchungen dazu werden Anfang 1974 durchgeführt. Ein Beispiel dafür ist Schuß 1079 in Abbildung 2, bei dem der Scheitelwert des Stromes 90 kA und seine Dauer 90 ms beträgt.

Gelegentliches Auftreten der Abreißinstabilität vor Sättigung des Kern konnte stets durch kleine Programmänderungen behoben werden.

Der Fülldruck wurde bisher so gewählt, daß sich typische Tokamakdichten, nämlich solche zwischen  $1,5$  und  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  einstellten. Dazu waren Drucke zwischen  $0,4$  und  $2 \cdot 10^{-4}$  torr erforderlich, was einer Anfangsdichte zwischen  $0,3$  und  $1,3 \cdot 10^{13}$  Atomen pro  $\text{cm}^{-3}$  in dem durch den Limiter-radius  $a_L$  gegebenen Volumen  $V_L = 2\pi^2 a_L^2 R = 200 \text{ l}$  entspricht. Das Gesamtvolumen der Apparatur (zusätzlich der im Limiterschatten liegende Teil des Torus, die Stützen, Vakuumkessel und Zuleitungen bis zu den Ventilen) ist um den Faktor  $2,25$  größer. Die gemessenen Dichten sind in den meisten Fällen durch den Zustrom aus diesen außerhalb der Plasmasäule gelegenen Bereichen des Entladungsgefäßes zu erklären. Abbildung 4 zeigt den in Schuß Nr. 939 (Abbil-

dungen 2 und 3) mit Mikrowelleninterferometer gemessenen Dichteverlauf für verschiedene Entladungszeitpunkte; dabei ist

$$\bar{n}_e = \frac{1}{2z_0} \int_{-z_0}^{+z_0} n_e(z) dz ;$$

und  $2z_0$  die durchstrahlte Strecke im Plasma. Diese Profile sind insofern typisch für alle Entladungen mit stationärem Vertikalfeld, als das Dichtemaximum während des Stromplateaus erheblich nach außen verschoben ist und zwar stärker als der mit den magnetischen Sonden bestimmte Stromschwerpunkt. Mit dem programmierten Vertikalfeld hingegen ist es möglich, das Plasma für praktisch die ganze Entladungsdauer gut auf die geometrische Seele zu zentrieren, wie für den Stromschwerpunkt aus Abbildung 3, Schuß Nr. 1079 und Nr. 1137 hervorgeht. Die Zentrierung der Elektronendichteprofile bei Schuß Nr. 1137 zeigt Abbildung 5.

Die Elektronentemperaturprofile sind meistens glockenförmig; ein Beispiel ist in Abbildung 6 dargestellt.

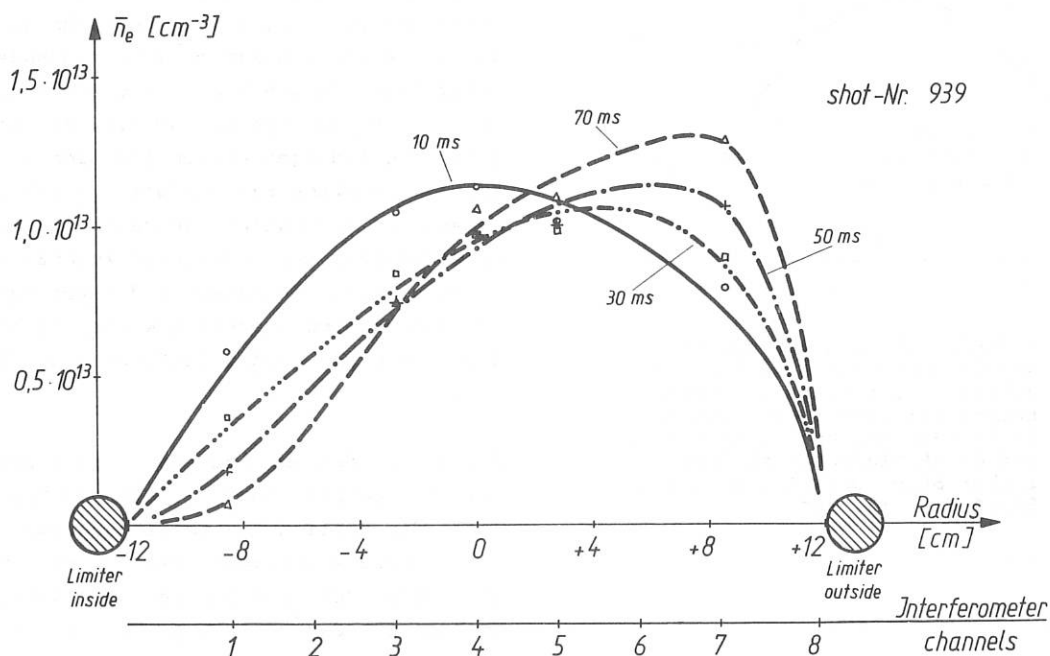


Abb. 4 Radiale Verteilung der über die vertikale Durchstrahlungslänge  $z_0$  der Kanäle des Mikrowelleninterferometers gemittelten Elektronendichte für verschiedene Entladungszeitpunkte. Typische Resultate für Entladungen mit stationärem Vertikalfeld.

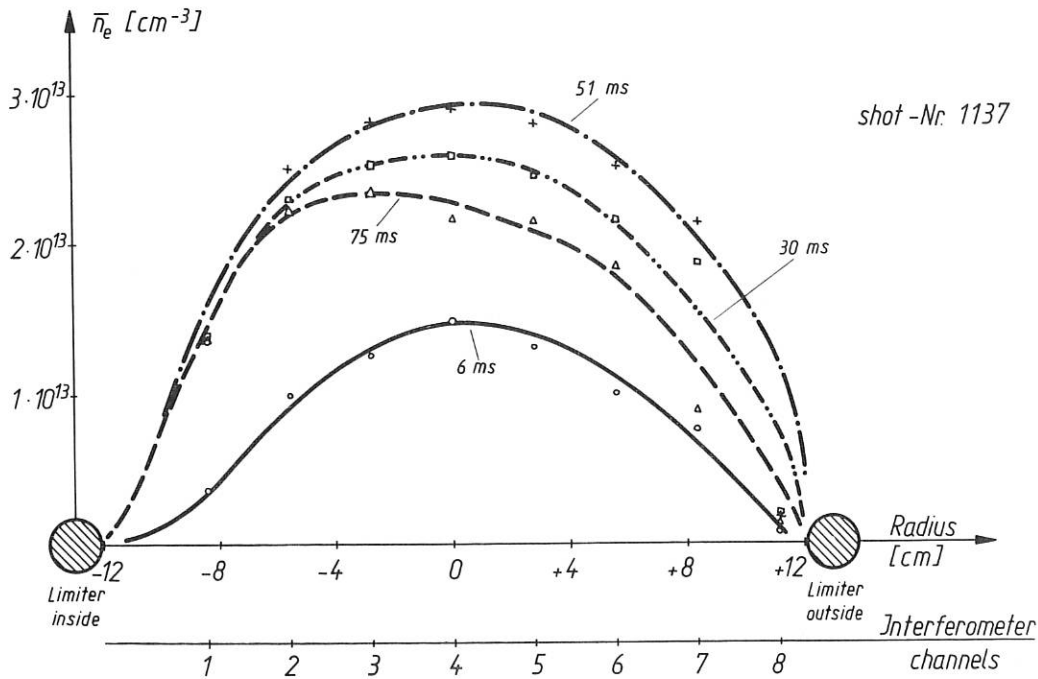


Abb. 5 Mittlere Elektronendichte wie in Abb. 4  
Typischer Verlauf für Entladungen mit programmiertem  
Vertikalfeld

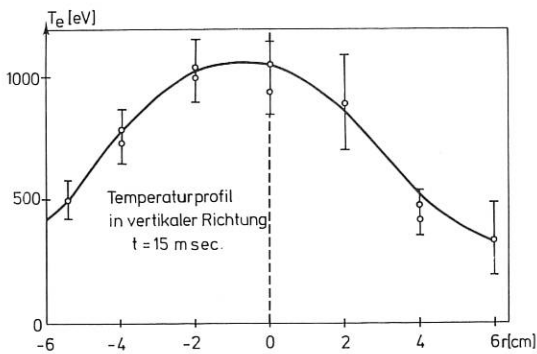


Abb. 6 Beispiel für ein aus der Thomson-Streuung von Laserlicht erhaltenes vertikales Elektronentemperaturprofil, aufgenommen 15 ms nach Beginn der Entladung bei 43 kA Plasmaström. Zeitlicher Stromverlauf etwa wie in Schuß Nr. 712, Abb. 2

Bei höheren Strömen ist nach der bisherigen Erfahrung die Tendenz die, daß die Elektronentemperatur nur noch mäßig, d. h. von 1 keV auf 1,2 keV, die Dichte dagegen stärker, nämlich auf etwa  $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  zunimmt und zwar so, daß  $\beta_p$  ungefähr konstant bleibt, wie man es auch von anderen Tokamakentladungen kennt. Der Elektronenanteil von  $\beta_p$  lag typisch um 0,4. Bei einzelnen Entladungen wurden freilich auch schon Achsentemperaturen bis 1,6 keV gemessen. In den Fällen, in denen die Energieverteilung der Elektronen zusätzlich mittels Impulshöhenanalyse der weichen Röntgenstrahlung gemessen wurde, stimmen die Ergebnisse beider Verfahren gut überein.

Bei den in den Abbildungen 2 und 3 dargestellten Entladungen Nr. 1079 und Nr. 1137 wurde die "übliche" Stabilitätsgrenze  $q = 3$  bereits erreicht, bzw. leicht unterschritten. Für alle anderen dort gezeigten Schüsse ist dagegen  $q > 4$ . Da das toroidale

Magnetfeld nur noch von 23,5 kG auf 30 kG erhöht werden kann, ist die Grenze des Strombereiches damit praktisch erreicht. Die Entladung Nr. 1137 wurde aus einer Serie von 60 Schüssen herausgegriffen, bei der alle gemessenen Größen sehr gut reproduzierbar waren, ausgenommen die Elektronentemperatur ( $\approx 1$  keV) in der Achsenumgebung. Möglicherweise handelt es sich hier bereits um die beginnende Entwicklung der  $m = 1$  - Mode bei  $q = 1$  auf der magnetischen Seele.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß Pulsator im ersten Betriebsjahr bis an die von der Apparatur gegebenen Grenzen des Stromes ausgefahren wurde und daß dabei typische Tokamak-Plasmen erhalten wurden. Diese Zielsetzung war bisher für die Auswahl der von außen einstellbaren Parameter in erster Linie maßgebend. Nachdem dieses Ziel nun erreicht ist, kann und muß man darangehen, den Parameterbereich zu erweitern und zu einem vertieften Verständnis der dadurch erzielten Auswirkungen zu gelangen. Aufgrund der bisherigen Erfahrungen besteht die Hoffnung, daß sich dabei vor allem der durch die verschiedenen Vorionisationsverfahren und durch die Programmierbarkeit der Vertikalfelder gegebene Spielraum sehr günstig auswirken wird.

#### 1.5. Diagnostische Verfahren am Pulsator

Die elektromagnetischen Standardmessungen wurden von Anfang an am Pulsator eingesetzt. Im Laufe des Jahres kamen dann das Mikrowelleninterferometer, die Elektronentemperaturmessung durch Laserstreuung und die Röntgenstrahlpulshöhenanalyse (PHA) als weitere Standardverfahren hinzu. Bei den letztgenannten Meßverfahren wurden folgende Verbesserungen bzw. Verfeinerungen gegenüber herkömmlichen Tokamakanlagen angewandt:

- a) Verfeinerte Auflösung bei der Elektronendichtemessung durch Mikrowelleninterferometrie durch 8 senkrechte Kanäle und einen waagerechten Kanal.
- b) Messung der Elektronentemperatur und -dichte über fast den gesamten Plasmaquerschnitt bei der Laserstreuung (Aufsuchen des Zentrums).

- c) Verfeinerung der Zeitauflösung bei der Röntgenstrahlpulshöhenanalyse auf 10 Zeitintervalle von 1 ms bis 10 ms Dauer.

Die einzelnen Verfahren werden im folgenden näher beschrieben:

##### 1.5.1. Elektromagnetische Messungen

(J. Gernhardt, F. Karger, O. Klüber)

Die Messung von Plasmastrom, Umfangsspannung und Lage des Stromschwerpunkts wurden als die elementarsten Verfahren von Anfang an eingesetzt. Im einzelnen wurden folgende Größen gemessen:

- a) Plasmastrom  
Der Plasmastrom wird mit einer Rogowski-Spule im Inneren des Liners gemessen ( $R = 28 \Omega$ ,  $L = 0,14 \mu\text{H}$ ). Die Signale der Spule werden aktiv integriert ( $\tau = 5$  ms)
- b) Plasmaumlaufspannung (Loop-Voltage)  
Die Loop-Voltage wird durch eine Leerschleife auf dem V2A-Torus gemessen.
- c) Plasmaverschiebung  
Die Messung der horizontalen Verschiebung des Stromschwerpunktes  $\Delta$  wird über zwei Mirnov-Sonden durchgeführt, deren Signale aktiv integriert werden. Es werden die Signale  $u_+ = u_a + u_i$ ;  $u_- = u_a - u_i$  und  $X = \frac{u_a - u_i}{u_a + u_i}$ , welches ein Maß für die Verschiebung darstellt, direkt angezeigt.
- d) Diamagnetisches Signal  
Die Messung des diamagnetischen Signals wurde vorbereitet. Die Messung ist mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden und soll mit einer im Torus drehbaren Schleife durchgeführt werden, um die Vertikalfelder kompensieren zu können.

##### 1.5.2. Optische Diagnostik

(G. Venus, H. Wulff)

Die Messung der radialen Verteilung des  $H_\alpha$ -Intensität über ein 7-Kanal-Lichtleiter-Multiplier-System wurde in Gang gesetzt. Sie dient zur Bestimmung der Ionisationsrate zwecks Ermittlung der Teilcheneinschlußzeit. Qualitative Ergebnisse liegen vor. Im folgenden soll die Lichtausbeute verbessert und eine Absolut Eichung vorgenommen werden. Ferner wurden Übersichtsaufnahmen im sichtbaren und Quarz-UV gemacht.

### 1.5.3. Modenmessung durch Mirnov-Sonden

(F. Karger)

Die Modenmessung durch Mirnov-Sonden wurde vorbereitet. Die Sonden sind so verteilt, daß azimutale Moden bis zu Modenzahlen von 30 und toroidale Moden bis zu Modenzahlen von 20 beobachtet werden können.

### 1.5.4. Mikrowelleninterferometrie

(M. Bergbauer, S. Corti, G. Lisitano, E. Rossetti)

Im IPP-Jahresbericht 1972, Seiten 79-85, wurde bereits das 9-Kanal-Mikrowellen-Interferometer zur Messung des Plasmadichteprofils am Pulsator beschrieben.

Das Interferometer hat einen horizontalen Kanal in der Mittelebene des Torus und acht Vertikalkanäle, die mit einer Wellenlänge  $\lambda = 3,3$  mm (Grenzplasmadichte  $N_{kr} \approx 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>) betrieben werden.

Alle neun Kanäle arbeiten seit Beginn des Pulsator-Betriebs, so daß das Elektronendichteprofil für jeden Zeitpunkt jeder Entladung vorliegt.

Im Bild 4 und Bild 5 wurden die Plasmadichteprofile für die Schüsse Nr. 939 und 1137 bereits gezeigt. Die entsprechenden Phasenverschiebungsmeßdaten und die daraus ermittelten Dichten als Funktion der Zeit sind im Bild 7 und Bild 8 für den Schuß 939 und in Bild 9 und Bild 10 für den Schuß 1137 dargestellt.

In erster Näherung wurde der Mittelwert der Dichte über die jeweilige Sehnenlänge des durchstrahlten Plasmaquerschnitts ermittelt. Diese Sehnenlänge wurde durch Annahme eines kreisförmigen Plasmas mit einem Radius

$$a = a_L - |\Delta|$$

ermittelt, wobei  $a_L$  der Limiter-Radius und  $\Delta$  die mit magnetischen Sonden gemessene horizontale Stromverschiebung ist.

Erste Versuche für eine Abel'sche Inversion der Phasenverschiebungs-Meßdaten wurden mit Hilfe eines Analog-Systems unternommen. Das Problem für eine hinreichend genaue Abel'sche Inversion ist, eine gute

Information über das Profil zu haben. Bis jetzt wurde das aus den Phasenverschiebungs-Meßdaten ermittelte Profil benutzt. Ein Beispiel für diese Methode der Abel-Inversion ist das im Bild 11 gezeigte Plasmadichteprofil des Schusses 1137.

Zur Zeit wird auf die Erweiterung des 9-Kanal-Mikrowellen-Interferometers von einer Festfrequenz von 88 GHz,  $\lambda = 3,3$  mm auf eine höhere Festfrequenz von 150 GHz,  $\lambda = 2$  mm gearbeitet. Somit wird, bei Plasmadichten  $N_e \geq 10^{13}$  cm<sup>-3</sup> eine einfachere Auswertung der Phasenverschiebungs-Meßdaten und dadurch eine genauere Erfassung der zeit- und raumveränderlichen Plasmadichte erreicht. Nach einer von G. Lisitano<sup>1)</sup> erprobten Methode wird hierbei die gleichzeitige Phasenverschiebung der zwei Meßwellen dazu benutzt, um die Länge der Sehne des Plasmaprofiles zu ermitteln. Damit wird für die Abel'sche Inversion die Kenntnis von  $\Delta$  aus der Stromverschiebungsmessung nicht mehr benötigt. Die Erweiterung des Multikanal-Interferometers auf  $\lambda = 2$  mm wird auch für die Entwicklung eines Verfahrens zur automatischen Zählung der Fringe von großem Vorteil sein.

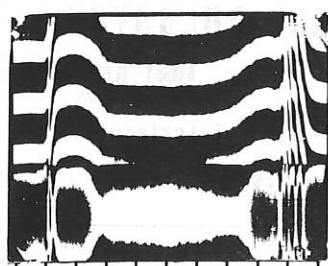
Bild 12 zeigt die ersten Versuche der automatischen Zählung der Fringe am Pulsator nach einer von E. Groening entwickelten Methode.

### 1.5.5. Thomsonstreuung

(K. Förster, D. Meisel, H. Steidl)

Das Laserstreuexperiment am Pulsator wurde im zweiten Halbjahr 1973 in Betrieb genommen und lieferte von Anfang an brauchbare Meßdaten. Lagen die gemessenen Elektronentemperaturen  $kT_e$  anfangs noch bei 300 bis 600 eV, so stiegen sie bei Entladungen mit mehr als 40 kA Plasmastrom auf 1 bis 1,2 keV (gemessener Höchstwert 1,6 keV).

<sup>1)</sup> G. Lisitano: Proceedings, VI. Conf. Int. Phénomènes d'ionization dans les Gas, Paris, IV, 199 (1963)



horizontal channel  
phase shift  
 $\lambda = 3.3 \text{ mm}$   
amplitude

# Tokamak PULSATOR 1

shot nr. 939

Multichannel Interferometer

t (10 ms/div.) →

vertical channels



ch.1

$\lambda = 3.3 \text{ mm}$



ch.5



ch.3

$\lambda = 3.3 \text{ mm}$



ch.7



ch.4

$\lambda = 2 \text{ mm}$



ch.8

t (10 ms/div.) →

t (10 ms/div.) →

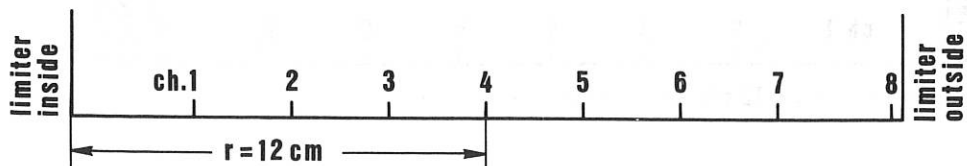


Abb. 7 Mikrowellen-Phasenverschiebungen einer typischen, nichtaxisymmetrischen Entladung am Pulsator

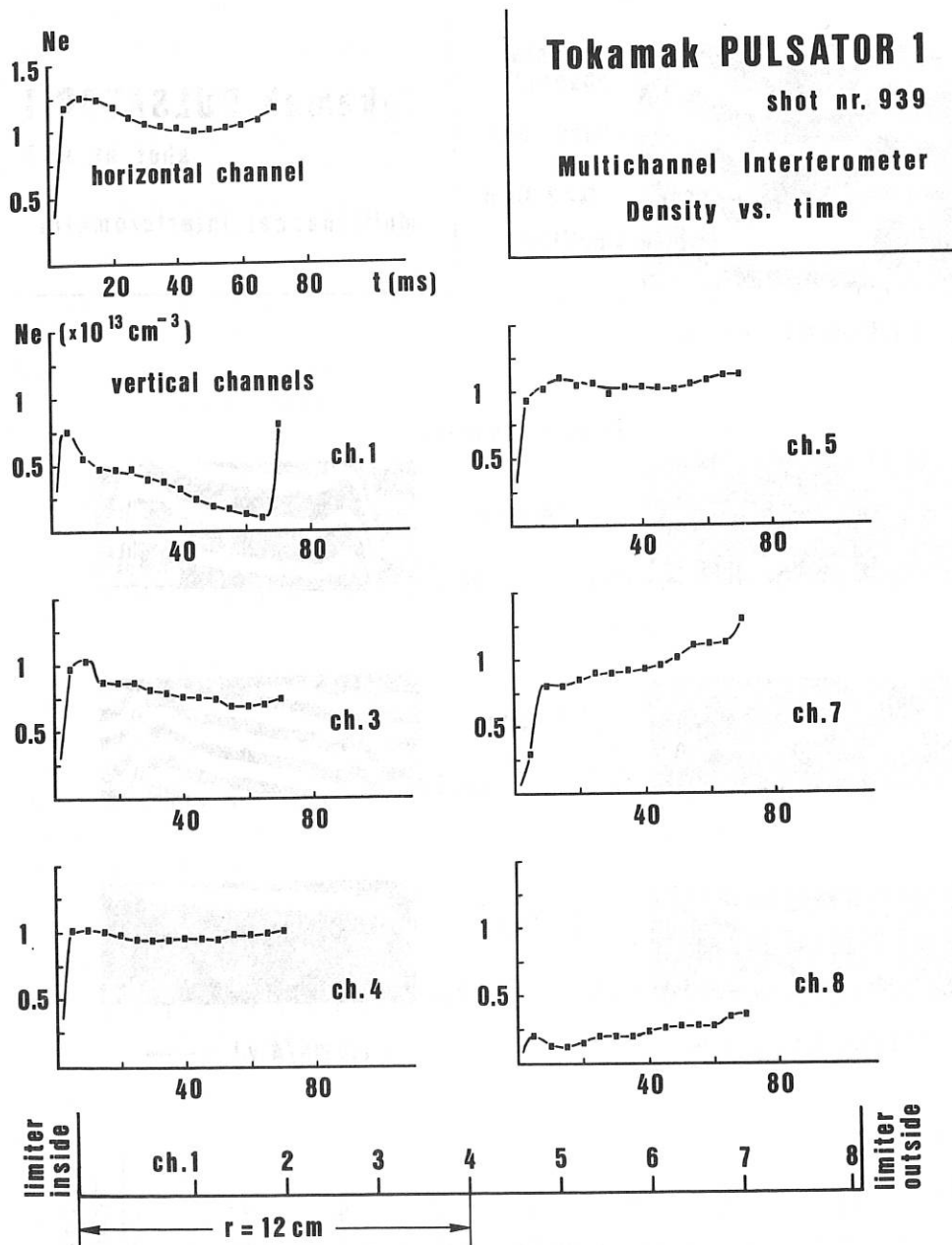


Abb. 8 Mittlere Dichte ermittelt aus Abbildung 7

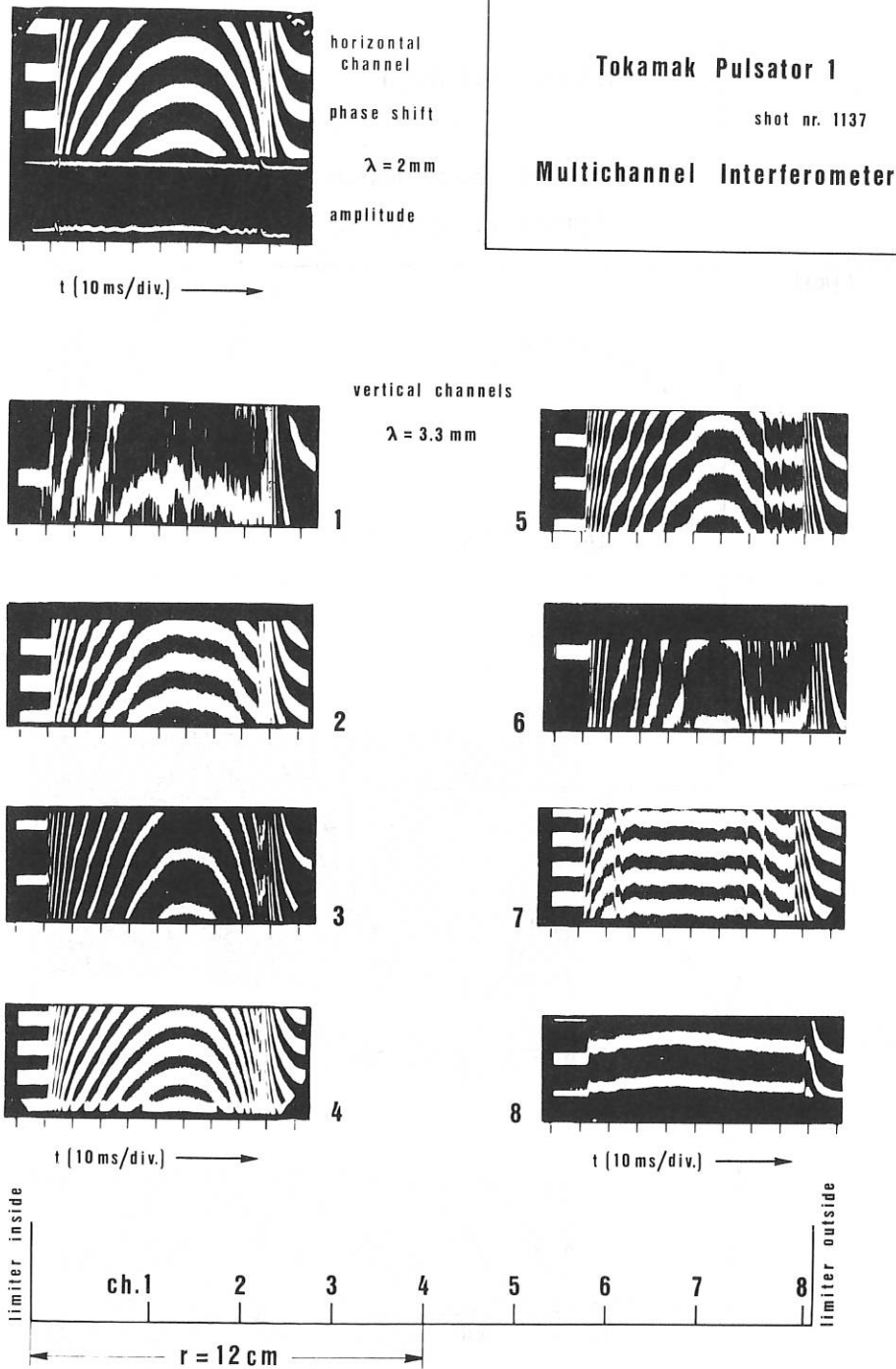
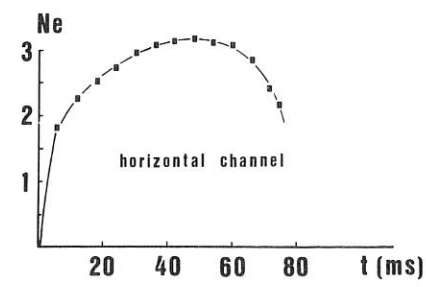


Abb. 9 Mikrowellen-Phasenverschiebung einer typischen axisymmetrischen Entladung



Tokamak Pulsator 1  
shot nr. 1137  
Multichannel Interferometer  
Density vs. time

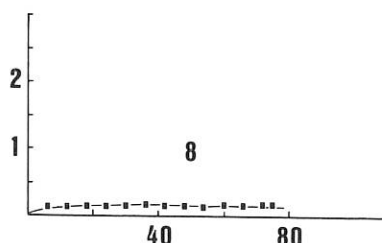
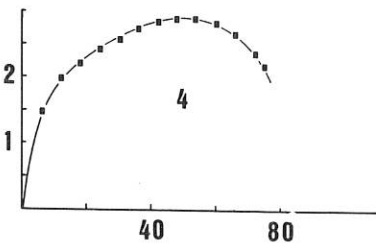
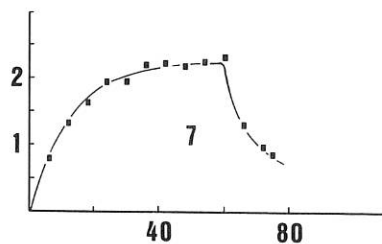
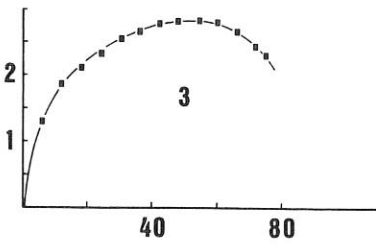
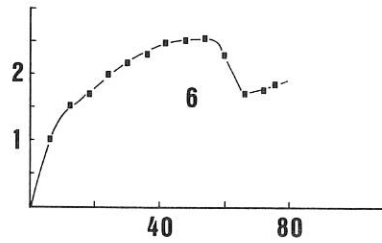
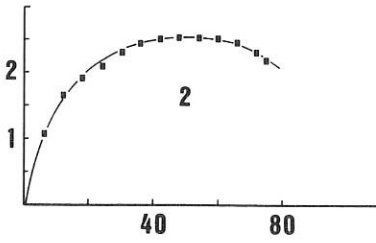
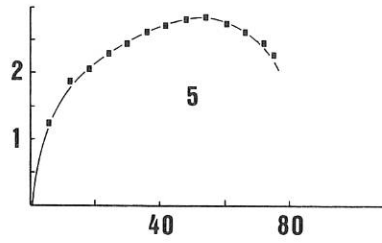
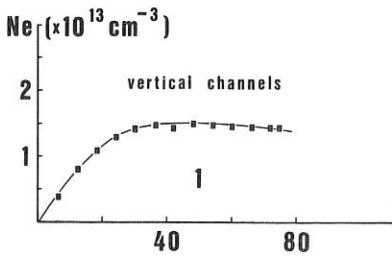


Abb. 10 Mittlere Dichte ermittelt aus Abbildung 9



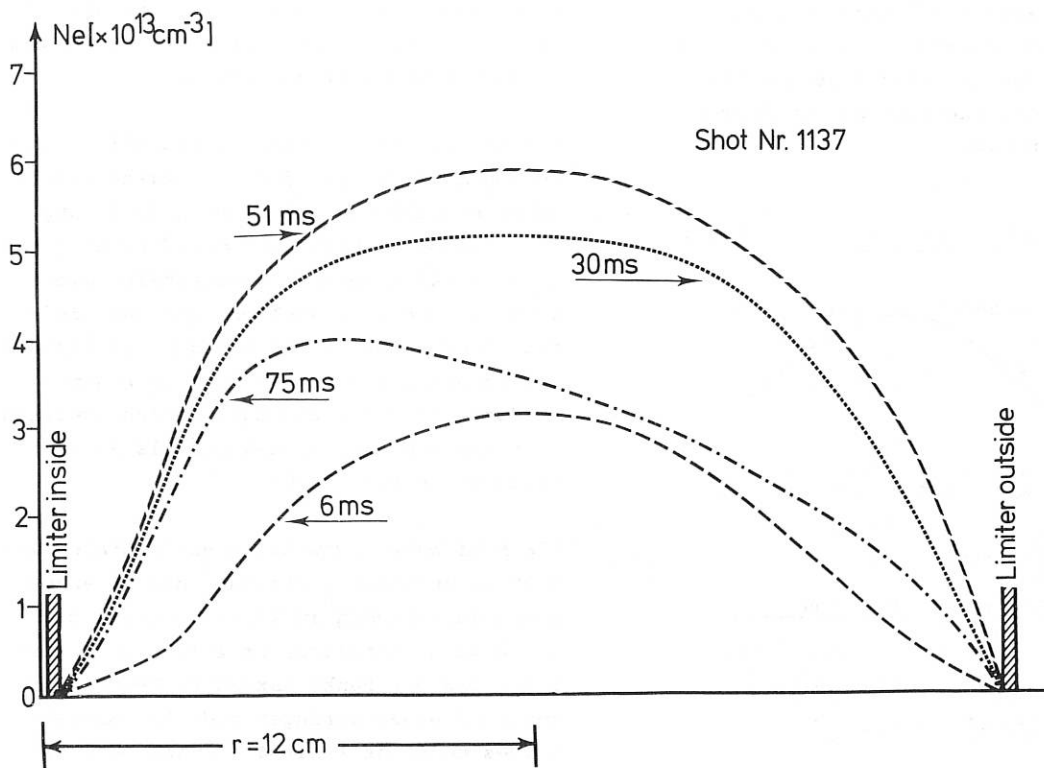


Abb. 11 Plasmadichteprofile mittels eines Analog-Gerätes entabelt.

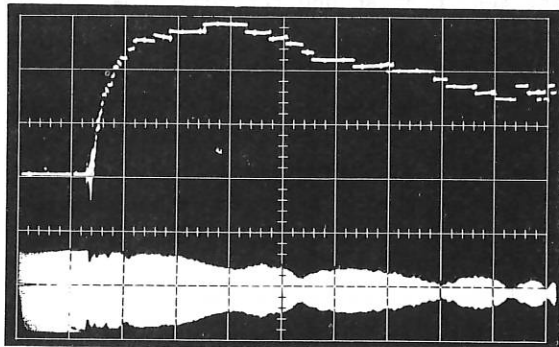
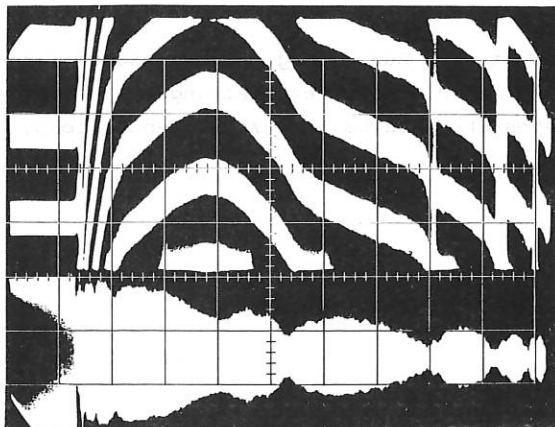
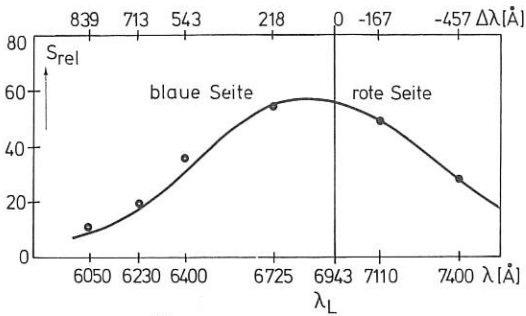


Abb. 12 Automatische Zählung der Fringe



Eine zu beobachtende Unsymmetrie der Streuspektren (Abbildung 13) machte die Überprüfung der der Lichtstreuung zugrundeliegenden Theorie und des Auswerteprogramms nötig.



$$S_{rel} \approx (1 + F \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}) S_{Salpeter};$$

Elektronentemperatur mit Meßfehlern in eV

Korrekturfaktor F	2.5	2.0	0
ganzes Spektr.	1006 ± 35	1058 ± 52	1278 ± 169
blaue Seite	995 ± 47	1033 ± 52	1180 ± 79

Abb. 13

Die Verschiebung der Spektren zum Blauen hin konnte im wesentlichen durch die bevorzugte Lichtabstrahlung von relativistisch bewegten Elektronen in Vorwärtsrichtung erklärt werden. (Im vorliegenden Fall war  $\frac{v_e}{c} \leq 0,1$ ).

Die einschlägige Arbeit von J. Sheffield<sup>1)</sup> wurde nachgerechnet. Es zeigte sich, daß die in dieser Arbeit angegebene relativistische Korrektur der Streuspektren wesentlich vereinfacht werden konnte. In erster Ordnung gilt für die Streuintensität pro Meßkanal:

$$S_{rel} \approx S_{Salp.} \left( 1 - 2,5 \frac{\lambda - \lambda_L}{\lambda_L} \right);$$

Abbildung 14 zeigt den Aufbau des Streuexperimentes. Der Laser ist auf einem Wagen montiert. Die Bewegung des Wagens und die über einen Balg erfolgende Bewegung der Optik zur Kollektion des Streulichts ermöglichten es, den größten Teil des

Plasmaquerschnitts abzutasten und die Symmetrie der Entladungen nach Elektronendichte und -temperatur zu testen.

Einige Dichte- und Temperaturprofile sind in den Abbildungen 15 und 16 wiedergegeben. Dabei handelt es sich um eine Entladung mit etwa 80 kA Plasmastrom und einen  $q$  nahe 3. Um Profile sowohl in vertikaler wie auch horizontaler Richtung bei zwei Zeiten (hier 23 ms und 51 ms nach der Zündung) aufzunehmen, wurden nur etwa 50 Plasmaschüsse benötigt. Die Entladungen erwiesen sich trotz niedriger  $q$ -Werte als ausreichend reproduzierbar.

Die Möglichkeit, sowohl in horizontaler wie auch in vertikaler Richtung das Streuvolumen verschieben zu können, erwies sich als äußerst nützlich. Es zeigte sich nämlich, daß der Punkt maximaler Temperatur aufgrund eines geringen radialen Magnetfeldes meistens 1 bis 4 cm nach oben verschoben war. Außerdem war zu erkennen, daß Stromschwerpunkt (aus Verschiebungsmessungen) und Temperaturmaximum nicht notwendig übereinstimmen müssen.

Während die Flanken der Temperaturprofile oft sehr präzise und reproduzierbar zu vermessen waren, zeigte sich häufig ein Bereich von einigen cm Radius in der Mitte der Plasmasäule, in dem die Temperatur stark von Schuß zu Schuß fluktuierte. Dies wurde als Hinweis auf möglicherweise in diesem Bereich auftretende MHD-Instabilitäten durch lokales  $q(r) \leq 1$  aufgefaßt.

Die gemessenen Elektronendichten stimmten mit den aus Mikrowellenmessungen bestimmten Werten gut überein. Die Spitzendichten lagen im Bereich  $2,5$  bis  $5,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Die direkte Auswertung der gemessenen Werte durch die Datenverarbeitungsanlage wurde getestet und arbeitete zufriedenstellend.

<sup>1)</sup> J. Sheffield, Plasma Physics, Vol.14 pp. 783/791

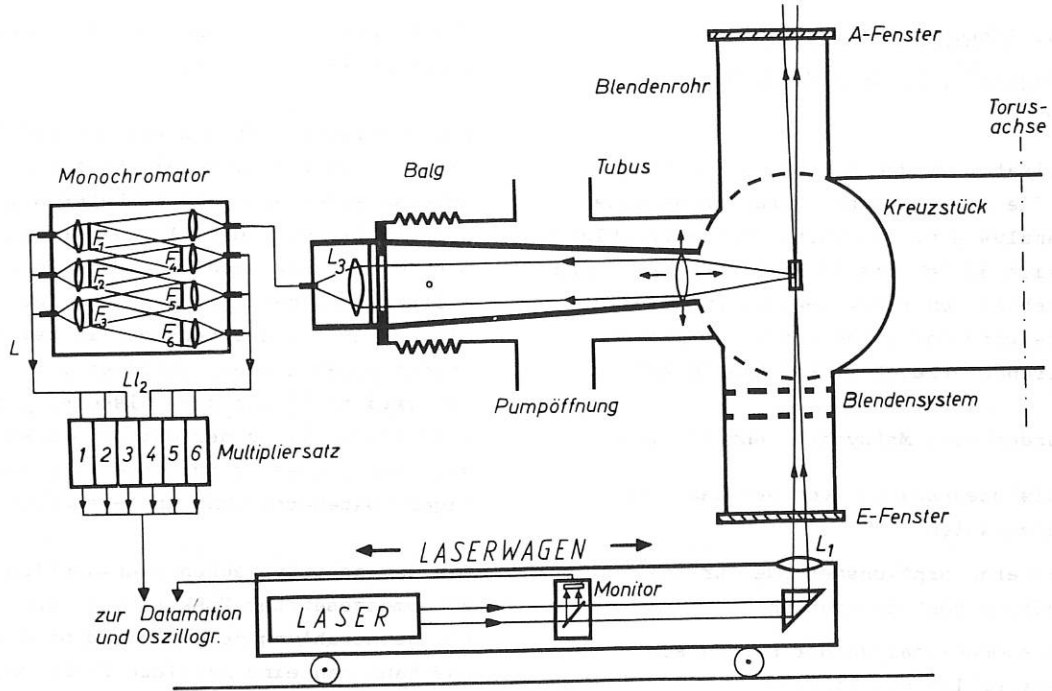


Abb. 14 Aufbau des Laserstreuexperimentes

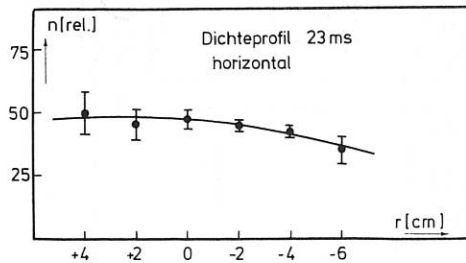
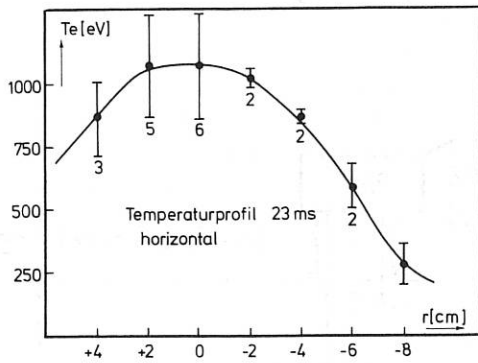


Abb. 15

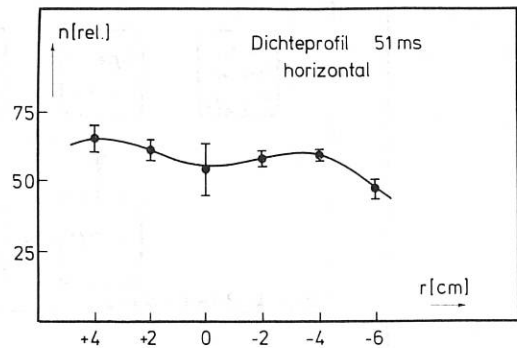
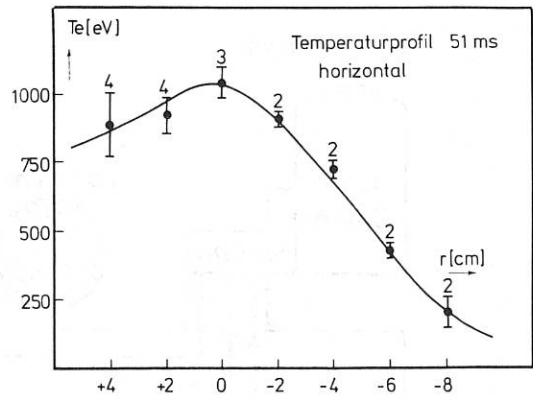


Abb. 16

### 1.5.6. Röntgenstrahlungsmessungen

(J. Fujita<sup>+</sup>), L. Schmid, S. Sesnic, R. Seth)

Am Pulsator wurden sowohl die weichen wie auch die harten Röntgenstrahlen gemessen und analysiert. Die harte Röntgenstrahlung (Bereich 30 keV bis 10 MeV) verdanken ihre Entstehung den runaway-Elektronen; die weiche wird vor allem durch thermische Elektronen erzeugt (1 keV bis 30 keV).

Es wurden vier Meßsysteme entwickelt:

- a) Pulshöhen-Analyse von weichen Röntgenstrahlen
- b) Filterabsorptionsmethode für die weichen Röntgenstrahlen
- c) Pulshöhen-Analyse der harten Röntgenstrahlen vom Limiter
- d) Pulshöhen-Analyse der harten Röntgenstrahlen vom Plasma

Die Methoden a) und c) lieferten bereits im Jahre 1973 Ergebnisse.

Die Meßsysteme für die weichen und harten Röntgenstrahlen sind beinahe identisch und unterscheiden sich nur im Detektor. Abbildung 17 zeigt das Blockdiagramm. Das System zeichnet sich durch eine hohe Flexibilität aus, bedingt durch das Interface-Clock, das die Zeitfenster, in dem die einzelnen Pulse kommen, definiert. Im Rechner wird nicht nur die Pulshöhe, sondern auch die Zeit, zu der der Puls ankommt, gespeichert. Dies ermöglichte eine vielseitigere Datenerfassung und -verarbeitung.

Ein aus acht typischen Plasmaentladungen zusammengesetztes Spektrum der weichen Röntgenstrahlung zeigt Abbildung 18. Daraus kann man eine mittlere Elektronentemperatur von  $\approx 1$  keV berechnen. Dieselbe Serie von Entladungen ist in Abbildung 19 zeitlich aufgelöst dargestellt: man sieht den zeitlichen Verlauf der Elektronentemperatur, der im wesentlichen mit der Laserstreuung übereinstimmt.

<sup>+</sup>) jetzt im Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, Japan

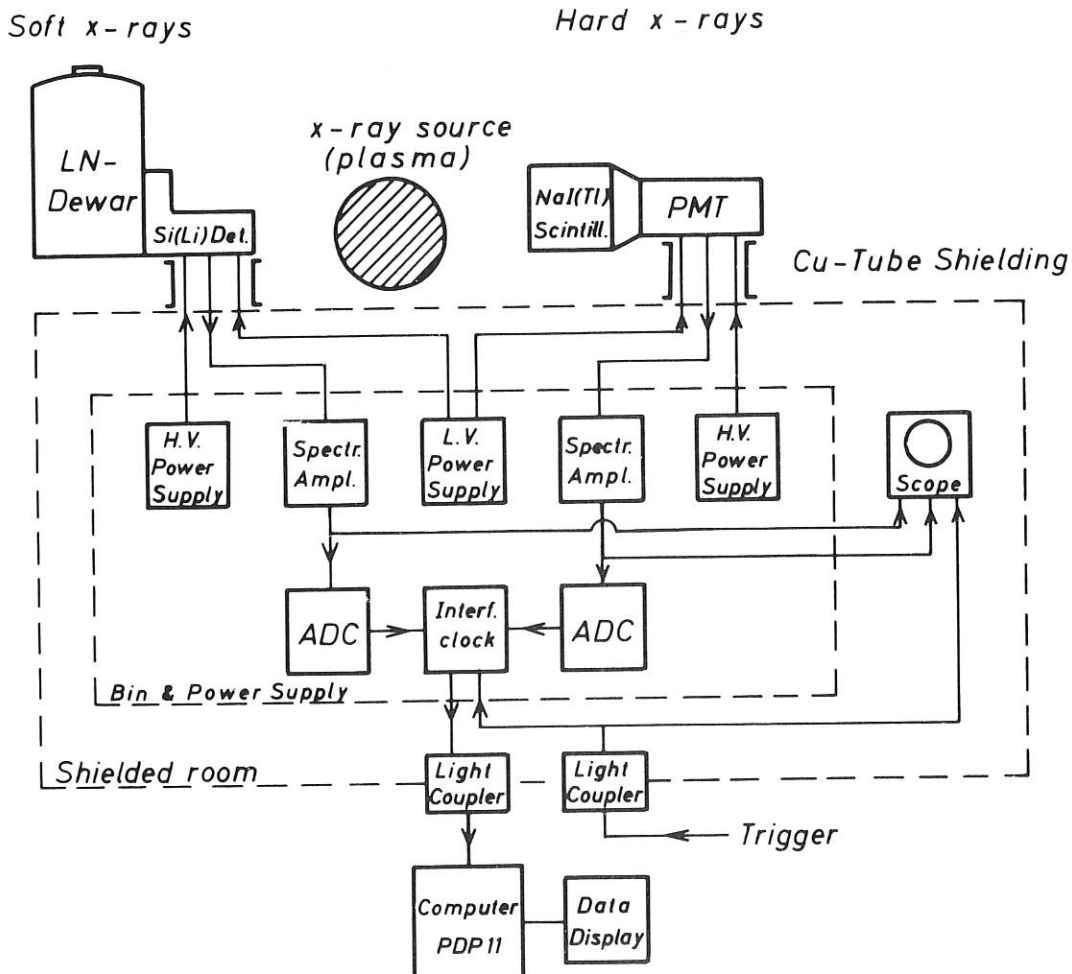


Abb. 17 PHA-System für weiche und harte Röntgenstrahlen

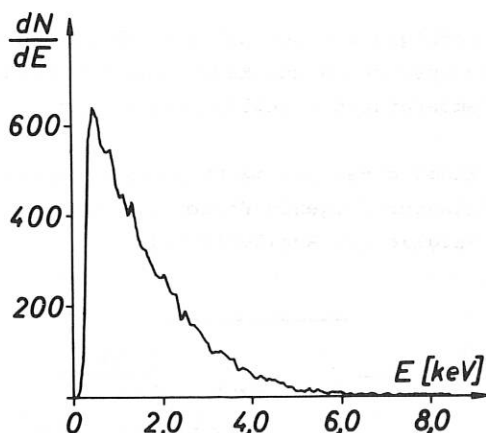


Abb. 18 Integriertes Energiespektrum der weichen Röntgenstrahlen aus acht Plasmaentladungen

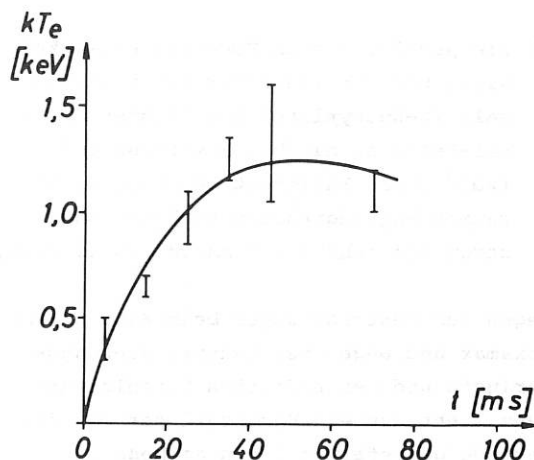


Abb. 19 Zeitlicher Verlauf der mittleren Elektronentemperatur aus acht Entladungen

Diese Methode wurde angewandt, um die Elektronenverteilungsfunktion zu messen, um die Verunreinigungen und deren Linienstrahlung zu studieren und um eventuell die Abreißinstabilität untersuchen zu können.

Mit dem PHA-System zur Untersuchung der harten Röntgenstrahlen (Punkt c), die vom Limiter kommen, wurden die runaway-Elektronen, die auf den Limiter aufprallen, und deren Energiespektren untersucht. Das System d), das die runaway-Elektronen im Plasma durch ihre Bremsstrahlungsspektren untersucht, wurde vorbereitet, ebenso sind bereits alle Teile des Filterabsorptionssystems im Pulsator eingebaut. Nur die für dieses System verwendete Elektronik muß noch an den PDP 11-Prozeßrechner angeschlossen werden.

#### 1.5.7. Messung der Poloidalkomponente des Magnetfeldes

(J. Fujita<sup>+</sup>), K. McCormick)

Das Prinzip der Messung beruht auf der Möglichkeit, aus der Zeeman-Aufspaltung einer von einem Lithium-Atomstrahl ausgestrahlten Linie sehr genau das Azimut eines Magnetfeldes senkrecht zur Beobachtungsrichtung zu bestimmen. Die technischen Einzelheiten der Meßanordnung sind in<sup>1)</sup> beschrieben. 1973 wurden das schnelle

Polarimeter und der Lithium-Atomstrahl weiterentwickelt. Wegen der möglichen Verwendbarkeit der Methode am TFR wurde Zusammenarbeit mit CEN Fontenay-aux-Roses vereinbart.

In einem Vorversuch wurde die Leistungsfähigkeit des Polarimeters mit dem linear polarisierten Licht eines He-Ne-Lasers auf Ansprechzeit und Rauschen der Meßelektronik geprüft. Wie verlangt, lag erste unter 1 ms, das Rauschen war vernachlässigbar. Die Prüfung der Apparatur mit einer Zeeman-aufspaltenden Lichtquelle wurde vorbereitet.

Die Auflösung für die zu messende poloidale Komponente  $\Delta \beta_p$  hängt ab vom toroidalen Feld  $B_T$ , von den Dichten  $n_e$  und  $n_i$ , von den Temperaturen  $T_e$  und  $T_i$ , vom Plasmaradius  $a$ , von der gewünschten Zeitauflösung  $\tau$  und von der Intensität des Lithium-Atomstrahls. Theoretische Rechnungen zeigten, daß unter typischen Pulsator-Plasma-Bedingungen ( $B_T = 25$  kG,  $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>,  $T_e = 1$  keV,  $a = 12$  cm) für eine Auflösung  $\Delta B_p \leq 50$  G und  $\tau \approx 1$  ms eine Lithium-Strahlstärke von mindestens 1 mA/cm<sup>2</sup> im 5 - 10 kV-Bereich nötig ist.

In Zusammenarbeit mit Fontenay-aux-Roses wurden folgende Quellen vorbereitet:

- 1) Die Quelle, die in Garching entwickelt wird, besteht aus einem, durch eine Lisitano-Spule erzeugten Lithium-Plasma mit multiple aperture accel-decel Absaug-Elektroden. Ein Testgerät befindet sich im Aufbau.

<sup>+</sup>) Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, Japan

1) Proceedings of the Sixth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, p. /9/

2) Die Quelle, die in Fontenay entwickelt wird, besteht aus einer mit Lithiumsalz ( $\beta$ -Eucryplite) beschichteten Tantal-Kathode, die bei Erwärmung auf  $1200^{\circ}\text{C}$  die Fähigkeit besitzt, einen raumladungsbegrenzten Lithium-Ionenstrom von mehr als  $1\text{ mA/cm}^2$  zu liefern.

Wegen der Beschränkungen beim Einsatz am Tokamak und wegen der Neutralisierungsverluste und der endlichen Strahldivergenz steht nur ein Bruchteil der von der Kathode gelieferten Ionen am Meßort zur Verfügung. Dies zwingt zur Verwendung einer größeren Kathode, wodurch sich wiederum Schwierigkeiten bei der Fokussierung ergeben. Rechnungen für ein System mit einer Kathode von 5 cm Durchmesser sind im Gange.

Beide Quellen werden vorläufig parallel entwickelt, bis die Voraussetzungen für eine Entscheidung vorliegen.

#### 1.6. RF-Vorionisation

(G. Lisitano, S. Corti, M. Bergbauer, A. Capitanio, A. van Heumen, A. Reiter, E. Rossetti)

Die für den Pulsator-Tokamak entwickelte RF-Vorionisation durch Lisitano-Spulen (siehe IPP-Jahresbericht 1972, Seiten 76-77) wurde im Jahre 1973 erfolgreich eingesetzt.

Es gelang mit dieser Methode die Hauptentladung bei mäßigen OH-Anfangsspannungen und stationären Vertikalfeldern  $B_z$  bis über 100 G zu zünden. (Ein stationäres  $B_z$ -Feld behindert normalerweise die Zündung der Entladung mit einem Spannungsdurchbruch.)

Die Zündung gelang auch bei niedrigen Fülldrücken bis herab zu  $5 \cdot 10^{-5}$  torr und bei allen am Pulsator möglichen toroidalen Magnetfeldern bis zum Höchstwert von 30 kG.

Durch die RF-Vorionisation wurde die Reproduzierbarkeit der Entladungen außerordentlich erhöht, sowohl was den Zündzeitpunkt als auch den zeitlichen Verlauf der Plasmaparameter betrifft. Dadurch wurden zum Beispiel die Vorbedingungen für

die erfolgreiche Durchführung des Laserstreuexperimentes zur Messung der Elektronentemperaturen erheblich verbessert.

Zur Zündung der Plasma-Entladungen wurden am Pulsator folgende Vorionisierungsmethoden verglichen (Abbildung 20):

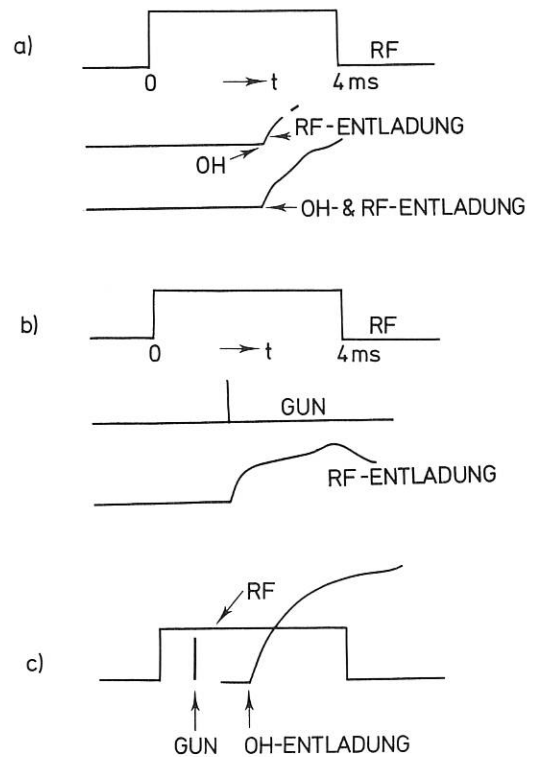


Abb. 20

- Zündung der Entladung mit RF-Impuls und gleichzeitigem OH-Spannungsimpuls. Die beiden Methoden unterstützen sich gegenseitig.
- Zündung durch Plasmakanone (Bostick-Gun)
- Zündung durch Gun mit gleichzeitiger RF-Entladung
- Selbstzündung durch RF-Entladung

Die einzelnen Methoden waren entsprechend den jeweiligen Entladungsbedingungen mehr oder weniger gut verwendbar. Als beste Startmethode erwies sich c), d. h. Zündung durch Mikrowellen und Gun.

Über die Einzelheiten der Vorionisierung durch L-Spulen sei hier kurz berichtet:

Am Pulsator waren am Jahresende 1973 drei L-Spulen eingebaut. Eine bereits im Jahresbericht 1972 beschriebene und abgebildete Spule mit zwei wenig leistungsfähigen Eingangsbuchsen und langen Zuleitungen mit einer Leistungszufuhr von 1 kW erwies sich als nicht ausreichend.

Es wurde deshalb zusätzlich eine zweite Doppel-L-Spule eingebaut (Abbildung 21). Diese Spule wurde mit 4 kW-Impulsleistung über 4 ms im S-Band ( $f = 2,4$  GHz) betrieben.

Abbildung 22 zeigt das mit dem 8-Kanal-Mikrowelleninterferometer gemessene Plasmodichteprofil der RF-Vorionisierungs-Entladung dieser Doppel-L-Spule. Bei einem  $H_2$ -Fülldruck von  $1 \cdot 10^{-4}$  torr wurde eine mittlere Elektronendichte von  $2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$  in einem Volumen von etwa 200 Litern erzeugt.

### Tokamak PULSATOR 1

RF-Preionisation with LISITANO (L) coil  
Gas:  $H_2$  Plasma volume 200 ltr.  
 $P_0$ :  $1 \cdot 10^{-4}$  torr  $P_{RF}$ : 1 x 4 kW  
 $B_{\phi}$ : 22 kGauss S-band  
 $B_z$ : 0 Gauss 4 ms

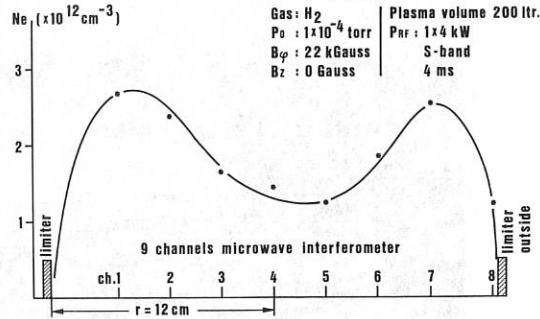


Abb. 22

Wie bereits erwähnt, erwies sich diese Methode der Vorionisierung als völlig ausreichend zum Aufbau einer normalen Tokamak-Entladung durch einen OH-Impuls.

Ein weiterer Schritt zur Einkopplung höherer RF-Leistungen in das Plasma wurde durch die Entwicklung einer neuen Lisitano-Limiter-



Abb. 21

Kombination (LL) vorbereitet. Sie ist in Abbildung 23 gezeigt.



Abb. 23

Diese Spule besteht nur aus V2A und Molybdän und besitzt keinerlei Keramikteile. Sie wurde mit  $2 \cdot 4$  kW-RF-Impulsleistung im S-Band betrieben. Abbildung 24 zeigt das erzeugte Plasmadichteprofil, das eine deutliche Verbesserung der Entladung im Vergleich zu Abbildung 22 zeigt.

Das Torusvolumen des Pulsators (200 Liter) wird durch diese Methode mit Plasma von  $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  mittlerer Dichte bei Anwesenheit von allen am Pulsator möglichen vertikalen und toroidalen Magnetfeldern gefüllt.

Diese guten Ergebnisse waren Anlaß, die L-L-Kombination weiterzuentwickeln (Abbildung 25). Bei dieser Spule ist der Limiterschicht des Pulsators als Hohlleiter ausgebildet (Abmessungen  $20 \times 200 \text{ mm}^2$ ). Die Spule wird damit austauschbar, was von großem Vorteil bei längerem Betrieb sein kann. Diese Spulenkombination kann mit RF-Leistung bis 100 kW gespeist werden (Ohmsche Heizleistung beim Pulsator etwa 300 kW). Es werden damit RF-Heizversuche am Pulsator ermöglicht.

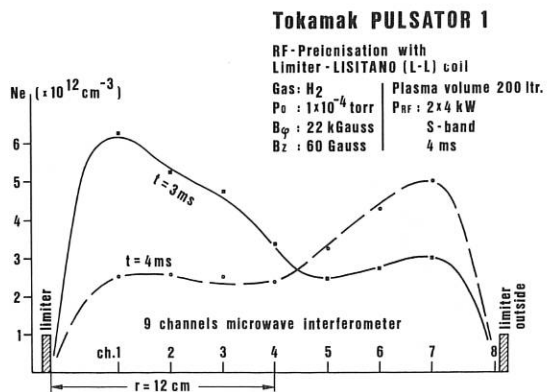


Abb. 24



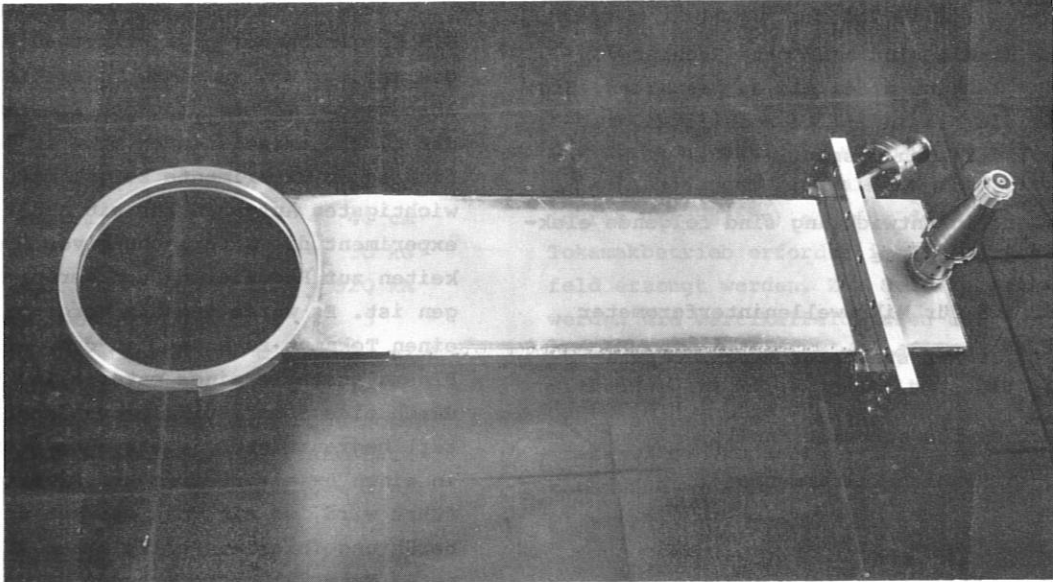


Abb. 25

### 1.7. Elektronik

(H. Hohenöcker, D. Groening, J. Hartmann, K.H. Knauer, P. Luttnner, P. Pollner)

Für folgende Diagnostiken wurde Hardware entwickelt, gebaut und in Zusammenhang mit dem Rechner PDP 11 ausgetestet.

#### a) Röntgenstrahlen PHA-Methode

Hierbei handelt es sich um ein spezielles Interface zwischen zwei Canberra ADC (die auf 8bit Auflösung begrenzt wurden) und der PDP 11/45. Das Interface besitzt einen quarzgesteuerten Oszillator mit wählbaren Clock-Impulsen von 10  $\mu$ sec - 9,9 msec. Die Anzahl der Meßwerte kann zwischen 10 - 10000 eingestellt werden. Durch das Takten der ADC erhält man zusätzlich zur PH-Analyse auch noch eine Zeitauflösung, so daß durch ein geeignetes Auswerteprogramm eine PH-Analyse in einem nach dem Ereignis frei wählbaren Zeitabschnitt dargestellt werden kann. Das System arbeitet zur vollen Zufriedenheit.

#### b) Thomson-Streuung

Zunächst wurden hier sieben gatebare Multiplier (ab 1974 acht), die auf sehr schnelle Integratoren arbeiten, in Betrieb genommen. Die integrierten Werte wurden über Analogmultiplexer einer ADC zugeführt, digitalisiert und in Flip-Flop-

Registern gespeichert. Sobald der Rechner frei ist, werden diese Werte von der PDP 11/45 übernommen. Nun wird eine Referenzmessung ohne Plasma aufgenommen (zur Kompensation von Streulicht, Offset usw.) und diese Werte werden ebenfalls wieder von der PDP 11/45 übernommen. Per Programm können nun die Daten in gewünschter Art und Weise weiterverarbeitet werden.

#### c) Schnelle Kanäle

Für die dynamischen Experimentierdaten wurden Vorverstärker, ADC und optische Koppler entwickelt. Das S & M-Modul stammt von Raytheon.

- 1) Vorverstärker hat eine Bandbreite von 100 kHz, FET-Eingang, Verstärkung von 1:1 bis 1:1000 schaltbar, Output 1 V an 50  $\Omega$  und wird über optische Koppler erdfrei betrieben. Die eingestellte Verstärkung kann vom Rechner gelesen werden.
- 2) Das 8bit ADC hat eine Konversionszeit von 7  $\mu$ sec. Es besteht aus nur 4 IC's und ist ca. 3 x 4 cm groß.
- 3) Der optische Koppler ist für eine Trennungsspannung von 1,2 kV ausgelegt. Er liefert 8bit und 1 Statusbit von der hochliegenden Seite (Vorverstärker S&H; ADC) auf die geerdete Seite (Rechner, analoger Kontrollausgang). Von der geerdeten Seite werden Clock- und Control-Impulse auf den hochliegenden Teil gebracht.

Bis auf den Vorverstärker befinden sich alle Teile in einem 3/12 NIM Einschub (inklusive Power Supply).

Diese Kanäle sind auch ohne Rechner von großer Bedeutung, da sie es gestatten, Signale, die bis zu 1,2 kV hochliegen, auf Erdpotential zu messen.

Zur Zeit in Entwicklung sind folgende elektronischen Geräte

Interface für Mikrowelleninterferometer

Interface für statische Maschinenparameter

Interface für schnelle Kanäle

Röntgenstrahlen-Filtermethode.

## 2. VORSCHLAG FÜR EIN TOKAMAKEXPERIMENT MIT AXIALSYMMETRISCHEM DIVERTOR, ASDEX

Im Juli 1973 setzte die Wissenschaftliche Leitung eine Projektgruppe ein mit dem Auftrag, einen Vorschlag für ein Tokamakexperiment zu erarbeiten, mit dem ein nach Inhalt und zeitlicher Realisierungsmöglichkeit international konkurrenzfähiger Beitrag zur Tokamakforschung geleistet werden könne. Da sich auch im IPP Jülich eine Gruppe mit Plänen für ein toroidales Einschlußexperiment beschäftigte, war es sinnvoll, diese Aufgabe in Zusammenarbeit mit dieser Gruppe durchzuführen, die sich dann ab September an der Ausarbeitung des Projektvorschlages beteiligte. Als Ergebnis dieser Arbeit wurde der Wissenschaftlichen Leitung am 30. Oktober 1973 der "Vorschlag für ein Tokamakexperiment mit axialsymmetrischem Divertor"<sup>1)</sup> vorgelegt. Die wesentlichen Punkte dieses Projektvorschlages sollen im folgenden kurz zusammengefaßt werden.

<sup>1)</sup> "Vorschlag für ein Tokamakexperiment mit axialsymmetrischem Divertor" vorgelegt von R. Allgeyer, D. Düchs, W. Feneberg, G. Herppich, M. Keilhacker, H. Niedermeyer, R. Pöhlchen, F. Rau, G. Venus, F. Wesner und G. Zankl, IPP Garching, und H. Conrads, K.H. Dippel, P. Noll, A. Rogister und G. Waidmann, IPP Jülich.

### 2.1. Aufgabenstellung: Reduzierung der Verunreinigungen mittels eines Divertors

Ein Vergleich der physikalischen Probleme, die auf dem Weg zu einem Tokamakreaktor gelöst werden müssen, mit den Programmen der z. Zt. existierenden bzw. im Bau befindlichen Experimente zeigt, daß eine der wichtigsten Aufgaben für ein neues Tokamakexperiment die Untersuchung von Möglichkeiten zur Reduzierung der Verunreinigungen ist. Es wurde deshalb vorgeschlagen, einen Tokamak zu bauen, in dem das heiße Plasma anstelle eines materiellen Limiters durch eine Separatrix (magnetischer Limiter) begrenzt und die Plasmarandschicht in einen axialsymmetrischen Divertor geführt wird, wo ein Teil der bei der Wandberührung (hier an Prallplatten aus geeignetem Material) entstehenden Verunreinigungen abgepumpt werden kann.

### 2.2. Magnetfeldkonfiguration

Für das Experiment wurde die in Abbildung 1 skizzierte Magnetfeldkonfiguration mit zwei Staupunkten ober- und unterhalb der Plasmasäule vorgeschlagen. Die Staupunkte werden durch je ein Multipoltriplett erzeugt, dessen Nettostrom Null ist. Für die Wahl der Magnetfeldkonfiguration und damit der Zahl und Lage der Divertoren waren dabei folgende Gesichtspunkte maßgebend: Stabilität der Plasmasäule (starre Verschiebung und Kippung, Verformung u. a.), Unempfindlichkeit der Lage der Separatrix gegenüber Änderungen der Plasmaparameter, ökonomische Nutzung der Gebiete mit hohem Magnetfeld und eine optimale Auslegung des Divertors (hohe Saugleistung, hohes poloidales Magnetfeld im Divertorschlitz u. a.).

### 2.3. Dimensionierung des Experiments und erwartete Plasmaparameter

Bei der Dimensionierung des Experiments wurde davon ausgegangen, daß die Plasmaparameter etwa denen der nächsten Generation von Tokamakexperimenten (PLT, T 10) entsprechen sollten (Ionen überwiegend stoßfrei). Besonderer Wert wurde auf eine hohe Teilcheneinschlußzeit (Erleichterung des Divertorbetriebs und der Teilchenachfüllung), ein günstiges Verhältnis von Plasmaradius zur Breite der Abschältschicht,

sowie auf eine Begehbarkeit des Entladungsgefäßes (gewisse Flexibilität im Divertorbereich) gelegt.

Diese Überlegungen führten zu folgendem Vorschlag für die Maschinenparameter:

Großer Radius	R = 154 cm
Kleiner Radius	a = 40 cm
Magnetfeld	B = 30 kG
Plasmastrom	J = 520 kA
Sicherheitsfaktor	q = 3
Pulsdauer (flat top)	t <sub>FT</sub> = 5 s

Aus numerischen Rechnungen (Düchs-Code) ergeben sich damit folgende Plasmaparameter (auf der Achse zur Zeit t = 1 s):

Ionentemperatur	T <sub>i</sub> = 2-3 keV
Elektronentemperatur	T <sub>e</sub> = 4 keV
Plasmadichte	n = 2 · 10 <sup>13</sup> cm <sup>-3</sup>
Teilcheneinschlußzeit	
pseudoklass. Diffusion	γ <sub>p</sub> = 2 s
10 x " "	γ <sub>p</sub> = 0,2 s

#### 2.4. Technisches Konzept

Axialsymmetrische Divertoren ober- und unterhalb der Plasmasäule erfordern ein Gefäß mit nichtkreisförmigem Querschnitt und eine gestreckte Form der Hauptfeldspulen. Abbildungen 2 und 3 zeigen den Aufbau des Experiments.

Die 16 D-förmigen Hauptfeldspulen (1 in Abb. 2 u. 3) sind weitgehend der von Mills angegebenen Form angenähert, bei der eine reine Zugbelastung im Kupfer auftritt. Die Auslegung der Spule erlaubt die Ausnutzung der vollen Leistung des 1,5 GJ-Stoßgenerators. Die Spulen besitzen einen massiven Rahmen, um alle auftretenden Kräfte aufnehmen zu können. Bei einem Spulenstrom von 45 kA wird auf der Plasmaachse ein Magnetfeld von 3 T erzeugt.

Der OH-Trafo (2) ist als Lufttrafo ausgeführt und im Innern der Hauptfeldspulen angeordnet. Dadurch wird ein kompakter Aufbau und eine gute Kopplung zum Plasma ermöglicht. Die gewählte Verteilung der Wicklung begrenzt das vom OH-Trafo im Plasmabereich erzeugte Magnetfeld auf Werte unter 2 % des Hauptfeldes. Zur Induzierung eines Plasmastroms von 500 kA

wird ein Flußhub von 3 Vs durch Abschalten des Wicklungsstroms von 30 kA erzeugt. Zur Stromversorgung dient der 15 MJ-Stoßgenerator.

Mit den Vertikalfeldspulen (3) kann sowohl das für den Multipol- und Divertorbetrieb benötigte Vertikalfeld als auch (durch Umschalten) ein für den normalen Tokamakbetrieb erforderliches Vertikalfeld erzeugt werden. Zur Stromversorgung werden die Vertikalfeldspulen über einen Thyristorstromsteller mit den Hauptfeldwicklungen in Reihe geschaltet. Der Stromsteller wird von einem Feedback-System gesteuert, um Proportionalität zum Plasmastrom und eine radiale Stabilisierung der Plasmasäule zu ermöglichen.

Die Multipolspulen (4) zur Erzeugung der Separatrix sind im Innern des Vakuumgefäßes angeordnet. Sie erzeugen ein zeitlich konstantes Magnetfeld. Die erheblichen Stromkräfte, die sie aufeinander ausüben, werden hauptsächlich von den 2 x 24 Spanten aufgenommen, mit denen sie am Vakuumgefäß befestigt sind. Die Spulen sind von einem vakuumdichten Mantel umgeben und besitzen vakuumdichte und vom Gefäß isolierte Stromzuführungen. Zur Stromversorgung werden sie mit den Hauptfeldspulen in Reihe geschaltet. Eine Variation der Spulenströme ist im begrenzten Maß durch Shunts möglich.

Das rechteckförmige Vakuumgefäß (5) ist eine herkömmliche Schweißkonstruktion mit Drehteilen als Boden und Deckel und gerollten Wänden. Es besteht aus zwei Torushälften. Eine Trennstelle ist als Isolierspalt ausgebildet. Das Vakuumgefäß enthält die Multipolspulen sowie die beiden durch Bleche abgetrennten Divertorkammern mit Getterpumpen und besitzt Anschlußflansche für Pumpen, Diagnostik und Neutralteilcheninjektion sowie Mannlöcher. Ein materieller Limiter kann an einem der Mannlochdeckel befestigt werden. Das Gefäß stützt sich auf den Rahmen der Hauptfeldspulen. Es ist auf 150° C ausheizbar.

Der gesamte Aufbau ist in zwei Hälften teilbar und kann zur Montage auf Schienen auseinandergefahren werden.

Das Experiment soll Ende 1977 in Betrieb genommen werden.

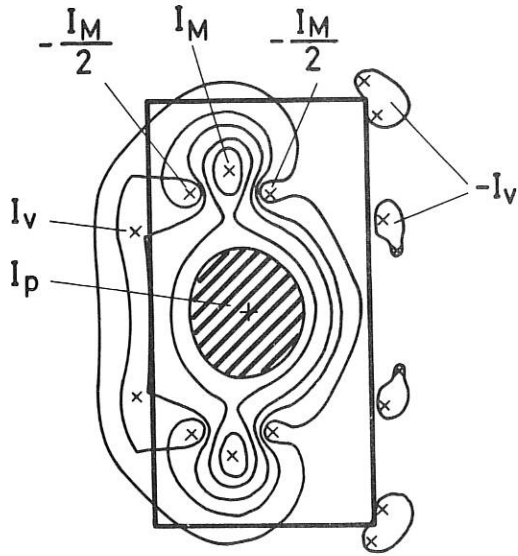


Abb. 1 Vorgeschlagene Magnetfeldkonfiguration.  $\beta = 0$ , homogene Stromverteilung  $I_M = 0,59 \cdot I_p$ ,  $I_v = 0,27 \cdot I_p$ . Zur Orientierung ist das Vakuumgefäß (dicke Linien) mit eingezeichnet.

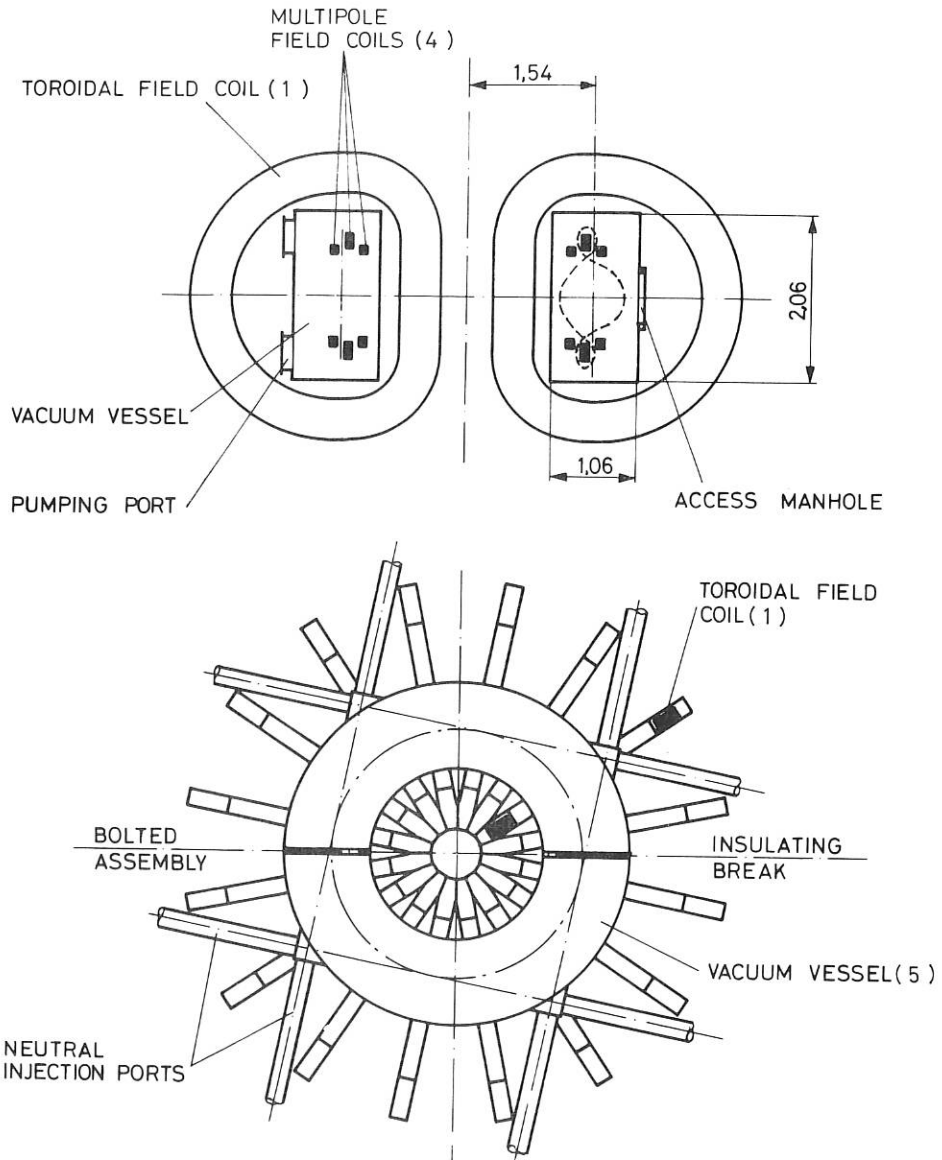


Abb. 2 Aufbau des Experiments, Grundriß und Schnitt

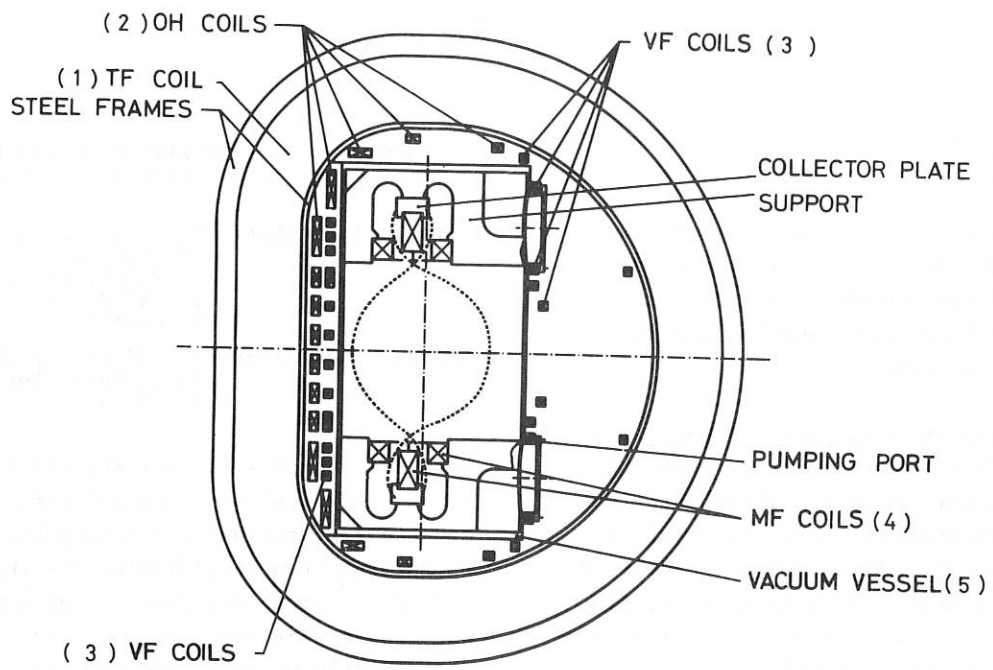


Abb. 3 Schnitt durch eine Hälfte des Experiments

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 4

(Abt.Dir.: Dr. S. Witkowski)

ÜBERSICHT

Die Arbeiten der Abteilung betreffen zwei Problemkreise, die Plasmaerzeugung durch Laser und die Untersuchung von Plasmawellen im Hinblick auf Anwendung zur Heizung von Fusionsplasmen.

Bei der Plasmaerzeugung durch Laser wurden vorwiegend die Fragen der Absorption und Reflexion des Laserlichtes unter Anwendung verbesserter Diagnostikverfahren an der 50 J/5 ns Nd-Anlage untersucht. Dabei wurden Anomalitäten beobachtet, die Hinweise auf das Auftreten von Instabilitäten bei hohen Intensitäten geben.

Die Fragen der Kompression von Plasmen durch Laserstrahlung wurden theoretisch und experimentell weiter behandelt.

Die vorbereitenden Arbeiten zur Füllung von Stellaratoren mit Laserplasmen betreffen im Berichtsjahr vorwiegend kryotechnische Probleme, die zur reproduzierbaren Herstellung kleiner Kugelchen aus festem Deuterium geklärt werden müssen.

Die Entwicklung leistungsstarker Jodlaser für die nächste Generation der Laser-Plasma-Wechselwirkungsexperimente wurde fortgesetzt. Wesentliche Parameter für den Endverstärker des 1 kJ-Systems konnten festgelegt werden. Daneben wurden die grundlegenden Untersuchungen an chemischen Lasern weitergeführt.

Bei der Wellengruppe stand Dimensionierung und Aufbau eines Linearen Wellen-Relaxations-Experimentes, LIWEREX, im Mittelpunkt, mit dem die Heizung im Bereich der Hybridfrequenz studiert werden soll. Die Vorbereitung von spezifischer Laserdiagnostik für den erwarteten Dichte- und Temperaturbereich wurde fortgesetzt.

1. ERZEUGUNG DICHTER PLASMEN DURCH LASER

Wiss. Mitarbeiter: K. Eidmann, L.L. Lengyel, P. Mülser, R. Sigel, E. Cojocaru<sup>+</sup>, C. van Kessel<sup>++</sup>, M. Key<sup>+++</sup>)

Techn. Mitarbeiter: H. Brändlein, Ch. Dorn, P. Sachsenmaier, E. Wanka

Wichtige Schritte auf dem Weg zur Fusion durch Laser bestehen in der Untersuchung der Licht-Plasma-Wechselwirkung bei fusionsrelevanten Intensitäten bis zu ca.  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> sowie der dynamischen Kompression fester Targets. Zu beiden Problemkreisen konnten im Jahre 1973 Fortschritte gemacht werden. Die Untersuchungen wurden an einem ebenen Target und mit der bereits früher (siehe Jahresberichte 1971 und 1972) beschriebenen Nd-Laseranlage durchgeführt, mit der sich Intensitäten bis zu ca.  $5 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> erreichen lassen. Untersuchungen bei wesentlich höheren Intensitäten soll das im Aufbau befindliche Jodlasersperiment ermöglichen.

Im einzelnen schliessen die durchgeführten Untersuchungen grösstenteils an frühere Messungen der Laserlichtabsorption sowie der Röntgenemission an. Es gelang, die Emission von weichem Röntgenlicht aus dem Plasma orts- und zeitaufgelöst zu messen. Daneben konnte ein Experiment erfolgreich durchgeführt werden, in dem zum ersten Mal die sich im Target ausbreitende Stosswelle experimentell mit hoher Zeitauflösung sichtbar gemacht wurde. Drücke im mbar-Bereich und Kompressionsverhältnisse im Bereich 3 bis 10 konnten nachgewiesen werden.

Theoretisch wurde an ein- und zweidimensionalen hydrodynamischen Rechenprogrammen gearbeitet. Des weiteren wurden stossfreie Licht-Plasma-Wechselwirkungsmechanismen untersucht (siehe hierzu auch Bericht der Abteilung Theorie).

<sup>+</sup>) Gast vom Institutul de Fizica Atomica, Bukarest, Rumänien, <sup>++</sup>) Euratom Stipendiat,

<sup>+++</sup>) Gast der Universität Belfast, Nord Irland

1.1. Rückstreuexperimente /215/

Eine effektive Lichtabsorption ist für die Laserfusion von entscheidender Bedeutung. Wegen der Möglichkeit, die im Fall von Deuteriumtargets beobachtete hohe Reflexion zu reduzieren, wurde der Einfluss des Targetmaterials auf die Reflexion untersucht. Da der auf frei-frei Übergänge beruhende stossbestimmte Absorptionskoeffizient mit der Ladungszahl  $Z$  der Ionen im Plasma zunimmt, ist zu erwarten, dass für schwere Materialien die bei Deuterium beobachtete hohe Reflexion, die Werte bis zu 40 % erreicht, praktisch verschwindet. Unter der Annahme, dass die Temperatur und das Dichteprofil unabhängig von  $Z$  sind, findet man für die  $Z$ -Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten die Beziehung

$$R_z = (R_1)^z \quad (1)$$

Um diese Abschätzung genauer zu prüfen, wurden (eindimensionale ebene und sphärische) hydrodynamische numerische Rechnungen unter Berücksichtigung der Wärmeleitung durchgeführt /IPP IV/62/. Diese Rechnungen zeigen ebenfalls eine Abnahme der Reflexion mit wachsendem  $Z$ , wenn auch eine nicht so starke wie aufgrund von Gl.(1).

Das Experiment hingegen bestätigt diese Erwartung nicht. In Abb. 1 ist die reflektierte Lichtenergie als Funktion der einfallenden Lichtenergie für Deuterium, Kohlenstoff und Wolfram aufgetragen. Die Reflexion nimmt mit zunehmender Kernladungszahl nicht ab, im Gegenteil, die an Wolfram mit einer zu erwartenden Ladungszahl der Wolframionen von 15 bis 20 gemessene Reflexion ist teilweise höher als die für Deuterium. Zur Zeit lässt sich nicht eindeutig entscheiden, inwieweit stimulierte Rückstreuinstabilitäten oder Geometrieeffekte wie die bei verschiedenen Targetmaterialien unterschiedliche Ausbildung des Kraters und des Dichtegradients im Plasma für diese Beobachtung verantwortlich sind.

Neben der Reflexion von Licht bei der Laserfrequenz wird ein kleiner Anteil in harmonisches Licht bei der doppelten Laserfre-

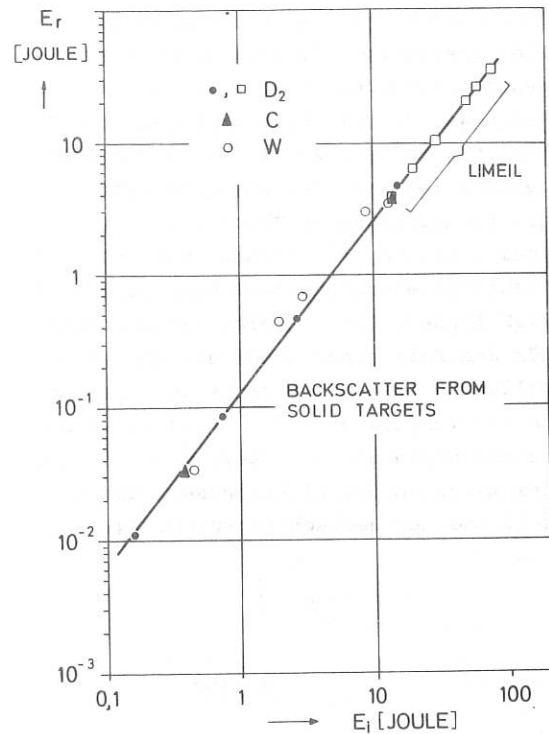


Abb. 1 Reflektierte gegen einfallende Laserenergie. Pulsdauer 5 ns

quenz umgewandelt. Die Abhängigkeit des harmonischen Lichtes vom Streuwinkel sowie von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes wurde untersucht. Zur Deutung dieser Beobachtungen wurde ein Modell, basierend auf der anharmonischen resonanten Bewegung der Elektronen bei der kritischen Dichte im inhomogenen Dichteprofil, vorgeschlagen /215/, das noch einer genaueren Ausarbeitung bedarf.

1.2. Untersuchung der Röntgenemission

1.2.1. Winkelverteilung der Röntgenemission lasererzeugter Plasmen /141, IPP IV/58/

Für das Verständnis von Licht-Plasma-Instabilitäten sowie für den Energietransport durch Wärmeleitung ist die folgende Frage von Interesse: Sind die schnellen Elektronen im Plasma ungerichtet oder existiert eine Vorzugsrichtung, etwa in Richtung des E-Vektors des einfallenden (linear polarisierten) Laserlichtes oder in Richtung der Achse des Laserlichtes ?

Um zu sehen, welche Anisotropie in der Röntgenemission für anisotrope Elektronenenergieverteilungen zu erwarten ist, haben wir die Winkelabhängigkeit der Intensität und der Polarisation der Röntgenemission nach der Sommerfeldschen quantenmechanischen Theorie für frei-frei Strahlung für verschiedene plausible Elektronenenergieverteilungen berechnet /IPP IV/58/. Abb. 2 zeigt ein Beispiel für den Fall einer eindimensionalen Maxwellverteilung mit verschiedenen "gerichteten" Temperaturen  $T$  ( $\rightarrow$ ) und einer Photonenenergie  $h\nu = 20$  keV.  $\vartheta$  ist der Winkel zwischen der Elektronengeschwindigkeit und der Beobachtungsrichtung.

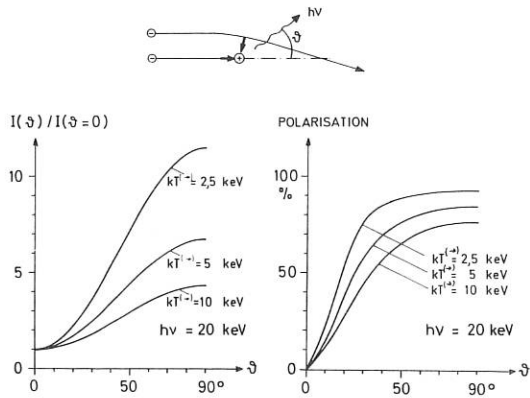


Abb. 2 Berechnete Winkelabhängigkeit der Intensität  $I(\vartheta)$  und der Polarisation für eine gerichtete Maxwellverteilung

In Los Alamos durchgeführte Messungen an lasererzeugten Plasmen im Pikosekunden-Bereich zeigen eine geringfügige Polarisation, und zwar so, dass sich die Elektronen bevorzugt in Richtung der Laserachse bewegen. In unserem Experiment haben wir für verschiedene Röntgenenergien und verschiedene Brennweiten  $f$  der Fokussierungslinse die Winkelabhängigkeit der Intensität gemessen, siehe Abb. 3.  $\vartheta$  ist hier der Winkel zwischen der Laserachse und dem Beobachter. Der E-Vektor des Laserlichtes liegt in der Messebene. Im Rahmen der Messgenauigkeit wird die Röntgenstrahlung in unserem Experiment isotrop emittiert.

Das Ergebnis dieser Messung lässt sich nicht eindeutig einem bestimmten Absorptionsmechanismus zuordnen. Von weiteren der-

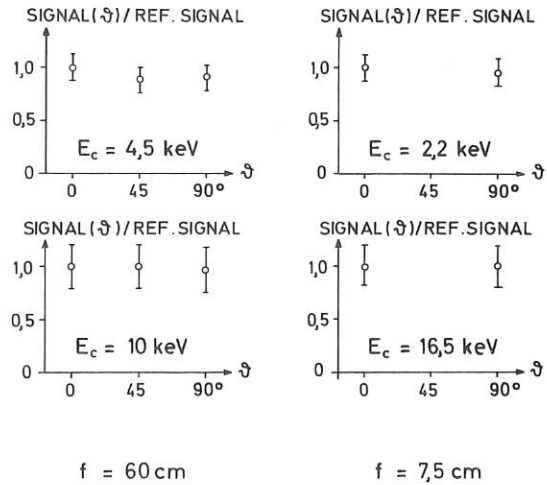
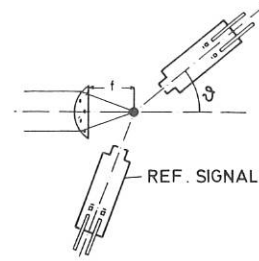


Abb. 3 Messung der Winkelabhängigkeit der Intensität der emittierten Röntgenstrahlung

artigen Messungen bei höheren Röntgenenergien sowie bei höheren Lichtintensitäten erhoffen wir, der Beantwortung der Frage nach den dominierenden Mechanismen bei der Licht-Plasma-Wechselwirkung ein Stück näherzukommen.

### 1.2.2. Zeit- und orts aufgelöste Röntgenmessungen

Unsere bisherigen Messungen der Röntgenemission mit Szintillatoren und Photomultipliern sind ortsintegriert und haben eine Zeitauflösung von bestenfalls 5 ns.

Zur Verbesserung der Zeitauflösung wurden Röntgenphotodioden entwickelt. Die Photokathode besitzt eine polierte Goldoberfläche, auf die die Röntgenstrahlung durch ein Röntgenfenster (dünne Metallfolie) schräg einfällt. Mit passenden Anordnungen konnte eine Zeitauflösung bis zu 0,5 ns erreicht werden. Abb. 4 zeigt Röntgensignale mit den dazugehörigen Lasersignalen im Fall eines Cu- und  $D_2$ -Targets.



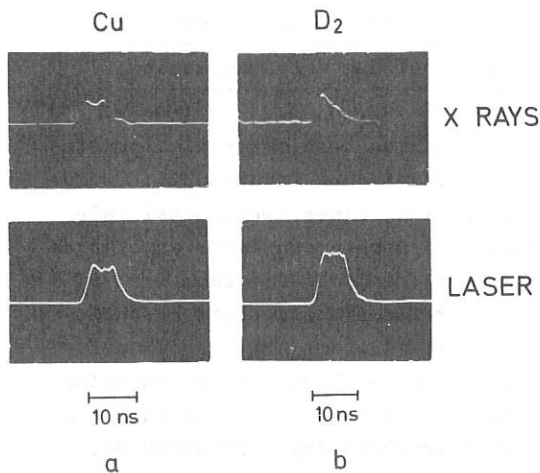


Abb. 4 Röntgen- und Lasersignal

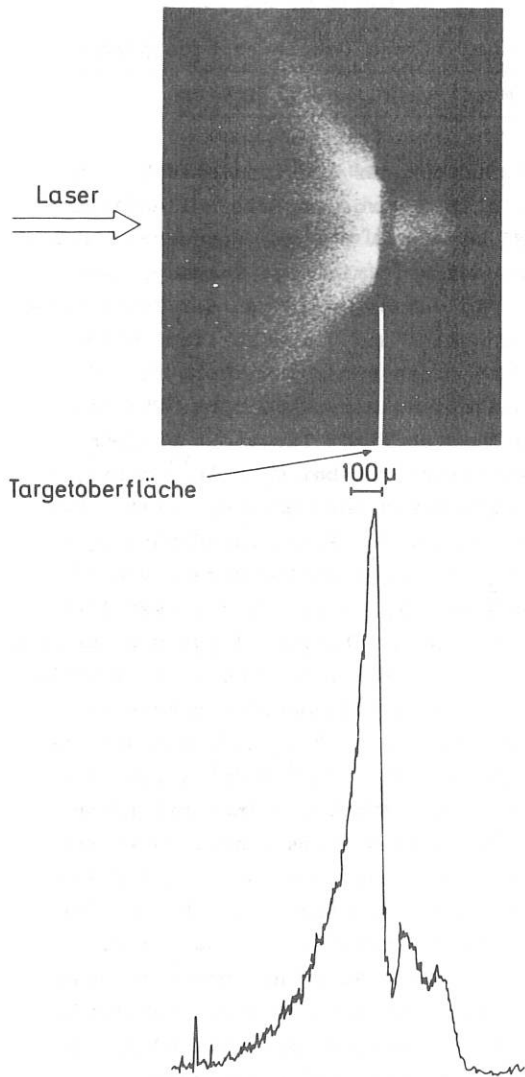


Abb. 5 Röntgenpinholeaufnahme unter  $90^\circ$  zur Laserachse, Deuteriumtarget, Laserenergie ca. 20 J

Ortsaufgelöste (zeitintegrierte) Messungen konnten mit einer Röntgenlochkamera durchgeführt werden. Mit den kleinsten benutzten Lochblenden ( $12\ \mu\text{m}$   $\varnothing$ ) beträgt die Ortsauflösung ca.  $15\ \mu\text{m}$ . Abb. 5 zeigt eine solche Röntgenaufnahme unter  $90^\circ$  zur Laserachse für den Fall eines Deuteriumtargets. Das Bild zeigt das ins Vakuum strömende Plasma und, da das 0,2 cm dicke Deuteriumtarget für Röntgenstrahlung oberhalb 500 eV transparent ist, das Plasma in dem Krater, der sich in dem festen Target ausbildet.

Aus diesen Messungen lassen sich orts- bzw. zeitaufgelöste Temperatur- und Dichtebestimmungen durchführen, was z.B. für die Beurteilung von Licht-Plasma-Wechselwirkungen von Bedeutung ist. Auch werden solche Röntgenmethoden in zukünftigen Kompressionsexperimenten einen wichtigen Platz einnehmen.

### 1.3. Nachweis der Kompression eines Festkörpers durch Laserablation

Entscheidend für das Gelingen der Laserfusion ist bekanntlich eine genügend hohe Verdichtung des Pellets durch eine lasergetriebene Kompressionswelle. Der direkte Nachweis einer solchen Welle sowie die Messung des Drucks und der Kompression ist uns kürzlich, unseres Wissens zum ersten Mal, gelungen, und zwar sowohl mit Targets aus Plexiglas sowie insbesondere auch mit solchen aus festem Wasserstoff. Dazu wird das Target unter  $90^\circ$  zur Laserachse mit einem Farbstofflaser (Pulsdauer  $\sim 1\ \mu\text{s}$ ) beleuchtet und auf den Schmierspalt einer schnellen Bildwandlerkamera vergrößert abgebildet. So lassen sich Schmierbilder mit einer Zeitauflösung von einigen 10 ps und einer Ortsauflösung von einigen  $10\ \mu\text{m}$  erzeugen. Neben Schmieraufnahmen wurden auch Framingaufnahmen des Vorgangs gemacht. Zu diesem Zweck wurde der Farbstofflaser modenkoppelt betrieben, so dass er eine Serie von Einzelpulsen emittiert (Pulsdauer 5 ps, Pulsabstand 2,8 ns). Bei weit geöffnetem Schmierspalt liefert die Bildwandlerkamera dann eine Serie von Einzel-

bildern mit extrem hoher Zeitauflösung. für ein festes Wasserstofftarget zeigt Abb. 6 eine auf diese Weise entstandene Serie von Einzelaufnahmen. Man beobachtet die Entwicklung einer halbsphärischen Stosswelle, die schon während des Nd-Laserpulses über  $150 \mu\text{m}$  weit in das Target vorgedrungen ist.

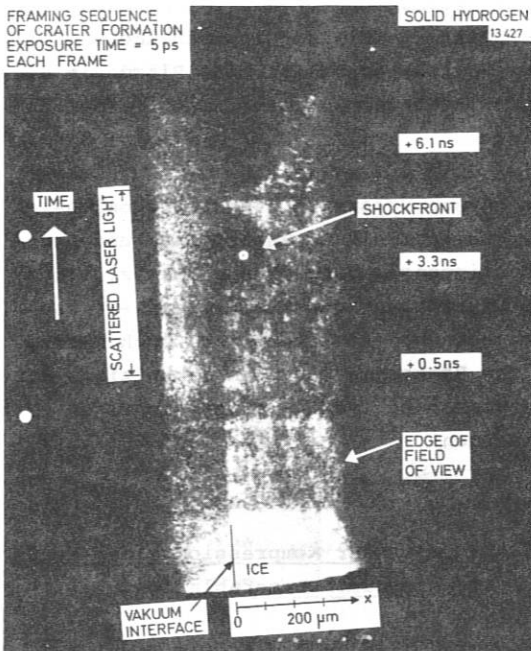


Abb. 6 Framingaufnahme eines festen Wasserstofftargets während des Laserpulses

Aus diesen Messungen lässt sich die Geschwindigkeit der Stosswelle und daraus der Druck in der Stosswelle bestimmen. Er beträgt für ein Wasserstofftarget bei einer Laserenergie von  $10 \text{ J}$  ca.  $2 \text{ Mbar}$ . Da für festen Wasserstoff keine Hugoniotdaten bei derartig hohen Drücken bekannt sind, lässt sich das zugehörige Kompressionsverhältnis nur grob abschätzen. Es liegt im Bereich 3 bis 10. Entsprechende Messungen an Plexiglas, dessen Hugoniotdaten bekannt sind, ergeben einen Druck von  $3 \text{ Mbar}$  und ein Kompressionsverhältnis von 2,5.

#### 1.4. Gasdynamische Berechnungen zur Pelletheizung und Kompression

Nach der Analyse bestimmter eindimensionaler gasdynamischer Vorgänge/163/ wurde die Entwicklung eines zweidimensionalen Lagrangischen Rechenprogrammes angefangen (das entsprechende 1D-Programm wird im Bericht der Abteilung Theorie beschrieben). Das 2D-Programm stützt sich auf verallgemeinerte krummlinige Koordinaten und ist zur Berechnung von Fällen mit Rotationssymmetrie (zylindrischer Strahl - ebenes Target, fokussierter Strahl - sphärisches Target, usw.) geeignet.

#### 1.5. Analytische Untersuchungen parametrischer Instabilitäten

Das Auftreten der elektrostatischen Instabilitäten wurde für die Wellenlänge des Nd-Lasers ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ) genauer untersucht. (Zusammenarbeit mit E.S. Cassedy, New York). In den Berechnungen der Instabilitätsschwellen und -anwachsraten wurde Dämpfung durch Stöße, Viskosität und Landaudämpfung berücksichtigt. Für die Zerfallinstabilität liegt das Minimum der Schwellintensität bei  $\phi_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ; sie tritt etwas unterhalb der kritischen Dichte  $n_c$  bei der Elektronendichte  $n_e = 0,89 n_c$  mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 35 Debyelängen,  $\lambda_D$ , auf. Für die oszillierende Zweistrominstabilität liegt die Schwelle höher:  $\phi_0 = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ; sie wird bei der gleichen Elektronendichte erreicht und tritt mit  $\lambda = 22 \lambda_D$  auf. Bei der Intensität von  $\phi_0 = 10^{14} \text{ W/cm}^2$  liegen die Anwachzeiten für beide Instabilitäten bei einer halben Pikosekunde. In weitergehenden Untersuchungen wurde durch Anwendung des Schleifen- (nach H. Derfler) und Sattelpunktkriteriums (nach E.S. Cassedy und Ch. R. Evans) gezeigt, dass die oszillierende Zweistrominstabilität absoluten Charakter hat, während die Zerfallsinstabilität bei niedrigerer Intensität konvektiv ist und oberhalb einer bestimmten Schwelle absolut ist.

## 2. LASER-PLASMA-QUELLE

Wiss. Mitarbeiter: K. Büchl, H. Hora,  
W. Riedmüller,  
M. Salvat

Techn. Mitarbeiter: H. Kolenda,  
J. Schiedeck

Im Falle von Fusionsexperimenten mit magnetischem Einschluss (insbesondere Stellaratoren) bietet die schnelle Umwandlung eines Pellets in ein Plasma, z.B. durch intensive Laserstrahlung, die Möglichkeit der Füllung der Anlage mit einem Plasma von "wählbaren" Anfangsbedingungen (Dichte und Temperatur).

In einem Stellarator muss man Anfangsbedingungen für das Plasma schaffen, die es ermöglichen, das Plasma mit anderen Methoden weiter aufzuheizen. Die Ionisierung der Materie (Wasserstoffisotopen) eines Pellets durch Absorption der Energie eines Laserpulses wird als eine Alternative zur Produktion eines Ausgangsplasmas betrachtet. Diese Erzeugungsmethode bietet ausserdem den Vorteil, dass das Plasma ohne Berührung mit den Wänden und ohne zusätzliche Ströme produziert wird. Die Vorteile dieser Füllungsmethode wurden in einem "Vorschlag Laser-Pellet-Quelle" <sup>1)</sup> zusammengefasst. Die Wechselwirkung Laser-Pellet wurde diskutiert /IPP IV/50, IPP IV/56/, sowie die Probleme, die bei der Pelletterzeugung auftreten /IPP IV/65/ <sup>2)</sup>.

Bei der Pelletquelle wurden kryotechnische Probleme sowie andere, die mit der Produktion von Pellets zusammenhängen, gelöst. Dabei wurde flüssiger Sauerstoff als Modell angewandt. Die Anlage wird zur Zeit auf den Betrieb mit Wasserstoff umgestellt.

## 3. PHOTOCHEMISCHER JODLASER

Wiss. Mitarbeiter: G. Brederlow,  
K. Hohla, T. Nakamura,  
J. Raeder, R. Volk,  
K.J. Witte,  
C. Fenstermacher

Techn. Mitarbeiter: F. Aigner, H. Bauer,  
R. Borde, F. Denk,  
C. Geisreiter,  
A. Herrle, H. Gorenflo,  
H. Käsbauer, H. Krause

Die Arbeiten auf diesem Gebiet haben das Ziel, die Grundlagen für den Bau eines photochemischen, gepulsten Hochleistungs-Jodlasers zu schaffen und den Aufbau eines solchen Lasers durchzuführen. Dieser Hochleistungslaser soll für Fusionsexperimente verwendet werden. Seine Energie wird im Bereich von 1 kJ (1 Strahl) bei einer Pulsdauer von  $\tau \leq 1$  nsec liegen.

Die Wirkungsweise dieses Gaslasers beruht darauf, dass aus der Ausgangssubstanz Perfluorisopropyljodid ( $C_3F_7J$ ) durch photochemische Dissoziationsprozesse (Photolyse) angeregte Jodatome entstehen. Deren Übergang in den Grundzustand kann in einer Resonatoranordnung stimuliert werden und somit zu einer Laserstrahlung führen.

Die Eignung des Jodlasers zum gepulsten Hochleistungslaser ist im IPP erkannt und hier auch erstmals verwirklicht worden <sup>3)</sup>. In dieser Betriebsart bietet der Jodlaser gegenüber den herkömmlichen Hochleistungssystemen Neodym und  $CO_2$  einige Vorteile. Verglichen mit dem Neodymlaser entfällt das Problem der Selbstfokussierung; ausserdem ist er billiger. Bezüglich  $CO_2$  ist im Hinblick auf die Fusionsanwendung vor allem die wesentlich kürzere Wellenlänge und die Erzielbarkeit geringerer Pulsdauern zu erwähnen.

- 
- 1) "Vorschlag Laser-Pellet-Quelle" vorgelegt von K. Büchl, H. Hora, W. Riedmüller, M. Salvat (9.11.1973)
  - 2) "Cryogenic Experimental Device for Production of Solid Pellets", M. Tanimoto, 7. Symp. on Fusion Technology, Grenoble, France, Oct. 24 - 27, 1972.
  - 3) K. Hohla, K.L. Kompa: Vorschlag für die Entwicklung eines 1 kJ/1 nsec Jodlasersystems (1972)

Unsere Arbeiten konzentrierten sich im Berichtsjahr darauf, mit dem Prototypjodlaser "Asterix II" (100 J/subnsec) die physikalischen Grundlagen und technischen Erfahrungen für den Aufbau des 1 kJ/subnsec Hochleistungslasers "Asterix III" zu erarbeiten und mit dem Aufbau dieses bereits 1972 in den Grundzügen konzipierten Lasers zu beginnen.

### 3.1. Asterix II

An der Laseranlage Asterix II wurden folgende Problemkreise, die für den Betrieb des Jodlasers als Hochleistungslaser von Bedeutung sind, untersucht:

1. Sind Pulsdauern im Bereich  $< 1$  nsec erzielbar und wie weit lässt sich die Pulsdauer durch den Druck des Laser-gases beeinflussen ?
2. Lassen sich grosse Querschnitte homogen pumpen ?
3. Wie hoch ist die Grenzverstärkung, oberhalb der die Verstärker zur Selbst-oszillation neigen ?
4. Wie weit steht die in einem Verstärker gespeicherte Energie auch für den Verstärkungsvorgang zur Verfügung ?

Die Anlage Asterix II, die zur Untersuchung dieser Fragenkomplexe vorgesehen ist, wurde im Berichtsjahr fertiggestellt und in Betrieb genommen. Sie besteht aus einem modengekoppelten Oszillator mit zwei nachgeschalteten Verstärkern. Die geometrischen Abmessungen können der Abb. 7 entnommen werden. Erste Erfahrungen und Ergebnisse zu den oben genannten Punkten liegen jetzt vor:

- zu 1) Mit Hilfe des modengekoppelten Oszillators wurden Pulse erzeugt, deren Dauer eine Funktion des eingesetzten Gasdrucks ist. Quantitativ sollte die Pulsdauer  $\tau$  proportional

$(\Delta \nu)^{-1/2}$  ( $\Delta \nu$  = Bandbreite des Laserüberganges) sein <sup>1)</sup>. Abb. 8 zeigt die vorläufig erzielten Ergebnisse. Die Pulsdauer betrug bei 200 Torr 0,7 nsec. Eine kürzere Pulsdauer konnte nicht aufgelöst werden.

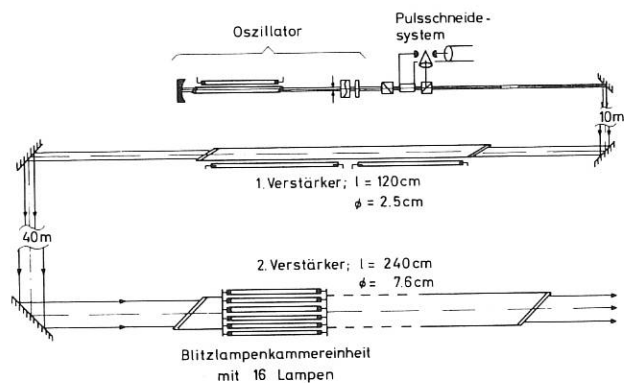


Abb. 7 Aufbauschema von Asterix II

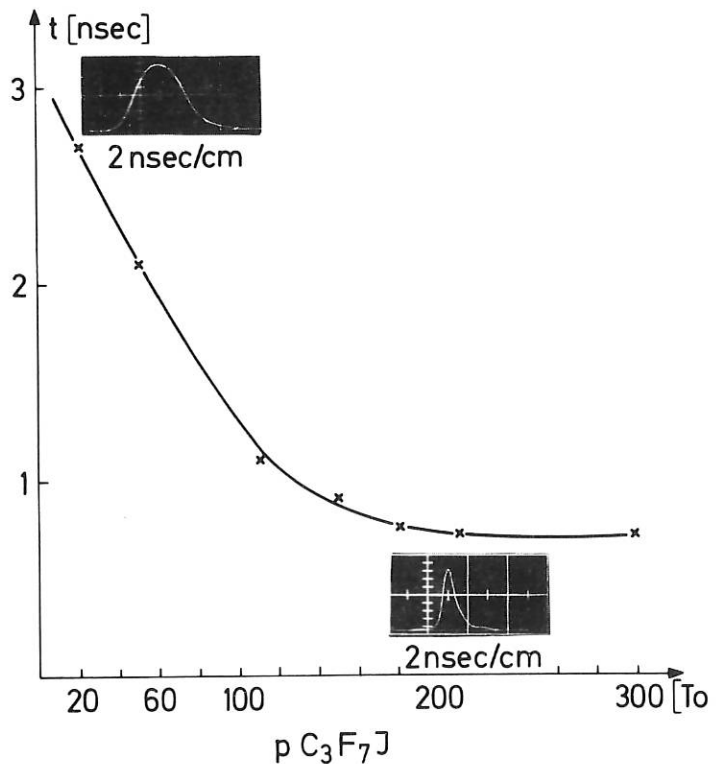


Abb. 8 Pulsdauer als Funktion des Fülldrucks

1) A.E. Siegman, P.J. Kuezena, "Simple Analytic Expressions for AM and FM mode-locked Pulses in Homogeneous Lasers", Applied Physics Letters 14, 181 (1969)

zu 2) Der 2. Verstärker mit einem Durchmesser von 7,6 cm und einer aktiven Länge von 240 cm wurde mit Hilfe von Verstärkungsmessungen untersucht und zwar wurde mittels Kleinsignalverstärkungsmessungen <sup>1)</sup> über einen Querschnittsbereich von 0,4 cm<sup>2</sup> die Energie als Funktion des Radius bestimmt. Bei einem Druck von 30 Torr C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>J wurde eine Inversionsabnahme von  $\approx 30\%$  in der Laserrohrmitte gegenüber dem Laserrohrrand beobachtet. Die mittlere Energiedichte betrug in diesem Experiment 20 Joule/Liter, die höchste beobachtete mittlere Energiedichte war 40 Joule/liter entsprechend einer Gesamtenergie von 440 Joule, gemessen im Oszillatorbetrieb.

zu 3) Mit Hilfe von Kleinsignalverstärkungsmessungen wurden im 2. Verstärker, der aus vier separaten Blitzlampeneinheiten besteht, die Frage der Grenzverstärkung untersucht. Hierbei zeigte sich, dass neben der Grenze für Längsanschwingen eine solche für Queranschwingen existiert, die ein weiteres Ansteigen der Energiedichte im Verstärker verhindert. Zudem kann eine Kopplung der verschiedenen Verstärker eintreten, die umso grösser ist, je enger diese beieinander stehen. Die Untersuchungen ergaben, dass durch den Einbau einer Spirale, die innenwandig das Laserrohr auskleidet, sowohl die Kopplung herabgesetzt als auch die Schwelle für Queranschwingen heraufgesetzt wird. Die höchsten Verstärkungswerte des 2. Verstärkers ohne Spirale beträgt  $5 \times 10^3$ , während mit Spirale ein Wert von  $2 \times 10^5$  erreicht wurde.

Der grosse Abstand zwischen Verstärker 1 und 2 (siehe Abb. 7) bewirkt eine vollständige Entkopplung, d.h. treten im 1. Verstärker und im 2. Verstärker alleine keine Frühoszillationen auf, so sind auch im

gesamten System keine zu beobachten. Die maximale Kleinsignalverstärkung in dieser Anordnung wurde zu  $> 10^9$  bestimmt.

zu 4) Erste Verstärkungsmessungen im Grosssignalbereich zeigen, dass nahezu die gesamte gespeicherte Energie für die Verstärkung eines nsec-Pulses zur Verfügung steht. So wurden von den 150 Joule, die in dem 2. Verstärker gespeichert waren, über 50 Joule durch einen 300 mJ 1 nsec-Puls (aus dem 1. Verstärker) abgerufen. Eine genauere experimentelle Untersuchung steht allerdings noch aus.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die bereits früher gefundenen Skalierungsgesetze für den Jodlaser experimentell bestätigt werden konnten, und dass der Leistungsbereich der üblichen Nd- und CO<sub>2</sub>-Laser erreicht wurde.

### 3.2. Asterix III

Entsprechend den Erfordernissen des Laserfusionsexperimentes wurde der Aufbau des 1 kJ-Jodlasers als 1-Strahl-Laser vorgesehen. Die Laseranlage besteht aus einer Oszillatoreinheit, die einen beugungsbegrenzten Strahl mit einer Pulsdauer im Bereich von 1 nsec liefert und drei Verstärkerstufen. Die für den Photolyseprozess notwendige Strahlungsenergie wird von Blitzlampen geliefert, die entlang des Oszillators und der Verstärker angeordnet sind. Die Oszillatoreinheit liefert einen "Mode gelockten" Pulszug, aus dem mit Hilfe eines Pulsschneidesystems ein einzelner Puls herausgeschnitten wird. Dieser Strahlpuls erfährt in den Verstärkern 1 bis 3 eine Verstärkung und wird durch Strahlaufweitungssysteme von  $d = 0,25$  cm auf  $d = 20$  cm aufgeweitet. Nach Durchlaufen des 3. Verstärkers wird die Strahlleistung/cm<sup>2</sup>

---

<sup>1)</sup> K. Hohla, K.L. Kompa "Energy Transfer in a Photochemical Iodine Laser", Chem. Physics Letters 14, 445 (1972)

etwa  $3 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  betragen. Der Strahl wird dann auf das Target fokussiert.

Im Berichtsjahr wurde der Aufbau des Oszillators mit dem Pulsschneidesystem und der Verstärker mit den dazugehörigen Kondensatorbatterien begonnen und abgeschlossen sowie die technischen Tests der einzelnen Komponenten erfolgreich durchgeführt.

Von der 3. Verstärkerstufe, die aus acht Sektionen bestehen wird, wurden jedoch nur zwei Sektionen aufgebaut, um zunächst an diesen Sektionen die Kopplung der einzelnen Sektionen (Längsanschwingen) und die Funktion des neu entwickelten "optischen Sumpfes", der das Querschwingen im Verstärkerrohr verhindern soll, zu testen.

Für den Bau des "optischen Sumpfes" wurden umfangreiche Materialuntersuchungen mit dem Ziel durchgeführt, Materialien und Beläge zu finden, die das UV-Licht der Blitzlampen ( $\lambda = 270 \text{ nm}$ ) diffus reflektieren, aber gleichzeitig die IR-Strahlung des Lasers absorbieren. Bisher konnte noch keine optimale Lösung gefunden werden, jedoch dürfte die jetzt verwendete Anordnung mit der entsprechenden Oberflächenbehandlung die Gewähr dafür bieten, dass das Quer- und Längsanschwingen weitgehendst unterbunden werden kann.

Weiterhin wurden in Zusammenarbeit mit der Firma Osram noch nicht abgeschlossene Untersuchungen an Blitzlampen mit dem Ziel durchgeführt, die Lichtausbeute der Lampen zu erhöhen, um den Wirkungsgrad des Lasers zu verbessern. Ausserdem wurde versucht, die Lebensdauer der Blitzlampen (speziell für den Endverstärker) zu erhöhen und das Durchschwingverhalten der Entladung zu verbessern. Beide Aufgaben wurden erfolgreich abgeschlossen.

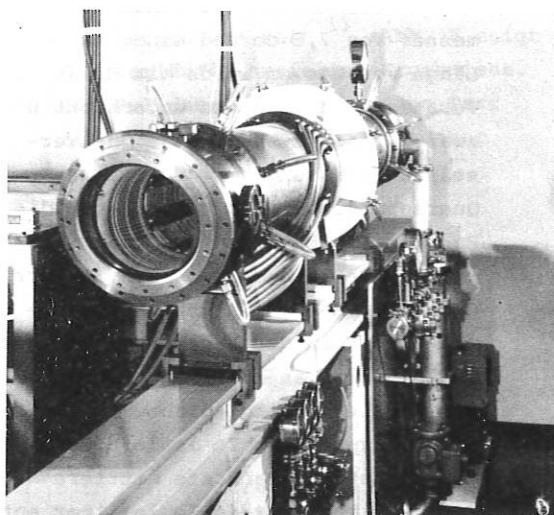


Abb. 9 Ansicht von 2 Sektionen des Endverstärkers von Asterix III

### 3.3. Untersuchung zur Druckverbreiterung des Jodlaserüberganges

Wie alle Hochleistungslaser arbeitet auch der Jodlaser nach dem Energiespeicherprinzip. Sein Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für stimulierte Emission beträgt im Niederdruckbereich ungefähr einige  $10^{-18} \text{ cm}^2$ . Um optimale Bedingungen für den Laserbetrieb zu erhalten, sollte  $\sigma$  jedoch erheblich kleiner sein. Eine Erniedrigung von  $\sigma$  kann durch Fremdgaszusätze erfolgen, wodurch die Linie druckverbreitert wird. Allerdings ist der Zusatz von Fremdgasen durch deren Desaktivierung der angeregten Jodatome beschränkt. Es kommt also darauf an, einen günstigen Kompromiss zwischen Desaktivierung und Verbreiterung zu finden. Im Hinblick auf diese Fragestellung wurden zahlreiche Gase untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass  $\text{CO}_2$  eine brauchbare Lösung bezüglich der genannten Bedingungen darstellt. Die Abhängigkeit von vom Druck ist in Abb. 10 für  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  und Ar angegeben.

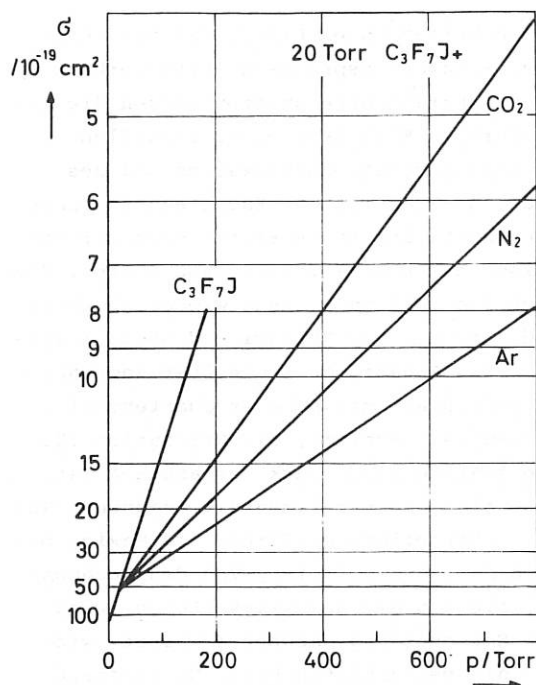


Abb. 10 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für stimulierte Emission vom Druck für verschiedene Gase

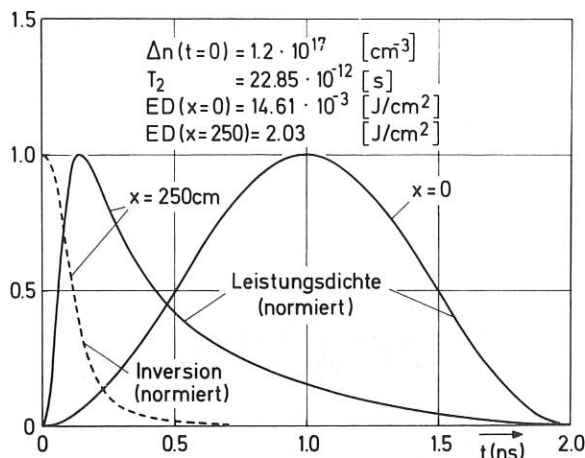


Abb. 11 Pulse am Ein- und Ausgang eines Jodlasers

dass der Puls im Verstärker stark verkürzt wird. Die Ursache dafür ist die sogenannte Sättigung: Die Vorderfront des Pulses räumt die Inversion so stark ab (siehe gestrichelte Kurve), dass für den Rest des Pulses praktisch keine Verstärkung übrig bleibt. Die der Rechnung zugrunde liegenden Daten entsprechen etwa dem Endverstärker des Jodlasers Asterix II.

### 3.4. Theoretische Betrachtungen zum Jodlaser

#### 3.4.1. Numerische Untersuchungen zur Pulsverkürzung

Die Theorie der Pulsausbreitung im aktiven Medium eines Laserverstärkers wurde auf den "semiklassischen" Gleichungen aufgebaut. Diese Gleichungen resultieren aus der Beschreibung des Wellenfeldes durch die Maxwell'schen Gleichungen und der Beschreibung der Polarisation des aktiven Mediums durch die Quantenmechanik. Ein Rechenprogramm wurde aufgestellt, das die Gleichungen für den Resonanzfall löst. Im Resonanzfall ist die Frequenz der in den Verstärker einlaufenden Welle gleich der Eigenfrequenz der Atome des aktiven Mediums. Die Gleichungen bilden ein System partieller Differentialgleichungen erster Ordnung. Sie werden längs der Charakteristiken numerisch integriert. Die Abb. 11 zeigt die normierten Leistungsdichten  $LD(x,t)$  am Eingang des Verstärkers ( $x = 0$ ) und am Ausgang ( $x = 250 \text{ cm}$ ). Man erkennt,

#### 3.4.2. Beugungserscheinungen hinter einer kreisrunden Apertur

Um einen Überblick über die in der Anordnung auftretenden Beugungserscheinungen zu gewinnen, wurde das passive Beugungsproblem mit Hilfe der Kirchhoffschen Integraldarstellung behandelt. Beim passiven Beugungsproblem werden die nichtlinearen Eigenschaften des Mediums nicht berücksichtigt. Es zeigte sich, dass man sich bei den Jodlaseranlagen des IPP praktisch immer im Nahfeld der Aperturen befindet. Die Abb. 12 zeigt das Nahfeld der Beugung einer ebenen Welle an einer kreisförmigen Apertur. Das Beugungsbild entsteht bei der Wellenlänge  $\lambda = 1,315 \mu$  des Jodlasers im Abstand  $L = 149,11 \text{ cm}$  hinter einer Apertur mit einem Radius  $r = 1 \text{ cm}$  (Fresnelzahl  $N = r^2/\lambda \cdot L = 51$ ).

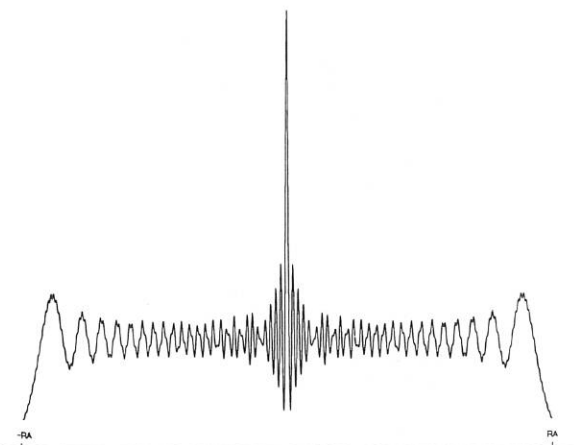


Abb. 12 Fresnelsche Beugungsfigur an einer kreisförmigen Apertur (Fresnelzahl = 51)

#### 4. CHEMISCHE LASER

Wiss. Mitarbeiter: K.L. Kompa, D. Proch,  
H. Pummer,  
U. Schmailzl

Techn. Mitarbeiter: G. Baiker, W. Breitfeld,  
J. Hartmann,  
H. Rebischki

Die Arbeiten dieser Gruppe betreffen im Berichtsjahr überwiegend das Fluorwasserstoffsystem:

1. Einheitliche theoretische Deutung des HF-Emissionsspektrums insbesondere im Hinblick auf die Rotationsenergieverteilung.
2. Erzeugung und Verstärkung kurzer Pulse.
3. Vorbereitende Versuche zu einem selbstinduzierten HF-Wanderwellenverstärker zur Umgehung der beim HF-Laser sehr erschwerenden Energiespeicherung.

##### 4.1. HF-Laser-Modellfragen

In einer vorausgegangenen Arbeit (in Zusammenarbeit mit A. Ben-Shaul, L. Hofacker) war eine einheitliche theoretische Deutung der primären Verstärkungsverteilung des HF-Lasers aufgrund eines statistischen Ansatzes versucht worden. Diese Modellrech-

nungen wurden unter Einschluss verschiedener Relaxationsprozesse weitergeführt. Für die Rotationsrelaxation wurden die gegenläufigen Einflüsse einer schnellen Schwingungsrotationsrelaxation und des Rotations-Translations-Energieaustausches untersucht. Der erste Effekt kann zur Besetzung hoher Rotationsniveaus führen, die durch den zweiten Prozess wieder abgebaut wird. Mit dem von Polanyi und Woodall eingeführten Ansatz, dass die Übergangswahrscheinlichkeit mit höherer Quantenzahl  $J$  exponentiell abnimmt, die Relaxation für hohe  $J$ -Werte also stark verlangsamt ist, lässt sich die experimentell gefundene Rotationsverteilung erklären, die Maxima bei hohen  $J$ -Werten aufweist. Von den Rechnungen, die vor dem Abschluss stehen, wird eine Entscheidung darüber erwartet, wie weit die beobachteten hohen Rotationszustände durch die ursprüngliche Energieverteilung in der Pumpreaktion oder durch die erwähnten sekundären Energieumverteilungsprozesse entstehen.

##### 4.2. Kurze Pulse

Zur Untersuchung kurzer HF-Laserpulse wurde eine aus zwei Pulseinheiten (gegebenenfalls als Oszillator und Verstärker benutzbar) bestehende Blitzlichtphotolyseanlage gebaut, die heizbar und thermostatisierbar ist und Photolyse bei hohen Photonendichten bis herunter zu  $1650 \text{ \AA}$  erlaubt. Damit wurden bisher vor allem aktinometrische und radiometrische Messungen zur Bestimmung der verfügbaren Photonenkonzentration in verschiedenen Wellenlängenbereichen durchgeführt. Diese Messungen dienten der Untersuchung des Wirkungsgrades bei HF- und Jodlaser. Weiterhin wurde die Anlage bisher mit Modenkopplungsversuchen am Jodlaser getestet. Diese Arbeiten werden an HF weitergeführt.

##### 4.3. Laserinduzierter HF-Laser

Der HF-Pulslaser wurde zur Erzielung höherer Energien weiter ausgebaut. Als Energieversorgung wurde ein neuer 225 kV-Marxgenerator in Betrieb genommen, der 500 J in 400 nsec abgibt. Die Anlage liefert Laserpulse



von  $> 20$  J in 100 nsec. Das Spektrum besteht aus ca. 30 Linien im Wellenlängenintervall 2,6 bis 3,3  $\mu$ m. Das Laserspektrum wurde bei verschiedenen Gaszusammensetzungen und -drücken vermessen, um Vergleichsdaten für kinetische Rechnungen zu erhalten.

Es ist beabsichtigt, mit diesem Laser chemische Reaktionen zu initiieren, die ihrerseits wieder als Pumpreaktionen dienen können. Zur Durchführung der entsprechenden Versuche wurde ein thermostatisiertes Reaktionsgefäß konstruiert, das die Handhabung fluorhaltiger, explosiver Substanzen gestattet.

In Vorversuchen wurden die geometrischen, optischen und gasdynamischen Parameter eines im Unterschallbereich arbeitenden Dauerstrichlasers festgelegt. Der unter Berücksichtigung dieser Daten gebaute Laser soll als Diagnosedichtquelle bei dem oben erwähnten Experiment Verwendung finden. Seine Ausgangsleistung liegt bei 40 Watt bei einer Signalstabilität von besser als 5 %. Im Spektrum werden bis zu 14 Linien beobachtet, die P-Zweig-Übergängen zwischen den Schwingungsniveaus  $v = 2 \rightarrow v = 1$  und  $v = 1 \rightarrow v = 0$  entsprechen. Die einzelnen Liniengruppen lassen sich durch Variation der Gastemperatur und der Fluor-Atomkonzentration zu niederen oder höheren Werten der Rotationsquantenzahl  $J$  verschieben, etwa im Bereich von  $J = 4$  bis  $J = 10$ .

## 5. WELLEN IM PLASMA

Wiss. Mitarbeiter: D.R. Baker, H. Derfler, O. Gehre, N. Heckenberg, F. Leuterer, H.M. Mayer, S. Puri, M. Tutter, J. Meyer<sup>+</sup>), C.B. Wharton<sup>++</sup>)

Techn. Mitarbeiter: F. Brandl, W. Breitel, J. Ernesti, T. Kaltner, B. Lindmayer, H. Pieper, J. Prechtel, H. Zinkl

Ziel der Arbeiten der Wellengruppe ist es, das Dispersions- und Relaxationsverhalten von Plasmawellen zu studieren, um diese Vorgänge für die stossfreie Heizung eines Plasmas auf thermonukleare Temperaturen nutzbar zu machen. Die dabei entwickelten Mittel der störungsfreien Diagnostik sollen schliesslich zur aktiven Steuerung der genannten Heizprozesse in künftigen Fusionsmaschinen beitragen.

Nachdem wir im Jahre 1972 Heizprozesse im Bereich der unteren Hybridenfrequenz theoretisch hinreichend begründet haben, wurde im Berichtsjahr das Magnetfeldsystem der ehemaligen Q-Maschine Alma III in ein Lineares Wellen Relaxations Experiment, LIWEREX, umgebaut. Daneben wurden die diagnostischen Arbeiten weitergeführt, wobei besonders die erfolgreiche Monochromatisierung eines Hochleistungs-CO<sub>2</sub>-Lasers hervorzuheben ist. Über beide Arbeitsbereiche soll im folgenden kurz berichtet werden.

### 5.1. Plasmawellen-Relaxations- und Heizexperimente

#### 5.1.1. Dimensionierung des LIWEREX

##### a) Theoretische Grundlagen

In einer theoretischen Arbeit /82, 84, IPP IV/51, IPP IV/54/ wurde die Reflexion einer mit reellem Einfallswinkel auf einen Plasmahalbraum einfallenden ebenen elektromagnetischen Welle berechnet. Es ergab sich, dass die Umwandlung der Wellenenergie in

<sup>+</sup>) Gast von der University of British Columbia

<sup>++</sup>) Gast von der Cornell University, USA

thermische Energie am grössten war, wenn der elektrische Vektor der einfallenden Welle in der Einfallsebene lag (TM-Typ) und einen Winkel  $\alpha$  von grössenordnungsmässig 1 Grad mit der Oberflächennormalen bildete, und wenn  $\omega/\omega_{ci} \lesssim 20$ . In einer früheren Arbeit /193/ war für  $\omega/\omega_{ci} = 10$  bereits das Randwertproblem der Wellenausbreitung in einer Plattenleitung mit einem ebenen Plasma-Innenleiter behandelt worden. Für eine vorgegebene Frequenz wurden dabei mehrere Eigenwerte von  $n_z = \cos \alpha$  gefunden, deren Realteile  $< 1$  waren.

Erhöht man bei vorgegebenem Magnetfeld die Dichte des Plasmas derart, dass die Bedingung  $\omega/\omega_{ci} \lesssim 20$  nicht mehr erfüllt ist, so wird eine andere von uns gemachte theoretische Arbeit relevant werden /IPP IV/59/ <sup>1)</sup>. Die Geometrie des Plasmas ist dort wie in der ersten zitierten Arbeit /194,195/ aber es wird jetzt mit imaginärem Einfallswinkel  $\alpha$  gearbeitet. Das elektromagnetische Feld im Vakuum wird jetzt mit Hyperbelfunktionen beschrieben,  $n_z = \cos \alpha$  wird grösser als Eins und eine Verzögerungsstruktur parallel zur Plasmaoberfläche anstelle der glatten Wand wird notwendig. Es zeigt sich, dass die Hochfrequenzleistung besonders gut ins Plasma eindringt, wenn die Bedingung

$$n_z^2 > 1 + (\omega_{pe}/\omega_{ce})^2$$

erfüllt ist, was die Accessibilitätsbedingung von Golant ist.

b) Festlegung der Parameter

Es lag nahe, den einfachsten Fall der Wellenrelaxation im Plasma bei glatter Wand des Entladungsrohres zu studieren. Auf eine solche koaxiale Plasmaleitung sind die Ergebnisse der oben zitierten Arbeit /193/ mit  $n_z < 1$  in erster Näherung übertragbar.

Als Hochfrequenzquelle bot sich ein UKW-Sender mit der Mittenfrequenz  $f = 106$  MHz an. Damit ergeben sich folgende Werte:

$$\text{Magnetfeld } B \gtrsim \begin{cases} 3,5 \text{ kGauss für H} \\ 7 \text{ kGauss für D} \end{cases}$$

Mit 106 MHz ergibt sich für die Dichte in der unteren hybriden Schicht:

$$n \approx \begin{cases} 2,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ für H} \\ 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ für D} \end{cases}$$

Bei Deuterium kann die Dichte in der Mitte des Zylinders 1 bis  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  betragen. Eine solche Dichte konnte mit S-Bandvorionisation (2,45 GHz, 2,5 kW Dauerstrich) bereits ohne Spiegel erzeugt werden.

Auf Grund dieser Überlegungen ergab sich die in Abb. 13 gezeigte Konfiguration des LIWEREX. Das  $B_z$ -Feld steigt (bei abgeschaltetem Joffe-Strom) genähert parabolisch zu den Spiegelpunkten hin an. Die jeweils 5 äusseren Magnetspulen sind separat gespeist, dadurch lässt sich das Spiegelverhältnis von ca. 1,4 bis 2,2 variieren. Das in der Abbildung dargestellte Magnetfeld gilt bei einem in allen Spulen einheitlichen Strom von 2,3 kA, dann ist  $B_{\max} = 12,6$  kGauss,  $B_{\min} = 7$  kGauss, das Spiegelverhältnis ist also  $R = 1,8$ , der Abstand der Spiegelpunkte ist  $L = 2,76$  m. Die Joffe-Stäbe bestehen aus jeweils 6 Einzelleitern, durch die ein Strom von etwa 10 kA im Dauerbetrieb fließen kann. Die Stabilisierung der Entladung durch das Joffe-Feld wird im Abschnitt 5.1.3. diskutiert.

Die UKW-Leistung wird mit einer Koppelschleife zugeführt und soll ein Stück der Plasma-Koaxialleitung von einer Wellenlänge als Resonator anregen.

1) S. Puri, M. Tutter, Nucl. Fusion 14 (1974), noch nicht erschienen

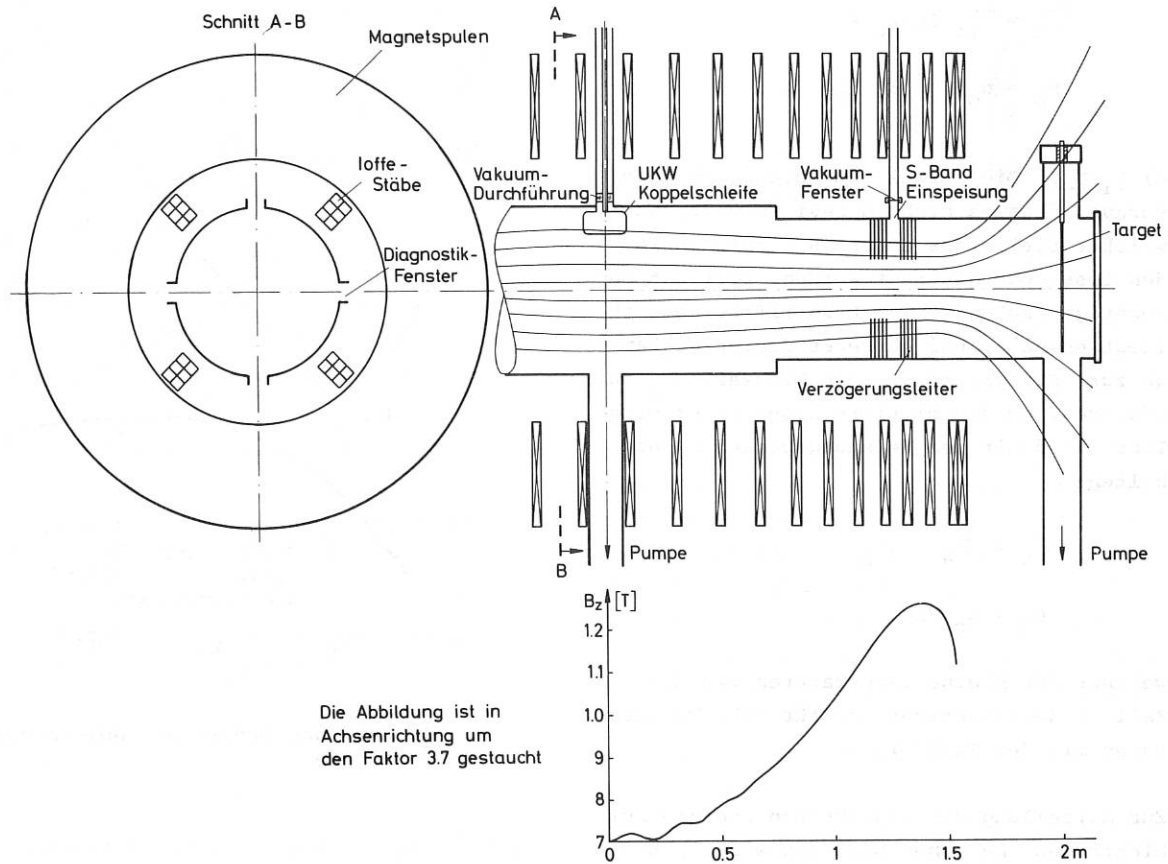


Abb. 13 Konfiguration des LIWEREX

5.1.2. Leistungsbilanz

Entsprechend dem Verhältnis der freien Weglänge der Ionen ( $\lambda_i = v_i \tau_{ii}$ ) zur Maschinenlänge  $L$  betrachten wir zwei Extremfälle:

a)  $\lambda_i \ll L$ . Hier sind im stationären Zustand alle diejenigen Teilchen zu ersetzen, die sich innerhalb einer freien Weglänge von den Enden des Spiegels befinden und in den "Loss-cone" fliegen. Der Teilchenverluststrom ist dann:

$$\Gamma = n_0 / R \sqrt{2/\pi} \sqrt{kT_i / m_i}$$

( $R$  = Spiegelverhältnis). Jedes Ion nimmt auch ein Elektron mit sich, so dass für jedes heranfliegende Ionen-Elektronenpaar

die Energie  $E = (kT_e + kT_i + e U_i)$  verloren geht ( $U_i$  = Ionisationsenergie). Der Leistungsbedarf im stationären Zustand ist in diesem Fall

$$P_a = n_0 / RL \sqrt{2/\pi} \sqrt{kT_i / m_i} \cdot V \cdot E = n_0 \cdot E \cdot V / \tau_a$$

Hierbei sind  $V$  das Plasmavolumen und  $\tau_a$  die mittlere Lebensdauer eines Ions, welche ungefähr gleich seiner Laufzeit durch die Maschine ist.

b)  $\lambda_i \gg L$ . Hier können wir alle Teilchen, die durch Ionen-Ionen-Stöße in den "Loss-cone" gestreut werden, als sofort verlorengegangen betrachten. Sie sind im stationären Zustand zu ersetzen. Die mittlere Lebensdauer eines Ions und damit der Leistungsbedarf sind in diesem Fall <sup>1)</sup>

1) D.J. Rose and M. Clark, Jr. "Plasmas and Controlled Fusion", MIT Press, Cambridge, Mass. 1961, Chapter 15.1.

$$\bar{\tau}_b = \bar{\tau}_{ii} \log_{10} R$$

$$P_b = n_o V \cdot E / \bar{\tau}_b$$

c)  $\lambda_i \approx L$ . Die Formel von Rosenbluth setzt voraus, dass es nicht darauf ankommt, an welcher Stelle des Spiegels die Ionen in den Loss-cone gestreut werden. Dies ist berechtigt, solange  $\lambda_i \ll L$  zutrifft. Demnach liegt es nahe, bei kürzerer freier Weglänge zur "Streuzeit"  $\bar{\tau}_b$  die Flugzeit  $\bar{\tau}_a$  zu addieren, um die mittlere Lebensdauer eines Ions und damit den Leistungsbedarf zu erhalten:

$$\bar{\tau}_c = \bar{\tau}_a + \bar{\tau}_b$$

$$P_c = n_o V E / \bar{\tau}_c$$

welcher für kleine Temperaturen mit dem Fall a) übereinstimmt und für hohe Temperaturen mit dem Fall b).

Zur Aufteilung der zugeführten Energie auf Elektronen und Ionen benützen wir ein Ergebnis von Puri /83/, wonach durch stossbedingte Absorption der Hochfrequenzenergie bei der unteren Hybridenfrequenz etwa 20 % an die Ionen und 80 % an die Elektronen geht, d.h.  $T_e = 4T_i$ .

Abbildung 14 zeigt den Leistungsbedarf (ausgezogene Linie) und die Einschusszeiten (gestrichelte Linie) für die Fälle a, b und c. Die dargestellten Leistungen sind Endverluste, radiale Diffusionsverluste sind nicht enthalten. Diese sind für unsere Parameter bei klassischem Diffusionsverhalten vernachlässigbar, bei Bohm-Diffusion dagegen erheblich, nämlich ungefähr gleich  $P_a$ . Eine sehr pessimistische Abschätzung des gesamten Leistungsbedarfes wäre also  $P_{\text{gesamt,max}} \approx 2 P_a$ . Wird die ganze zur Verfügung stehende HF-Leistung von 27 kW im Plasma absorbiert, so sollten wir demnach mindestens eine Ionentemperatur von  $T_i \approx 70$  eV erreichen.

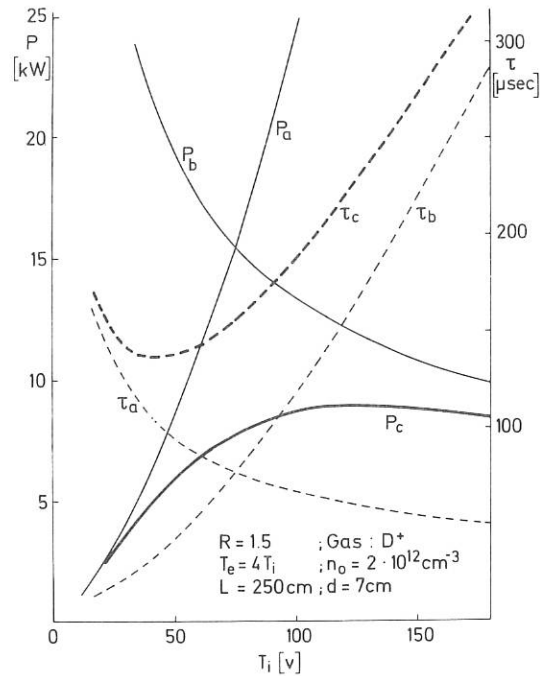


Abb. 14 Leistungsbedarf bei Spiegelverlusten

Damit die angebotene Leistung tatsächlich innerhalb der vorgegebenen Einschusszeit  $\bar{\tau}$  absorbiert wird, muss die Summe von Gruppenlaufzeit  $\bar{\tau}_G$  und Relaxationszeit  $\bar{\tau}_R = Q/\omega$  der eindringenden Wellen darunter liegen. Rechnungen /83/ für die im LIWEREX vorliegenden Parameter ergeben  $\bar{\tau}_G \approx 600$  nsec und  $\bar{\tau}_R \approx 70$  nsec, womit diese Bedingung sehr gut erfüllt ist.

### 5.1.3. Stabilität

Eine Aufheizung kann nur dann im Rahmen der vorstehenden Energiebilanz stattfinden, wenn Instabilitäten unterdrückt werden, welche Teilchen und deren Energie in grösserem Umfang nach aussen transportieren.

#### a) MHD-Stabilität

Zur MHD-Stabilisierung werden in offenen Geometrien meist zwei Massnahmen empfohlen:

- i) "line tying" durch Endplatten, welche einen Stromausgleich quer zum Magnetfeld gestatten. (An die Stelle von Endplatten kann auch ein stossdominiertes kaltes Plasma treten.)

ii) ein "Minimum-B-Feld" mit Hilfe von "Joffe-bars".

Folgende Gründe sprechen für "Joffe-bars", mindestens als Ergänzung zu "line-tying":

- sehr kurze Wellenlängen können mit "line-tying" nicht stabilisiert werden,
- die Deformation des Magnetfeldes (fanning) kann auch auf die weiter unten zu besprechenden "loss-cone" Instabilitäten einen hemmenden Einfluss haben.
- Da LIWEREX Vorexperiment zu toroidalen Experimenten sein soll, kann eine wenigstens lokale - Ähnlichkeit mit Stellaratorverhältnissen erwünscht sein.
- Im Experiment von S. Puri<sup>1)</sup> haben sich "Joffe-bars" zur Unterdrückung von Fluktuationen gut bewährt.

Dimensionierung des Quadrupolfeldes: Nach Cordey und Watson<sup>2)</sup> ist zur Stabilisierung eines Spiegelplasmas mit endlichem  $\beta = 8\pi p / B^2$  eine "magnetische Trogtiefe" der Größenordnung

$$\Delta B / B \approx \beta (r/L)^2$$

nötig, wo  $2r$  die radialen und  $L$  die axialen Dimensionen des Plasmas bedeuten. In unserem Fall ( $\beta < 10^{-4}$ ,  $r/L \sim 10^{-2}$ ), wo diese Größe praktisch verschwindet, ist hinsichtlich der MHD-Stabilität lediglich darauf zu achten, dass  $\Delta B$  nicht das falsche Vorzeichen annimmt. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung, dass die Feldlinien gegenüber der Achse nicht konvex werden.

Die resultierende "paddelförmige" magnetische Fläche ist in Abb. 15 dargestellt. Für LIWEREX gilt:  $L = 276$  cm,  $r_m = 3$  cm,  $R \approx 1,8$ ,  $a \approx 5,8$  cm,  $b \approx 0,9$  cm.

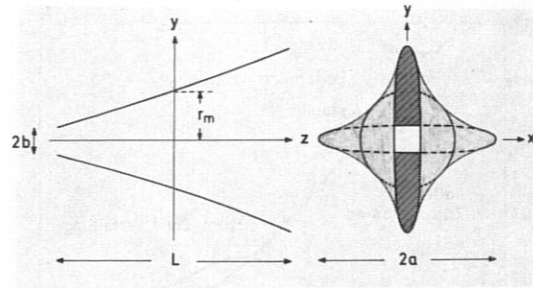


Abb. 15 Feldlinien und magnetische Flächen im kombinierten Joffe-Spiegelgelfeld

#### b) Mikroinstabilitäten

Eine Überprüfung aller im Spiegel in Frage kommenden Mikroinstabilitäten hat gezeigt, dass die Post-Rosenbluth-Instabilität<sup>3)</sup> weitaus am gefährlichsten ist. Dabei handelt es sich um azimuthal umlaufende Driftwellen, die aus der freien Energie des Loss-cone Verteilung gespeist werden.

Für die Parameter des LIWEREX ( $B = 7$  kG,  $R = 1,5$ ,  $n = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\epsilon = \Delta n/n = 0,33 \text{ cm}^{-1}$ ,  $kT_i/e = 100$  Volt, Deuterium) ergeben sich nach Derfler<sup>4)</sup> die asymptotischen Werte:

$$\omega/\omega_{ci} = 3,5 - i 1,45$$

$$k/g_i = 4,3 + i 1,78$$

wobei  $\omega_{ci}/2\pi = 5,32$  MHz und  $g_i = 2,21$  mm Gyrofrequenz und Gyroradius der Ionen sind. Die azimuthale Wellenlänge der Instabilität,  $\lambda = 2\pi/k_r = 3,1$  mm, und deren Anwachsrate,  $2\pi/\omega_i = 37$  nsec, sind so kurz, dass sie zu Bohm-Diffusion in radialer Richtung und zu Streuung von Ionen in den Loss-cone, also auch zu erhöhten Endverlusten führen kann. Sie muss also stabilisiert werden. Dies kann nach Post-Rosenbluth durch Zufuhr von kaltem Plasma geschehen, was qualitativ aus Abb. 16 ersichtlich ist.

1) S. Puri, Plasma Physics 16 (1974)

2) J.G. Cordey, C.J.H. Watson, Nuclear Fusion Reactors Conf. Culham 1969, p. 122

3) R.F. Post, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 9, 730 (1966)

4) H. Derfler, Proceedings 8. Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna 1967, p. 294

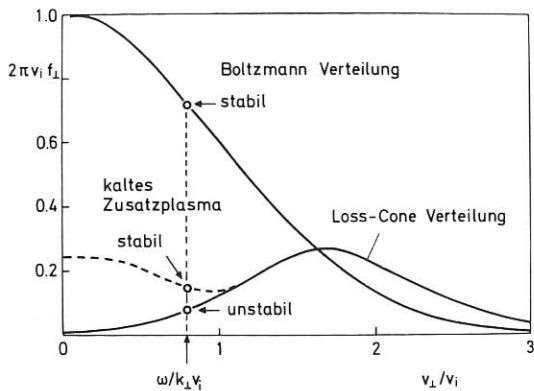


Abb. 16 Projektion der Verteilungsfunktion senkrecht zum Magnetfeld und Driftwelle nach Post-Rosenbluth. Landau-Dämpfung ist negativ, wenn  $df_{\perp}/dv > 0$ . Vorzeichenwechsel von  $df_{\perp}/dv$  zeigt Stabilisierung der Loss-cone-Verteilung bei Zufuhr von kaltem Plasma.

Im Liwerex-Experiment wird kaltes Plasma mit zwei Plasmaquellen nahe der Spiegelpunkte zugeführt und durch die  $u_{\perp} \nabla B_z$ -Kraft gegen das Zentrum des Spiegels beschleunigt. Auf diese Weise hoffen wir, die Verluste während der impulsartig überlagerten UKW-Heizung klein, d.h. im Bereich der unter Ziffer 5.1.2. errechneten Werte zu halten.

#### 5.1.4. Diagnostik

Neben der klassischen Diagnostik für den LIWEREX, wie diamagnetischen Spulen, Mikrowelleninterferometer, Hochfrequenzsonden etc. wurde an einem Ionenenergieanalysator sowie an den Ausbreitungseigenschaften ionen-akustischer Wellen schräg zum Magnetfeld gearbeitet. Die Arbeiten über die nichtreziproken Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Wellen im Plasma wurden mit einer letzten Publikation /80, 81/ abgeschlossen. Ebenso wurden die Arbeiten über mikrowellen-stimulierte Synchrotronstrahlung zur Messung des poloidalen Magnetfeldes im Tokamak mit einer Publikation /181/ zur relativistischen Theorie der Plasmasuszeptibilitäten

vorläufig abgeschlossen. Ferner erschien eine Arbeit über die Dispersion von Ionenbernsteinwellen /191/ die auszugsweise bereits im letzten Jahresbericht dargestellt wurde. Schliesslich hat Herr Prof. C.B. Wharton den Bau eines Ionenenergieanalysators nahezu fertiggestellt. Er wird die Energieverteilung der Ionen im heissen Plasma im Bereiche von 200 bis 6000 eV messen und somit kinetische Iontemperaturen von etwa 100 bis 1500 eV zu bestimmen gestatten.

### 5.2. Laserdiagnostik von Plasmawellen und Turbulenzen

#### 5.2.1. CO<sub>2</sub>-Laser-Entwicklung

Die Entwicklung eines für Iontemperaturbestimmung aus Streumessungen an Stellator- und Tokamakplasmen geeigneten CO<sub>2</sub>-Lasers wurde fortgesetzt. Wie schon früher ausgeführt <sup>1)</sup>, soll das ungestreute Falschlicht, welches zusammen mit dem unter kleinem Winkel am Plasma gestreuten Licht auf den Detektor trifft, als Lokaloszillator wirken (Homodyn-Prinzip). Dafür ist ein monochromatischer, d.h. in einer einzigen Längs- und Quermode schwingender Laser erforderlich. Im letzten Jahresbericht beschrieben wir Experimente, wo wir eine SF<sub>6</sub>-Zelle und einen Mehrspiegellaserhohlraum zur Unterdrückung unerwünschter Moden benutzten. Im vergangenen Jahr wurde jedoch zusammen mit Dr. A. Gondhalekar (Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart) eine bessere Methode entwickelt, die weder zusätzliche Verluste bringt, noch kritisch von der Justierung abhängt.

Wie Abb. 17 zeigt, ist zusätzlich zu der normalen Hochdrucksektion mit gepulster Verstärkung eine kontinuierlich gepumpte Niederdrucksektion im selben Laser-Hohlraum eingeschlossen. Dadurch wird die Verstärkung derjenigen Längsmode bedeutend erhöht, welche innerhalb des engen doppler-

1) A. Gondhalekar, F. Keilmann, IPP 2/202 (1971)

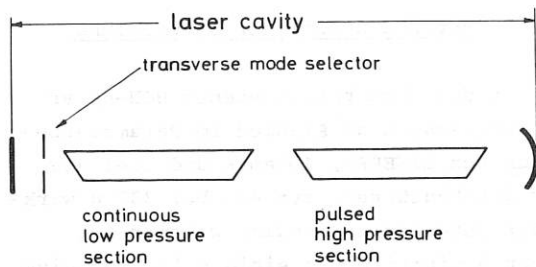
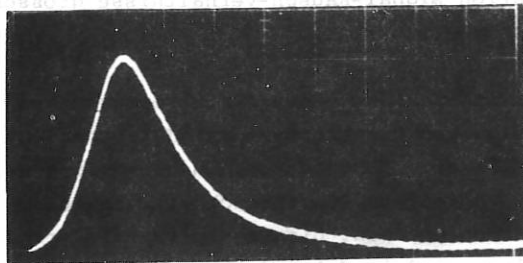


Abb. 17 Schema des Monomode-Hochleistungs-CO<sub>2</sub>-Lasers

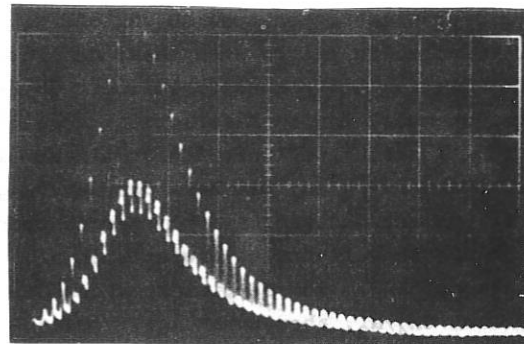
verbreiterten Linienprofils der Niederdrucksektion liegt. Diese Mode baut sich also viel schneller auf als irgendeine andere und kann die Besetzungsinversion entleeren, bevor andere Moden bemerkenswerte Höhen erreichen können. Somit wird ein glatter Einmodenimpuls erreicht (Abb. 18a). Im Vergleich dazu ist in Abb. 18b



Peak power  $\approx 50\text{kW}$   
 Total energy  $\approx 17\text{mJ}$   
 Time 100 ns/div

Abb. 18a CO<sub>2</sub>-Laserimpuls mit Betrieb der Niederdrucksektion knapp unterhalb des Schwellwertes für Eigenschwingungen

der wellige Impuls gezeigt, den man bei abgeschalteter Niederdruckzelle erhält. Ein einfaches theoretisches Modell vom Verhalten des Systems wurde entwickelt, welches die wesentlichen Gesichtspunkte von dessen Arbeitsweise wiedergibt und die verschiedenen Impulsformen erklärt, die entstehen, wenn die Niederdrucksektion über oder unter dem Schwellwert betrieben wird <sup>1)</sup>. Ausgesprochen starke Unterdrückung unerwünschter Moden wird angezeigt.



Peak power  $\approx 80\text{kW}$   
 Total energy  $\approx 17\text{mJ}$   
 Time 100 ns/div

Abb. 18b CO<sub>2</sub>-Laserimpuls mit abgeschalteter Niederdrucksektion

Die Experimente wurden mit einem kleinen widerstandsbelasteten Transversal-Entladungslaser gemacht. Ein grösseres System, welches auf dem Lumonics-602-Laser basiert, ist in Entwicklung. Wir erwarten, genügend Leistung von diesem System zu bekommen, so dass selbst die Ionentemperatur in ruhigen Plasmen durch Streuexperimente bestimmt werden kann.

### 5.2.2. HCN-Laser-Entwicklung

Zusätzlich zu dem im IPP Jahresbericht 1972 beschriebenen HCN-Laser wurde ein weiterer HCN-Laser mit einer Resonatorlänge von 320 cm und einem Rohrdurchmesser von 15 cm aufgebaut und zwecks Leistungsoptimierung untersucht. Der Laser kann sowohl im Dauerstrich als auch gepulst betrieben werden mit einem Gasgemisch CH<sub>4</sub>/N<sub>2</sub> im Verhältnis 1 : 1, dem Wasserstoff beigefügt werden kann.

#### a) Dauerstrichbetrieb

Die Laserleistung wurde mit Hilfe von geeichtem Bolometer und Golayzelle auf Abhängigkeit von Durchflussrate des Gasgemisches, Entladungsstrom und Partialdrücken

<sup>1)</sup> A. Gondhalekar, N.R. Heckenberg, E. Holzhauer, submitted to Physics Letters

der Gasgemischkomponenten  $\text{CH}_4/\text{N}_2$  und  $\text{H}_2$  untersucht. Es zeigte sich, dass der Entladungsstrom erst einen Schwellwert übersteigen muss, damit "Laseraction" möglich wird. Dieser Schwellwert steigt linear mit dem Gesamtdruck an. Die Rate des Leistungsanstiegs mit wachsendem Strom gerade oberhalb des Schwellstromes erwies sich als linear abhängig vom Partialdruck des Gemisches  $\text{CH}_4/\text{N}_2$ , aber unabhängig vom Partialdruck des beigefügten  $\text{H}_2$ . Die Leistung hängt also quadratisch vom Druck des Gemisches  $\text{CH}_4/\text{N}_2$  und linear vom Druck des  $\text{H}_2$  ab. Bei 1,4 Ampere wird für alle untersuchten Drucke eine Sättigung der Leistung erreicht. Die detaillierten Ergebnisse deuten darauf hin, dass sich in der Entladung erst C-, N- und H-Atome oder Ionen bilden, die sich zu HCN-Molekülen assoziieren. Optimale Leistungen von ca. 200 mW werden erreicht für einen Strom von 1,2 Ampere bei einer Durchflussrate von .3 Torr/Liter/sec und Drucken  $P_{\text{CH}_4/\text{N}_2} = 0,15$  Torr und  $P_{\text{H}_2} = 0,25$  Torr. Wird auf Beimengung von  $\text{H}_2$  verzichtet, ergibt sich als optimaler Druck  $P_{\text{CH}_4/\text{N}_2} = 0,3$  Torr.

Durch Durchstimmen des Resonators wurde weiterhin gezeigt, dass das Verstärkungsprofil der Laserlinie nicht druckverbreitert ist und eine Halbwertsbreite von  $(6 \pm 3)$  MHz hat.

#### b) gepulster Betrieb

Zur Zeit wird die relative Laserleistung des gepulsten Lasers mit einer Whiskerdiode als Funktion der verschiedenen Entladungsparameter untersucht. Mittels einer dem Resonator vorgeschalteten Hilfsentladung konnte die Leistung um einen Faktor von ca. 5 vergrößert werden. Im einzelnen soll geklärt werden, welche Faktoren die Leistungsgrenze bestimmen.

#### 5.2.3. Heterodyn-Detektor-Entwicklung

Um mit dem oben beschriebenen HCN-Laser Streumessungen an Plasmen im Parameterbereich von LIWEREX, Tokamak und Stellator durchzuführen, ist ein bei  $337 \mu$  wirksamer Detektor notwendig, welcher bei einer Bandbreite von einigen 100 MHz eine Empfindlichkeit von  $10^{-15}$  W/Hz erreicht. Dieser Wert gilt für kohärente Dichteschwankungen im Streuvolumen, welche um  $10^6$  grösser als die thermischen Schwankungen sind, was im Bereich der bei Plasmaheizexperimenten gefundenen Werte liegt. Die Messung erfolgt in einem über das Streuspektrum verschiebbaren Frequenzintervall von max. 100 kHz, womit unter Berücksichtigung der thermischen Strahlung von Plasma und Wänden bereits ohne zeitliche Integration Signal-Rausch-Verhältnisse grösser eins möglich sind.

Die Entwicklung eines für Streumessungen geeigneten Detektorsystems (Jahresbericht 1972) wurde fortgesetzt, um die Anfang 1973 erreichte Empfindlichkeit von  $10^{-11}$  W/Hz zu erhöhen. Die Ergebnisse dieser Arbeiten sind im folgenden Abschnitt zusammengestellt.

a) Durch Ankopplung des Whiskers an das Strahlungsfeld des Lasers unter Benutzung der Antennentheorie lässt sich die Empfindlichkeit des Detektors optimal ausnützen. Ein Beispiel eines auf diese Weise gemessenen Antennendiagramms ist in Abb. 19 dargestellt.

b) Wegen der Grenzschichtkapazität des Detektors sinkt die Empfindlichkeit proportional zum Quadrat der Frequenz ab. Trotz teilweiser Kompensation dieses Effekts durch Verkleinerung der Kontaktfläche (dünnere Whisker) wurde eine Differenz von ca. 6 Grössenordnungen gegenüber guten Millimeterwellenmischern gemessen. Dies ist nur durch die verwendete Harmonischen-Mischung zu erklären, die wegen des Fehlens von Lokaloszillatorquellen im Sub-mm-Bereich notwendig ist. Dabei steigen die Konversionsverluste für höhere Harmonische um 10 - 20 db pro Ordnung an. Eine theoretische Be-



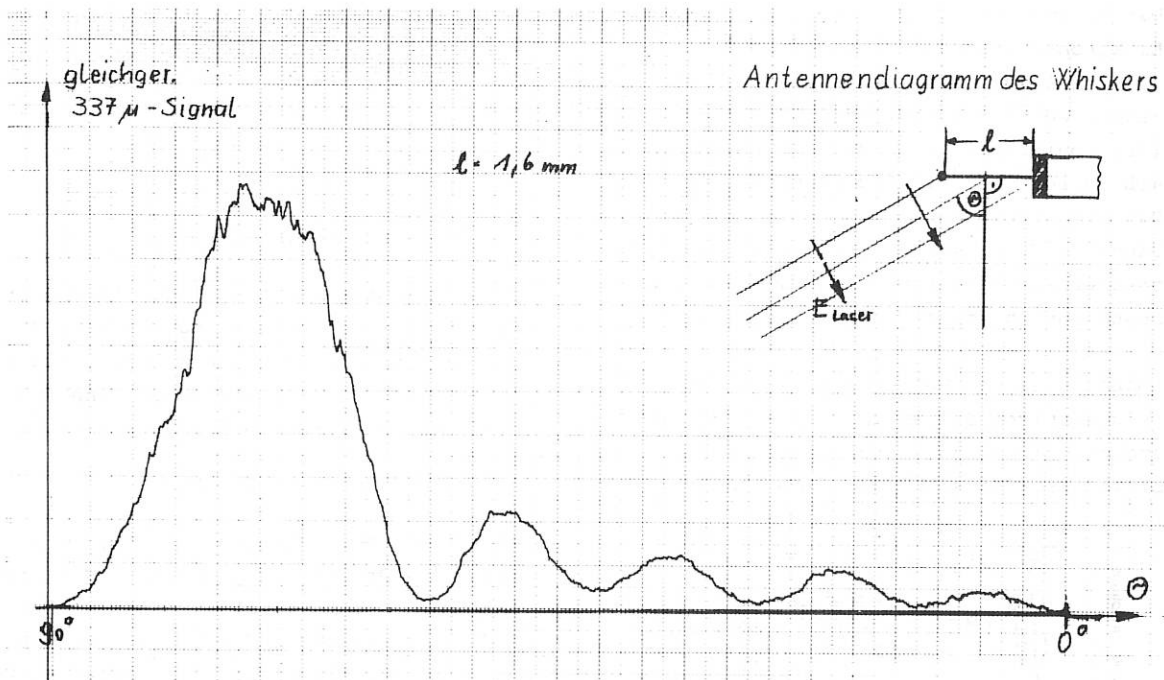


Abb. 19 Empfangs-Richtcharakteristik des Detektors

trachtung der Harmonischen-Mischung zeigt ein Absinken der Leistung im Mischsignal mit  $(\frac{n+1}{c})^2$  bei Erhöhung der Harmonischenordnung von  $n$  auf  $(n+1)$ . Die Konstante  $c$  nimmt dabei abhängig von L.O.-Leistung und Detektormaterial Werte von 0,5 bis 30 an. Versuche mit einem 4 mm-Klystron etwas höherer Frequenz erlaubten einen Übergang von der 12. zur 11. Harmonischen bei der Mischung und ergaben bei unverändertem Detektor eine Empfindlichkeitssteigerung um 8 db. Zur weiteren Prüfung wurde ein Experiment mit einem 2,5 mm Klystron begonnen, welches eine Reduzierung der Harmonischen-Ordnung auf 7 erlaubt. Damit ist wegen der wesentlich geringeren Konversionsverluste eine weitere Steigerung der Messempfindlichkeit zu erwarten.

#### 5.2.4. Laser-Streuexperimente

Zur Messung der Iontemperatur und von Ionen-Turbulenzspektren im LIWEREX sind sowohl  $\text{CO}_2$ - als auch HCN-Laserstreuexperimente in Vorbereitung. Die entwickelten Anordnungen werden auch bei anderen Plasmaexperimenten mit hoher Dichte von Nutzen sein <sup>1)</sup>. Beim  $\text{CO}_2$ -Laser wird ein Homodyn-Empfangssystem angewendet, beim HCN-Laser dagegen ein Heterodyn-System. Um die Empfindlichkeit beider Systeme zu erproben und Erfahrung mit Problemen wie optischer Einjustierung und Streulicht zu gewinnen, wurde ein Testplasma mit einer Dichte ähnlich der im LIWEREX erwarteten, nämlich  $\text{ca. } 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , hergestellt. Das Laserlicht soll an angeregten ionenakustischen Wellen oder an dem überthermischen ionenakustischen Rauschen dieses Plasmas gestreut werden.

1) C.M. Surko, R.E. Slusher, D.R. Moler, M. Porkolab, Phys. Rev. Lett. 24, 81 (1972)

Das Plasma wird durch einen stromstarken Elektronenstrahl niedriger Energie (ca. 30 V, 2 A) von einer geheizten Kathode erzeugt, welcher Helium oder Argon bei  $10^{-3}$  Torr ionisiert. Es wurden Dichten von mehr als  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  im Dauerbetrieb erreicht. Das Magnetfeld kann zwischen 40 und 4000 Gauss variiert werden. Die Elektronentemperatur liegt zwischen 1 eV und 5 eV, die Ionentemperatur ist kleiner als 0,2 eV.

Ionenakustische Wellen wurden mit einem feinmaschigen Gitter im Plasma angeregt und mit einer Langmuirsonde gemessen. Einige Ergebnisse sind in Abb. 20 dargestellt.

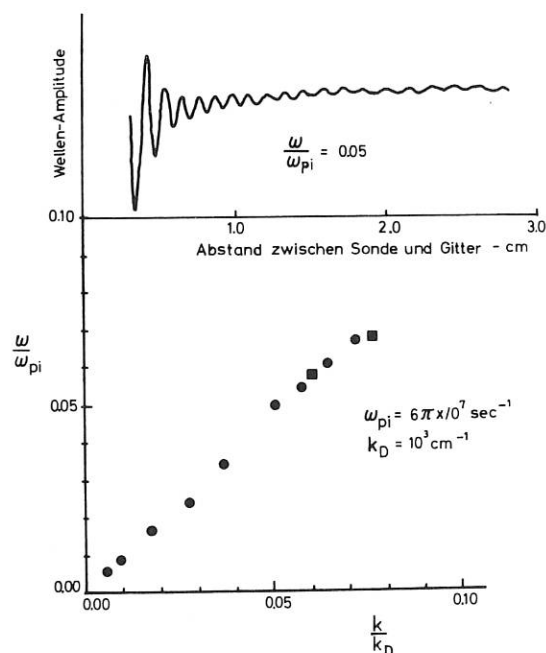


Abb. 20 Die obere Kurve zeigt ein typisches Interferometersignal beim Empfang der Welle als Funktion des Abstandes der Sonde vom Gitter. Das untere Diagramm zeigt das solcherart experimentell ermittelte Dispersionsverhalten.

stellt. Die Plasmamparameter sind so, dass  $k_I/k_R \ll 1$  war. Dasselbe Dispersionsverhalten soll nunmehr durch Laserstreuung ermittelt werden. Diese in Vorbereitung befindlichen Versuche beruhen auf folgenden Parametern:

a) Ein typischer Parametersatz bei der Streuung von HCN-Laserlicht im Argonplasma wäre:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{Laser}} &= 337 \mu; & k_L &= 185,0 \text{ cm}^{-1} \\ \lambda_{\text{akustisch}} &= 1 \text{ mm}; & k_A &= 62,8 \text{ cm}^{-1} \\ f_{\text{akustisch}} &= 2 \text{ MHz}, \\ \text{Streuwinkel } \theta &= 19,5^\circ \\ \alpha &= \lambda_L / \lambda_0 \frac{1}{4\pi \sin \theta / 2} = 16 \end{aligned}$$

Es ist wichtig festzustellen, ob die erwartete Streuleistung genügend über dem Rauschen des Detektors liegt. Ein einfacher Ausdruck für die durch eine angeregte Welle gestreute Leistung ist <sup>1)</sup>

$$P_S = n \lambda_L^2 \cdot \sigma_T L^2 P_I$$

wo  $n$  die Dichtestörung ist,  $\sigma_T = (e^2/mc^2)^2$  und  $L$  die Breite des anregenden Gitters (oder des Plasmas) ist. Wir haben eine Dichtestörung von  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  gemessen,  $L$  ist ca. 4 cm und die einfallende Leistung  $P_I$  100 mW. Wir erhalten

$$P_S \approx 10^{-12} \text{ Watt.}$$

Die erwartete Empfindlichkeit des Detektors ist besser als  $10^{-15}$  Watt/Hz. Mit phasempfindlichem Empfänger kann die Bandbreite kleiner als 1 Hz gemacht werden. Somit sollte das Streusignal leicht gemessen werden können.

b) Bei dem  $\text{CO}_2$ -Laser-Streuxperiment mit Heliumplasma wäre der typische Parametersatz:

$$\begin{aligned} \lambda_L &= 10,6 \mu; & k_L &= 5900 \text{ cm}^{-1} \\ \lambda_A &= 500 \mu; & k_A &= 125 \text{ cm}^{-1} \\ f_A &= 10 \text{ MHz} \\ \text{Streuwinkel } \theta &= 1,2^\circ \\ \alpha &= 8 \end{aligned}$$

Der kleine, in der monochromatischen Impuls- mode betriebene  $\text{CO}_2$ -Laser hat eine Leistung von mehr als 10 kW. Aus Gleichung (1) erhalten wir eine Streuleistung  $P_S \approx 10^{-10}$  Watt. Bei einer Bandbreite von  $10^6$  Hz wird eine Detektorempfindlichkeit von  $10^{-16}$  Watt/Hz benötigt. Solche Detektoren sind kommerziell erhältlich.

1) C.M. Surko, R.E. Slusher, D.R. Moler, M. Porkolab, Phys. Rev. Lett. 24, 81 (1972)

THEORIE

(Abt.Dir.: Prof. Dr. D. Pfirsch)

ÜBERSICHT

Axialsymmetrische magnetohydrodynamische Gleichgewichte wurden analytisch und in großem Maße numerisch bestimmt. Die Programme fanden auch außerhalb des Instituts starkes Interesse und vielfache Anwendung (JET Entwicklungsgruppe Culham, MIT Boston, University of Texas Austin). Ähnliches gilt für unsere numerischen Modelle für Tokamak- und Stellaratorplasmen, die laufend erweitert werden. Zur Zeit ist die Einbeziehung von  $\alpha$ -Teilchen aus thermonuklearen Prozessen in diese Modelle in Arbeit. Der - sehr kritische - Einfluß von Verunreinigungen auf Fusionsreaktorplasmen wurde bestimmt sowie die Wirksamkeit verschiedener Divertoren diskutiert. Makroskopische Stabilitätsuntersuchungen für axialsymmetrische Anordnungen ergaben verbesserte hinreichende Stabilitätskriterien, die mit notwendigen Kriterien verglichen wurden. Für spezielle Anordnung wurden kritische  $\beta$ -Werte berechnet. Mit REDUCE durchgeführte Stabilitätsanalysen lieferten neue Aussagen über den Einfluß von Wand, Toroidizität und elliptischer sowie triangulärer Verformungen des Plasmaquerschnitts bei axialsymmetrischen Konfigurationen, Plasmaheizung mittels Wellen und relativistischen Elektronenstrahlen, turbulenter Transport, turbulente Heizung, Laserlicht-Absorption, Laser-Kompression, stoßfreie Stoßwellen werden teils analytisch teils numerisch, insbesondere mittels Simulationsrechnungen behandelt. Im Bereich der numerischen Mathematik wurden verschiedene Verfahren zur Lösung partieller Differentialgleichungen weiter entwickelt, ein Programmgenerator erweitert sowie das symbolische Rechnen auf der Rechenmaschine (REDUCE) verbessert. Prof. McCune vom MIT in Boston verbrachte sein Sabbatical Year bei uns. Im Rahmen eines Wissenschaftleraustausches be-

suchte uns Dr. Horton für ein halbes Jahr, während Herr Dr. Tasso im Gegenbesuch für etwa die gleiche Zeit nach Austin ging. Auch Herr Dr. Lackner folgte einer mehrwöchigen Einladung nach Austin. Der Austausch wird 1974 fortgesetzt werden. Dr. v. Finkenstein hielt während des SS 73 vertretungsweise Vorlesungen an der Technischen Hochschule in Darmstadt.

1. Makroskopisches Gleichgewicht und

Stabilität

1.1 Klassen einfacher analytischer Gleichgewichte in Axialsymmetrie (D. Pfirsch, E. Rebhan)

Durch Differentiation komplizierter Separationslösungen nach dem Separationsparameter konnten analytische einfache Lösungen des linearen axialsymmetrischen Gleichgewichtsproblems abgeleitet werden. Im einfachsten Fall wurde dadurch eine geschlossene Darstellung sämtlicher Polynomlösungen erhalten.

1.2 MHD-Stabilität für eine Klasse exakter axialsymmetrischer Gleichgewichte (W. Kerner, H. Tasso)

Eine Klasse von axialsymmetrischen magnetostatischen Gleichgewichten mit nahezu konstantem toroidalem Volumenstrom, elipsenförmigem Plasmaquerschnitt und poloidalem Strom wird auf seine Stabilität hin untersucht. Das Plasma ist von Vakuum und einer unendlich leitfähigen Wand umgeben.

Mit geeignet gewählten Testfunktionen und einer einfachen Minimalisierung bezüglich freier Konstanten können Instabilitätsgebiete für Werte des Sicherheitsfaktors  $q$  größer als 1 für ein Aspektverhältnis größer als 5 angegeben werden. Insbesondere wird der stabilisierende Einfluß der Wand in Abhängigkeit vom Abstand zum Plasmarand untersucht.

Die umfangreichen algebraischen Rechnungen werden mit dem Computer mit der Programmiersprache REDUCE durchgeführt. Von besonderer Wichtigkeit ist die Untersuchung der erforderlichen Rechengenauigkeit.

1.3 Hinreichende Stabilitätskriterien für allgemeine MHD-Gleichgewichte (D.Lortz)

Es wurde eine Abschätzung der Energie-Variation angegeben, die nur von Größen abhängt, die auf jeder magnetischen Fläche konstant bleiben. Das resultierende 1-dimensionale Problem lässt sich wie der zylindrische Fall behandeln. Daraus resultiert ein hinreichendes Kriterium für Stabilität, welches nicht verschwindenden Strom und abfallendes Druckprofil auf der magnetischen Achse zulässt.

An das als bisher bekannte hinreichende Kriterium ist das neue Kriterium anwendbar auf axialsymmetrische Konfigurationen ohne Innenleiter.

1.4 Vergleich zwischen notwendigen und hinreichenden Stabilitätskriterien für axialsymmetrische Gleichgewichte. (D.Lortz, J.Nührenberg)

Das oben [ 1.3 ] erwähnte hinreichende Kriterium wurde mit Mercier's hinreichendem Kriterium für axialsymmetrische Konfigurationen verglichen. Dabei wurde die Untersuchung der Einfachheit halber auf die Nachbarschaft der magnetischen Achse beschränkt. Die Stabilitätsbedingung liefert kritische Werte der Rotationstransformation auf der Achse, welche von der Elliptizität und Triangularität des Plasmaquerschnitts sowie dem poloidalen Strom abhängen. Dabei ist die Abhängigkeit für beide Kriterien qualitativ gleich. Grobe Abschätzungen von kritischen  $\beta$ -Werten deuten an, daß D-förmige Querschnitte mit diamagnetischem poloidalem Strom günstig für Stabilität sind.

1.5 Kritisches  $\beta$  in Quadrupolkonfigurationen. (E.Rebhan, D. Lortz)

In die früheren Rechnungen zur Stabilität von Quadrupolkonfigurationen (s.Jahresbericht 1972), die unter Benutzung eines hinreichenden Stabilitätskriteriums kritische  $\beta$ -Werte bis ca. 2% lieferten, wurde der Effekt eines poloidalen

Stromes mit einbezogen. Das kritische  $\beta$ , definiert als (gesamte innere Energie) / (gesamte Magnetfeldenergie), kann durch hinreichend hohen Poloidalstrom auf Werte bis 100% gesteigert werden.

1.6 Zur Stabilität D-förmiger und nierenförmiger axialsymmetrischer Gleichgewichte.

(E.Rebhan)

Es wurde die Stabilität der Randzone von axialsymmetrischen Gleichgewichten mithilfe eines hinreichenden Kriteriums untersucht, das, da es verschwindende Stromdichte auf der magnetischen Achse verlangt, primär für Stellaratoren geeignet ist. Für das Gleichgewicht wurden Lösungen genommen, die in Kugelkoordinaten separieren und D-förmige bzw. nierenförmige Plasmaquerschnitte haben. Es konnte gezeigt werden, daß eine notwendige Voraussetzung für die Erfüllung des hinreichenden Kriteriums über weite Parameterbereiche in einer breiten Randschicht (über 50% des Gesamtvolumens) erfüllt ist. Die numerische Behandlung des hinreichenden Kriteriums ergab jedoch, daß dieses knapp verletzt wird.

1.7 MHD-Stabilität starrer Plasmabewegungen im Tokamak. (E.Rebhan)

Die Untersuchung der Stabilität axialsymmetrischer Gleichgewichte gegen Verschiebung und Kippung sowie deren Kombination wurde aufgenommen. Es zeigt sich, daß die vertikale Verschiebung von den übrigen starren Bewegungen entkoppelt ist. Bis auf die vertikale Translation können diese alle durch ein gegenüber dem poloidalen Feld hinreichend großes toroidales Feld stabilisiert werden. Die genauen Stabilitätsgrenzen sollen numerisch untersucht werden. Für die numerische Rechnung wurde das Problem unter Einbezug des Vakuumfeldes auf ein System eindimensionaler Integralgleichungen reduziert.

1.8 Klassische Diffusion in rotierenden Tokamak-

gleichgewichten.

(J.E.McCune, K.U.v.Hagenow)

Die im Jahresbericht 1972 beschriebene Untersuchung wurde fortgesetzt.

Es zeigte sich, daß das dort angeführte Ergebnis:

Mit einer lokalen Quelle existiert keine stationäre rotierende Lösung, von dem gewählten Ordnungsschema abhing. Im üblichen Tokamak Schema fällt diese Einschränkung fort.

Durch Vorgabe von Massen- und Drehimpulsen sowie der angelegten Ringspannung ist die Lösung völlig bestimmt. Ein interessantes Ergebnis ist, daß die Berücksichtigung von Trägheit und endlicher Leitfähigkeit die Symmetrie zur Äquatorebene zerstört:

Das Strömungsfeld eines unendlich leitenden Plasmas hat eine andere Symmetrie als das durch das Ohmsche Gesetz induzierte, die Kopplung beider zerstört obige Symmetrie.

2. Makroskopische numerische Modelle.

2.1 Anwendungen des MHD-Gleichgewichtsprogrammes

(K.Lackner, W.Feneberg<sup>†</sup>)

Das vorhandene Programm für Multipol-Gleichgewichtskonfigurationen von Tokamaks wurde für grundlegende Untersuchungen benutzt, sowie für Konstruktionsrechnungen zu Experimenten der Planung diskutiert oder tatsächlich durchgeführt wurde (W 7T und ASDEX).

<sup>†</sup>Exp. Abteilung 3

2.2. Bestimmung der zur Erzeugung einer gewünschten Plasmaoberfläche benötigten äußeren Ströme. (K. Lackner)

Eine Methode zur Bestimmung der auf einer geschlossenen, glatten, das Plasma einschließenden Oberfläche zu verteilenden äußeren Leiterströme für die Erzeugung einer gewünschten Plasmaoberfläche wurde entwickelt. Diese Methode - die eine Lösung einer praktisch z.B. in JET auftauchenden Fragestellung erlaubt - wurde als Erweiterung in das vorhandene

Multipol-Gleichgewichtsprogramm eingebaut.

2.3. Untersuchung der Vertikalverschiebungs - Instabilität. (K.Lackner, A. Macmahon<sup>\*</sup>)

Eine Methode zum Test numerisch bestimmter Plasma-gleichgewichte auf ihre Stabilität gegen starre Vertikalverschiebungen wurde entwickelt und zu einem, an das Gleichgewichtsprogramm anhängbarem Programm ausgebaut.

<sup>\*</sup> University of Texas, Austin.

2.4 Achsialsymmetrische Gleichgewichte mit beliebigem Querschnitt. (K.U.v. Hagenow)

Es wurde untersucht, wie eine ideal leitende Wand beliebigen Querschnitts zur Erzeugung nicht kreisförmiger, insbesondere D-förmiger Plasma-querschnitte benutzt werden kann, wenn das Plasma von einem Vakuumfeld umgeben ist. Das dazu entwickelte Programm gestattet auch noch die Mitnahme eines homogenen Vertikalfeldes zur Zentrierung des Plasmas. Ferner wurde die Stabilität auf der Achse nach einem einfachen V'' -Kriterium behandelt. Angewandt wurden die Rechnungen auf der JET und - zusammen mit B.COPPI, MIT - auf eine Weiterentwicklung des ALCATOR mit stark elliptischem Querschnitt.

2.5 Resistive Tokamak Gleichgewichte

(B.J. Green, K.U.v. Hagenow, H.P. Zehrfeld<sup>\*</sup>)

Die numerischen Gleichgewichtsrechnungen wurden erweitert durch Hinzunahme einer skalaren elektrischen Leitfähigkeit. Unter der Annahme von Isothermie und mit vorgegebenen Plasmaquellen sind Druck- und poloidales Stromprofil in diesem Model völlig bestimmt. Als erste Anwendung wurde der Fall verschwindenden Poloidalstroms behandelt und mit dem einfachen Fall eines parabolischen Druckprofils verglichen. Die beiden Druckprofile weichen, selbst bei kleinem Aspektverhältnis, nur wenig voneinander ab während das Stromprofil im Falle des resistiven Gleichgewichts eine ausgeprägte Mulde in der Mitte bildet, verglichen

mit einer praktisch linearen Abhängigkeit bei parabolischem Druckprofil.

\*) Exp. Abteilung 3

### 2.6 Radialer Transport in Tokamakplasmen

(D.Düchs, H.P.Fürth\*, P.H. Rutherford\*)

- a) Das neoklassische Diffusionsmodell wurde ergänzt durch verschiedene halbempirische Diffusionsterme; daraus wurden radiale (kleiner Torusradius!) Dichte-, Temperatur-, und Stromdichteprofile numerisch berechnet und mit Messungen (ST - 40kA) verglichen. Bei niedrigen Dichten ( $n < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) läßt die Übereinstimmung der Rechnung mit dem Experiment zu wünschen übrig. Bei höheren Dichten brachten pseudoklassische Diffusionskoeffizienten (mit Verwendung eines  $Z_{\text{eff}}$ ) und Einbeziehung von zirkulierendem ("recycling") Neutralgas nicht nur gute Übereinstimmung, sondern das Experiment bestätigte sogar eine Vorhersage der Plasmamparameter für den "Hochstromfall" ( $I_t > 100\text{kA}$ ) an ST. Untersuchung von expandierenden Plasmen, sowie Berücksichtigung der adiabatischen Kompression führten auch für ATC zu befriedigenden Vorhersagen.
- b) Das Programm wurde vervollständigt durch die (lokale) Berechnung der Ionisierung und Rekombination, sowie der radialen Diffusion von "leichten" Verunreinigungen (O,C, etc.) Wie aus analytischen Rechnungen bekannt war, sammeln sich die Verunreinigungen - bei den Parametern der gegenwärtigen Experimente - im Plasmainneren an. Das oben erwähnte  $Z_{\text{eff}}$  sollte danach nicht (ausschließlich) als effektive Ionenladung aufgefaßt werden; es hat eher den Charakter eines Anomaliefaktors.
- c) Rechnungen nach a) und b) wurden durchgeführt für die Experimente und Planungen = JET, PLT, Pulsator, ASDEX, W 7T, W 7a,

W 7b, W 2b. ST, ATC, PDX.

- d) Zur Extrapolation auf künftige Experimente erwiesen sich folgende Erweiterungen als notwendig: Bedeutend mehr als die gegenwärtig berücksichtigt (4) Generationen von ladungsaustauscherzeugten Neutralen müssen berechnet werden; die Diffusion könnte bestimmt sein durch Instabilitäten (drift wave, trapped electron, trapped ion) der Einbau; der Diffusion von zusätzlichen "schweren" Verunreinigungen (V, Mo,W) erleichtert den Vergleich mit Messungen.

Als erster Schritt zur Berechnung von Plasmen mit Divertor war der Einschluß komplizierter Randbedingungen für die Dichten des Plasmas, der schnellen und langsamen Neutralen, der Verunreinigungen und für die Ionentemperatur erforderlich.

\* Plasma Phys. Laboratory, Princeton University, Princeton, New Jersey, U.S.A.

### 2.7. Wärmeleitung und Dynamik sehr dichter Plasmen. (D.Düchs, U.Schwenn\*)

Nichtlinearitäten und sehr steile Gradienten stellen bei dichten (lasererzeugten) Plasmen besondere Anforderungen an die Differenzenschemata bei der Lösung von Systemen partieller Differentialgleichungen. Versuche mit einer modifizierten "Finite - Element" - Methode lieferten noch keine befriedigenden Ergebnisse.

\*) Exp. Abteilung 4

### 2.8 Zweidimensionales (r,z,t) Flüssigkeitsprogramm

(R. Chodura \*\*\*, D.Düchs, W.Schneider \*\*\*)

Zur Unterstützung der Beltpinchexperimente wurde begonnen, das vollständige Gleichungssystem des Zweiflüssigkeitsmodells mit der ADI - (alternating direction implicit) Methode zu lösen. Die wesentlichen Teile des Programms wurden mit Hilfe des Programmgenerators (siehe 7) erstellt und die ersten Tests durchgeführt. Es ist geplant,

eine dritte Flüssigkeitskomponente (z.B. Neutralgas) zu berücksichtigen.

\* \* \* Exp. Abteilung 1

### 2.9 Numerische Behandlung nicht linearer Diffusionsprobleme.

(D. Düchs, K.v. Finckenstein)

Die numerischen Untersuchungen an nicht linearen Diffusionsgleichungen der Plasmaphysik wurden fortgesetzt. Dabei wurde besonders berücksichtigt, daß die Diffusionskoeffizienten sowohl von den gesuchten Lösungen selbst, als auch von deren Ableitungen 1. Ordnung abhängen können. Dies ist z.B. der Fall, wenn der spezifische Widerstand von der Stromdichte mitbestimmt wird.

Es wurden verschiedene Differenzenverfahren entwickelt, angewendet und ihre Konvergenz bewiesen. Als nächstes sollen stark gekoppelte Systeme von Diffusionsgleichungen behandelt werden.

### 2.10 Eindimensionale Laserkompression.

(K. Lackner)

Die im Jahre 1972 begonnene Entwicklung eines Codes zur Beschreibung sphärisch symmetrischer Kompression eines Pellets bei Bestrahlung mit Laserlicht wurde weitergeführt. Gegenwärtig schließt dieses Code folgende Effekte ein: Lagrange-Hydrodynamik, Elektronenwärmeleitung, klassische Laserabsorption (mit, wenn gewünscht, Absorption der Restenergie an der kritischen Schicht), Entartungsdruck der Elektronen, echte und künstliche Viskosität der Ionen und Kernreaktionen mit lokaler Deponie der Energie der geladenen Reaktionsprodukte. Der Code wurde für einige vollständige Kompressions- und Fusionsruns, sowie für ausgedehntere Untersuchungen der von einfach geformten (oder ungeformten) Laserimpulsen zu erwartenden Kompression benutzt.

### 3. Transportphänomene Turbulenz

#### 3.1 Neoklassische Diffusion (K. Borrass)

Die neoklassische Diffusion wurde für ein axial-symmetrisches Plasma im Plateaugebiet, im Stoßdominierten Bereich und dem Gebiet zwischen beiden Bereichen berechnet. Selbstkonsistente elektrische Felder wurden exakt berücksichtigt. Für den Diffusionskoeffizienten  $D$  wird im ganzen Bereich eine analytische Darstellung mittels einer Funktion  $S_2(\alpha)$  gegeben.  $S_2$  ist als Kettenbruch gegeben, der in Grenzfällen analytisch und allgemein numerisch ausgewertet wird.

$D(v)$  wächst im ganzen Bereich monoton mit  $v$ . Im Plateaubereich ist der Anstieg sehr schwach. Der Übergang zum Pfirsch-Schlüter-Bereich ist ausgeprägt.

#### 3.2. Strahlungsverluste

(D. Düchs, W. Engelhardt\*, W. Köppendörfer\*)

Im Zusammenhang mit spektroskopischen Messungen an Isar II wurde (zeitabhängig) die Ionisation, Rekombination und Resonanzlinienstrahlung von Sauerstoff (Kohlenstoff) für einen stufenförmigen Verlauf der Elektronentemperatur  $T_e$  und -dichte  $n_e$  berechnet. Für  $n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  lassen sich nach diesen Rechnungen Strahlungsverluste für nichtstationäre Plasmen abschätzen, wenn  $T_e$ ,  $n_e$  und  $O(C)$  - Konzentration aus Messungen bekannt sind.

\* Exp. Abteilung 1

#### 3.3 Einfluß der Alfa-Teilchen auf Reaktorplasmen

(D. Pfirsch, D. Düchs)

Die Diffusion (nach innen oder außen) von Fusionsprodukten kann Brenndauer und Arbeitstemperatur eines Fusionsreaktors entscheidend beeinflussen. Analytische Rechnungen erwiesen sich als unzureichend. Die Diffusion von Elektronen, Deuteronen ( $T$ ) und  $\alpha$ -Teilchen wird (zuerst neoklassisch) mit einem Rechenprogramm (ähnlich dem Tokamak-code, s. ①) numerisch verfolgt. Zur Berechnung der

Energieabgabe der  $\alpha$ -Teilchen an Elektronen und Ionen muß ein Fokker-Planck-Gleichungssystem simultan mit der Diffusion gelöst werden.

### 3.4 Anomaler Transport durch Driftwellen bei unterkritischer Verscherung.

(C.T. Dum, W. Horton\*)

In einem Plasma mit unterkritischer Verscherung führt die Driftinstabilität zur Bildung konvektiver Zellen, welche stark in Magnetfeldrichtung elongiert sind. Da man eine große Zahl schwach wechselwirkender Moden erwartet, benützen wir eine statistische Turbulenztheorie zur Bestimmung des nichtlinearen Zustandes und des anomalen Transports. Auf Grund quasilinearer Effekte zeigt die anomale Diffusion bei niedrigen Stoßfrequenzen einen ähnlichen Übergang wie man ihn von der neoklassischen Theorie her kennt. Der resultierende anomale Transport kann jedoch wesentlich über dem neoklassischen Werten liegen.

\*) University of Texas Austin, Tex. USA

### 3.5 Theorie der starken Turbulenz. (C.T. Dum)

Es wurde gezeigt, daß Theorien der starken Turbulenz, die auf der Untersuchung von Testwellen bzw. Testteilchen in einem turbulenten Plasma beruhen, zu einer Summation dominanter sekularer Terme in der üblichen Störungsrechnung führen. Die Theorien selbst werden auf die Stabilisierung linearer und parametrischer Instabilitäten angewandt.

### 3.6 Bestimmung von Resonanzfunktionen (C.T. Dum)

In der Theorie der Resonanzverbreiterung muß man die Bahn eines Testteilchens in einem turbulenten Plasma bestimmen. Es werden dafür Lösungen von Fokker-Planck Gleichungen untersucht. Auch allgemeinere Gleichungen für die Greenfunktionen wurden entwickelt. Diese Überlegungen wurden auf stoßfreie Stoßwellen und Driftwellen (vgl. 3.4) angewendet.

### 3.7 Turbulenz der Burgersgleichung.

(P. Gräff, H. Tasso, J. Steuerwald)

Es wurden exakte 1 und 2 - Punkt Verteilungsfunktionen angegeben.

### 3.8 Turbulente Diffusion. (P. Gräff)

Es wurde, ausgehend von der Schwinger-Gleichung für die Diffusion eines passiven Skalars in einem turbulenten Medium eine Ableitung der Dysongleichung für die Übergangswahrscheinlichkeit gefunden: Einmal unter Benützung des Zwanzigformalismus. Zum anderen unter Verwendung eines Horner Schema's. Die einfachste Näherung für den Massenoperator liefert das Saffmann'sche Resultat.

## 4. Wellen, Elektronenstrahlen, Heizung

### 4.1 Absorptions- und Reflektions Koeffizienten eines warmen, inhomogenen Plasmas.

(R. Croci, R. Saison)

Die exakte Wellengleichung für ein warmes, inhomogenes in einem statischen Magnetfeld eingeschlossenes Plasma kann als Fredholm'scher Gleichung im Fourier Raum für das elektrische Feld geschrieben werden. Die Lösung, eine Distribution in K-Raum, kann als Neumanns'sche Reihe angegeben werden. Die Struktur der anigulären Punkte dieser Lösung erlaubt die Bestimmung der Absorptions- und Reflektions Koeffizienten als Potenzreihe in der maximalen Dichte.

### 4.2 Transport von relativistischen Elektronenstrahlen.

(G. Küppers, A. Salat, H.K. Wimmel)

Bei dem Einschuß von relativistischen Elektronenstrahlen in vollionisierte Plasmen tritt ein induzierter Rückstrom auf, der bei hohen Stromstärken,  $J > J_{ALFVEN}$ , für den Transport und das Gleichgewicht der Strahlen wesentlich ist. Durch Stöße (Coulomb oder anomal) wird der Rückstrom zunehmend aus dem Strahl verdrängt, wodurch das



Netto eigen magnetfeld zeitlich anwächst, bis es die ungestörte Ausbreitung des Strahles oder des Rückstromes verhindert. Dieses Anwachsen wurde analytisch und numerisch für verschiedene Strahlprofile, Stromstärken und Plasmadichten berechnet. Mehrere Kriterien wurden diskutiert, bei denen Strahl oder Rückstrom entweder einen wesentlichen Anteil Transversalenergie bekommen müssen oder katastrophal gepincht werden. Diese Kriterien wurden auf die berechneten Magnetfelder angewandt, und damit kritische Zeiten bzw. Längen für die Ausbreitung der Strahlen bestimmt.

#### 4.3 Heizung von Fusionsreaktoren mit relativistischen Elektronenstrahlen.

(A. Salat)

Es wurde gezeigt, daß das Eindringen von relativistischen Elektronenstrahlen in Fusionsmaschinen mit Magnetfeldern der Größenordnung 100kG zum Zweck der Heizung weder mit  $\underline{E} \times \underline{B}$  drift noch mit diamagnetischen Strahlkonfigurationen möglich ist.

#### 4.4 Berechnung der Ionen-Zyklotron Heizrate

(G. Cattanei\*, R. Croci)

Die Ionen-Cyklotron Heizrate eines in einer toroidalen Maschine mit Rotationstransformation eingeschlossenen Plasmas wurde berechnet. Es stellt sich heraus, daß die vom Plasma absorbierte HF Leistung viel größer ist als die ohmschen Verluste sobald die Dichte einen kritischen Wert erreicht hat.

\* Exp. Abteilung 2

### 5. Simulation.

#### 5.1 Simulation von nichtlinearen Prozessen bei der Laser-Plasma Wechselwirkung.

(D. Biskamp, H. Welter)

Es wurde ein numerisches Teilchenprogramm zur Untersuchung von anomalen Vorgängen bei der

Laser-Plasma Wechselwirkung in ein und zwei Raumdimensionen entwickelt. In der eindimensionalen Form werden die Maxwell'schen Gleichungen nach dem Charakteristikenverfahren integriert, mit dem man die Randbedingungen für Einstrahlung und reflektionsfreier Absorption einfach darstellen kann. In der zweidimensionalen Form, in der die Gleichungen mit dem üblichen Differenzverfahren integriert werden, simulieren wir die Randbedingungen durch ein das Plasma umgebendes absorbierendes Medium. Es können homogene sowie inhomogene Plasmen mit beliebigem Dichtegradienten beschrieben werden.

Mit dem ID Programm wurde vor allen die nichtlineare Entwicklung der parametrischen Streuinstabilitäten, stimulierte Raman- und Brillouinstreuung untersucht. Die Ramaninstabilität für sich betrachtet führt zu erheblicher Rückstreuung und zu sehr hoch energetischen Schwänzen in der Elektronenverteilung. Sie ist stark lokalisiert,  $n \sim \frac{n_e}{4}$ , was zu gefangener Strahlung und starkem Dichteeinbruch an dieser Stelle führt. Die Spektren des Raman gestreuten Lichts können theoretisch erklärt werden. Die Brillouininstabilität für sich, im relativ kalten Plasma, bewirkt sehr starke Reflektion ohne wesentliche Dissipation (nur langsame Ionenheizung durch Wellenbrechen). Treten beide gemeinsam auf, so bewirkt die Brillouin eine Verstärkung der Raman dissipation mit weniger hochenergetischen Elektronen und eine Herabsetzung der von der Ramanstreuung hervorgerufenen Reflektivität. Dies beruht auf einer Kopplung von schnellen und langsamen Plasmawellen durch Ionenwellen endlicher Amplitude. Bei hinreichend starker Elektronenheizung wird auch die Brillouinstreuung stark reduziert und die Reflektivität sinkt auf etwa 10%.

Zweidimensionale Rechnungen sollen Aufschluss geben auf die Winkelverteilung des gestreuten Lichts ("Seitstreuung") die nichtlinearen Eigen-

schaften der "absorbierenden" Zerfallsinstabilitäten, die Wirkung der Resonanzabsorption bei schrägem Lichteinfall, und schließlich die kombinierte Wirkung all dieser Prozesse.

### 5.2 Stromfilamentations-Instabilität in turbulent geheizten Plasmen.

(D. Biskamp, W. Horton<sup>\*)</sup>)

In einem resistiven Plasma mit elektrischem Strom tritt eine elektromagnetische Instabilität auf, wenn  $d\eta/dT$  hinreichend negativ ist, die das Zerreißen einer glatten Stromverteilung in dünne Stromfäden vom Radius  $\sim c/\omega_{pe}$  bewirkt. Dieser Prozess kann in Turbulenz-Heizexperimenten mit Strom parallel zum Magnetfeld eine Rolle spielen. Elektrostatistische Simulationsrechnungen haben nämlich gezeigt, dass in diesem Fall der anomale Widerstand mit zunehmender Elektronentemperatur schnell sehr klein wird. Die nichtlineare  $E \times B$ -Drift der Elektronen, die bei der Stromfilamentation auftritt, führt zu einer kräftigen Stromkomponente senkrecht zum Magnetfeld, und verhindert damit das Ausschalten der turbulenten Widerstand erzeugenden elektrostatischen Instabilität. Mit einem eindimensionalen numerischen Programm wurde der Einfluss der Änderung des Plasmagleichgewichts (Heizung durch Ohmsche Dissipation, Abkühlung durch Wärmeleitung) untersucht. Zu schnelle zeitliche Veränderung des Gleichgewichts unterdrückt die Filamentationsinstabilität.

<sup>\*)</sup> Univ. of Texas, Austin, Texas

### 5.3 Turbulente Heizung und Auslöschung der Ionenschallinstabilität.

(C.T. Dum, R. Chodura<sup>\*)</sup>, D. Biskamp)

Es gibt eine ganze Reihe von Theorien der Ionenschallturbulenz und des anomalen Widerstandes. Um die Anwendbarkeit dieser Theorien zu prüfen, haben wir umfangreiche zweidimensionale Simulationsrechnungen durchgeführt. Es zeigt sich dass

quasilineare Effekte die dynamische Entwicklung der Instabilität bestimmen und andere nichtlineare Effekte wie nichtlineare Landaudämpfung und Resonanzverbreiterung bei den beobachteten Fluktuationsebenen keine Rolle spielen.

Die Anwachsrate wird zunächst durch Verflachung der Elektronenverteilung reduziert und schließlich wird die Instabilität durch Dämpfung an dem sich stets entwickelndem Hochenergieionenschwanz ausgelöscht.

<sup>\*)</sup> Exp. Abteilung I

### 5.4 Anisotropie des Spektrums bei stossfreien Stosswellen.

(D. Biskamp, R. Chodura<sup>\*)</sup>, C.T. Dum)

Experimente und Computersimulation von stossfreien Stosswellen zeigen stets eine Drehung des Wellenspektrums bezüglich der Stromrichtung von etwa  $25^\circ$ . Wir erklären diese Drehung als einen Turbulenzeffekt. Anstelle der ungestörten Teilchenbahn muss man im turbulenten Plasma die Bahn eines Testteilchens betrachten. Teilchen niedriger Geschwindigkeit erfahren nun eine stärkere anomale Reibung als Teilchen höherer Geschwindigkeit. Das angelegte elektrische Feld kompensiert diese Reibung nur im Mittel, wodurch die effektive Strömungsgeschwindigkeit für die Zweistrominstabilität gegenüber der Stromrichtung verdreht wird. Sowohl die vorausgesagte Richtung der Drehung als auch ihre Abhängigkeit vom Magnetfeld, werden durch Computersimulation bestätigt. Es erscheint daß diese Turbulenztheorie auch die beobachtete Abweichung der Verteilungsfunktion von der quasilinearen Voraussage erklären kann.

<sup>\*)</sup> Exp. Abteilung I

### 5.5 Übergang von der Buneman zur Ionenschallinstabilität.

(R. Chodura<sup>\*)</sup>, C.T. Dum)

Die Zweistrominstabilität in einem anfänglich

kaltem Plasma wurde mittels ein- und zweidimensionaler Simulation in das kinetische Regime hinein verfolgt. Das exponentielle Wachstum der hydrodynamisch instabilsten Moden  $ku/\omega_e |v|$  endet ziemlich plötzlich wenn die thermische Geschwindigkeit der Elektronen ungefähr gleich der Strömungsgeschwindigkeit wird. Die Energie in diesen Moden oszilliert dann auf einem reduzierten Niveau und langwellige Moden erscheinen. Der Übergang ist begleitet von der Bildung eines Elektronenschwanzes und einer wesentlichen Verringerung des anomalen Widerstandes. Der Heizprozess geht dann wie bei der Ionenschallinstabilität weiter. Ausführliche Diagnostic und Parameterstudien wurden durchgeführt.

\*) Exp. Abteilung 1

#### 6. Verunreinigungen, Wandeffekte.

##### 6.1 Verunreinigungen in Reaktorplasmen.

(D. Düchs, G. Haas<sup>\*)</sup>, D. Pfirsch, H. Vernickel<sup>\*\*)</sup>)

Mit stark vereinfachten Gleichungen wurde die Ansammlung von Verunreinigungen auf Grund der Wandzerstäubung in einem Fusionsreaktor diskutiert. Ohne besondere Vorkehrungen ( wie Divertor oder Kaltgasmantel, etc) erscheint es unmöglich, Zündbedingungen zu erreichen. Selbst mit solchen Vorkehrungen dürfte es nicht möglich sein, einen Reaktor stationär zu betreiben.

\*) Abt. Plasmawandwechselwirkung

##### 6.2 Anomale Oberflächenzerstäubung durch Beschuß mit 14 MeV-Neutronen.

(H. K. Wimmel)

Die Ergebnisse von Kaminsky und Das ( 5th Symp. Eng. Probl. Fus. Res., Princeton 1973) wurden anhand eines phänomenologischen Modells diskutiert.

##### 6.3 Wirksamkeit verschiedener Divertoren an einem Fusionsplasma.

( D. Eckhardt<sup>\*)</sup>, G. Haas<sup>\*\*)</sup>, K.U. v. Hagenow)

Siehe Bericht der Abt. Plasma-Wand Wechselwirkung.

\*)

Exp. Abteilung 3

\*\*)

Abt. Plasma-Wand Wechselwirkung

##### 6.4 Absorption von Laserlicht in dünnen Schichten.

(P. Gräff, J. Shanir<sup>\*)</sup> )

Es wurde ein Interferenzexperiment diskutiert, das relativ einfach eine approximative Bestimmung der Absorption erlaubt.

\*)

Technion - Haifa, Israel

#### 7. Numerische Mathematik, spezielle Programme.

##### 7.1 Nichtlineare elliptische Randwertprobleme

(R. Meyer-Spasche)

Die 1972 begonnene Untersuchung schwach nichtlinearer elliptischer Randwertprobleme (\*)  
 $Lu = f(u)$  in  $D$ ,  $u \equiv 0$  auf  $\partial D$  wurde fortgesetzt. Dabei wird ausdrücklich nicht  $f'(u) >$  (Haupt-eigenwert von  $L$  in  $D$ ) vorausgesetzt, s.d. (\*) mehrere Lösungen haben kann. Solche Probleme treten bei der Bestimmung axialsymmetrischer MHD-Gleichgewichte auf.

Es stellte sich heraus, daß eine umfangreiche, z. T. sehr abstrakte mathematische Literatur über Verzweigungspunkte und Anzahl von Lösungen vorhanden ist, daß die numerische Berechnung insbesondere der instabilen Lösungen jedoch noch wenig behandelt wurde. Wir haben verschiedene numerische Verfahren unter Verwendung von Differenzenschemata erprobt und miteinander verglichen. Dabei zeigte sich, daß das Newton - Kantorovič - Verfahren (engl. " Quasilinearisation") sehr brauchbar ist zur Berechnung von einfachen

Lösungen, auch wenn sie instabil sind. Das Verfahren konvergiert, wenn die Anfangsnäherung nur nahe genug bei der gewünschten Lösung liegt. Mehrere Autoren berichten vom Scheitern der Bemühungen, die instabilen Lösungen mit dem Newton-Verfahren zu berechnen. Wir konnten jedoch ein Vorgehen entwickeln, mit dem wir in allen behandelten Fällen brauchbare Anfangsnäherungen erhielten, s.d. sämtliche einfachen Lösungen mit dem Newton-Verfahren berechnet werden konnten.

Unter einschränkenden Voraussetzungen (z.B.  $f$  konvex,  $f'(u) > -$  (Haupteigenwert von  $L$  in  $D$ )) konnte ein Satz über monotone, gleichmäßige Konvergenz der Newton-Iterierten gegen die dann einzige Lösung bewiesen werden. Die Untersuchungen sollen fortgesetzt werden.

#### 7.2 Behandlung partieller Differentialgleichungen mit der Methode der finiten Elemente.

( O. Eder )

Zur numerischen Lösung partieller Differentialgleichungen wurde die Methode der finiten Elemente untersucht. Dabei wurde die Spline-Interpolation für 2 willkürlich Veränderliche herangezogen. Einige früher aufgestellte Formeln zur Berechnung der magnetischen Feldstärke in Abhängigkeit von 2 willkürlich Veränderlichen wurden für verschiedene Anzahl vorgegebener Gitterpunkte ausgebaut und dafür Fehlerabschätzungen durchgeführt. Zur Lösung von Randwertaufgaben mit Differenzenverfahren wurden (ohne Fehlerabschätzung) Interpolationsformeln für verschiedene nicht rechtwinkelige Gitter aufgestellt. Eine Erweiterung auf Spline-Interpolation und auf die bereits früher im Eindimensionalen aufgestellte koordinaten unabhängige Interpolation zur Gewinnung praktisch verwendbarer Formeln mit Fehlerabschätzungen ist noch nicht abgeschlossen.

#### 7.3 Eine Methode zur Lösung umfangreicher Probleme mit symbolischer Manipulation auf dem Computer.

( W. Kerner, J. Steuerwald )

Die Lösung von umfangreichen algebraischen Problemen mit dem Computer wird durch den großen Bedarf an Speicherplatz und Rechenzeit erschwert. Es wird ein Verfahren angegeben, das diese Schwierigkeiten in vielen Fällen dadurch umgeht, daß geeignete Operatoren an Stelle von umfangreichen Polynomen eingeführt werden.

Die Motivation für diese Rechnung ist die Frage nach der Stabilität einer Klasse von algebraischen Gleichgewichten in der Plasmaphysik (beschrieben durch MHD Theorie). Für dieses Problem ist eine hohe Rechengenauigkeit erforderlich. Wir beschreiben die Durchführung eines dreidimensionalen Integrals, das Fourier-, Taylor- und trigonometrische Reihen enthält.

#### 7.4 Bestimmung der Stromverteilung in einem feldfreien Lufttrafo.

(K. U. v. Hagenow)

Es wurde ein Programm entwickelt zur Bestimmung der toroidalen Stromdichte auf einen Torus mit beliebigem Querschnitt sodass das Innere feldfrei bleibt.

#### 7.5 Programmgenerator ("DEQTRAN")

(D. Düchs, W. Schneider<sup>\*)</sup> )

Der Programmgenerator liefert für gewisse Klassen von Systemen (eindimensionaler und zeitabhängiger) partieller Differentialgleichungen einen Satz von Fortranroutinen.

Zur Verbesserung der Eingabe und der Verarbeitung der Gleichungen erwies es sich als notwendig, eine Syntax zu definieren. Dadurch kann der Generator fast als Programmiersprache ("DEQTRAN"  $\equiv$  Differential Equation TRANslation) verwendet werden. Die Syntax ist größtenteils eingebaut und geprüft. Folgende Verbesserungen des Programmgenerators

wurden begonnen:

- 1) Verallgemeinerung des zugrunde liegenden Differenzschemas und des Koordinatennetzes
- 2) Behandlung von 2-dim. und 3-dim. Problemen mit der ADI-Methode.
- 3) Erweiterung des Systems, so daß mit der Eingabe der Gleichungen (und Daten) sofort numerisch gerechnet werden kann.

\*) Exp. Abteilung I

### 7.6 Spezielle numerische Verfahren .

( H. Pillsticker)

Es wurden verschiedene FORTRAN-Unterprogramme zur Eigenwertberechnung unter Mitwirkung der math. tech. Assistentin Frau E. Schwarz entwickelt:

- JACOBI Eigenwerte und Eigenvektoren des Matrizeigenwertproblems  $(A-\lambda E)x = 0$  nach dem Jacobi-Verfahren. A reelle symmetrische Matrix.
- HERJAC Eigenwerte und Eigenvektoren des Matrizeigenwertproblems  $(A-\lambda E)x = 0$  nach dem Jacobi-Verfahren. A hermitesche Matrix.
- MISES Betragmäßig größter Eigenwert und dazugehöriger Eigenvektor einer reellen Matrix nach dem Mises-Verfahren.
- RGEBMA Betragmäßig kleinster Eigenwert und dazugehöriger Eigenvektor einer reellen Matrix durch gebrochene Iteration.
- CGEBMA Betragmäßig kleinster Eigenwert und dazugehöriger Eigenvektor einer hermiteschen Matrix durch gebrochene Iteration.
- HGEBYE Betragmäßig kleinster Eigenwert und dazugehöriger Eigenvektor einer hermiteschen Matrix A durch gebrochene Iteration.
- Von A wird nur das obere Dreieck einschließlich der Hauptdiagonalen in ein

Vektorfeld gespeichert.

Eine sehr zuverlässig arbeitende, aber speicher-aufwendige, SUBROUTINE POLWUR zur Berechnung der Wurzeln von Polynomen mit komplexen Koeffizienten nach W. Kellenberger wurde in FORTRAN geschrieben.

In Anlehnung an das ACM-Programm Nr. 236 wurden in Zusammenarbeit mit dem math. techn. Assistenten Herrn G. Hocke doppelt genaue FORTRAN-Unterprogramme zur Berechnung der Bessel-Funktionen 1. Art  $J_{a+n}(Z)$  mit  $Z=\text{reell oder komplex}$ ,  $0 \leq a < 1$ ,  $n=0, +1, +2, \dots$ , erstellt.

Die hier aufgeführten und auch noch andere Subroutinen stehen jedem Benutzer in der SYS:IPPLIB zur Verfügung. Der Aufruf dieser Unterprogramme ist genau so einfach wie der der SSP-Unterprogramme denn durch nur einen CALL-Aufruf werden sie aktiviert.

### 8. Dokumentation, Bibliothek.

#### 8.1 Dokumentation.

(K.U. v. Hagenow)

Im Berichtsjahr wurden klassifiziert:

Plasma Physics Index:	5.294 Titel
Vacuum und Surface Index:	2.410 Titel
Technology Index:	3.061 Titel

Der Gesamtbestand an klassifizierten Veröffentlichungen und Reports betrug am 31.12.1973:

Plasma Physics Index	37.695 Titel
Vacuum and Surface Index	16.255 Titel
Technology Index	15.506 Titel

Alle bisher erfassten Titel sind einer maschinellen Recherche zugänglich. Ab Mitte 1973 wird von der Dokumentation monatlich eine Titelliste erstellt, die die im Plasma Physics Index erfassten Titel aus den wichtigsten Zeitschriften enthält.

## 8.2 Bibliothek.

(L. Johannsen)

Gegenüber dem Vorjahr gab es keine nennenswerten Änderungen in der Bibliotheksarbeit.

Großes Gewicht wurde nach wie vor auf die Information der eigenen Wissenschaftler über neu erworbene Bücher, Zeitschriften und Reports, über Vorträge, Tagungen, Dissertationen etc. gelegt. Der aktuellen Information von auswärtigen Instituten und Wissenschaftlern dienen die Quarterly Title Lists, die alle im Quartal gedruckten IPP-Berichte und Veröffentlichungen, die Vorträge und zur Veröffentlichung eingereichten Arbeiten enthalten. Das -wie immer- im Januar erstellte Jahresverzeichnis der IPP-Berichte, Veröffentlichungen und Patentschriften, das alphabetisch nach Autoren geordnet ist, gab einen raschen Überblick über die Arbeiten des einzelnen Wissenschaftlers im Vorjahr.

Die Titelaufnahme der neuen Bücher erfolgt nach einer Empfehlung der Max-Planck-Gesellschaft seit März 1973 in Anlehnung an die Regeln für die alphabetische Katalogisierung. Der vorhandene umfangreiche Katalog wurde und wird überarbeitet und entsprechend geändert.

Seit Mai 1973 werden die Inhaltsverzeichnisse der russischen Zeitschriften ins Deutsche oder Englische übersetzt, und diese Übersetzungen den Einzelheften beigelegt.

Neu in der Reportbeschaffung ist der Kontakt mit INIS. Ein im Herbst eröffnetes Konto soll die Abrufung gewisser Reports in kürzerer Zeit ermöglichen.

Im Jahr 1973 wurden verteilt bzw. verschickt

60 neue IPP-Berichte

175 neue IPP-Sonderdrucke

19 Bucherwerbslisten

52 Reporterwerbslisten

390 Vortragsankündigungen

54 Manuskripte von IPP-Wissenschaftlern wurden zur Veröffentlichung eingereicht.

Am 31.12.1973 besaß die Bibliothek

18.794 Bücher

22.518 Reports

8.560 Zeitschriftenbände

537 laufende Zeitschriften-Abbonements

(in der Hauptbibliothek und

9 Handbibliotheken).

## 9. Gutachter- und andere Tätigkeiten.

### 9.1 Gutachten und Forschungsvorhaben

(D. Düchs)

- a) eingereichte Arbeiten wurden auf Anfrage folgender Zeitschriften begutachtet: Journal of Applied Physics and Applied Physics Letters, The Physical Review Letters, Nuclear Fusion, Plasma Physics.
- b) Prüfung der Thesis von J.C. Adam über "Mode de derive dissipatif localise dans les Tokamaks", auf Einladung der Université de Paris VI (mit J. Yvon, J.L. Delcroix, M. Trocheris, G. Laval).
- c) Für die WL wurde eine Stellungnahme zu den Vorschlägen der "Joint European Torus Working Group" über ein europäisches Tokamakprojekt ausgearbeitet (mit H. Herold, F. Karger, A. Knobloch, H. Tasso, G.v. Gierke, H. Wobig). Die Risiken für ein Experiment der vorgeschlagenen Größe schienen unverhältnismäßig hoch.
- d) Für die WL wurde eine Stellungnahme zu der physikalischen Zielsetzung des Konzepts für Pulsator II ausgearbeitet ( mit W. Grossmann, H. Herold, A. Knobloch, D. Pfirsch, R. Pöhlchen, H. Wobig).

- e) Beim Aufbau von W-7 ergab sich eine Lücke von ca. 2 Jahren. Zur Nutzung dieser Lücke wurde vorgeschlagen, Konfigurationen mit magnetischem Limiter (W-7-T) zu untersuchen. Ein detaillierter Vorschlag wurde der WL vorgelegt (Sept. 73) (mit R. Allgeyer, R. Aymar, W. Feneberg, G. Herppich, M. Keilhacker, R. Pöhlchen, F. Rau, G. Venus, F. Wesner, G. Zankl)
- f) Ein Tokamakprojektvorschlag (ASDEX) zum Studium der Divertorwirkung wurde erarbeitet und der WL vorgelegt (Okt. 73) (mit R. Allgeyer, W. Feneberg, G. Herppich, M. Keilhacker, H. Niedermayer, R. Pöhlchen, F. Rau, G. Venus, F. Wesner, G. Zankl, H. Conrads, K. Dippel, P. Noll, A. Rogister, G. Waidmann).

## INFORMATIK

(Abt.Dir.: Prof. Dr. F. Hertweck)

(U. Berkl, J. Cox, M.G. Croci, A. Döderlein, E. Fisser, H. Fisser, K.H. Gohl, W. Hünigsberg, P. Pocock (bis zum 30. 6. 73), I. Precht, J. Schneider, D. Seewald, W. Sandler)

### ÜBERSICHT

Für 1974 ist die Kopplung der IBM/360-91 mit einer IBM/370-145 vorgesehen. Der Zusammenschluß der beiden Maschinen soll durch eine schnelle Kanalverbindung erfolgen, die Datenübertragungsraten bis zu 1,2 Mbyte/sec erlaubt. Die /370-145 verfügt über ein leistungsfähiges Eingabe/Ausgabesystem, ihre Rechenleistung aber ist im Vergleich zur /360-91 bescheiden. Sie soll deshalb die /360-91 von Eingabe/Ausgabevorgängen und anderen nicht rechenintensiven Aufgaben (z.B. Kompilationen) entlasten. Insbesondere soll das AMOS-System künftig in der /370-145 laufen und die Steuerung des Verbundsystems übernehmen. Ziel dieser Maßnahmen ist ein System, welches durch eine sinnvolle Verteilung der Aufgaben eine Gesamtleistung erbringt, die über der Summe der Leistungen der ungekoppelten Anlagen liegt. Die nachfolgend beschriebenen Aktivitäten der Betriebs- und AMOS-Gruppe waren im Berichtsjahr überwiegend auf dieses Ziel ausgerichtet.

#### 1. Betrieb der IBM 360/91

##### 1.1 Betriebsstatistik

Während des Jahres 1973 wurde die Maschine meistens mit 4 Schichten ausgelastet. In den Nächten von Sonntag auf Montag, während der Feiertage Ostern, Pfingsten und in der Zeit von Weihnachten bis zum Jahresende wurde die Maschine aus Personalmangel ausgeschaltet. Weiterhin mußte die Maschine während einiger Wochenenden abgeschaltet werden, weil kein Rechenbedarf vorlag.

Eine Übersicht über die Betriebszeiten, Wartungszeiten, CPU-Zeiten etc. gibt die Tabelle 1.

Der Rechenzeitverbrauch, aufgeschlüsselt

nach Projekten des IPP, ist aus Tabelle 2 ersichtlich.

Tabelle 3 liefert eine Übersicht über den Rechenzeitverbrauch und die Anzahl der gerechneten Jobs für alle die Rechenanlage des IPP benutzenden Institutionen.

##### 1.2 Betriebssystem OS/360-MVT

Seit 1970 wird die Version 18 des OS/360-MVT benutzt. Im Berichtsjahr wurde bereits Version 21 ausgeliefert, welche voraussichtlich die letzte Version des OS/360-MVT sein wird. Da die Version 18 vom Hersteller nicht mehr gewartet wird und aus verschiedenen anderen Gründen, wurde beschlossen, ein neues Betriebssystem zu generieren.

Die Standard-Unterstützung der Datenfernleitungen durch das OS-MVT genügt nicht unseren Bedürfnissen. In der Version 18 waren unsere Ansprüche durch Programmiererweiterungen befriedigt worden, die von IBM geschrieben worden waren. Für die Version 21 waren diese Erweiterungen nicht verfügbar. Einen Ausweg bot das HASP (Houston Automatic Spooling System), welches als Subsystem verschiedene OS-Funktionen übernehmen kann und eine bessere Bedienung der Datenfernleitungen bringt.

Die Umstellung auf Version 21 mit HASP wurde im August vorgenommen und verlief infolge der langen Vorbereitung und umfangreichen Tests ohne besondere Schwierigkeiten. Erforderliche Systemänderungen zur Annäherung an die hiesigen Gegebenheiten wurden im wesentlichen im HASP vorgenommen. Das OS-MVT wurde nur in wenigen Punkten modifiziert.

Durch die Versionsumstellung und die Einführung des HASP wurde eine Änderung der Eingabekonventionen für Jobs erforderlich. Die eingeführten Regelungen zielen auf eine Vereinfachung der Jobbeschreibung ab.



Sie vermindern die Notwendigkeit von Operatoreingriffen bei der Jobabwicklung.

Zur Beschleunigung der regelmäßigen Wartungsarbeiten wurde die DUMP/PFSTORE Prozedur (Sicherung und Wiederherstellung des Inhalts von Trommel- und Plattenspeichern) wesentlich verbessert.

### 1.3 Benutzerberatung

Die Umstellung des OS/360-MVT von Version 18 auf Version 21 und die Einführung von HASP erforderte die vollständige Überarbeitung des IPP-Programmierhandbuches. Diese Arbeit wurde 1973 begonnen und wird im 1. Halbjahr 1974 abgeschlossen werden.

Zur schnellen Information der Benutzer dienten die Hausmitteilungen "Bits & Bytes", die 1973 monatlich erschienen.

### 1.4 Plotsystem

Der zur Steuerung des CALCOMP 1670 Mikrofilm-Plotters verwendete CALCOMP 900 Controller wurde aus Kosten- und Leistungsgründen gegen eine INTERDATA 85 ausgetauscht. Dieser Austausch erforderte die Entwicklung und Installation von Interfaces zwischen der IBM 2701 Datenfernsteuereinheit und der INTERDATA 85 und zwischen dieser und dem Mikrofilm-Plotter.

Die Plot-Software für die Mikrofilmausgabe wurde umgestellt mit der Absicht, die Verarbeitung der Plotdaten in die INTERDATA 85 zu verlagern und die Behandlung von Mikrofilm- und Zeichengeräteausgabe zu vereinheitlichen. Die Möglichkeit, Druckausgabe auf Microfiches zu erhalten, wurde implementiert.

### 1.5 APL

Durch eine neue Fassung des YORK-APL - Version 6, Release 2 - , die im Mai 1973 in Betrieb genommen wurde, konnten einige Systemfehler behoben werden. Daneben war es möglich, weitere Fehler durch lokale Korrekturen zu beseitigen.

Die Sicherung der APL-Bibliotheken wurde verbessert und automatisiert. Der Stand der Bibliotheken an den letzten 10 Arbeitstagen wird jetzt auf Magnetband festgehalten.

Ein Einführungskurs mit Übungen wurde Ende Februar gehalten. Der Kurs wurde von etwa 60 Teilnehmern besucht.

Alle APL-Interessenten erhalten die nach Bedarf erscheinenden "APL-Mitteilungen", welche über Erweiterungen der öffentlichen Bibliotheken, bekannt gewordene Fehler usw. berichten.

### 1.6 IBM/370-145 Planung und Installation

Für den Zusammenschluß der /360-91 und der /370-145 mit Hersteller-Software kamen zwei Möglichkeiten in Betracht: Eine relativ lose Kopplung mittels RJE (Remote Job Entry) und eine enge Kopplung mit ASP (Attached Support Processor). Die erste Möglichkeit, die z.B. zur Verbindung der IBM/360-65 der KFK mit der IBM/360-91 des IPP verwendet wurde, hätte in erster Näherung eine Addition der Leistungen und des Aufwands bedeutet und kam wegen der vergleichsweise geringen Rechenleistung der 145 nicht in Frage. Das ASP-System gilt im Hinblick auf Speicher- und Rechenzeitbedarf als aufwendig. Nach Herstellerangabe, die durch Benutzererfahrungen bestätigt wurden, hätte die Leistung der 145 oder ein entsprechender Anteil der 91-Leistung für die Kopplung aufgewendet werden müssen, so daß auch diese Möglichkeit ausschied.

Für die Kopplung der Maschinen war deshalb eine eigene Software-Entwicklung erforderlich. Unter den gegebenen Verhältnissen bot sich als naheliegendste Lösung der Ausbau des AMOS zu einem eigenen Betriebssystem an (vgl. 2. AMOS Entwicklung).

Die IBM/370-145 wurde im November 1973 installiert. Sie ist mit einem Hauptspeicher von 768 Kbyte, 5 Kanälen, 6 Magnetplattenspeicher vom Typ 3330 und 1 Festkopflattenspeicher vom Typ 2305 ausgerüstet. Eine Umschalteinheit erlaubt es, Datenfernsteuereinheiten, Karteneinheiten und Drucker wahlweise an die 91 oder die 145 anzuschließen. Vier Magnetbändeinheiten vom Typ 3420 und der Magnetstreifenspeicher können über 2-Kanal-Schalter sowohl von der 91 als auch von der 145 angesprochen werden.

Als Betriebssystem für die IBM 370-145 wurde das VM/370 gewählt. Es ist kein Betriebssystem im üblichen Sinne, sondern ein Metasystem, unter dessen Kontrolle

gleichzeitig mehrere Betriebssysteme laufen können. VM/370 stellt jedem dieser Systeme eine virtuelle Maschine zur Verfügung, d.h. es simuliert für jedes dieser Systeme eine "leere" Maschine. Darüber hinaus bietet es vorzügliche Testhilfen. Es ist deshalb besonders zur Entwicklung von Betriebssystemen geeignet.

Die IBM/370-145 wird seit ihrer Installation für die Entwicklung des AMOS-145 benutzt. Die Aufnahme des Verbundbetriebs ist für April 1974 vorgesehen.

### 1.7 Programmiersprachen

Für ALGOL W wurden FORTRAN ähnliche Prozeduren für formatierte Ausgabe und unformatierte Ein- und Ausgabe entwickelt. Die unformatierte Ein- und Ausgabe ist FORTRAN kompatibel, d.h. die Daten können mit FORTRAN Programmen erzeugt bzw. weiterverarbeitet werden. Zur weiteren Anpassung der ALGOL W Ein- und Ausgabe an die FORTRAN Möglichkeiten wurden die Kontrollprozeduren FND FILE und RESFT FILE implementiert. Sie entsprechen den FORTRAN Statements FND FILE und REWIND.

Zur Erleichterung der Programmierung der INTERDATA 85 wurde eine Programmiersprache PL70 und ein Compiler hierfür entwickelt. PL70 ist PL360 ähnlich und auch für die INTERDATA 70 (und andere Modelle) geeignet. Der Compiler läuft auf einer IBM/360.

### 1.8 Informationssystem

Eine Vorstufe für ein Informationssystem wurde entwickelt, das auf einem Konzept von E.F. Codd<sup>1)</sup> basiert. Die Ausgangsdaten sind in der AMOS Bibliothek gespeichert und lassen sich deshalb leicht ändern oder ergänzen. Sie sind nach Relationen geordnet, etwa Name und Lebensalter (Relation 1), Name und Tätigkeit (Relation 2) usw. Mit Hilfe von Operatoren lassen sich verschiedene Relationen miteinander verknüpfen. Die Ausgabe erfolgt in Form von standardisierten Tabellen.

<sup>1)</sup> E.F. Codd, "A Relational Model of Data for Shared Data Banks", CACM 13, June 1970, 377-387

Das Informationssystem wurde erstmals für die Projektplanung des Instituts im Herbst 1973 eingesetzt.

### 1.9 Interface zur INTERDATA 70

Für die Abteilung Oberflächenphysik wurde ein Interface für den Anschluß eines Vielkanalanalysators an eine INTERDATA 70 entwickelt.

## 2. AMOS Entwicklung

Die AMOS Version für die IBM/360-91 wurde um zwei Kommandos erweitert: CANCEL beendet oder verhindert die Ausführung eines Jobs, DRCTPRINT druckt die Directory (das Inhaltsverzeichnis) eines AMOS Files.

Eine Änderung verbesserte den Betrieb der Bildschirmgeräte. Bis zu dieser Änderung mußte zur Wiederinbetriebnahme eines Bildschirms nach dem Abschalten oder nach einem Hardware Fehler das AMOS System neu gestartet werden. Jetzt wird in regelmäßigen Zeitabständen geprüft, ob ein ausgefallenes Gerät wieder betriebsbereit ist.

Im Juni wurden 6 Schreibmaschinen vom Typ IBM 2741 an das AMOS System angeschlossen. Durch diese Maßnahme wurde einerseits die Zahl der Datenstationen vermehrt, die einen Zugriff zur AMOS Bibliothek erlauben, zum anderen wurde die Möglichkeit eröffnet, in bequemer Weise Texte aus Groß- und Kleinbuchstaben zu speichern, zu verändern, aufzubereiten und über einen Drucker mit Spezialkette auszugeben.

Die Arbeiten an der AMOS Version für die IBM/360-91 wurde mit der Anpassung an das HASP System (vgl. 1.2 OS/360-MVT) im August 1973 abgeschlossen.

Im Anschluß daran begannen die Arbeiten an der AMOS Version für die IBM/370-145. Diese soll in der 1. Fassung mit der Version für die IBM/360-91 funktionell gleichwertig sein, so daß sich für die Benutzer keine Umstellungsschwierigkeiten ergeben. Eine spätere Fassung soll durch zusätzliche Funktionen (Kompilationen innerhalb des Systems, zusätzliche Satzformate, automatische Datensicherung auf Magnetband) erweitert werden.

Für die erste Fassung ist es erforderlich, das bestehende System um Module zu erweitern, die die Steuerung der Hardware übernehmen. Diese Funktionen werden bei der Version für die IBM/360-91 vom OS/360-MVT übernommen. Daneben ist die Logik für die Kanal-Kanal-Verbindung zu konzipieren und zu implementieren.

Die Arbeiten an der AMOS Version für die IBM/370-145 lagen am Jahresende innerhalb der vorgesehenen Zeitplanung.

Betriebszeit	6612:31	
Laufzeit (Jobs in der Maschine)		6348:03
Wartezeit (keine Jobs in der Maschine)		48:49
Verlorene Zeit (Software, Hardware)		215:39
Wartungszeit	803:14	
Betriebssystem (Dump/Festore, usw.)		185:1
Hardware		606:57
Hilfsaggregate (Klima, Generatoren, usw.)		11:16
Kein Rechenbedarf	356:30	
Maschine abgeschaltet	989:0	
Systemverfügbarkeit (BZ-VZ)/BZ	97 %	
Zusätzliche OS-Starts/Werktag	2,0	
<hr/>		
Anzahl der Jobs	292 654	
Verlorene Jobs (durch Warmstarts, usw.)	1 879	
<hr/>		
CPU-Zeit	4760:08	
CPU-Ausnutzung	75 %	
<hr/>		
<u>Erklärung der Begriffe:</u>		
Betriebszeit	= Zeit zwischen Übergabe durch Wartungstechniker an Operateure bis Betriebsende (Übergabe an Techniker oder Abschalten)	
Laufzeit	= Zeit, in der mindestens ein Job im Arbeitsspeicher ist	
Wartezeit	= Zeit, in der (vorübergehend) keine Jobs vorliegen	
Verlorene Zeit	= alle durch Warmstarts, Hardwarefehler (Maschine und Hilfsaggregate), Bedienungsfehler und Reparaturen verlorene Zeiten während der Betriebszeit	
Betriebszeit	= Laufzeit + Wartezeit + Verlorene Zeit	
Wartungszeit	= Zeiten, in denen (geplant) Wartungsarbeiten durchgeführt werden (Maschinen, Hilfsaggregate, Dump/Restore usw.)	
Maschine abgeschaltet	= Zeiten, in denen (geplant) die Maschine abgeschaltet wird (Betriebsferien, kein Personal)	
Kalenderzeit	= Betriebszeit + Wartungszeit + kein Rechenbedarf + Maschine abgeschaltet	
Systemverfügbarkeit	= (Betriebszeit - Verlorene Zeit)/Betriebszeit	
Zusätzl. OS-Starts/Werktag	= Alle an Werktagen (normale Arbeitstage mit vollem Rechenbetrieb), zusätzl. durchgeführten OS-Starts dividiert durch die Anzahl der Werktage	
CPU-Zeit	= Die durch das Job-Account ausgewiesene Zeit, in der die CPU beschäftigt war (Laufzeit = CPU-Zeit + CPU-Wartezeit)	
CPU-Ausnutzung	= CPU-Zeit/Laufzeit	

Tabelle 1      Betriebsstatistik 1973

INSTITUT - Kostenstelle/Kostenträger			Rechenzeit	Anteil
IPP	NA	Entwicklung num. Verfahren	51:12'40"	1.1%
IPP	NB	Numerische Plasmadynamik	536:14'53"	11.3%
IPP	NC	Reine Theorie	11:55'13"	0.3%
IPP	NO	Theorie / Allgemein	3:59'38"	0.1%
IPP	N3	Dokumentation	7:54'35"	0.2%
IPP	N4	Programmierungsgruppe	26:00'16"	0.5%
IPP	RA	EDV / AMOS-Entwicklung	1:28'16"	0.0%
IPP	RO	Rechenanlage	95:40'11"	2.0%
IPP	SB	Berechnungen	35:53'56"	0.8%
IPP	SL	Planüberwachung	5:11'36"	0.1%
IPP	TZ	Supraleitungstechnologie	1:35'01"	0.0%
IPP	TO	Technik / Allgemein	20:38'56"	0.4%
IPP	T1	Projektierung	0:08'38"	0.0%
IPP	T9	Laser	0:23'45"	0.0%
IPP	V1	Geschäftsführung	0:34'30"	0.0%
IPP	V2	Verwaltung u. übrige Allg. Dienste	34:59'29"	0.7%
IPP	OA	Elektronenring-Beschl.-Experiment	20:52'37"	0.4%
IPP	OO	Relativistische Plasmen, Allgemein	0:00'01"	0.0%
IPP	1A	ISAR I	15:19'58"	0.3%
IPP	1D	BELT-PINCH 1	0:11'07"	0.0%
IPP	1E	Stoßwellenheizung	0:36'48"	0.0%
IPP	1G	Laserdiagnostik	0:01'43"	0.0%
IPP	1S	Plasmasimulation	655:18'03"	13.8%
IPP	1T	Theorie	21:01'54"	0.4%
IPP	1X	BELT-PINCH 2	0:00'02"	0.0%
IPP	10	Experimentelle Plasmaphys.1/Allgemein	22:13'31"	0.5%
IPP	13	Auswerte-Gruppe	4:29'55"	0.1%
IPP	2A	STELLARATOR W VII	0:02'46"	0.0%
IPP	2H	STELLARATOR W IIA	1:41'30"	0.0%
IPP	2K	MULTIPOL W VI	5:50'47"	0.1%
IPP	2P	Mikrowellen	0:03'32"	0.0%
IPP	2U	WEGA	1:04'57"	0.0%
IPP	2W	STELLARATOR W IIB	0:01'56"	0.0%
IPP	2Z	Theorie	142:50'56"	3.0%
IPP	2C	Experimentelle Plasmaphys.2/Allgemein	22:36'18"	0.5%
IPP	3P	PULSATOR 1	6:16'21"	0.1%
IPP	30	Experimentelle Plasmaphys.3/Allgemein	4:29'34"	0.1%
IPP	4A	Dichte Laserplasmen	48:58'17"	1.0%
IPP	4C	Jodlaser	2:37'15"	0.1%
IPP	4D	Chemische Laser	9:35'27"	0.2%
IPP	4E	Laserdiagnostik	0:06'36"	0.0%
IPP	4F	Wellenrelaxation	27:32'15"	0.6%
IPP	4L	CAESAR kleine MHD Generatoren	0:11'14"	0.0%
IPP	40	Experimentelle Plasmaphys.4/Allgemein	0:00'06"	0.0%
IPP	4P	MHD Theorie	7:24'15"	0.2%
IPP	4U	Mediz.Mikrowellenprobleme	0:00'01"	0.0%
IPP	4V	Ultrarot-Submillimeter-Laser	0:05'50"	0.0%
IPP	4W	Chemische Laser	1:06'46"	0.0%
IPP	4X	Stochastische Heizung	9:42'21"	0.2%
IPP	4Y	Verbrennungs-MHD-Generator	21:20'15"	0.4%
IPP	4Z	Job-Laser	0:06'25"	0.0%
IPP	40	Experimentelle Plasmaphys.4/Allgemein	4:21'42"	0.1%
IPP	6A	Entwicklung numerischer Verfahren	0:00'01"	0.0%
IPP	66	Programmierungsgruppe	0:17'26"	0.0%
IPP	7A	JET Projekt	0:57'01"	0.0%
IPP	9N	PHARAO	35:27'00"	0.7%
IPP	9Q	SORBAS	3:50'26"	0.1%
IPP	9S	ESCA	0:16'36"	0.0%
IPP	9W	POLARIS-LEED	1:21'07"	0.0%
			1934:14'11"	40.6%
			=====	=====

Tabelle 2 Anteil der IPP-Projekte an der Rechenzeit

Benutzung der IPP-Rechenanlage im Jahre 1973 durch folgende Institute		Rechenzeit	Anteil	Jobanteil	Anteil
IPP	MPI für Plasmaphysik, Garching	1934:14'11"	40.61%	100392	34.40%
MAE	MPI für Ionosphärenphysik, Lindau/Harz	0:58'43"	0.02%	150	0.05%
MEL	MPI für Biochemie, Martinsried	47:19'57"	0.99%	6153	2.11%
MFK	MPI für Festkörperforschung, Stuttgart	24:59'50"	0.52%	4620	1.58%
MPA	MPI für Astrophysik, München	1227:49'22"	25.78%	40059	13.73%
MPC	MPI für Chemie, Mainz	41:55'41"	0.88%	1253	0.43%
MPE	MPI für extraterrestrische Physik, Garching	634:24'14"	13.32%	25756	8.83%
MPF	MPI für Physik, München	345:09'32"	7.25%	15625	5.35%
MPS	MPI für Psychiatrie -Abt. Dokumentation- München	37:59'41"	0.79%	22023	7.55%
MSF	MPI für Strömungsforschung, Göttingen	18:40'25"	0.39%	296	0.10%
AAM	Arbeitsgem.f.Ausb.-Forschung i.d.Med., München	0:28'51"	0.01%	225	0.08%
ACF	Institut f. anorg. Chemie, Frankfurt/M.	1:14'41"	0.03%	43	0.01%
DJI	Deutsches Jugendinstitut, München	0:42'30"	0.01%	481	0.16%
GIM	Goethe-Institut eV -Abt.2 Sprache- München	0:07'30"	0.00%	56	0.02%
IFO	Institut f. Wirtschaftsforschung, München	6:10'08"	0.13%	4134	1.42%
LHM	Stadtentwicklungsreferat d. Landeshaupt- stadt München	6:34'02"	0.14%	2635	0.90%
SBP	Staatsinstitut für Bildungsplanung, München	1:12'07"	0.03%	664	0.23%
THM	Technische Universität München, München	178:03'54"	3.74%	22123	7.58%
THP	Physikdepartment d. Techn.Universität. München	107:50'36"	2.26%	19580	6.71%
UMU	Universität München, München	141:26.07"	2.97%	23229	7.96%
UNA	Universität Augsburg, Augsburg	0:23'32"	0.01%	294	0.10%
KUC	Universität Konstanz, Konstanz	0: 3'47"	0.00%	31	0.01%
URE	Universität Regensburg, Regensburg	0: 4'41"	0.00%	10	0.00%
VLI	Institut Max von Laue / Paul Langevin, Garching	4:19'53"	0.09%	1754	0.60%
WIS	Kommission f. Tieftemperaturforschung, Garching	0:18'14"	0.01%	254	0.09%
Summe aller Institute:		4762:32'09	100.00%	291840	100.00%

Tabelle 3 Pechenzeiten und Job-Anzahlen für alle Benutzer-Institutionen

PLASMA-WAND-WECHSELWIRKUNG (Oberflächenphysik)

(Kommissarische Leitung: H. Vernickel)

ÜBERSICHT

Das Verhalten magnetisch eingeschlossener Plasmen wird durch Wechselwirkung des Plasmas mit den Gefäßwänden und die dadurch verursachte Plasmaverunreinigung beeinflusst. Die Fortschritte der Plasmaphysik in den letzten Jahren führten zu längerem Plasmaeinschluß und zu höheren Plasmatemperaturen. Dabei wurde die Rückwirkung der Wand auf das Plasma deutlicher. Die Probleme der Plasma-Wand-Wechselwirkung werden daher zunehmend beachtet.

Diese Probleme müssen von zwei Seiten her angegangen werden. Zum einen sollen Wanduntersuchungen direkt an Plasmaexperimenten erfolgen und Oberflächenphysiker müssen bei der Diskussion und Auswertung von Plasmaexperimenten mitwirken. Zum anderen müssen die an der Wand ablaufenden Prozesse in Einzelexperimenten untersucht werden. Für beides ist es wesentlich, geeignete diagnostische Methoden bereitzustellen.

Viele Prozesse spielen bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung mit. Sie können hier nicht im einzelnen geschildert werden. Der wohl wichtigste Aspekt ist die Wechselwirkung der aus dem Plasma emittierten Ionen und Atome mit Festkörperoberflächen. Sie stand auch im Berichtsjahr im Mittelpunkt unserer Untersuchungen.

Treffen Teilchen (Ionen und durch Umladung entstandene Atome) aus dem Plasma auf die Wand auf, so wird ein Teil mit merklicher kinetischer Energie zurückgestreut. Diese Atome haben eine breite Energieverteilung mit einem Maximum bei ca. 1 keV. Verlassen sie die Oberfläche mit Energien unterhalb 40 keV, so ist der größere Teil neutral, unabhängig von der Primärenergie und vom Ladungszustand der einfallenden Teilchen. Die Energien der zurückge-

streuten Teilchen liegt zwischen 0 und der Primärenergie. Der Anteil der Neutralen wächst mit abnehmender Sekundärenergie. Die schnellen Atome dringen weit ins Plasma ein und führen dort zu Umladungs- und Ionisationsverlusten. In diesem Jahr gelang es, die Messung der Sekundärenergie der Neutralteilchen bis herab zu 200 eV auszudehnen, wobei u.a. das oben erwähnte Maximum der Energieverteilung gefunden wurde (s. u.).

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Ladungsverteilung der rückgestreuten Atome, er wurde in einem weiten Energiebereich für verschiedene Metalle gemessen.

Die Wanderosion, und der damit verbundene Zustrom von Wandmaterial ins Plasma, wird wesentlich durch Zerstäubung und Blasenbildung bewirkt. Die Arbeiten zur Zerstäubung dienen im Berichtsjahr der Weiterentwicklung der Meßmethoden, wobei Messungen an Legierungen vorbereitet wurden. Die Blasenbildung wurde mit der herkömmlichen Methode - Ionenbeschuß und nachfolgende Beobachtung im Rasterelektronenmikroskop - untersucht. Außerdem wurde eine neue Untersuchungsmethode entwickelt, die unter Ausnutzung der Rutherford-Rückstreuung auch die Beobachtung der Vorstufen der Blasenbildung und der Blasenbildung bei kleiner Ionenenergie zuläßt. Damit wurde Nb bei Helium- und Wasserstoffionenbeschuß untersucht. Während He bis herab zu 1 keV Blasenbildung bewirkt, tritt sie an diesem Metall bei Wasserstoffionenbeschuß nicht auf.

Da die genannten Effekte z.T. empfindlich vom Oberflächenzustand abhängen, ist dessen genaue Kenntnis sowie ein Verständnis des Einflusses der verschiedenen Parameter unerlässlich. Dazu sind Grundlagenuntersuchungen in großem Um-

fang nötig, die sicher nur zum Teil am IPP durchgeführt werden können. Deshalb streben wir engen Kontakt zu den im Raum München auf dem Gebiet der Oberflächenphysik arbeitenden Instituten an, weshalb wir uns an dem im Aufbau befindlichen Sonderforschungsbereich beteiligen. Unsere Grundlagenexperimente wurden zum großen Teil in dessen Programm eingebracht.

Oben wurde bereits betont, daß die Meßtechnik stets weiterentwickelt werden muß. Einzelheiten sind den folgenden Kapiteln zu entnehmen. Hier sei nur erwähnt, daß es gelang, die Auger-Messungen zu einer weitgehend quantitativen Methode auszubauen. Diese Methode soll u.a. zusammen mit der Sekundärionenmassenspektrometrie zur unmittelbaren Untersuchung von Wandproben an Plasmamaschinen eingesetzt werden. Eine Apparatur dazu wurde im Berichtszeitraum entworfen und in Auftrag gegeben.

## 1. UNTERSUCHUNG VON EINZELEFFEKTEN FÜR DIE PLASMA-WAND-WECHSELWIRKUNG

### 1.1 Energie- und Ladungsverteilung zurückgestreuter Wasserstoffatome

#### 1.1.1 Primärenergien von 5 bis 18 keV

(W. M. :<sup>(1)</sup> W. Eckstein<sup>(2)</sup>, P. Meischner, H. Verbeek, T. M. : R. Hippele, S. Schrapel)

Bei Energien unter 20 keV lassen sich Teilchen nicht mehr mit Oberflächensperrschichtzählern analysieren. Zur Messung ihrer Energieverteilung muß man daher elektrostatische Spektrometer verwenden. Dazu müssen die Teilchen jedoch elektrisch geladen sein. Die schon früher gemachten Messungen der Energie- und Winkelverteilungen der geladen zurückgestreuten Protonen /52/ wurde fortgesetzt. Zum Nachweis dient jetzt ein channeltron statt der früher verwendeten offenen Multiplier. Dadurch konnte der Untergrund wesentlich reduziert werden.

Die Spektren werden digital mit einem Vielkanalanalysator registriert, wodurch sie mit dem Großrechner 360/92 ausgewertet werden können.

Erstmals gelang auch die Messung der Energieverteilung der neutral zurückgestreuten Teilchen. Sie erfolgt mit dem Neutralteilchenanalysator, der in Fontenay-aux-Roses zur Messung der Ionentemperaturen im Pulsator gebaut und geeicht wurde. Dabei werden die geladen zurückgestreuten Teilchen in einem Ablenkefeld eliminiert und die neutralen in einer Gaszelle zum Teil ionisiert. Sie können dann in einem elektrostatischen Spektrometer analysiert und mit einem Channeltron nachgewiesen werden. Mit Hilfe der bekannten Eichkurve wird aus der gemessenen die wahre Energieverteilung der neutral zurückgestreuten gewonnen. Durch Auspumpen der Gaszelle und Abschalten des Ablenkefeldes können auch die Geladenen gemessen werden.

Bisher konnten nur die unter dem festen Winkel von  $135^{\circ}$  gestreuten Teilchen gemessen werden. Jedoch konnte das Target um eine Achse senkrecht zur Streuebene gedreht werden und so die unter verschiedenen Winkeln zur Oberfläche weggehenden Teilchen gemessen werden /55/. Als ein Beispiel sind in Figur 1 die Energiespektren der bei senkrechtem Beschuß von Molybdän mit 18 keV Protonen geladen und neutral zurückgestreuten Wasserstoffatome angegeben. Die Rückstreuintensität steigt zu niedrigen Energien an und zeigt bei ca. 1 keV ein ausgeprägtes Maximum. Der Anteil der (positiv) Geladenen an der Gesamtzahl der Rückgestreuten steigt von ca. 10% bei 1 keV bis auf 36% bei 18 keV. Dieses Verhältnis paßt sich gut an die Messungen bei höheren Energien an /12/. Verkleinert man den Austrittswinkel zur Oberfläche bis auf  $5^{\circ}$  so nimmt der Anteil der Geladenen ab bis auf 5% bei 1 keV und 30% bei 18 keV.

<sup>(1)</sup> W. M. und T. M. bedeutet: Wissenschaftliche Mitarbeiter bzw. Technische Mitarbeiter.

<sup>(2)</sup> Seit 1.4.1973 für 1 Jahr an das IBM-Forschungslabor (San Jose, USA) beurlaubt.



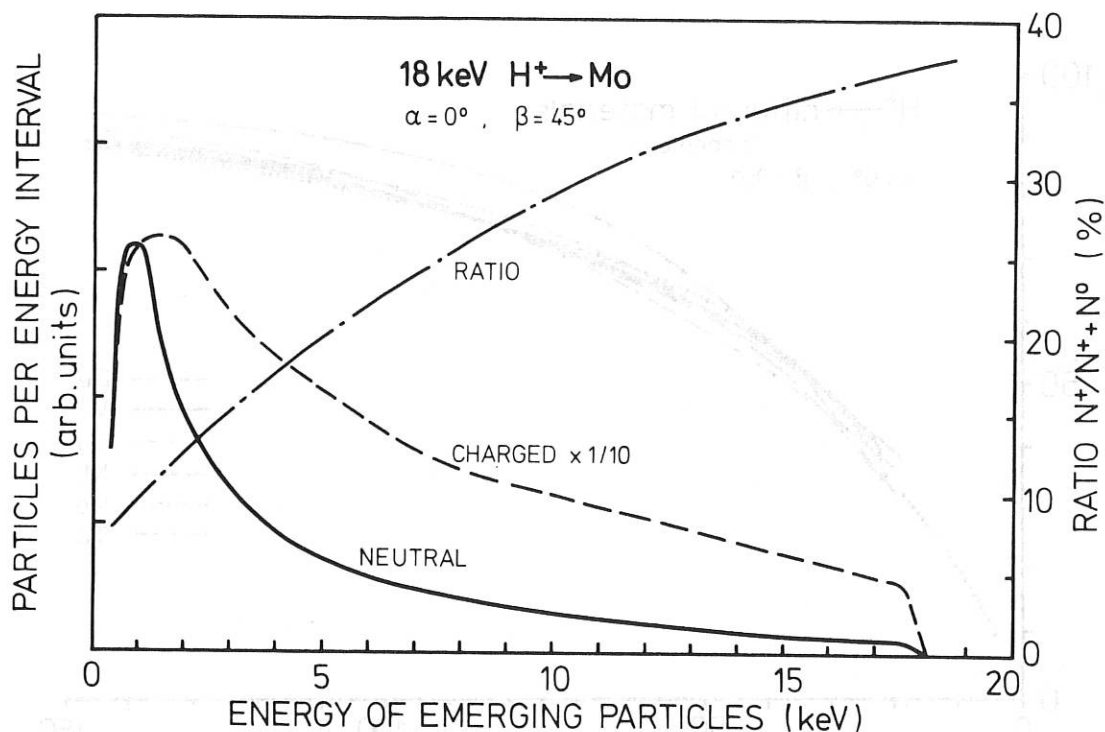


Fig. 1 Energieverteilung des geladen und neutral zurückgestreuten Wasserstoffs bei Beschuß von Mo mit Protonen

Für andere Materialien sehen die Spektren sehr ähnlich aus. Bei niedrigem Z (z. B. Be) erfolgt der Anstieg zu dem Maximum etwas steiler, bei hohem Z (z. B. Ta) etwas flacher.

#### 1.1.2 Primärenergien von 20 - 150 keV

W. M.: R. Behrisch, B. M. U. Scherzer,  
T. M.: H. Kukral, H. Schmidl, H. Wacker

Die Energie- und Ladungsverteilung von rückgestreutem Wasserstoff beim Beschuß von Metallen mit Protonen wurde gemessen (20-150 keV). Eine große Zahl von Metallen mit verschiedenen Oberflächenbedingungen wurde untersucht. Es ergibt sich, abgesehen von kleineren Abweichungen, für alle Metalle die gleiche Energieabhängigkeit des Ladungsverhältnisses. Die Abhängigkeit vom Austrittswinkel ist nur schwach. Der Anschluß an Messungen unter 1.1 ist gut /12, 55/. In Figure 2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

#### 1.2 Blasenbildung

##### 1.2.1 Untersuchungen mit dem Rasterelektronenmikroskop

W. M.: W. Eckstein, H. Verbeek,  
T. M.: H. Kukral, S. Schrapel, R. Hippele

Es wurden Be-, Mo-, und Edelstahl-Proben mit  $H^+$ ,  $D^+$  und  $He^+$  Ionen von 5 - 15 keV beschossen. Durch Untersuchung der beschossenen Proben im Raster-Elektronenmikroskop und im optischen Interferenz-Mikroskop wurden die kritischen Dosen für das Auftreten von Blasen (blisters) bestimmt /56, 220/.

Nach dem Beschuß mit  $He^+$  Ionen wurde in allen untersuchten Metallen starke Blasenbildung bei Dosen über  $3 \times 10^{17} / \text{cm}^2$  beobachtet.

Dagegen verhalten sich die untersuchten Metalle bei Wasserstoffionenimplantation ( $H^+$  und  $D^+$ ) sehr unterschiedlich. Das ist auf die unterschiedliche Löslichkeit und das unterschiedliche Diffusionsverhalten von Wasserstoff in verschiedenen Materialien zurückzuführen.

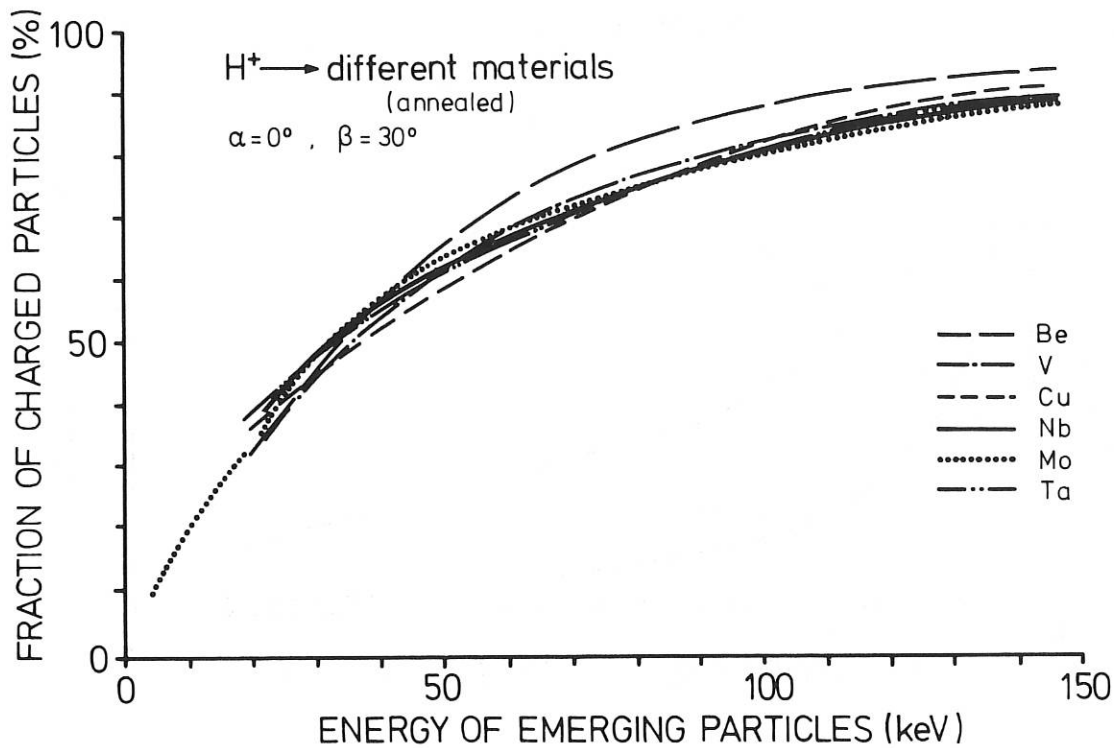


Fig. 2 Bruchteil des geladen zurückgestreuten Wasserstoffs als Funktion der Austrittsenergie bei Beschuß verschiedener Metalle mit Protonen.

Bei Edelstahl zeigen sich Wasserstoffblasen besonders an bestimmten Stellen wie Ausscheidungen und Korngrenzen. Die kritische Dosis für 15 keV  $D^+$  Ionen liegt bei  $5 \times 10^{18} / \text{cm}^2$ .

Bei mit Wasserstoffionen beschossenen Mo hängt die kritische Dosis und die Gestalt der Blasen stark von der Orientierung der einzelnen Kristallite in der Probe ab. Die kritische Dosis nimmt mit steigender Beschußstromdichte ab und ist etwa eine Zehnerpotenz höher als für He-Ionen bei gleicher Stromdichte. Bei Be hingegen treten auch bei Wasserstoffimplantation die Blasen schon bei  $3 \cdot 10^{17} / \text{cm}^2$  auf.

### 1.2.2 Untersuchung mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuung

W. M.: R. Behrisch, J. Roth, B. M. U. Scherzer  
T. M.: H. Kukral, H. Schmidl, H. Wacker

Eine Methode zur Beobachtung der Blasenbildung beim Beschuß von Einkristallen mit leichten Ionen ( $H^+$ ,  $He^+$ ) mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuung wurde entwickelt. Sie gestattet die

Untersuchung der Vorstufen der Blasenbildung, die Messung der kritischen Dosis für Blasenbildung, der Tiefe, in der die Blasen entstehen und des Oberflächenbruchteils, der mit Blasen bedeckt ist. Aus Details der Rückstreuenspektren können Rückschlüsse auf den Entstehungsmechanismus der Blasen gezogen werden.

Die Blasenbildung an Niob-Einkristallen beim Beschuß mit 500 eV - 5 keV  $He^+$  im Temperaturbereich zwischen  $-120^\circ$  und  $1000^\circ$  wurde untersucht /202, 203/. Blasenbildung wurde nach Beschuß mit 1 bis  $2 \cdot 10^{17}$  Ionen/ $\text{cm}^2$  für alle Energien oberhalb 1 keV gefunden. Die Blasendicke ist etwa um einen Faktor 3 größer als die theoretisch erwartete Eindringtiefe in amorphem Material. Oberhalb  $600^\circ\text{C}$  entwickeln sich beim Beschuß Korngrenzen, die sich tief in das beschossene Material ausdehnen. Bei Beschuß mit Wasserstoff wurden auf Niob in keinem Fall Blasen beobachtet.

### 1.3 Zerstäubung

#### 1.3.1 Zerstäubungsausbeuten durch 14 MeV Neutronen

W. M. : R. Behrisch, T. M. : R. Heilmeier  
(Zusammen mit Dr. J. Kalus und Herrn R. Gähler vom Physik Department der Technischen Universität München).

In einer ersten Messung wurden die Zerstäubungsausbeuten von Gold durch 14 MeV Neutronen bestimmt. Die Neutronen wurden über die DT Reaktion am 600 keV Beschleuniger der Universität Mainz erzeugt. Die Zerstäubungsmessungen erfolgten in einem Vakuum von  $10^{-8}$  Torr. Das abgetragene Material wurde auf extrem sauberen Siliziumscheiben aufgefangen.

Für die Goldfolie ergaben sich für eine gesamte Dosis von  $2,1 \cdot 10^{14}$  Neutronen pro  $\text{cm}^2$  auf der Eintrittsseite der Neutronen in die Oberfläche (Rückwärtszerstäubung) und auf der Austrittsseite der Neutronen an der Oberfläche (Vorwärtszerstäubung) folgende Ausbeuten:

Rückwärtszerstäubung  $2,3 \cdot 10^{-4}$  Atome/Neutron  
Vorwärtszerstäubung  $2,9 \cdot 10^{-4}$  Atome/Neutron.

Diese Werte liegen wesentlich niedriger als die kürzlich von M. Kaminsky veröffentlichten Ausbeuten für Nb von ca. 0,1 Atome/Neutron.

Eine Abschätzung der Zerstäubungsausbeuten mit Hilfe der Kaskadentheorie unter Hinzunahme eines "thermal spike" ergibt für Vorwärtszerstäubung einen Wert von  $< 10^{-3}$  Atome/Neutron, was gut mit den Meßwerten übereinstimmt.

Für die Messungen an Niob konnte keine quantitative Ausbeute angegeben werden. Die von M. Kaminsky auf dem Auffänger beobachteten Partikel von  $\sim 5 \cdot 10^{12}$  Atomen wurden jedoch nicht gefunden.

#### 1.3.2 Zerstäubungsausbeutemessungen an Legierungen und Verbindungen

W. M. : R. Behrisch, W. Eckstein, B. M. U. Scherzer, P. Staib, H. Verbeek, R. Weißmann<sup>(1)</sup>  
T. M. : A. Hasenmiller<sup>(2)</sup>, R. Heilmeier, R. Hippele, H. Schmidl, S. Schrapel, H. Wacker

Die Zerstäubungsmessungen an Metallen durch leichte Ionen (H, D, He; 1-20 keV) sollen an Legierungen und Verbindungen (Oxiden) weitergeführt werden. Bei diesen tritt erfahrungsgemäß in der Oberfläche eine Entmischung infolge vorzugsweiser Zerstäubung einer Komponente ein. Da die Oberflächenzusammensetzung jedoch möglicherweise die Zerstäubungsausbeuten wesentlich beeinflusst, soll sie während der Zerstäubungsmessung mittels Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) gemessen werden. Dazu ist die quantitative Auswertung von Augerspektren von besonderer Bedeutung (vgl. 3.3). Ein Meßaufbau zur gleichzeitigen Zerstäubungsmessung durch Schichtdickenmessungen mit Rutherford-Rückstreuung und zur Messung der chemischen Oberflächenzusammensetzung mit AES wurde entworfen und in Auftrag gegeben. Der Ionenbeschuß erfolgt mit einer Niederenergieionenquelle (1-20 keV, BOMBARDINO). Erste Messungen an Nioboxydschichten wurden bereits durchgeführt.

#### 1.4 Numerische Rechnungen zur Wechselwirkung leichter Ionen mit Metallen

H. -G. Schäffler

Simulationsrechnungen zur Eindringtiefe und Rückstreuung von leichten Ionen in kristallinen und amorphen Targets (500 eV - 10 keV) wurden durchgeführt. Es ergaben sich charakteristische Unterschiede zwischen amorphem und polykristallinem Material. Die Reichweiteverteilung liegt im polykristallinen Fall tiefer als bei amorphem Material. Das befindet sich in Übereinstimmung mit den Messungen der Blasenbildung (s. o.).

---

(1) Bis 30.11.1973. (2) Abt. Technik.

### 1.5 Wasserstoffaufzehrung in Quarz-Gefäßen

W. M.: G. Haas, T. M.: F. Sabathil

Das im letzten Jahresbericht beschriebene Experiment wurde wie dort angedeutet weitergeführt. Die Desorptionsmessungen mit einem Restgasanalysator (Quadrupol) am Quarzrohr ergaben bei Temperaturen  $\geq 500^{\circ}\text{C}$  einen starken Anstieg der Masse 44, der nicht nur als  $\text{CO}_2$ , sondern z.T. auch als SiO interpretiert werden muß. Demnach erscheint es möglich, daß die erwartete Ermüdung der Aktivierbarkeit der Wasserstoffaufzehrung deshalb ausbleibt, weil bei der hohen Betriebstemperatur ( $500^{\circ}\text{C}$ ) die an Sauerstoff verarmte Oberflächenschicht (z. B. SiO) immer wieder verdampft wird. Nach Aufzehrversuchen bei Temperaturen zwischen  $20^{\circ}\text{C}$  und  $200^{\circ}\text{C}$  mit HF-Entladung wurden sowohl bei thermischer als auch elektronenstoßinduzierter Desorption beträchtliche Mengen an  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{H}_2$ , aber kein  $\text{H}$ , gefunden. Bei Temperaturen über  $500^{\circ}\text{C}$  -  $600^{\circ}\text{C}$  wurde eine langsame Wasserstoffaufzehrung auch ohne zusätzliche dissoziierende Maßnahmen gefunden. Die Temperaturabhängigkeit ergibt eine Aktivierungsenergie, die deutlich unter der Dissoziationsenergie des  $\text{H}_2$  liegt.

Die Messungen sind abgeschlossen. Eine Veröffentlichung über das für die Messungen entwickelte empfindliche Wärmeleitungsmanometer ist in Vorbereitung, eine Veröffentlichung über die physikalischen Ergebnisse soll folgen.

## 2. GRUNDLAGENEXPERIMENTE

(meist im Rahmen des SFB)

### 2.1 Rückstremessungen an Einkristallen

W. M.: W. Heiland, E. Taglauer, H. G. Schöffler,  
T. M.: F. Schuster

Bei der Streuung schwerer Edelgasionen ( $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ) an Einkristalloberflächen treten Mehrfachstoßprozesse auf, die teilweise durch ein dimensionales Kettenmodell gut gedeutet werden können /109/. In Fortführung der Experimente

und der Modellberechnungen zeigte es sich, daß über die Messung der Mehrfachstreuung eine Bestimmung der Wechselwirkungspotentiale - zwischen Edelgasion und Oberflächenatom - möglich ist /110/. Dabei wird die Wechselwirkung durch ein abgeschirmtes Coulomb-Potential mit einer einparametrischen Abschirmfunktion nach MOLIERE beschrieben. Der Parameter, die Abschirmkonstante, kann durch Vergleich mit dem Experiment bestimmt werden, wie für  $\text{Ne}^+ \rightarrow \text{Ni}$  zwischen 200 und 600 eV gezeigt wurde. Und zwar treten bei der Mehrfachstreuung Abschattungseffekte auf, die zu einer Begrenzung des Streuwinkelbereiches führen. Die extremalen Streuwinkel hängen vom Wechselwirkungspotential, also von der Abschirmkonstante, ab.

### 2.2 Erzeugung spinpolarisierter Elektronen durch Feldemission

W. M.: W. Eckstein, K. Ertl, N. Müller  
T. M.: W. Graf<sup>(1)</sup>, W. Ottenberger

Das in den Vorjahren beschriebene Experiment zur Feldemission spinpolarisierter Elektronen aus EuS-bedeckten Wolframspitzen wurde durch Einsatz eines wassergekühlten, ausheizbaren Magneten auf statischen Betrieb umgestellt. Die früher gefundenen Polarisationswerte von 80-90% konnten bei einem statischen Strom von ca.  $10^{-7}\text{A}$  reproduziert werden. Mit dem vorhandenen EuS war jedoch die frühere Rosettenstruktur des Feldemissionsbildes nicht wiederholbar; statt dessen gab es eine flächige Emission in den 110-Richtungen der Wolframspitzen. Die Emissionscharakteristik erscheint für eine Quelle spinpolarisierter Elektronen sehr günstig. In der verwendeten Substanz konnte durch eine Analyse mit Mößbauer-Effekt ein Anteil von ca. 5% dreiwertigem Eu festgestellt werden. Die Existenz von  $\text{Eu}^{3+}$  wirkt wie eine Dotierung und kann die veränderten Feldemissionsverhältnisse erklären. Aufschlüsse über die elektronische Struktur dieser EuS-Wolfram-Systeme können aus Messungen der Energieverteilung der feldemittierten Elektronen gewonnen werden. Mit dem Aufbau einer UHV-Apparatur und eines Elektronenspektrometers wurde begonnen.

<sup>(1)</sup> Seit 1. 8. 1973

### 2.3 Untersuchung der Oxydation von Metalloberflächen

W. M.: J. Kirschner, P. Staib, T. M.: R. Heilmeier, M. Hunger, H. Kukral, J. Zinser

Polykristalline Metalloberflächen wurden in UHV gereinigt und der Oberflächenzustand mittels Auger-Elektronenspektroskopie bestimmt. Durch Einlaß verschiedener Mengen von Sauerstoff bilden sich oberflächliche Oxydschichten, deren Wachstum in Abhängigkeit von der angebotenen Dosis verfolgt wird. Hierzu wird die Auger-Elektronenspektroskopie (AES) und die kürzlich entwickelte Methode der Disappearance Potential Spectroscopy verwandt (DAPS) /143, 144, 220/. Bisher wurden Titan und insbesondere Vanadium verwendet. Bei Sauerstoffdosen bis zu einigen  $10^{-4}$  Torr·sec bilden sich Oxidschichten im Bereich von 1 Monolage mit der ungefähren stöchiometrischen Zusammensetzung 1:1. Durch Wärmebehandlung bei 500 - 1000°C können diese Schichten wieder entfernt werden. Die durch Elektronenbeschuß desorbierten positiven Sauerstoffionen wurden bezüglich ihrer Energieverteilung untersucht und die Änderung der Ausbeute mit der Elektronenenergie von der Schwelle (ca. 20 eV) bis zu einigen hundert eV beobachtet. Dabei wurden bisher nicht beobachtete Feinstrukturen gefunden, deren Verwandtschaft mit den DAPS-Spektren untersucht wurden.

### 2.4 Bestimmung des differentiellen Energieverlustes von Ionen in Metallen

W. M.: R. Behrisch, B. M. U. Scherzer  
T. M.: H. Kukral, H. Schmidl, H. Wacker

Sowohl für das Verständnis von Rückstreuung mit leichten Ionen als auch für theoretische Berechnungen der Rückstreuungskoeffizienten und der Eindringtiefe werden Daten über den inelastischen Energieverlust der Beschußionen an die Targetelektronen gebraucht. Diese wurden für Energien unter 100 keV bisher nur für wenige Festkörper gemessen. Rutherford-Rückstreuung wurde zur Messung des elektronischen Energie-

verlustes von Protonen (20-150 keV) in verschiedenen Metallen und Verbindungen verwendet. Neu an dem Verfahren ist die Möglichkeit, den differentiellen Energieverlust in einer Messung für alle Sekundärenergien ( $> 20$  keV) zu bestimmen. Messungen an Niob verschiedener Reinheit, Ta und  $Ta_2O_5$  ergaben, daß sich die Energieverluste der einzelnen Komponenten nicht exakt additiv zusammensetzen, wie das nach der Bragg'schen Regel zu erwarten wäre. Aus den gemessenen Energieverlusten läßt sich bei Kenntnis der Komponenten die quantitative Zusammensetzung angenähert bestimmen /11/.

### 3. WEITERENTWICKLUNG DIAGNOSTISCHER UND MESSTECHNISCHER VERFAHREN

#### 3.1 Ionenstreuung zur Oberflächenanalyse; Vergleich mit anderen Methoden

W. M.: H. Grundner<sup>(1)</sup>, W. Heiland, E. Taglauer  
T. M.: F. Schuster, H. Kukral

Im Anschluß an die Erprobung der Ionenquelle für Beschußexperimente im Bereich zwischen 100 eV und 2000 eV /IPP 9/8/ wurden vergleichende Untersuchungen zur Oberflächenanalyse mit der Rückstreuung langsamer Ionen und der Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS) durchgeführt /103, 111/. Dabei zeigt sich, daß SIMS wesentlich stärker vom Verunreinigungsgrad der Oberfläche abhängig ist als die Rückstreuungsmethode, wodurch einerseits eine quantitative Analyse sehr erschwert wird, andererseits in speziellen Fällen extreme Nachweisempfindlichkeit mit SIMS erreicht wird. Ähnliche Vergleiche zwischen Auger-Elektronenspektroskopie (AES) und Rückstreuung zeigen, daß beide Methoden sich bezüglich Konzentrationsabhängigkeit ähnlich verhalten, daß jedoch die Rückstreuungsmethode speziell für die Sorption leichterer Atome auf Metallen (S und O auf Ni) eine sehr gute Nachweisempfindlichkeit besitzt.

(1) Bis 28.2.1973

### 3.2 Ionenmikrostrahlsonden

W.M.: W. Hofer<sup>(1)</sup>, H. Liebl

T.M.: W. Daser, H. Kukral, A. Schlamp

Um vergleichende Oberflächenanalysen mit der Ionen bzw. Elektronensondenmethode machen zu können, wurde der Anbau eines energiedispersiven Röntgendetektors an die kombinierte Ionen- und Elektronensonde vorbereitet. Ein schon gelieferter Detektor mußte nach längerer Testzeit von der Herstellerfirma wieder zurückgenommen werden, da er die Spezifikationen nicht erreichte.

Zur Erleichterung der Untersuchung von Diffusionsvorgängen in Festkörpern wurde der Einbau einer "Peak-Switch"-Vorrichtung vorbereitet, welche die genaue Verhältnismessung benachbarter Peaks im Sekundärionenspektrum, insbesondere auch von Isotopen eines Elements, ermöglichen soll.

Für die zweite Mikrosondenapparatur, die mit der neuartigen kombinierten Objektiv- und Anodenlinse ausgestattet sein wird, wurde ein Großteil der Bauteile fertiggestellt und deren Zusammenbau begonnen.

Es wurden verschiedene Möglichkeiten berechnet und angegeben (H. Liebl), Oberflächen- und Tiefenanalysen mittels Ionenzerstäubung in axialsymmetrischen Anordnungen durchzuführen, die eine um ein bis zwei Größenordnungen höhere Signalausbeute erwarten lassen /165, 166/.

### 3.3 Quantitative Auger-Elektronenspektroskopie

W.M.: J. Kirschner, P. Staib

T.M.: M. Walter<sup>(2)</sup>, J. Zinser

Die AES wird als quantitative Methode zur Bestimmung der Atomdichten benutzt. Die experi-

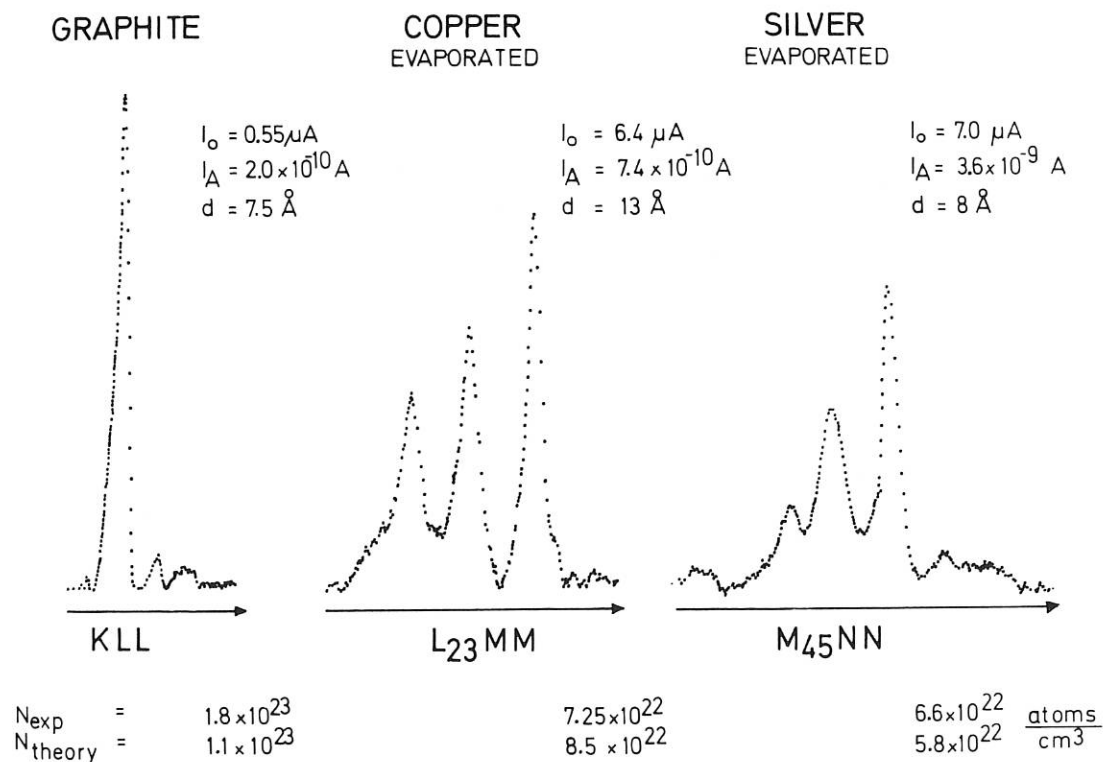


Fig. 3 Auger-Spektren verschiedener Materialien. Die experimentell aus diesen Messungen bestimmten ( $N_{exp}$ ) und die für die Materialien bekannten Atomdichten ( $N_{theory}$ ) sind miteinander verglichen.

(1) Ab 15.10.1973 beurlaubt für einen einjährigen Aufenthalt an der Universität Aarhus, Dänemark.

(2) Abteilung Theorie.

mentelle Messung von Augerelektronenströmen ist schwierig und verlangt sowohl eine sorgfältige Eichung der gesamten Meßanlage als auch eine numerische Behandlung der gemessenen Augerspektren um die Augerlinien von dem strukturlosen Untergrund zu trennen. Die numerischen Programme wurden so weit verbessert, daß sie nun eine beträchtlich genaue Bestimmung der Intensitäten erlauben. Fig. 3 zeigt einige Augerlinien nach Subtraktion des Untergrundes. Die daraus berechneten Atomdichten stehen, für die Materialien die wir bisher untersucht haben, in guter Übereinstimmung mit erwarteten Werten. Die in Fig. 3 angegebenen Werte für  $N_{exp}$  und  $N_{theor}$  unterscheiden sich um etwa 30%. Da keinerlei Anpassungsparameter zur Berechnung der Atomdichten gebraucht werden, ist eine solche Genauigkeit sehr zufriedenstellend.

#### 3.4 Tiefenanalyse von Konzentrationsprofilen

W. M.: R. Behrisch, J. Kirschner, B. M. U. Scherzer, P. Staib

T. M.: R. Heilmeyer, M. Hunger, H. Kukral, H. Schmidl, H. Wacker, J. Zinser

Neben der zerstörungsfreien Schichtdickenbestimmung durch Rückstreuung leichter Ionen<sup>/15/</sup> kann für manche Zwecke vorteilhaft die Zerstäubung durch Ionen in Verbindung mit einer oberflächenempfindlichen Analysenmethode verwendet werden. Hierzu kann die Auger-Elektronenspektroskopie eingesetzt werden, die bei quantitativer Auswertung die Bestimmung absoluter Atomdichten gestattet - auch für leichte Elemente, deren Nachweis bei der Rutherford-Rückstreuung Schwierigkeiten bereitet. Eine bis jetzt mehr qualitative Methode ist die Sekundärionenmassenspektroskopie, die aber in vielen Fällen die höchste Empfindlichkeit besitzt und auch Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung der untersuchten Schichten erlaubt. Weiterhin wurde eine mehr pauschale Methode benutzt, bei der die Änderung der Sekundärelektronenausbeute unter Ionenbeschuß beobachtet wird, wenn eine Schicht durchstoßen wird.

(1) Bis 31.5.1973. (2) Seit 1.8.1973

Trotz des minimalen apparativen Aufwandes kann man neben der Schichtdickenmessung auch Rückschlüsse auf den Oxidationsgrad aufgedampfter Metallfilme ziehen. Am Beispiel von aufgedampften Metallfilmen von einigen 100 Å Dicke wurde ein Vergleich zwischen der Methode der Rutherford-Rückstreuung (RIBS) und der Ionenzerstäubung in Verbindung mit Augerspektroskopie (AES) durchgeführt, der die jeweiligen Vor- und Nachteile beider Methoden deutlich macht. Es zeigte sich, daß beide Methoden sich ideal ergänzen da einerseits RIBS quantitativ und zerstörungsfrei arbeitet, AES jedoch für die chemische Analyse der Oberfläche überlegen ist. Zum Teil an den gleichen Schichten wurde die Sekundärelektronenausbeute durch die zerstäubenden Ionen bestimmt und diese Methode verglichen mit den Ergebnissen der Sekundärionenmassenspektroskopie (Fig. 4). Somit können Hinweise gegeben werden, welches der möglichen Verfahren dem jeweiligen Zweck am besten entspricht /142/.

#### 3.5 Mehrfachfokussierendes Laufzeit-Massenspektrometer

W. M.: G. H. Oetjen, W. Poschenrieder  
T. M.: J. Volkenandt<sup>(1)</sup>, W. J. Graf<sup>(2)</sup>

In einer Reihe von Experimenten wurden die räumlichen und zeitlichen Fokussierungseigenschaften untersucht. Dabei ergab sich sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. Bei einer Streuung der Ionenanfangsenergie um  $\pm 5\%$  und einem Öffnungswinkel von  $5^\circ$  in beiden Fokussierungsebenen liegen die Laufzeitfehler unter  $\pm 0,2\%$ . Die dabei erreichte Massenauflösung beträgt 125 bis 150. Wird auf die große Energiebandbreite verzichtet, so kann das Instrument gleichzeitig zur Massen- und Energieanalyse herangezogen werden. Die Energieauflösung liegt bei 0,5%.

Das Gerät hat einen breiten Anwendungsbereich, da damit die Vorzüge der Flugzeitmethode auch in den Fällen genutzt werden können, wo dies bisher wegen der Energiestreuung des Prozesses nicht möglich war. Schnell ablaufende Prozesse

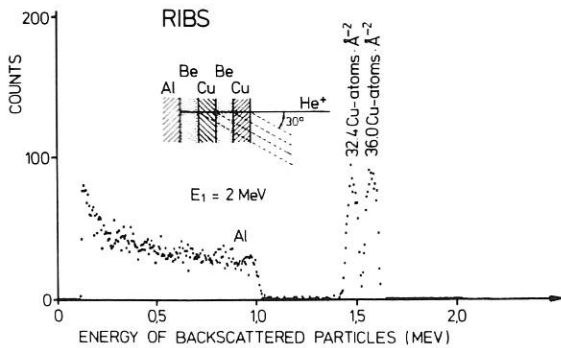
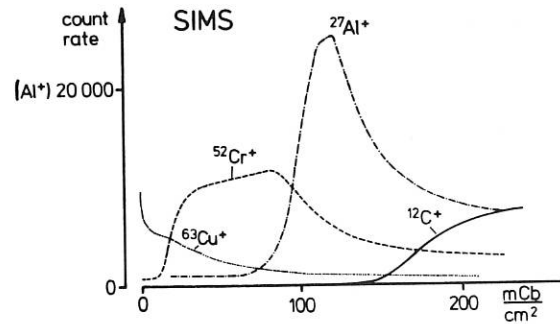
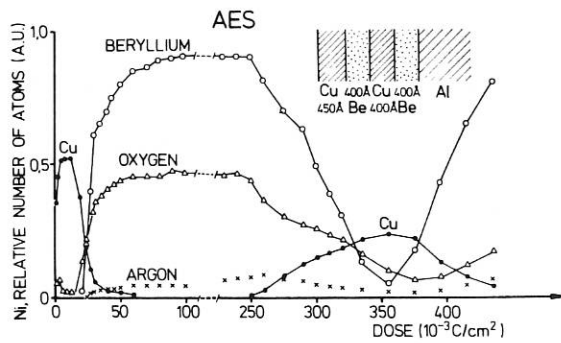
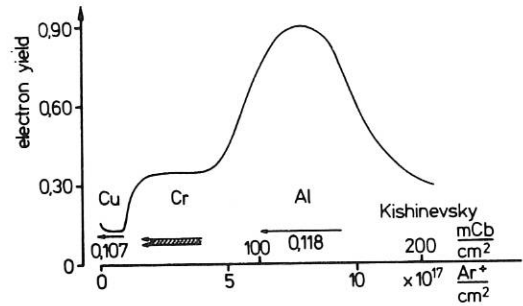
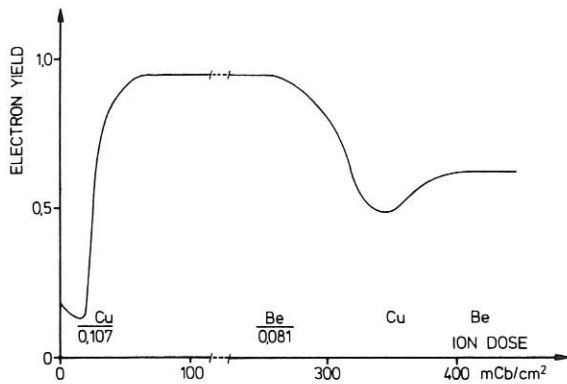


Fig. 4a) Tiefenanalyse einer Sandwich-Schicht mit verschiedenen Methoden; oben links: Verlauf des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten (Zahlen im Bild geben die theoretischen Werte für reines Material); mitte: Auger-Signal; unten: Rutherford Rückstreuung.

b) Vergleich des Sekundäremissionskoeffizienten mit SIMS an der gleichen Schicht.

in der Plasmaphysik, laserinduzierte Verdampfung und Ionisation, Untersuchung der Plasma-Wandwechselwirkung (Zerstäubung, Desorption), und generell die Untersuchung von physikalischen Einzelprozessen in denen Ionen zusammen mit anderen nachweisbaren Teilchen koinzident entstehen, sind Beispiele hierfür.

#### 4. PLASMAPHYSIKALISCHE UNTERSUCHUNGEN UND ÜBERLEGUNGEN

##### 4.1 Theta-Pinch

W.M.: G. Haas, T.M.: F. Sabathil

Die Ende 1972 begonnenen Untersuchungen zum Multipacting als Zündhilfe wurden fortgesetzt. Die an dem alten Quarzrohr festgestellten langen

Zündverzögerungen der HF-Entladung bis zu 100 sec konnten an einem neuen Rohr, das nur mit Propangasflammen bearbeitet wurde und nicht mit Flußsäure in Berührung kam, nicht festgestellt werden. Auch wenn schon im Frühjahr die Versuche zum Multipacting abgebrochen wurden für den Umbau der Anlage auf eine größere Spule und danach nicht mehr aufgenommen wurden, ist doch soviel klar geworden, daß sich mit einem ungedämpften gepulsten Sender eine Zündhilfe bewerkstelligen läßt, bei der im Gegensatz zu Verfahren, die mit mehr oder weniger gedämpften Kreisen arbeiten, Impulslänge und Amplitude genau angepaßt werden kann. Als alleinige Vorionisation reicht es nicht aus.

Um mit den Entladungsbedingungen näher an die



bestehenden hoch- $\beta$  Experimente heranzukommen und um eventuell die Möglichkeit zu einer Analyse der inneren Gefäßwand in situ zu schaffen, wurde eine neue Spule mit einem inneren Durchmesser von 104 mm und einer Länge von 600 mm konstruiert und gebaut.

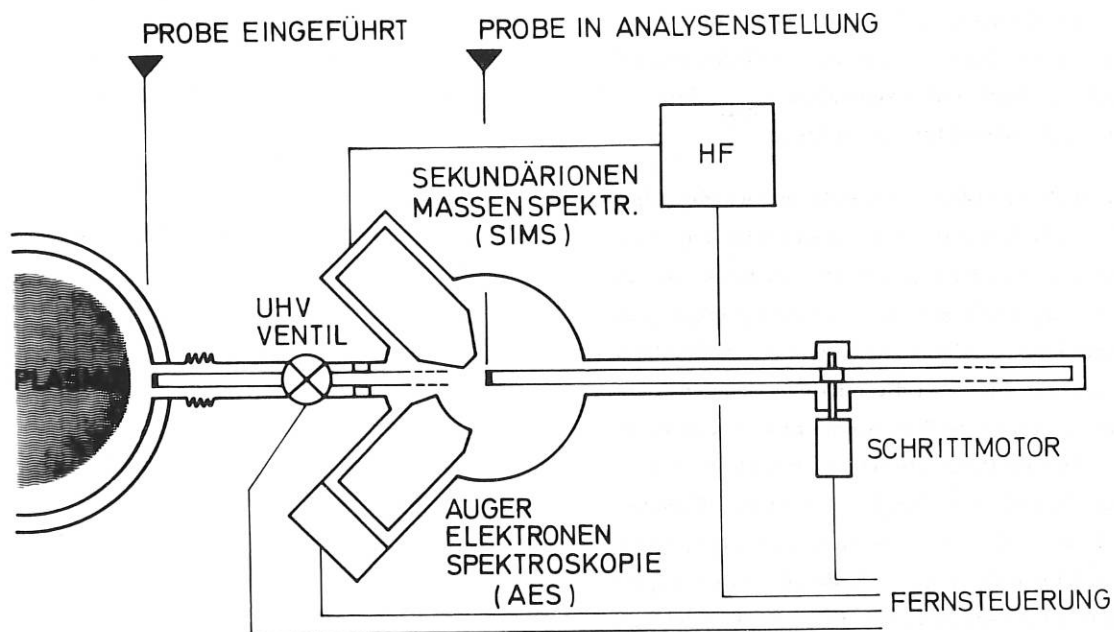
Zugunsten eines neuen Experimentes zur direkten Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung wurden die Arbeiten am Theta-Pinch im August 1973 eingestellt.

#### 4.2 QWASS: Experiment zur Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung an laufenden Plasmaexperimenten<sup>(1)</sup>

W. M. : G. Haas, P. Staib

Die Versuchsanordnung besteht darin (Fig. 5), daß ein Stück bekanntes Probenmaterial als

Wandmaterial durch einen Stutzen eingeführt wird. In bestimmten Abständen, z. B. nach jeder Entladung oder nach mehreren Entladungen wird das Probenstück herausgefahren und die Oberfläche durch AES und SIMS analysiert. Anschließend kann die Probenfläche durch Ionenzerstäubung und Ausheizen definiert gereinigt werden. Die AES erlaubt quantitative Analysen und ist besonders empfindlich für Verunreinigungen durch leichte Massen, außer He und H. Die SIMS Methode erlaubt im Prinzip die Analyse aller Elemente auf der Oberfläche (auch He und H). Die Empfindlichkeit ist für die verschiedenen Elemente sehr unterschiedlich und hängt z. B. stark vom Oxydationszustand der Oberfläche ab. Die Konstruktion der Anlage wurde abgeschlossen und der Auftrag zum Bau vergeben.



## UNTERSUCHUNG DER PLASMA-WAND WW

Fig. 5 Schematische Darstellung des Experiments zur Untersuchung von Wandproben an Plasma-maschinen.

(1) Nach einem Vorschlag von R. Behrisch, W. Heiland, P. Staib

#### 4.3 Divertor-Rechnungen

W. M. D. Eckart<sup>(1)</sup>, K. U. v. Hagenow<sup>(2)</sup>, G. Haas

Die Berechnung zum Plasmarandprofil unter dem Einfluß eines Divertors wurden fortgesetzt. Auf der 6. Europ. Conf. Plas. Phys. wurden Ergebnisse für verschiedene Divertorgeometrien vorgetragen /51/. Dabei wurden die Umladung von kaltem Neutralgas in der ersten Generation und eine mögliche Erhöhung der Diffusion in der Rand-schicht durch die Anwesenheit des Divertors bis zur 0,6-fachen Bohmdiffusion berücksichtigt.

#### 4.4. Überlegungen zum Verunreinigungsproblem in Plasma-Experimenten und Fusionsreaktoren

W. M.: D. Düchs<sup>(2)</sup>, G. Haas, D. Pfirsch<sup>(2)</sup>,  
H. Vernickel

Verunreinigungen im Plasma erhöhen die Abstrahlungsverluste. Eine von der Ordnungszahl abhängige Maximalkonzentration  $c_{crit}$  darf daher nicht überschritten werden.

Eine einfache Differentialgleichung wurde aufgestellt, mit deren Hilfe der Verunreinigungsstrom ins Plasma abgeschätzt werden kann. Es zeigt sich, daß bezüglich des Verunreinigungsstroms  $\bar{s}/c_{crit}$  eine Kenngröße für Wandmaterialien ist.  $\bar{s}$  ist dabei die mittlere Erosionsausbeute (abgetragene Wandatome pro auf die Wand auftreffendes Plasmateilchen, gemittelt über deren Energieverteilung). Eine untere Grenze für  $\bar{s}$  ist durch die Zerstäubung gegeben, eventuelle Vergrößerung durch die Blasenbildung ist noch nicht zuverlässig bekannt. Berücksichtigt man nur die Zerstäubung so ist  $\bar{s}/c_{crit}$  für die hochschmelzenden Metalle und Edelstahl etwa gleich. In Plasmaexperimenten ohne Divertor wird die kritische Konzentration schon nach ca. einer Teilcheneinschlußzeit erreicht, wenn die mittlere Energie der die Wand beschießenden Plasmateilchen im keV-Bereich ist.

In geplanten Anlagen mit Divertor wird der Verunreinigungszustrom im Prinzip durch zwei Effekte verkleinert. Der Wandbeschuß wird herabgesetzt und Verunreinigungsatome können in der Abschäl-schicht ionisiert und in den Divertor abgeführt werden.

Eine untere Grenze des Wandbeschusses ist durch Umladungsverluste gegeben. Es ist nicht zu erwarten, daß dieser um mehr als einen Faktor 30 bis 100 reduziert werden kann. Das Abführen der Verunreinigungen aus der Abschäl-schicht wird durch die Verunreinigungsdiffusion ins Innere erschwert. Wenn in der Abschäl-schicht die neoklassischen Formeln anwendbar sind, diffundieren praktisch alle Verunreinigungsatome ins Innere des Plasmas, d.h. der einzige Effekt des Divertors ist dann die Reduktion des Wandbeschusses. Dann wird also die Brenndauer auf 30 bis 100 Teilcheneinschlußzeiten begrenzt.

---

(1) Abt. 3. (2) Abt. Theorie

ABTEILUNG TECHNIK

(Abt.Dir.: Dipl.-Ing. K. H. Schmitter)

ÜBERSICHT

Die Abteilung Technik war noch stärker als in den vergangenen Jahren an der Planung, Entwicklung und dem Aufbau neuer Experimente beteiligt. Zu erwähnen sind unter anderem die Projekte W VII und WEGA, der MJ-Belt-Pinch II, der KJ-Jodlaser ASTERIX III, der 250 kV Stoßwellen Belt-Pinch und ISAR T 1 sowie Pulsator 1. Die letztgenannte Anlage konnte im wesentlichen nach Abschluß restlicher Montagearbeiten in Betrieb genommen werden.

Für technologische Forschungs- und Entwicklungsarbeiten stand daneben nur noch ein bescheidener Teil der Abteilungskapazität zur Verfügung. Im Bereich der Hochspannungstechnik wurde beispielsweise die Abhängigkeit der zeitlichen Streuung der negativen Pulsdurchbruchspannung von den Entladekreisparametern und dem Entladungsaufbau im angenähert homogenen Feld in verschiedenen Gasen näher untersucht.

In der Fusionsreaktor-Technologie wurde die Bearbeitung neuer Themen aufgenommen. Die Definition eines europäischen Fusionsreaktor-Programmes sowie einer europäischen Systemstudien-Gruppe zum Fusionsreaktor konnte im Rahmen der Advisory Group on Fusion Reactor Technology einer Lösung näher gebracht werden. Im Anschluß an die Ausarbeitung eines deutschen Fusionsreaktor-Memorandums wurde gemeinsam mit Vertretern der KFA Jülich, der GFK Karlsruhe und des HMI Berlin ein deutsches Fusionsreaktor-Technologie-Programm erstellt. Die im vergangenen Jahr aufgenommenen Systemstudien zur Tokamak-Konfiguration wurden erweitert mit dem Ziel, eine umfassendere Übersicht über die Parameterfelder und insbesondere über die technischen Randbedingungen und Begrenzungen der Parameter zu gewinnen. Zur Untersuchung der Tritiumrückgewinnung auf dem Wege der Permeation aus flüssigem Lithium durch Niob wurde eine experimentelle Anordnung soweit fertiggestellt, daß die Messung jetzt in Angriff genommen werden kann. Aufgrund von Neutronenbestrahlungs-Experimenten konnte ein für

die Verwendung in Fusionsreaktoren vergleichsweise gut geeigneter Niob-Titan-Leiter ermittelt werden. Bestrahlungszyklen führen, wie entsprechende Experimente zeigten, trotz Zwischenerwärmung zu einer weiteren Abnahme kritischer Stromwerte bei Niob-Titan. Die Untersuchungen an Kryotronschaltern wurden fortgesetzt. Es gelang hier sehr kurze Kommutierungszeiten zu erreichen und damit die im Schalter vernichtete Energie verhältnismäßig klein zu halten.

In der Elektronik wurde wieder eine Vielzahl von Geräten entwickelt. Darunter beispielsweise ein zentrales Überwachungsmodul nach CAMAC-Norm für ein Vakuumsteuersystem, ein Schutzsystem für Neutralteilchen-Injektoren und ein Interface für eine Mikrostrahlsonde.

Die Abteilung Technik legt hiermit ihren letzten Jahresbericht in der alten Form vor. Im Juli 1973 wurde beschlossen, den Aufgabenbereich der Abteilung durch Entlastung von Dienstleistungen zu ändern. Die zentralen Werkstätten wurden im Oktober 1973 aus dem Abteilungsverband entlassen. Ihr Aufbau war abgeschlossen. Es hatte sich über Jahre hinaus gezeigt, daß sie in der gegenwärtigen Form den Ansprüchen des Instituts sehr gut entsprechen. In Zukunft wird sich die Abteilung vorwiegend mit technologischen Forschungs- und Entwicklungsaufgaben befassen. Das wird unter anderem eine stärkere Konzentration auf die schon vor Jahren aufgenommenen Systemstudien und die Fusionsreaktorelektrotechnik zur Folge haben. Deshalb wurde bereits in diesem Jahre der zukünftigen Entwicklung bei der Auswahl und der Durchführung der Aufgaben Rechnung getragen.

1. TECHNISCHE BEITRÄGE ZU DEN EXPERIMENTEL-  
LEN ARBEITEN IM INSTITUT

1.1. Stoßstromanlagen für Hoch- $\beta$ -Experimente

1.1.1. 1 MJ-Experiment Belt-Pinch II

(E. Breit, N. Debudey, J.E. Gruber,  
M. Kluger, A. Knallinger, A. Knobloch)

In Zusammenarbeit mit der Abt. 1 wurde der Aufbau der Anlage, die in Abb. 1 dargestellt ist, im Spätherbst des Jahres abgeschlossen. Ein Großteil der eingebauten Elemente wie Funkenstrecken, Kurzschließer, Speicher- und Triggerkabel, spezielle Widerstände etc. wurden in der ZW termingerecht gefertigt.

Vor der Fertigmontage des Kollektors wurde die Kollektorisolation mit Hilfe eines 160 kV-Marxgenerators auf Gleitüberschlag am Kollektorrund geprüft und die Stoßüberschlagspannung zu den geerdeten Konstruktionsteilen (Tischstützen) ermittelt. Bei Spannungen ab 110 kV setzten photographisch nachweisbare Oberflächenentladungen ein, ab 120 kV erfolgen Überschläge zu den Konstruktionsteilen. Damit wurde nachgewiesen, daß die Auslegung der Isolationsstrecken für den vorgesehenen 40 - 50 kV Betrieb der Hauptbatterie ausreichend dimensioniert ist. Ab Mitte des Jahres erfolgte die Inbetriebnahme mit der Prüfung des Ladekreises und mit Entladungen von jeweils 1/4 Hauptbatterie. Die abschließende Kostenrechnung gibt Aufschluß über die spezifischen Kosten der Batterie.

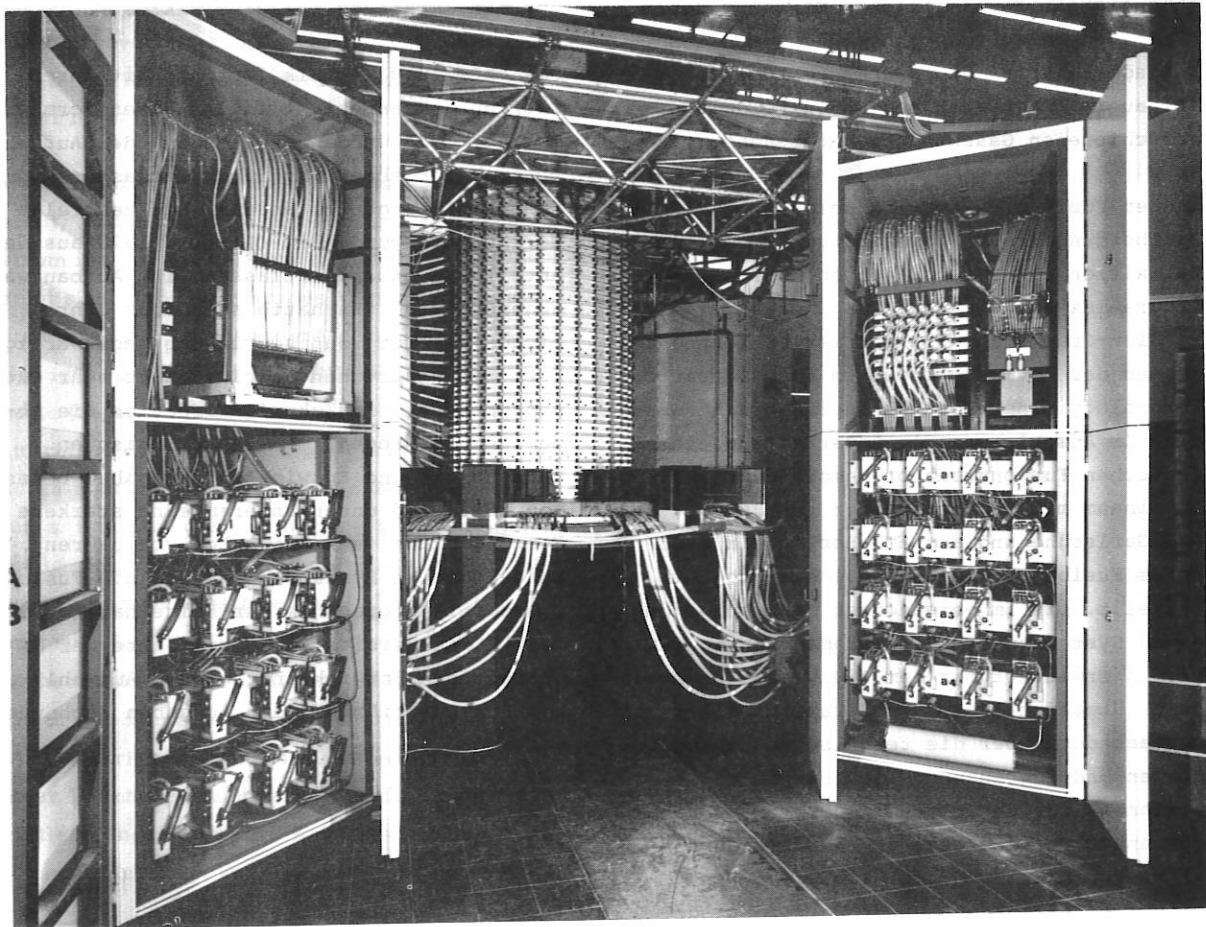


Abb. 1 : 1 MJ-Experiment Belt-Pinch II

Kosten der 1,024 MJ-Batterie bestehend aus 128 Einheiten à 8 kJ, 40 kV:

	Tausend DM
Projektierung, Konstruktion	190,46
Kabel und Leitungen	100,72
Montage	74,95
Funkenstrecken	107,60
Kondensatoren	484,09
Lade- und Erdungssystem	108,66
Batteriegestelle	45,76
Triggergeneratoren	51,80
Meß- und Steuersystem	21,10
Kollektor und Spule	246,70
<b>Gesamt</b>	<b>1.431,84</b> =====

Diese Kosten enthalten sowohl Lohnkosten als auch Materialkosten.

Die spezifischen Speicherkosten betragen daher 1,4 DM/Joule bzw. 1,16 DM/Joule, ohne Spule und Kollektor.

#### Vakuumgefäß:

Die Gießversuche bei der Fa. Schott in Mainz wurden mit der Herstellung von zwei 30 cm hohen Glasringen von 1,5 m Außendurchmesser und einer Wandstärke von 4 cm abgeschlossen. Mangelnde optische Qualität und hoher Herstellungspreis veranlaßten die Parallelentwicklung eines geklebten, aus Streifen aufgebauten Gefäßes. Probe-weise wurde ein 1,25 m hoher Polygonzylinder von 1,5 m Durchmesser aus 3 cm dicken Glasstreifen von der ZW verklebt. Nach erfolgreicher mechanischer und vakuumentechnischer Prüfung wurde ein zweiter Halbzylinder gebaut. Das Innengefäß wurde aus zwei geblasenen DURAN-Zylindern verklebt, während für die Deckel Panzerglasplatten 5 cm stark zum Einsatz kamen. Die Gesamtverklebung erfolgte mit speziellen Vorrichtungen. Abb. 2 zeigt das fertige Gefäß vor dem Einbau in das Experiment (Dez. 1973). Die Gesamtkosten für das im IPP erstellte Gefäß betragen 161,27 TDM incl. der Kosten für die Hilfsvorrichtungen.



Abb. 2: Vakuumgefäß Belt-Pinch II  
1,5 m $\varnothing$ , 2,5 m Höhe

#### 1.1.2. Isar T 1

(E. Breit, F. Werner)

In der ersten Hälfte des Berichtsjahres wurden die im Jahresbericht 1972 erwähnten, aus Leichtmetall gegossenen, Spuleneinsätze mit helikaler Innenkontur zunächst für eine lineare Testanordnung gefertigt (Abb. 3). Die an diesen Spulen durchgeführten Stromtests verliefen zufriedenstellend (s.a. Punkt 2.1.3.), so daß im 4. Quartal mit der Konstruktion bzw. Fertigung eines toroidal-helikalen Spuleneinsatzes für Isar T 1 begonnen werden konnte. Für die Einsätze mit einer  $\ell = 0; 1; 2$  Helix wurden verschiedene Modellkerne hergestellt. Mit den Montagearbeiten an Isar T 1 wird voraussichtlich im April 1974 begonnen werden.

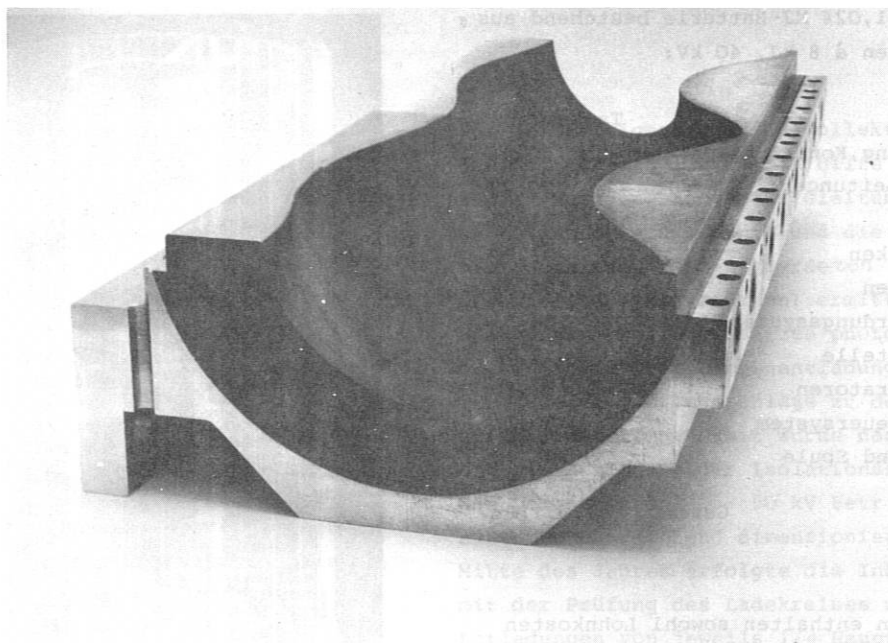


Abb. 3: ISAR I-Spule mit helikalem Einsatz

### 1.1.3. 250-kV-Stoßwellen-Belt-Pinch

(E. Breit, N. Debudey, G. Herppich,  
M. Kluger, A. Knobloch, R.C. Kunze,  
R. Süß, F. Werner)

Ein Großteil der Komponenten für das Kollektor-Spulensystem sowie für die Trag- und Stützkonstruktion des zweifach

eingespeisten 250-kV-Belt-Pinch-Experiments wurde im Berichtsjahr gefertigt und teilweise montiert. Die Belt-Pinch-Spule zur Erzeugung eines toroidalen und poloidalen Feldes wird über 2 Ringkollektoren gespeist. In der Abb. 4 ist die Spule mit unterem Kollektor gezeigt.

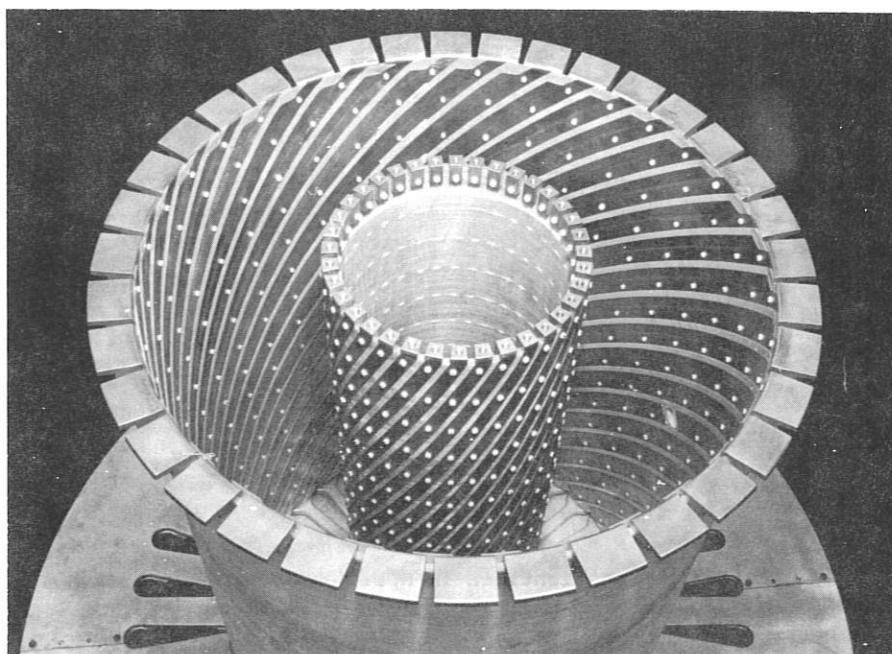
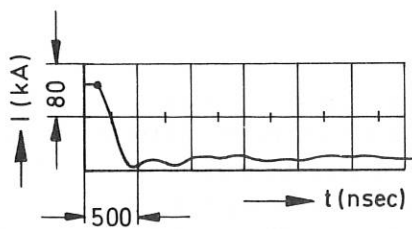


Abb. 4:  
Belt-Pinch-Spule ohne  
oberen Kollektor

Hochspannungsteste zur Dimensionierung des Kollektors zeigten, daß der Anschluß an die Blumleingeneratoren entgegen der ursprünglichen Absicht nicht mit Bandleitern, sondern aus Isolationsgründen mit Kabeln erfolgen muß.

Die aus Gründen der beengten Raumverhältnisse konstruktiv etwas schwierige Aufgabe des Einbaues der Crowbarschalter in den Wannen wurde gelöst, so daß gegen Ende des Jahres mit dem Originaleinbau eines Schalters in der Testwanne der Gruppe Hochspannungstechnik begonnen werden konnte.

Die max. Pulsspannung erreicht an der Einspeisungsstelle der Verbraucherspule etwa 160 kV. Aus diesem Grunde mußte des Spannungsniveau am Testbandleiter entsprechend gesteigert werden. Dies erforderte ebenfalls eine Anhebung der Triggerspannungen für den Crowbarschalter und bedingte eine Erhöhung der Spannung der Steilwellengeneratoren. Ein Prototypgenerator wurde gefertigt. Dieser ist zur Zeit im Erprobung. Am leerlaufenden Kabelende (Z-Kabel = 50  $\Omega$ ) wird eine max. Pulsspannung von 250 kV mit einer Anstiegszeit von 20 ns angestrebt, dabei werden 14 Kabel parallel gespeist. Die eingesetzten Pulskabel wurden vorher in einer Hochspannungsprüfung auf ihre Eignung hin untersucht.



Crowbarzeitpunkt im Strommaximum

Abb. 5: Stromverlauf in der 250 kV Belt-Pinch-Spule

Die bisher durchgeführten Messungen an der Testbandleitung erfolgten bei negativer Verbraucherspannung. Den Stromverlauf im Verbraucher (Crowbarzeitpunkt im Strommaximum) zeigt Abb. 5. Nach dem Umbau der Testanlage werden die Arbeiten mit positiver Spulenspannung weitergeführt werden. Die 12 benötigten Crowbarschalter für das Hauptexperiment liegen konstruktiv fest und wurden der ZW in Auftrag gegeben.

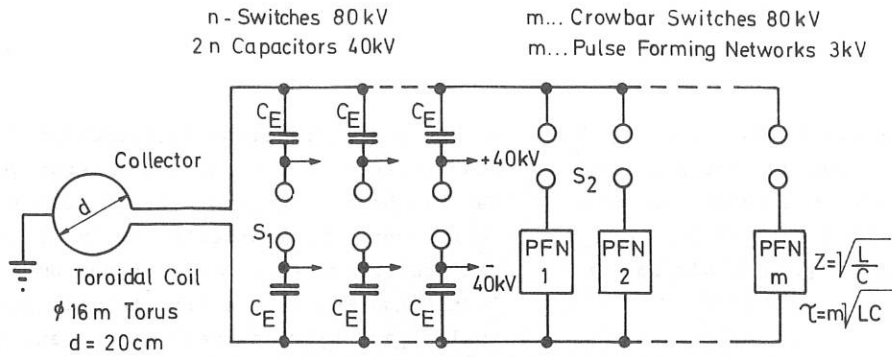
#### 1.1.4. 80 kV-Power-Crowbar-Batterie für ein Hoch- $\beta$ -Experiment

(E. Breit, J.E. Gruber, Ch. Ludescher, H. Preis)

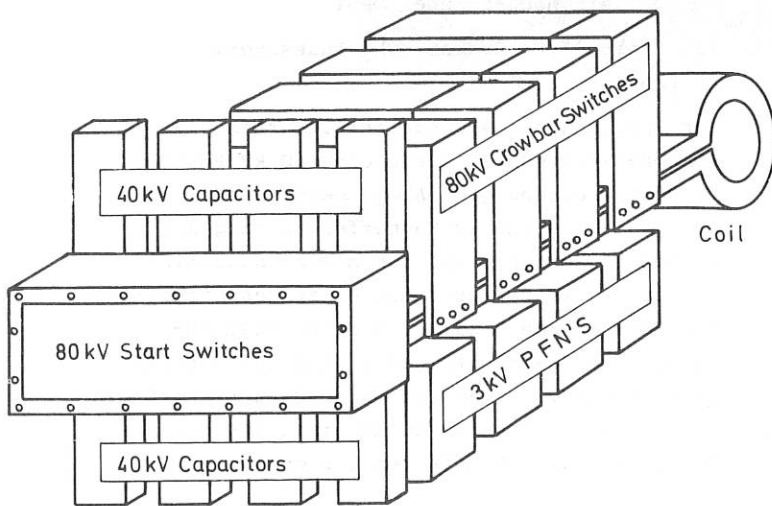
Zur Speisung eines wandstabilisierten Hoch- $\beta$ -Experimentes wurde eine 80 kV Powercrowbarschaltung gem. Abb. 6 entwickelt. Der 0,5  $\mu$ s schnelle Magnetfeldanstieg zur Stoßwellenheizung wird durch eine niederinduktive 80 kV Batterie mit einer gespeicherten Energie von 8 kJ pro m Torusspule erzeugt. Für das nachfolgende "Einschließfeld" liefert eine 3 kV Powercrowbar-Batterie mit einer Energie von ca. 40 kJ einen für ca. 40-50  $\mu$ s nahezu konstanten Strompuls.

Es wurde ein Entwurf für einen Batteriesektor zur Speisung eines 1 m Torussektors ausgearbeitet, wobei Bedacht auf die Verwendung von erprobten oder weitgehend bekannten Bauelementen genommen wurde.

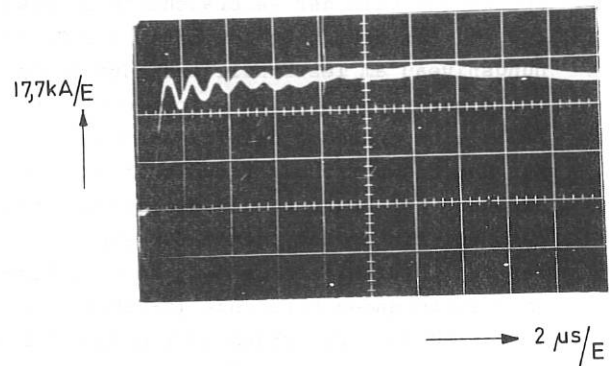
Die als Kettenspeicher ausgeführte Power-Crowbar-Schaltung wurde hinsichtlich ihres transienten Verhaltens analysiert. Im einzelnen ist der Einfluß der verschiedenen Schaltkreisparameter (Wellenwiderstand, resistive Verluste, Induktivität der Entladestrecke, Schaltzeitpunkte etc.) auf die Form des Strompulses untersucht worden. Anzustreben war eine Pulsform mit einer Anstiegszeit von ca. 0,5  $\mu$ sec, wobei der Übergang aus der Anstiegs- in die Dachphase möglichst schwingungsfrei verlaufen sollte (Ripple  $r < 10$  %). Außerdem ist die Rückwirkung der Plasmakompression auf die Übergangsfunktion des Stromes numerisch untersucht worden. Dazu wurde eine auf dem



a) Prinzipschaltung



b) Anordnung der Elemente in einem Speichermodul für einen 1 m Torussektor



c) Stromverlauf gemessen in einer Basiseinheit für einen 10 cm Spulenabschnitt.  $\hat{J}_{\text{max}} = 50 \text{ kA}$

Abb. 6: 80 kV Power Crowbar Batterie zur Erzeugung eines 0,5/50  $\mu\text{s}$  Magnetfeldpulses

Free-Particle-Modell basierende Fortran-Routine (W. Schneider, Abt. 1) an die Routine NETZWERKE 3 angekoppelt. Die so berechnete Kurvenform des Stromes entsprach nicht identisch derjenigen ohne Plasmarückwirkung, verlief aber in den vorgegebenen Schranken.

Als Alternative zu oben beschriebenem Energiespeicherkonzept wurde von der Abt. 1 eine transformatorgekoppelte Speicherbatterie vorgeschlagen. Zu diesem Entwurf wurden ebenfalls mit Hilfe der Fortran-Routine NETZWERKE die Übergangsfunktionen der Ströme in den einzelnen Schaltkreisweigen berechnet. Ergänzende

Modellmessungen zeigten die prinzipiellen Schwierigkeiten des Transformator-Konzepts, so daß diese Alternative zugunsten der Power-Crowbarschaltung aufgegeben wurde. Eine 80 kV Basiseinheit zur Speisung eines 10 cm langen Torussektors wurde aus vorhandenen 40 kV Kondensatoren mit modifizierten 80 kV "Field Distortion"-Schalter im Start- und Crowbarkreis aufgebaut. Insbesondere wurden das Schaltverhalten des 80 kV Crowbarschalters sowie verschiedene Ausführungen der Power-Crowbar-Kette untersucht. Die ermittelten Stromkurven, Abb. 6 c), entsprechen der Computerrechnung. In Zusammenarbeit mit der Abt. 1 wurde ein Proposal für ein 16 m  $\phi$  Hoch- $\beta$ -Stellarator-Experiment ausgearbeitet.



### 1.1.5. Untersuchungen für einen induktiven Power-Crowbar-Energiespeicher

(M. Pillsticker, H. Preis)

Berechnet wurden die Übergangsfunktionen von Strömen und Spannungen verschiedener Power-Crowbar-Schaltungen mit induktivem Energiespeicher. In diese Analysen ist das nicht ideale Verhalten des supraleitenden Schalters einbezogen worden, in dem die Beschreibung seines Phasenübergangs durch eine ansteigende e-Funktion approximiert wurde. Als induktiver Speicher soll ein Übertrager mit supraleitender Primär- und normalleitender Sekundärwicklung verwendet werden. Mit der Analyse der transienten Vorgänge im Speicher wurde begonnen. Optimierungsrechnungen und die Dimensionierung des Speichers liegen vor. Erste Untersuchungen über großvolumige nichtleitende Kryostaten wurden vorgenommen.

### 1.1.6. 690 kJ Stoßstromanlage für den 1 kJ-Jodlaser Asterix III

(W. Ertl, G. Klement, H. Wedler)

Die Arbeiten im letzten Jahr konzentrierten sich weitgehend auf Vorversuche, Planung und Aufbau der großen Laserbatterie für Asterix III.

In der ersten Ausbaustufe (690 kJ) wurden 8 Speicherblöcke termingerecht fertiggestellt und nach Aufbau zweier Laserkammern ohne Schwierigkeiten mit 40 kV in Betrieb genommen. Ein Ausbau auf 1 MJ (12 Blöcke) ist vorgesehen.

Zwei wesentliche Gesichtspunkte konnten beim Bau dieser Stoßstromanlage bewiesen werden:

1. Trotz der Größe des Experimentes konnte der Aufbau einschließlich der Vorversuche termingerecht innerhalb eines Jahres abgeschlossen werden, obwohl die Kondensatoren mit 3 Monaten Verspätung geliefert wurden.
2. Die vorher pauschal kalkulierten Kosten für die Stoßstromanlage wurden strikt eingehalten. Die spezifischen Kosten betragen 1 DM/J (bei 40 kV Ladespannung) bzw. reduzieren sich auf 0.50 DM/J wenn die Batterie beim 1,5-fachen Wert der

Kondensatornennspannung betrieben wird.

Die Anlage selbst ist in modularer Technik aufgebaut (Abb. 7). Sie besteht aus 8 Gestellen mit jeweils 4 Etagen, die einzeln betrieben werden können. Zwischen Laser und Energiespeicher können bis zu 10 niederimpedante Kabel je Etage angeschlossen werden. Aus akustischen Gründen wurden die Funkenstrecken, die in einem Bereich 20 - 60 kV schaltbar sind, gekapselt. Leicht auswechselbare PE-Isolierungen verhindern die Bedampfung der Funkenstreckenkommer.

Folgende Aspekte dieses Batteriekonzeptes sind besonders hervorzuheben:

Energiedichte: Bei der Auswahl der Kondensatoren für die Hauptbatterie wurde auf den bewährten Isar I Typ zurückgegriffen. Die mittlere Lebensdauer dieses Kondensators wird vom Hersteller bei 40 kV und 80 % Durchschwingen mit 150 OOC Entladungen bezeichnet. (Garantie: 7000 Entladungen mit max. 2 % Ausfall).

Die Lebensdauer des Dielektrikums hängt wesentlich von der Scheitel-Scheitel Beanspruchung im durchschwingenden Betrieb ab, sofern Effekte wie Stromtod und dergleichen vernachlässigt werden. Diese Tatsache bedingt, daß der Kondensator bei einer aperiodischen Entladung bzw. bei gutem Crowbar ohne Beeinträchtigung der Lebensdauer mit maximal  $40 + 32 = 72$  kV Ladespannung (Durchschwingen: 0 %) betrieben werden könnte. Das entspricht einer Erhöhung der Energie um den Faktor 3.24. Leider war der oben zitierte Kondensatortyp nur für einen 60 kV-Pegel kurzfristig modifizierbar. Das heißt, die Anlage, die mit  $\leq 20$  % durchschwingt, kann mit 60 kV betrieben werden, da alle Komponenten für diese Spannung ausgelegt wurden. Danach konnte bei gleichen Kosten und gleichbleibendem Volumen die speicherbare Energie von 305 kJ/40 kV auf 690 kJ/60 kV im Endausbau gesteigert werden.

Struktur: Ein weiterer Gesichtspunkt wurde bei der Planung dieser Anlage konsequent berücksichtigt. Wie bereits in früheren Arbeiten publiziert (1, 2), hängen die spezifischen Kosten ganz entscheidend von der Stückelung (Anzahl der Funkenstrecken) ab. Vor der endgültigen Festlegung der Einheitengröße wurde eine eingehende Analyse der Widerstands- und Induktivitätsanteile

(1) A. Knobloch, G. Herppich: IPP 4/57 1968

(2) G. Klement, H. Wedler: 6. Symp. Fus. Techn., Aachen, 1970, S. 241

der einzelnen Komponenten durchgeführt. Dabei wurde die anteilmäßig recht hohe Induktivität des 60 kV-Startschalters (50 nH = 25 % der Gesamtinduktivität) in Kauf genommen. Bewußt wurde auch die Funkenstrecke großzügig dimensioniert, da die Schalter erfahrungsgemäß die anfälligsten Elemente solcher Anlagen sind. Mit 21.5 kJ Funkenstrecke ist die Belastung nicht extrem groß. Besondere Schwierigkeiten durch große Erosion usw. sind daher nicht zu erwarten. Die Dämpfung durch die Funkenstrecke ist vernachlässigbar (< 5%). Die wichtigsten Daten im Vergleich zu anderen Energiespeichern<sup>1)</sup> sind der Tabelle zu entnehmen. Beim 40 kV-Betrieb (mit 80 % Durchschwingen) betragen die spez. Kosten DM 1.-/J, während bei 60 kV (mit 20 %

Durchschwingen) durch Verdopplung der Energie diese Kosten bei DM 0,50/J liegen. Bei der Kostenermittlung ist eine Crowbareinrichtung berücksichtigt, so daß diese Anlage mit anderen Energiespeichern verglichen werden kann. Die günstigen Werte für Asterix III sind auf den 60 kV-Betrieb (Verdopplung der Energie, da voltage reversal < 20 %) und die geringe Zahl der Einzelkreise (21.5 kJ/Kreis) zurückzuführen. Ferner konnten bei der Skalierung dieser Anlage wertvolle Erfahrungen, die bereits beim Bau früherer Experimente gewonnen worden sind, berücksichtigt werden. Die bei den Vorversuchen aufgenommenen Strom- und Spannungskurven sind der Abb. 3 zu entnehmen. Die hieraus resultierenden Widerstands- und Leistungsfunktionen sind in Abb. 9 dargestellt.

Tabelle 1: Daten einiger Energie-Speicher-Systeme im IPP<sup>1)</sup>

		Isar I	Isar II	Turbulenz- Batterie	500-kV Theta Pinch	Asterix III	
						40 kV	60 kV
Hauptbatterie:							
Energie	kJ	2670	2x250	2x4	4x13,5	305	690
Ladespannung	kV	40	2x40	2x40	4x125	40	60
Zahl der Kreise		252	2x120	2x25	12	32	
Entladestrom	MA	22	7,1	0,554	0,439	6	9
Frequenz	kHz	25	90	554	---	72	
Speicherichte	kWs/m <sup>3</sup>	17.5	14.5	0.89	0.85	22*	50*
Bauzeit	Jahre	4	3	2,5	1,5	1,1*	
spez.Kosten	DM/J	0.95	4.6	5.0	---	1,1*	0,5*
Inbetriebnahme		Febr. 1965	Nov. 1968	Mai 1967	Herbst 1971	September 1973	

\* ohne Laser

<sup>1)</sup> A. Knobloch, K.H.Schmitter, S. Wipf:  
ETZ-A Bd. 92 (1971) HS, S. 267



Abb. 7: Ansicht eines 86 kJ-Blocks (1 Gestell) der 690 kJ Stoßstromanlage für Asterix III

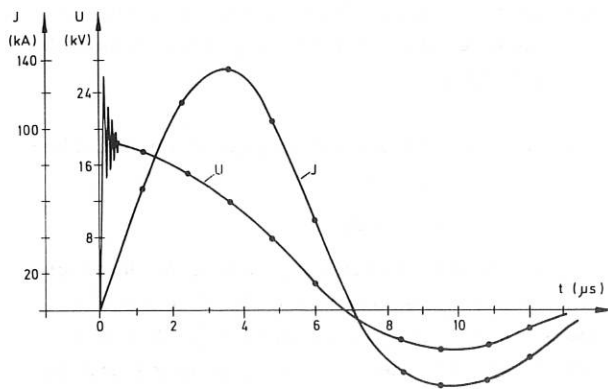


Abb. 8: Gemessener Strom- und Spannungsverlauf an 8 parallelen, nicht entkoppelten Blitzlampen.  $U_0 = 40$  kV

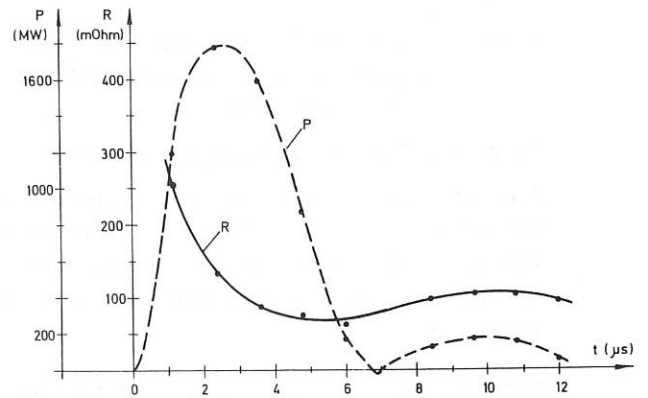


Abb. 9: Widerstand und aufgenommene Leistung der 8 parallelen Lampen als Funktion der Zeit.

### 1.2. Tokamak-Experiment PULSATOR 1

(J. Bäumler, G. Herppich, W. Jakobus,  
A. Knobloch, G. Roos)

An der Stromversorgung für die inneren Vertikalfeld- und Stellaratorwicklungen wurden die restlichen Regler-Baugruppen fertiggestellt, einzeln vorgeprüft und auf gleichen Verstärkungsfaktor abgeglichen. Dabei traten teilweise innerhalb der Reglerplatten parasitäre Schwingungen von sehr hoher Frequenz auf, die bei der Musterplatte nicht beobachtet worden waren. Durch den Einbau von Dämpfungsdröseln wurden sie beseitigt.

Weiters wurden alle peripheren Geräte, wie Stromprogrammgeber, Spannungsüberwachung, Verriegelungen gegenüber Fehlverhalten, Triggergeneratoren usw. fertiggestellt und die ganze Anlage am Experiment aufgebaut und verkabelt. Anschließend wurde die Anlage mit einer Ersatzlast langsam hochgefahren und nach Modifikation an die inneren Vertikalfeldwicklungen angeschlossen und in Betrieb genommen. Nach Abschluß restlicher Montagearbeiten konnte die Anlage im Februar in Betrieb genommen werden. Über die Anlage wurde in <sup>1)</sup> ausführlich berichtet.

### 1.3. Magnetfelder

#### 1.3.1. Das Verhalten von supraleitenden Nb<sub>3</sub>Sn-Spulen in He-Gas-Umgebung (W 6-Probespulen)

(A.P. Martinelli, S.L. Wipf (Abt. 2))

Die Arbeiten an den W 6-Probespulen wurden mit Untersuchungen zur Stabilität bei Gas-Kühlung fortgesetzt. Diese Kühlart kann auch im Hinblick auf Fusionsreaktoren von Bedeutung sein.

Die mit Alu-Band stabilisierte 4-Scheiben-Probespule (Jahresbericht 1972, Seite 212) wurde in Siliconöl getränkt und untersucht. Die vermutete bessere Stabilität der Windungen brachte keine wesentliche Erhöhung der kritischen Stromwerte.

Zur Enthalpiestabilisierung wurden bei der 8-Scheiben-Spule (Innendurchmesser 22 cm,

Außendurchmesser 32 cm, 250 Windungen pro Scheibe) die zwischen den einzelnen Scheiben befindlichen Abstandsstücke aus eloxiertem Alu-Blech durch Bleiblech ersetzt.

Ferner wurden im Hinblick auf die Ermittlung des Wärmeübertragungs-Koeffizienten der Spulenwicklung sechs flache Heizer in die Wicklung so eingesetzt, daß, bei gleichzeitigem Heizbetrieb, eine relativ gleichmäßige Temperaturverteilung in der Wicklungsumfangsrichtung erreicht wird. Damit reduziert sich das dreidimensionale Wärmeproblem auf ein zweidimensionales. Der Temperaturverlauf wurde durch zehn in der Wicklung verteilte Kohlethermometer in der Wicklung aufgenommen.

Die experimentellen kritischen Stromwerte, die mit der durch Bleiblech stabilisierten Spule (Enthalpie-Stabilisierung) erreicht wurden, lagen nicht höher als die vorher gemessenen (Abstandsstücke aus eloxiertem Alu-Blech). Die Enthalpie-Eigenschaften des Bleiblechs (besser im Vergleich mit Alu-Blech) bleiben daher ohne Auswirkung auf die Stabilität der Spule.

Während der Experimente wurden Messungen des Widerstandes der Spule vs. Temperatur und des Verlaufs der Temperatur in der Wicklung nach Wärmeimpulsen durchgeführt.

Die Messungen werden ausgewertet mit dem Ziel, die Wärmeübertragungskoeffizienten in der Wicklung zu ermitteln und das im vergangenen Jahr bearbeitete Modell zu prüfen (Jahresbericht 1972).

#### 1.3.2. Magnetfeld mit linearem Feldstärkegradienten

(P. Krüger, H. Lohnert)

Für ein Laserexperiment wurde ein räumlich linear ansteigendes Magnetfeld, eine Art magnetischer Trichter, benötigt. Die Feldstärke sollte stetig von einigen kG bis ca. 60 kG auf der Achse ansteigen. Das nutzbare Volumen soll bei einer Bohrung von 30 mm eine Länge von 300 mm betragen.

Das Solenoid wird gepulst betrieben. Als Stromversorgung ist eine Kondensatorbatterie vorgesehen, da für das Experiment eine zeitliche Dauer des Magnetfeldes von etwa 5 µsec ausreicht. Gleichzeitig sollte untersucht werden, ob ein so dimensionierter Magnet aus einer vorhandenen Gleichrichteranlage mit reduzierter Pulsfrequenz betrieben werden kann.

<sup>1)</sup> G. Bäumler et al: "The Design and Installation of the Garching Tokamak Facility Pulsator 1" Proc. 7th SOFT, Grenoble, 1972

Eine räumliche Änderung der Feldstärke wird am einfachsten durch eine variable Windungsdichte längs der Spulenachse erreicht. Dies geschieht entweder durch eine Änderung des Füllfaktors oder des Wicklungskupferquerschnitts einerseits oder durch ein stetiges Anwachsen der Windungszahlen längs des Solenoids. Ein derartiger Wicklungsaufbau läßt starke Änderungen der Feldstärke zu.

Die in Abb.10 dargestellte Spule wurde als sogen. Lagenspule aufgebaut, wobei jede 2. Lage um 4 cm verkürzt wurde. Eine Kühlung wurde wegen der kurzen Pulszeiten nicht vorgesehen. Zur Erniedrigung der Spuleninduktivität wurde ein möglichst großer Kupferquerschnitt (4 x 4 mm) verwendet.

Die Dimensionierung der Windungszahlen und Längen der einzelnen Lagen wurden durch ein numerisches Rechenprogramm für Teilspulen ermittelt.

Das Magnetfeld des Solenoids wurde mit einer Hallsonde ausgemessen. Rechen- und Meßwerte stimmen bis auf 1,5 % überein.

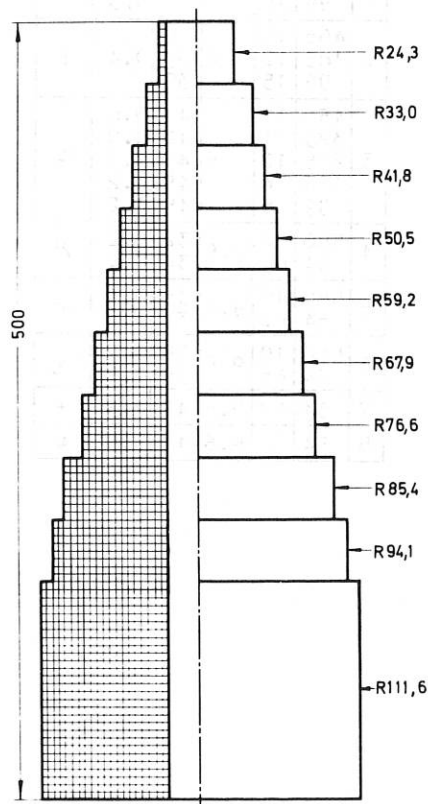


Abb.10: Wicklungsquerschnitt

Die Abweichung von der Linearität des Feldgradienten beträgt max. 1 kG. Der Feldverlauf ist in Abb.11 dargestellt.

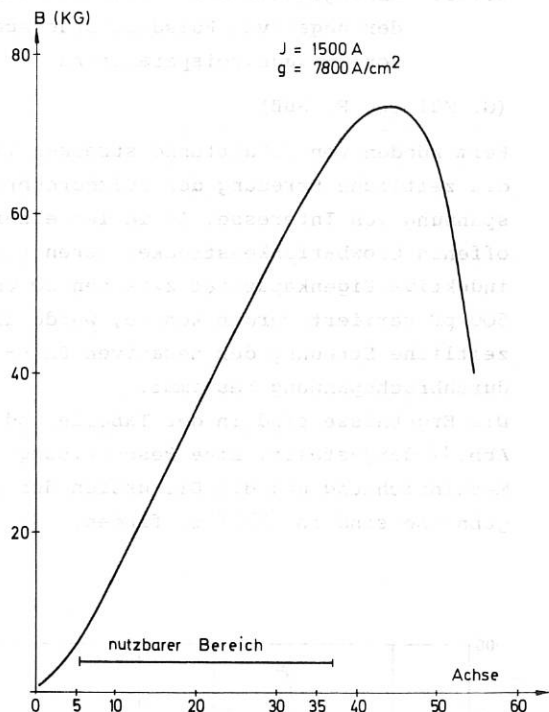


Abb. 11: Feldverlauf längs der Spulenachse

Die Spule hat folgende elektrische und geometrische Werte:

Max. Durchmesser	$D_a = 22,3 \text{ cm}$
freie Bohrung	$D_i = 3 \text{ cm}$
Länge der Spule	$L = 50 \text{ cm}$
Windungszahl	$N = 14$
Kupferprofil	4 x 4 mm
Kupfergewicht	60 kg
elektr. Widerstand	$R_{20} = 0,64 \ \Omega$
Induktivität	40,4 mH
Zeitkonstante	$\tau = 62 \text{ msec}$
Erwärmung pro Puls	$(J = 1500 \text{ A}) \Delta \sim = 70 \text{ grd/sec}$
Feldstärkeänderung	$\approx 2,16 \text{ kG/cm}$

#### 1.4. Stellarator W VII

Die Beiträge der am W VII-Projekt beteiligten Mitarbeiter erscheinen im Bericht der Exp. Abt. 2.

2. GRUNDLAGEN DER PLASMA-TECHNIK

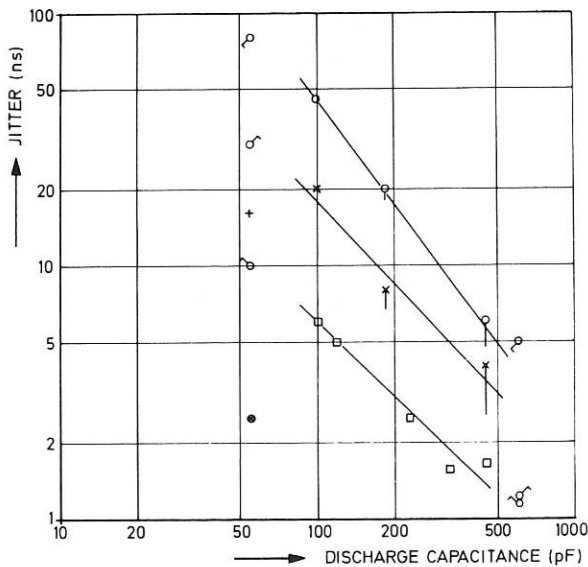
2.1. Hochspannungstechnische Arbeiten

2.1.1. Abhängigkeit der zeitlichen Streuung der negativen Pulsdurchbruchspannung von Entladekreisparametern

(G. Müller, R. Süß)

Beim Zünden von Schaltfunkenstrecken ist die zeitliche Streuung der Pulsdurchbruchspannung von Interesse. An Teilen einer offenen Crowbarfunkenstrecke, deren niederinduktive Eigenkapazität zwischen 50 und 500 pF variiert werden konnte, wurde die zeitliche Streuung der negativen Pulsdurchbruchspannung bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle und der Abb. 12 dargestellt. Eine Beschreibung der Meßeinrichtung und die Diskussion der Ergebnisse sind in /176/ zu finden.

Tabelle der Meßdaten



test number	discharge capacitance	discharge inductance	gap length	min. average break-down field strength	average pulse steepness	indication to fig. 3
	pF	nH	mm	kV/cm	kV/ns	
1	450	10	6	33	0.3	♀
	185	12		34		
	99	15		35		
2	450	10	6	38	0.4	♂
	185	12		39		
	99	15		39		
3	450	10	6	41	0.8	□
	325	11		42		
	225	12		43		
	125	14		45		
	99	15		45		
4	580	10	9.6	32	0.2	♀
	54	60		34		
5	580	10	9.6	35	0.4	♂
	54	60		37		
6	580	10	9.6	36	0.7	♂
	54	60		38		
7	54	60	9.6	42	2.5	+
	54	60		42		
8	54	60	9.6	42	3.9	⊗

Abb. 12: Jitter der Pulsdurchbruchspannung in Abhängigkeit von der Eigenkapazität

2.1.2. Der Entladungsaufbau im angenähert homogenen Feld in  $H_2$ ,  $SF_6$  und Luft

(F. Wesner)

Der Entladungsaufbau in  $H_2$ ,  $SF_6$  und Luft zwischen Plattenelektroden von  $50 \times 5$  cm, Elektrodenabstand 3 cm, der für die Anregung von Gaslasern und für den Bau von schnell schaltenden Bandleiterfunkenstrecken von Interesse ist, wurde im Druckbereich zwischen 50 und 800 Torr untersucht. Die angelegte Pulsspannung wurde von einer Blumlein-Bandleiteranordnung mit einem Wellenwiderstand von  $Z = 1,8 \Omega$  erzeugt. Aus Messungen der Lichtemission (zeitintegriert und mit Bildwandlerkamera) und des Spannungsverlaufs ergaben sich große Unterschiede im Entladungsaufbau bei den verschiedenen Gasen.

Die für die Laseranregung wichtige großflächige Glimmentladung als Übergangsphase zum vollständigen Durchschlag tritt unter diesen Bedingungen nur in Wasserstoff und in räumlich begrenzten Bereichen auch in Luft auf, nicht jedoch in  $SF_6$ . Die Dauer der Glimmentladungsphase sinkt mit wachsendem Druck. Der für Schalter wichtige vollständige Durchschlag erfolgt in parallelen Funken. Die Zahl der parallelen Funken wird mit steigendem Druck kleiner, wobei in  $H_2$  und Luft wesentlich mehr parallele Funken als in  $SF_6$  auftreten. Die Steilheit des Spannungszusammenbruchs steigt mit dem Druck an. Sie ist in  $SF_6$  kleiner als in Luft und Wasserstoff.

2.1.3. Eignungsuntersuchungen an Hochstromanlagen

(J.E. Gruber, F. Werner)

Spulentest ISAR T1:

Es wurden einwindige Magnetfeldspulen für ISAR T1 mit gegossenen elliptischen Formeinsätzen aus Alu-Legierung einem Hochstrom-Kontrakttest unterzogen. Für die Dauerversuche wurden die Triggergeneratoren des Start- und Crowbarkreises mit niederinduktiven Druckfunkenstrecken versehen. Dadurch konnte der Dauertest ohne Schallbelästigung in der L6 Halle durchgeführt werden.

Daten des Spulentestes:

$C = 33,6 \mu F$ ,  $L_{ges} = 150 nH$

$R_{ges} = 6 m\Omega$ , Maximalstrom  $\hat{I}_1 = 561 kA$  bei 40 kV Ladespannung,  $\int i^2 dt = 4,2 \cdot 10^6 A^2 sek$  pro Entladung, Kontaktbelastung 32 kA/cm.

Funkenstreckentest:

Die an der Testbatterie eingesetzte niederinduktive 4-Kanalfunkenstrecke mit modifiziertem Isoliersteg (Tropfenform, Material Polycarbonat) zeigte bei unwesentlichem Elektrodenabbrand keinen Ausfall an Isolierteilen mehr. ( $\hat{J}_{ges} = 280 kA$ ,  $\int idt = 8,5 Cb$ ). Zur Verwendung in niederinduktiven Testbatterien für Stoßwellenheizungsexperimente wurde mit einer Funkenstrecke dieses Typs ein 80 kV Testkreis gebaut und in Betrieb genommen.

2.2. Laser

2.2.1. Elektronenkanone zur Anregung eines HF-Lasers

(E.v. Mark, F. Wesner)

Die im Jahresbericht 1972 beschriebene Elektronenkanone wurde verbessert. Insbesondere konnte durch eine Profilierung der Isolierwände die Spannungsfestigkeit der Kanone auf etwa 160 kV gesteigert und der in die Laserkammer injizierte Elektronenstrom um den Faktor 2 auf über 10 kA gesteigert werden. Lasermessungen sind in Vorbereitung.

2.2.2.  $CO_2$ -Laser

(H. Baumhacker, H. Brinkschulte, E. Fill, R. Lang, W. Schmid, A. Wasner, F. Zitzmann und C. Grigoriu<sup>1</sup>)

Der im vergangenen Jahr begonnene Bau eines 100 J- $CO_2$ -Lasers, der bei den Experimenten zur Plasmaerzeugung durch fokussiertes Laserlicht eingesetzt werden soll, wurde im Berichtsjahr fortgesetzt. Der Laser besteht aus einem Oszillator, der einen Puls von 1,3 nsec Länge liefert, und drei folgenden Verstärkerstufen. Am Oszillator wurden Verbesserungen

<sup>1</sup>) Gast vom Institut für Atomphysik, Bukarest, Rumänien. Bis 1.5.1973 am IPP beschäftigt.

vorgenommen, um seine Ausgangsenergie zu erhöhen. Verstärker I (mit 2,5 cm Elektrodenabstand) und Verstärker II (mit 5 cm Elektrodenabstand) wurden aufgebaut und getestet. Hinter Verstärker I beträgt die Laserenergie  $\sim 1$  J bei einer Pulslänge von 1,3 nsec. Als Endverstärker sollen 2 je 1m lange elektronenstrahlkontrollierte Entladungen eingesetzt werden, bei denen der Elektrodenabstand 10 cm beträgt. Eine der erforderlichen Elektronenkanonen - 1972 bei der Firma ESI in Boston, USA, bestellt - wurde Ende 1973 geliefert. Eine zweite, von uns selbst entwickelte Elektronenquelle ist betriebsbereit. Die beiden zugehörigen Hauptentladungsgefäße wurden gebaut.

Oszillator:

In der Abb. 13 ist die Prinzipanordnung des Oszillators gezeigt.

solche, die zuerst von Lamberton und Pearson angegeben wurde (Volumenentladung zwischen 2 Elektroden mit Rogowskiprofil; Vorionisierung über Hilfelektroden zwischen den beiden Hauptelektroden)<sup>1)</sup> ersetzt. Als akustooptischer Modenkoppler dient ein unter Brewsterwinkel geschnittener Germaniumkristall (womit die leicht zerstörbaren Entspiegelungsschichten entfallen). Aus dem Pulszug, dessen Gesamtenergie 400 mJ beträgt, können Einzelpulse mit einer Energie von 10 mJ selektiert werden. Die Pulslänge ist etwa 1,1 nsec, und der Strahl ist bei einer Divergenz von 1,6 mrad praktisch beugungsbegrenzt. Der Oszillator arbeitet sehr zuverlässig bei guter Reproduzierbarkeit aller Parameter.

Verstärker I:

Im ersten Verstärker wird ebenfalls das von Lamberton und Pearson angegebene Prinzip der Anregung über eine Doppelentladung verwendet.

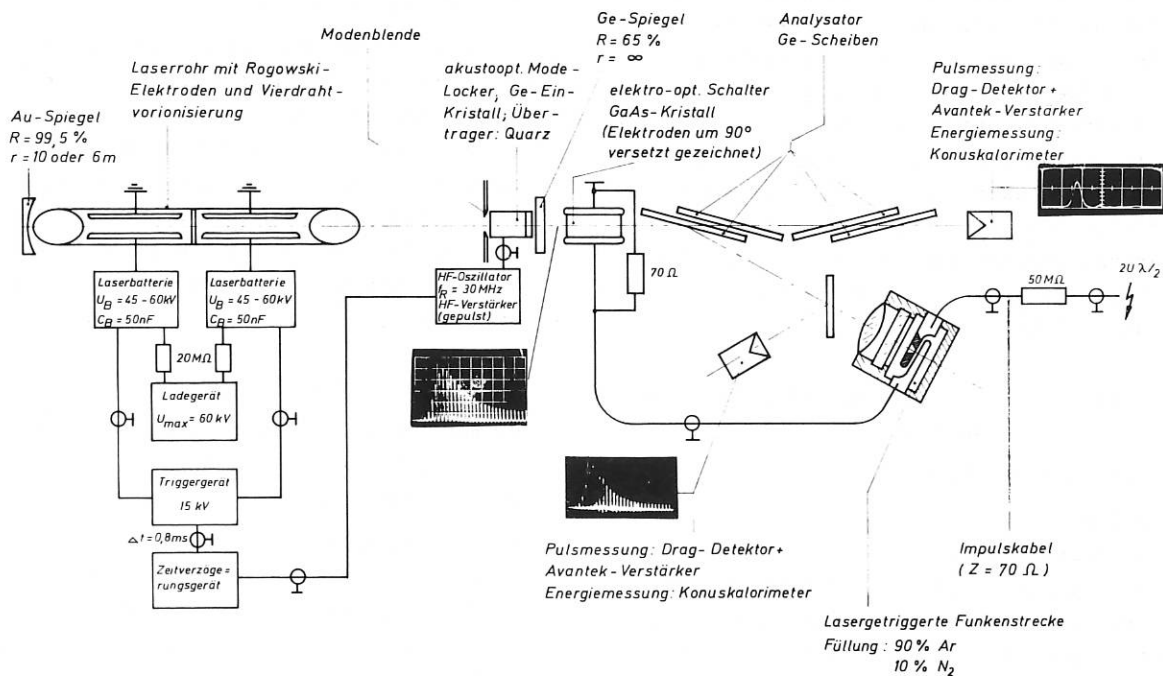


Abb.13:Oszillator mit Modenkopplung und Pulsselektion

Der erste Oszillator, der zunächst mit vielen parallelen, widerstandsentskoppelten Entladungen arbeitete, lieferte Einzelpulse mit einer Energie von etwa 1 mJ. Inzwischen wurde die Entladung durch eine

<sup>1)</sup> H.M. Lamberton, P.R. Pearson: Improved Excitation Techniques for Atmospheric Pressure CO<sub>2</sub>Lasers, Electron.Lett.7,141 (1971)



Der Verstärker besteht aus 5 je 55 cm langen Entladungen. Der Querschnitt beträgt  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ . Die Elektroden der einzelnen Entladungen sind jeweils gegeneinander gedreht, um eine möglichst homogene Gesamtverstärkung über den Querschnitt des Laserstrahls zu erhalten. Alle 5 Entladungen werden (bei einem Jitter von 50 nsec) gleichzeitig gezündet. Am Ausgang des Verstärkers beträgt die Laserpulsenergie etwa 1 J.

#### Verstärker II:

Im Verstärker II ist der Abstand der Elektroden (entsprechend dem Durchmesser des Laserstrahles) 5 cm. Mit größer werdendem Elektrodenabstand wachsen die Schwierigkeiten, eine homogene Volumenentladung bei hoher Inversion, d.h. bei hohem  $\text{CO}_2$ -Gehalt im Gasgemisch, zu betreiben. Wir untersuchten verschiedene Prinzipien: Entladung mit Vorionisierung über viele kleine Bogenentladungen hinter einer perforierten Kathode <sup>1)</sup>; Vorionisierung, ausgelöst durch viele parallele Bögen, die seitlich in einem Abstand von ca. 10 cm von den Hauptelektroden gezündet werden <sup>2)</sup>; Doppelentladung mit Vorionisierung über Hilfelektroden in der Mittelebene zwischen den Hauptelektroden. Ein wichtiger Parameter bei allen diesen Entladungen ist das Profil der Elektroden. Als brauchbar erweisen sich sog. Rogowski-elektroden, d.h. solche, bei denen das elektrische Feld im Entladungsbereich möglichst homogen ist und außerhalb monoton abfällt. In langwierigen Experimentierarbeiten wurden die verschiedenen Entladungsformen und Elektrodenprofile (kreisförmig, flach mit verschiedenen kreisförmigen Radien, Handgeländerprofil, exakt berechnetes und gefertigtes Rogowskiprofil) getestet. Als Kompromiß, unter Berücksichtigung von Fertigungskosten, Entladungskreisparameter und Verstärkungsprofil, wählten

<sup>1)</sup> M.C. Richardson, K. Leopold, A.J. Alcock: Large Aperture  $\text{CO}_2$  Laser Discharges. IEE J. Quant. El. QE-9, 934 (1973)

<sup>2)</sup> O.P. Judd: An efficient electrical  $\text{CO}_2$  Laser using preionization by ultraviolet radiation. Appl. Phys. Lett. 22, 95 (1973)

wir die Anordnung mit Doppelentladung und Vorionisierung über eine Hilfelektrode in der Mittelebene zwischen den beiden Hauptelektroden. Die Elektroden sind 55 cm lang und haben kreisförmig abgerundete Kanten. Verstärker II besteht aus 5 solcher hintereinander angeordneten Entladungen. Die gesamt in dieser Verstärkerkette gespeicherte Laserenergie beträgt etwa 100 J.

#### Verstärker III:

In diesem Verstärker wird das Lasergas in einer mit Hilfe eines injizierten Elektronenstrahls vorionisierten, unselbständigen Entladung angeregt. Unsere Verstärkungsmessungen hatten gezeigt, daß die ersten Abschätzungen bezüglich der extrahierbaren Laserenergie pro angeregte Volumeneinheit zu optimistisch waren. Um die angestrebte Laserenergie von 100 J zu erzielen, muß der Endverstärker ein angeregtes Volumen von mindestens 20 l haben, d.h. der Verstärker muß bei einem Querschnitt von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  mindestens 2 m lang sein. Da die kommerzielle Elektronenkanone eine Verstärkerlänge von nur 1 m anzuregen gestattet, wurde beschlossen, eine zweite Elektronenkanone zu bauen. Das Gerät ist inzwischen fertiggestellt und erprobt worden. Schwierigkeiten bereitete die Wahl der Kathode. Nach einigen Vorversuchen stellte sich heraus, daß die thorierte Wolframkathode mit einfachem Aufbau den Anforderungen am besten entspricht. Abb. 14 zeigt eine Teilansicht der Kathodenanordnung. Der Abstand der auf

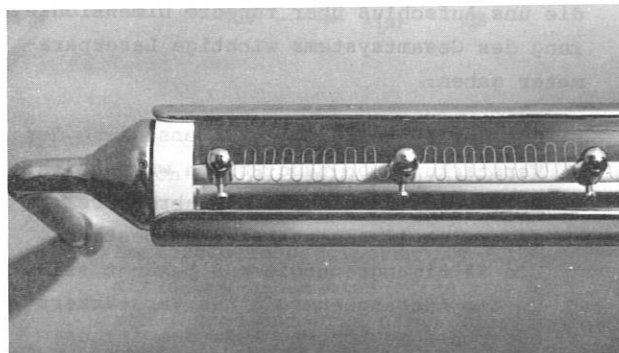


Abb. 14: Ausschnitt der Kathodenanordnung

einem Aluminiumoxydstab befestigten Stützer für den wendelförmig angeordneten Kathodendraht ist 5 cm. Die Kathode ist 1 m lang und emittiert einen Strom von 200 A. Das Lenardfenster (25  $\mu$  Titanfolie) ist 100 x 10 cm<sup>2</sup> groß und hat eine Transmission für die 150 kV-Elektronen von 45 %. Die Strompulsdauer kann zwischen 5 bis 20  $\mu$ sec variiert werden.

Die Entladungskammern, die direkt an die beiden Elektronenkanonen angeflanscht werden, sind fertiggestellt worden. Sie sind für einen Druck von maximal 5 atü ausgelegt. Um die optischen Fenster vor Zerstörung durch Druckwellen in Folge von Entladung zu schützen, wurden Schockabsorber vorgesehen.

#### Gesamtaufbau des Systems:

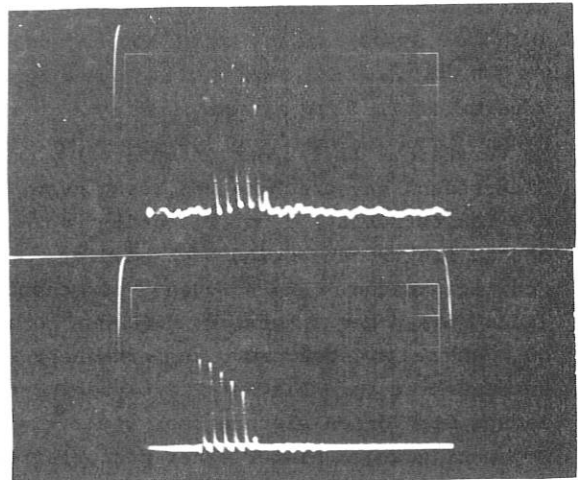
Oszillator, Verstärker I und Verstärker II sind auf getrennten, je 4 m langen I-Schienen montiert. Jede Schiene steht auf zwei Betonklötzen und kann mit Hilfe einer mechanischen bzw. hydraulischen Verstelleinrichtung justiert werden. Der Oszillatorstrahl kann auf diese Weise leicht mit den Achsen der beiden Verstärker zur Deckung gebracht werden. Zur Anpassung des Laserstrahldurchmessers auf die jeweiligen Elektrodenabstände der Verstärker dienen Aufweitungsfernrohre zwischen den einzelnen Stufen.

#### Begleitende Untersuchungen:

Neben dem Aufbau des Lasersystems wurden einige begleitende Messungen durchgeführt, die uns Aufschluß über für die Dimensionierung des Gesamtsystems wichtige Laserparameter gaben:

- Aus der systematischen Untersuchung der Verstärkung von nsec-Pulsen wurden die Sättigungsenergie und die abrufbare Inversion im Laserverstärker bestimmt. Die Sättigungsenergie muß bekannt sein, um die Ausgangsenergie des Verstärkers berechnen zu können. Außerdem ist es wichtig zu wissen, wie schnell sich die Inversion im Verstärker nach Durchlauf eines Laserpulses wieder "erholt", d.h. wie schnell Energie aus anderen Schwingungsniveaus (z.B. von Stickstoff) in die Laser-relevanten Niveaus transferiert wird. Mit Kenntnis dieser Nachlieferungsrate kann die Verstärkung des vom Target

in Richtung Oszillator reflektierten Laserlichts abgeschätzt werden. Zur Bestimmung der Sättigungsenergie und der Nachlieferungsrate wurde die Verstärkung einer Kette von fünf nsec-Pulsen gemessen. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 15 dargestellt. Die relative Höhe der einzelnen



H  
50 ns

Abb. 15: Verstärkung eines Zuges von fünf kurzen Pulsen (Pulsdauer: 1,3 nsec, Pulsabstand: 17 nsec). Das obere Oszillogramm zeigt die Pulsfolge vor dem Verstärker, das untere die Pulsfolge hinter dem Verstärker

Pulse vor und hinter dem Verstärker zeigt deutliches Sättigungsverhalten. Aus der quantitativen Auswertung mit Hilfe eines Computerprogramms folgen die gesuchten Querschnitte. Als wichtigstes Ergebnis dieser Untersuchungen folgt, daß für nsec-Pulse nur etwa ein Drittel der insgesamt gespeicherten Inversion für die Verstärkung zur Verfügung steht. Dies gilt für Einstrahlung auf einer Rotationsschwingungslinie (P (20)).

- Für die Auslegung eines Laserverstärkers liefert die Messung der Kleinsignalverstärkung wichtige Information. Es wurde eine Meßanordnung aufgebaut, die es erlaubt, den zeitlichen Verlauf der Kleinsignalverstärkung sowohl als Funktion des

Ortes im Verstärkerquerschnitt als auch für verschiedene Wellenlängen zu bestimmen. Die ortsabhängige Kleinsignalverstärkung wurde für verschiedene Elektrodenkonfigurationen in einem TEA-Verstärker vom Typ Lamberton-Pearson bestimmt. An Hand der Ergebnisse wurde die Elektrodenform ausgewählt, die bezüglich der Verteilung der Verstärkung, des Platzbedarfs im Laserrohr und der Einfachheit der Herstellung ein Optimum bieten. Für den gewählten Elektrodentyp wurde die Verstärkung bei den Wellenlängen der Rotations-Schwingungsübergänge im P- und R-Zweig des  $00^0_1 - 10^0_0$  Bandes gemessen. Das Ergebnis dieser Abmessungen zeigt Abb. 16. Aus dem Vergleich des gemessenen Verhältnisses der Kleinsignalverstärkung mit dem theoretisch erwarteten folgen die absoluten Besetzungszahlen der Vibrationszustände  $00^0_1$  und  $10^0_0$  und die Gastemperatur.

Mit Hilfe eines Mehrlinienoszillators sollte sich der Wirkungsgrad des Lasersystems erhöhen lassen. Als Verfahren wählten wir die spektrale Ansteuerung des Oszillators mit Hilfe eines kontinuierlichen  $CO_2$ -Lasers, dessen Wellenlänge auf jede Linie im P- und R-Zweig des  $00^0_1 - 10^0_0$  Bandes eingestellt werden konnte. Erste Versuche waren erfolgreich: Der Oszillator konnte gezwungen werden, auf zwei Linien gleichzeitig zu emittieren.

- Die Verstärkerkette hat insgesamt eine Kleinsignalverstärkung von  $10^7$ . Es wurden Überlegungen und erste Versuche angestellt, durch optische Isolation mit Hilfe einer  $SF_6$ -Zelle (die als sättigbarer Absorber wirkt) das Selbstausschlagen des Verstärkers zu unterbinden.

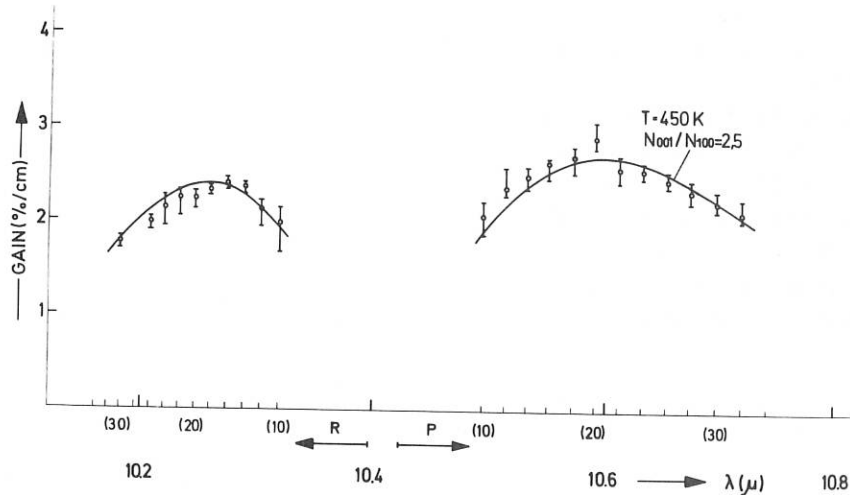


Abb.16. Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit von der Wellenlänge

- Normalerweise emittiert ein  $CO_2$ -Laser nur auf einer Linie. Um die im Verstärker gespeicherte Energie besser ausnützen zu können, sollte die Energie des zu verstärkenden Pulses auf mehrere Linien verteilt sein. Das liegt daran, daß die Thermalisierungszeit in der gleichen Größenordnung wie die Pulszeit von ca. 1 nsec ist.

- Kommerzielle Detektoren für  $CO_2$ -Laserstrahlung haben eine zeitliche Auflösung von 1 nsec und sind dabei ziemlich unempfindlich. Wir haben mit einer Meßanordnung, die den optischen Kerreffekt ausnutzt und bei der die Meßproblematik vom IR ins Sichtbare verlegt wird, eine Auflösung von 500 psec erzielt. Unter Verwendung einer schnellen

Schmierbildkamera (anstelle der von uns eingesetzten PIN-Diode) könnten prinzipiell CO<sub>2</sub>-Laserpulse von 30 psec Länge registriert werden.

### 2.2.3. Kristallzucht

(C.P. Ernst)

Um die starken Temperaturgradienten, die während des Zeitvorgangs im Kristallrohling vorhanden sind und die zu Inhomogenitäten in demselben führen, zu reduzieren, wurde in eine unserer Verneuilanlagen ein Rohr-Ofen eingebaut. Der Ofen wird bei einer Temperatur von 1750°C betrieben und es sollten hiermit Rubine mit besseren Lasereigenschaften gezüchtet werden. Es wurden 15 Ziehversuche durchgeführt, die bis auf einen gelangen. Die Rohlinge hatten eine Länge zwischen 16 und 29 cm bei einem Durchmesser von 17 - 19 mm.

Die Versuche zur Bestimmung der Schmelzfilmdicke beim Ziehen von Rubinen nach dem Verneuilverfahren wurden fortgesetzt. Dazu wurden während des Ziehvorgangs verschiedene Fremdmaterialien auf den Schmelzfilm gebracht. Aus den unterschiedlichen Maskierungen, die in Folge von noch weitgehend unbekanntem Reaktionen der Fremdmaterialien mit dem Kristallmaterial auftreten, kann u.U. auf die Stärke des Schmelzfilms geschlossen werden.

### 3. FUSIONSREAKTOR TECHNOLOGIE

#### 3.1.1. Systemstudien

(W. Dänner, A. Knobloch)

Die im vergangenen Jahr begonnenen Skalierungsüberlegungen zur Auslegung von Tokamak-Fusionsreaktoren wurden erweitert mit dem Ziel, eine umfassendere Übersicht über die Parameterfelder und insbesondere die technischen Randbedingungen und Begrenzungen der Parameterwahl zu gewinnen. Mit Hilfe eines entsprechenden Programms werden diese Überlegungen fortgesetzt.

#### 3.1.2. Planung des Fusionsreaktortechnologieprogrammes

(A. Knobloch, K.H. Schmitter)

Im Rahmen der Advisory Group on Fusion Reactor Technology wurden die Fragen der Definition eines europäischen Fusionsreaktortechnologieprogramms sowie einer europäischen Systemstudiengruppe zum Fusionsreaktor einer Lösung näher gebracht. Für das europäische Fusionsreaktortechnologieprogramm wurde die Terminologie des vorliegenden Deutschen FRTP mit geringen Modifikationen übernommen. Die Voraussetzungen für die europäische Systemstudiengruppe sollen im einzelnen von einem Coordinating Committee festgelegt werden. Das IPP ist in Systemstudien für die beiden Niedrig- $\beta$ -Konzepte, einen Hoch- $\beta$ -Entwurf sowie auch einen Laser-Fusionsreaktor-Entwurf eingeschaltet. Eine Absprache über Zusammenarbeit auf diesen Gebieten besteht insbesondere mit der KFA Jülich und bezüglich des Laser-Fusionsreaktors mit dem IRC Ispra.

Im Anschluß an die Ausarbeitung des Deutschen Fusionsreaktor-Memorandums wurde gemeinsam mit Vertretern der KFA Jülich, der GFK Karlsruhe und des HMI Berlin ein Deutsches Fusionsreaktortechnologieprogramm aufgestellt, welches noch im Dezember dem BMFT vorgelegt worden ist.

Es sieht folgende Hauptaufgabengebiete vor:

1. Systemstudien
2. Plasmawandwechselwirkungen
3. Heizung und Injektion
4. Materialien

#### 5. Blanket und Tritiumchemie

#### 6. Elektrotechnik

Der vorgesehene Mittelbedarf für dieses Programm beträgt ca. 20 Mill. DM/Jahr, woran das IPP (im wesentlichen aus Mitteln seines laufenden Forschungsprogramms) zu insgesamt ca. 30 % beteiligt ist. Die Aktivitäten des IPP im Rahmen des FRTP liegen auf den Gebieten Systemstudien, Plasmawandwechselwirkung, Neutralinjektion, kalte Nachfüllung, Bestrahlung von Supraleitern, Tritiumabtrennung, Entwurfsgrundlagen und Experimente für große supraleitende Reaktormagnete, Entwurfsgrundlagen für Reaktorspeichersystem einschließlich sämtlicher erforderlicher Komponenten, Definition von Lasersystemen. (Zum FRTP siehe auch Bericht Exp. Abt. 2)

#### 3.2. Brennstoffversorgung und nukleare Sicherheit

(W. Dänner, R. Pöhlchen, H. Weichselgartner, R. Bünde (GFB), M. Hüls (GFB), W. Hofer (Abt.9), E. Taglauer (Abt.9))

Zur Identifizierung der Probleme der Brennstoffversorgung sowie der Sicherheit und Umwelteinflüsse von Fusionsreaktoren wurde umfangreiches Material gesammelt und ausgewertet. Ziel der Recherchen war, den heutigen Stand der Kenntnisse bezüglich der Energiereserven (Deuterium und Lithium) und ihrer Verteilung, des Inventars an radioaktiven Stoffen sowie deren Gefährlichkeit zu erfassen und Schlußfolgerungen daraus abzuleiten, welche das Potential des Fusionsreaktors zum langfristigen Einsatz in der Energieerzeugung erkennen lassen. Neben einer eingehenden Analyse der Brennstoffvorräte und -gewinnungsverfahren, welche ökonomische Überlegungen einschließt, wurde den Problemen der Sicherheit im Normalbetrieb und bei eventuellen Störfällen nachgegangen. Dabei wurde den spezifischen Problemen der großen Beträge an gespeicherter Energie (Plasmaenergie, Nachwärme, chemische Energie des Kühlmittels, Magnetfeldenergie) besondere Aufmerksamkeit gewidmet, um die Möglichkeiten ihres Einflusses auf die Auslösung von Störfällen zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Arbeiten zeigen, daß der Fusionsreaktor Vorzüge gegenüber anderen Energieerzeugungssystemen aufzuweisen hat, daß aber detaillierte Systemstudien notwendig sind, um diese Aussage zu präzisieren.

### 3.3. Blanket-Technologie

#### 3.3.1. Kühlungsprobleme

(W. Dänner)

Als Beitrag zur Lösung der noch weitgehend ungeklärten Frage nach dem geeignetsten Blanket-Strukturmaterial wurde ein Modell erarbeitet, aus welchem sich Auswahlkriterien auf Grund der Erfordernisse von der Kühlungsseite her ergeben. Das Modell basiert auf einer Untersuchung der MHD-Druckverluste einer Flüssigmetallströmung in einem senkrecht zur Strömungsrichtung stehenden Magnetfeld. Unter Zugrundelegung der heute bekannten Daten wurden die optimalen Temperaturbereiche für den Einsatz verschiedener diskutierter Werkstoffe ermittelt.

#### 3.3.2. Lithiumtopf

(H. Häglsperger, J. Perchermeier, A. Stimmelmayer, H. Weichselgartner)

Um die Möglichkeit der Tritiumrückgewinnung auf dem Weg der Permeation aus flüssigem Lithium durch Niob zu untersuchen, wurde eine experimentelle Anordnung aufgebaut, die kurz als "Lithiumtopf" bezeichnet ist.

Der Ablauf des Experimentes wird so ausgelegt, daß die Messungen zur Diffusion aus flüssigem Li mit Wasserstoff begonnen werden. Dazu wurde ein isothermer Ofen (max. Temperatur  $800^{\circ}\text{C}$ ), der etwa 100 g Li aufnehmen kann, aus Edelstahl aufgebaut. Das Lithium wird in flüssiger Form durch eine V2A-Fritte, die  $\text{Li}_2\text{O}$ ,  $\text{Li}_3\text{N}$  und Li-Krusten zurückhalten soll, in den Li-Topf

unter He-Schutzgas filtriert. Vorher wird das Li in einer mit He gefüllten Glovebox ebenfalls durch mechanische Filtration vorgereinigt. Damit soll erreicht werden, daß besonders der Sauerstoffgehalt unter 30 ppm gesenkt wird. Über eine Zuführung in das Innere des Ofens kann das Lithium mit Wasserstoff dotiert werden. Eine andere Möglichkeit besteht in der direkten Zugabe von LiH. Die Abbildung 17 zeigt die Experimentieranordnung.

Ein Niobtöpfchen mit etwa  $35\text{ cm}^2$  Oberfläche und zwei angeschweißten Niobröhrchen ( $\varnothing 8\text{ mm}$ , Wandstärke 0,2 mm) dient als Diffusionsstrecke. Der durch die Nb-Wandung in das Innere des Töpfchens diffundierende Wasserstoff kann entweder abgepumpt oder durch einen langsamen He-Strom abgeführt werden, so daß stets ein Partialdruckgefälle aufrecht erhalten bleibt.

In der letzten Experimentstufe soll der Abtransport des diffundierten Wasserstoffs (Tritium) dann durch die feste Phase des Wirbelbettes erfolgen. Durch eine mechanische Absenkvorrichtung, die über zwei V2A-Faltenbälge abgedichtet ist, kann das Nb-Töpfchen reproduzierbar mehr oder weniger weit in das fl. Li eingetaucht werden. Die Edelstahl-Faltenbälge sind durch Strahlungsbleche und genügend großen Abstand vor dem Angriff des flüssigen Lithiums geschützt. Damit sollen störende Diffusionsvorgänge im Gasraum über dem Li erfaßt werden. Der diffundierte Wasserstoff soll gaschromatographisch bestimmt werden. Im Berichtsjahr wurde die ganze Anlage fertiggestellt, in Betrieb genommen und unter Schutzgas ausgeheizt.

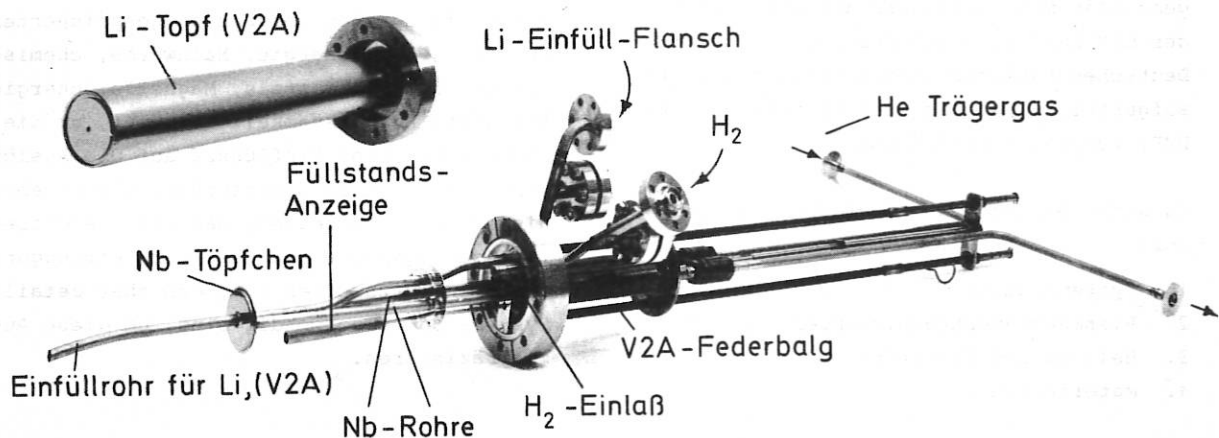


Abb.17: Lithiumtopf

### 3.3.3. Bestimmung des diffundierenden Wasserstoffs

(J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

Gaschromatographische Inertgas-Analysen werden, meist bei tiefen Temperaturen an Kapillartrennsäulen, mit Molekularsieb- oder Aktivkohle-Trägersubstanzen durchgeführt. Wir arbeiten mit einem Gaschromatographen der Fa. C. Erba mit Molekularsiebkolonne bei Raumtemperatur und einem He-Ionisationsdetektor; als Strahlungsquelle fungiert eine Tritiumfolie mit 200 mCi Aktivität. Dieses Gerät verfügt über ein diffusionsfreies Dosiersystem das für Reihenmessungen automatisiert werden kann. Nach einigen Umbauten und spez. Reinigungsverfahren für das Trägergas kommen wir derzeit auf eine Ansprechempfindlichkeit von etwa 1 ppb Wasserstoff. Um diesen geringen Wert reproduzierbar zu erhalten, ist es unbedingt erforderlich, diffusionsfreie Ventile und Leitungen, d.h. Metall-Metall-Dichtungen, zu verwenden. Der ganze Gc, das Einlaß- und speziell das Detektorsystem, wird außerdem mit extrem reinem He rückgespült. Die übliche Nachweisgrenze liegt sonst bis zu 3 Zehnerpotenzen höher. Die ganze Apparatur (incl. Li-Topf) enthält noch Wasserstoff, Luft und andere Restgase, die durch mehrmals wiederholtes Ausheizen bis 800°C, Reinst-He-Spülen und Abpumpen entfernt werden sollen.

### 3.3.4. Handhabung und Reinigung von Lithium

(J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

Im Handel ist Lithium mit der natürlichen Isotopenverteilung derzeit in etwa 99,9 %iger Reinheit zu vernünftigen Preisen erhältlich. Meist liegt es in Drahtform vor und wird durch Einbetten in dickflüssigem Paragtinöl vor Luftangriff geschützt. Da wir für die Diffusionsuntersuchungen weitaus höhere Reinheit brauchen und weiterhin aus Gründen der Korrosivität bes. den Sauerstoffgehalt weit absenken müssen, unterziehen wir das Lithium einer Nachreinigung in einer mit He-gefüllten Glovebox. Dazu wird es von Paragtinöl durch Waschen mit Cyclohexan befreit, wonach das Lösungsmittel abgepumpt wird. Dann wird das Li geschmolzen. Die Verunreinigungen  $Li_3N$ ,  $LiO$ ,  $Li_2O$  und  $LiC$  schwimmen dabei als Krusten auf dem

flüssigen Metall. Durch Abschöpfen, Abfiltrieren oder auch bloß durch Abgießen kann der Großteil davon zurückgehalten werden. Das so bereits ziemlich sauber erhaltene Li wird dann durch eine gesinterte V2A-Fritte in die Apparatur filtriert.

### 3.4. Elektrotechnische Probleme des Fusionsreaktors

#### 3.4.1. Untersuchungen an Kryotronschaltern

(W. Amenda, M. Pillsticker, M. Söll)

Im Berichtsjahr wurden experimentelle Untersuchungen an Kryotronschaltern durchgeführt.

In Kurzproben wurden 2 verschiedene handelsübliche Schaltermaterialien getestet. Es handelt sich in beiden Fällen um Multifilamentleiter auf NbTi-Basis mit unterschiedlichem SL/ML Verhältnis. Der Matrixleiter (ML) besteht aus hochohmigem CuN-Material. Gemessen wurde das Ic-H-Verhalten bei unterschiedlichem Stromanstieg, sowie Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von normalleitenden Zonen im Leiter, die thermisch an einem Ort des Leiters erzeugt wurden.

Schaltversuche wurden in einem Testkreis (Abb. 18) mit mehreren Schalterausführungen vorgenommen, wobei neben dem Schaltermaterial auch der Aufbau des Schalters verändert wurde.

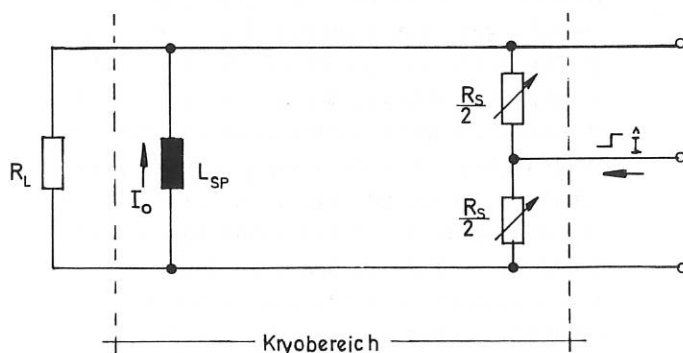


Abb. 18: Testkreis für Stromkommutierung

- $R_L$  - Belastungswiderstand
- $L_{SP}$  - Induktivität der supraleitenden Spule
- $R_S$  - veränderlicher Schalterwiderstand
- $\hat{I}$  - Amplitude des Pulsstromes
- $I_0$  - Schalter- und Spulen-Ruhestrom

Der Strom fließt stationär in der Spule und Schalter. Bei Auslösung des Schalters erfolgt eine Kommutierung des Stromes in den Belastungskreis. Der Schaltvorgang wird eingeleitet durch den Phasenübergang des supraleitenden Schaltermaterials in den normalleitenden Zustand. Die Schaltauslösung erfolgte entweder durch thermische Aufheizung des Schalterdrahtes oder durch Strompulsung.

Vorteil der thermischen Auslösung ist, daß durch die Schalterauslösung der Hauptkreis nicht gestört wird. Nachteilig sind die langen Kommutierungszeiten, die einige bis viele ms betragen können. Vorteilhaft bei der Strompulsauslösung sind die sehr kurzen Kommutierungszeiten, die bei den durchgeführten Untersuchungen zwischen 1 bis 15  $\mu$ s lagen. Als erheblicher Nachteil muß die Störung der Vorgänge im Hauptkreis durch den Auslösestromimpuls angesehen werden, da während der Kommutierung eine Kompensation nicht erfolgen kann.

Als Folge der kurzen Kommutierungszeit ist die im Schalter vernichtete Energie sehr gering. Sie beträgt weniger als 1 % der Speicherenergie bei entsprechender Wahl des Widerstandsverhältnisses: Belastungswiderstand zu Schalterwiderstand im Normalzustand.

Um die Möglichkeiten von schnellen Abschaltungen besser beurteilen zu können wurden systematische Untersuchungen mit Strompulsen verschiedener Stromsteilheit an Schaltern ohne stationären Dauerstrom vorgenommen. Ermittelt wurde das zeitabhängige Widerstandsverhalten. Die Ergebnisse zeigen, daß vollkommene Phasenübergänge SL  $\rightarrow$  NL im Nanosekundenbereich durchaus möglich sind, daß jedoch beim Schalten großer Energien mit großen Schaltern sogenannte "Serien-Strompulsung" angewendet werden muß.

Vorbereitungen für Schaltauslösung durch Magnetfeldpulse wurden getroffen. Vorteil dieses Schaltprinzipes ist es, daß kurze Kommutierungszeiten ohne Störung der Vorgänge im Hauptkreis theoretisch möglich sind. Nachteilig ist der höhere

Energiebedarf für die Auslösung. Im Hinblick hierauf wurde ein technisches Konzept entwickelt, das eine Magnetfeldauslösung bei minimalem Energiebedarf ermöglicht.

### 3.4.2. Test SL-Prototypspule

(M. Pillsticker, M. Söll)

Zur Untersuchung der von Siemens gefertigten SL-Prototypspule wurde ein Meßprogramm aufgestellt. Die zur Inbetriebnahme erforderlichen Vorbereitungen auf kryotechnischem und meßtechnischem Gebiet wurden veranlaßt und sind weitgehend beendet.

### 3.4.3. Neutronenbestrahlungen von NbTi bei 5 K

(M. Söll)

Der Einfluß von Neutronenbestrahlungen auf die kritischen Ströme wurde an NbTi-Filamentleitern untersucht, die sich durch spezifische Vorbehandlungen in der Stromtragfähigkeit zum Teil wesentlich unterschieden. Die Pinningkraft ( $F_p = j_c \times B$ ) pro Volumeneinheit dieser Proben ist als Funktion des reduzierten Magnetfeldes ( $b = B/B_{C2}$ ) in Abb. 19 dargestellt.

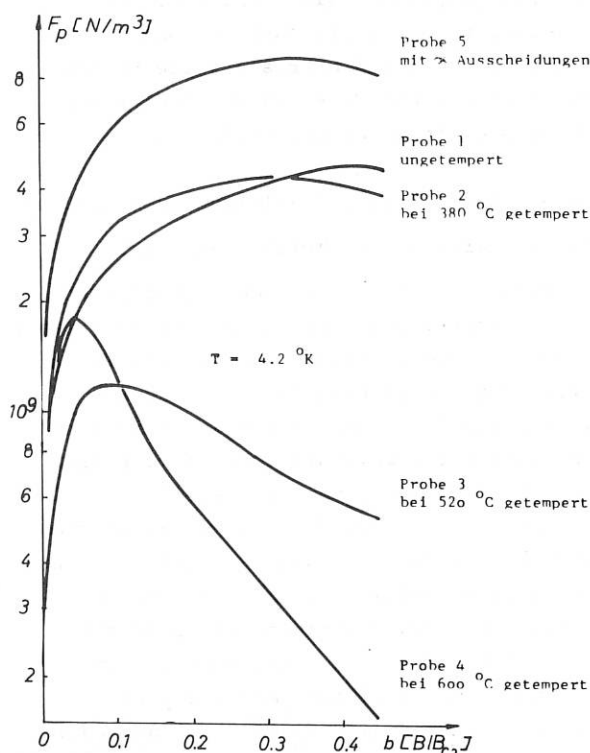


Abb. 19: Pinningkräfte für unterschiedlich vorbehandelte NbTi-Proben



Die Bestrahlungsexperimente zeigten, daß die relativen Änderungen der kritischen Stromdichten von der Lage der maximalen Pinningkraft abhängig sind, wie in Abb. 20 zu sehen ist, und nicht eindeutig von den kritischen Strömen bestimmt werden.

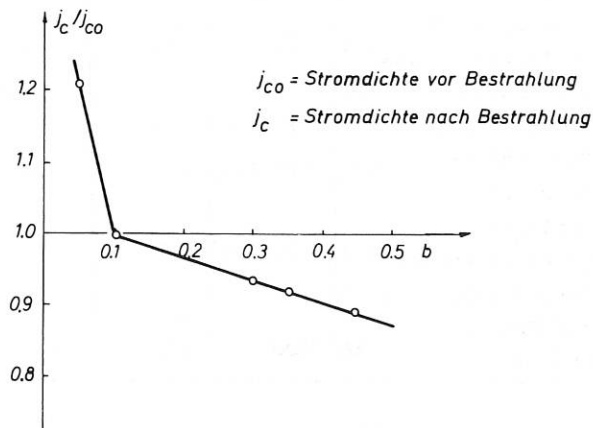


Abb. 20: Relative Änderung der kritischen Stromdichten durch Neutronenbestrahlung in Abhängigkeit des max. Pinningkraftwertes

NbTi-Drähte mit  $F_{pmax}$  bei kleineren  $b$ -Werten als 0,1 zeigen eine Zunahme, während bei den übrigen ( $b > 0,1$ ) eine Reduzierung festzustellen ist.

Aufgrund dieser Untersuchungen ist für die Verwendung in Fusionsreaktoren besonders der Leiter Nr. 5 geeignet.

Für die Verwendung in Fusionsreaktoren ist es auch wichtig zu wissen, wie sich der Supraleiter verhält, wenn er mehr als einmal bestrahlt wird; deshalb wurden "Bestrahlungszyklen" (Bestrahlung - Erwärmung auf Zimmertemperatur für einige Tage - nochmals Bestrahlung) durchgeführt. Im wesentlichen ergab sich bei diesen Experimenten eine weitere Abnahme der kritischen Stromwerte im Vergleich zu den Werten nach einer Bestrahlung für die Proben 1, 2 und 5. In Abb. 21 sind Ergebnisse für die Probe Nr. 1 dargestellt.

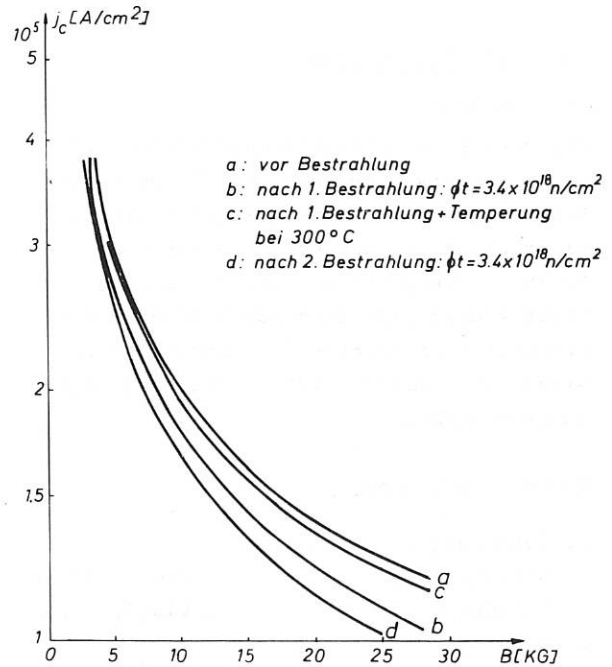


Abb. 21: Kritische Stromdichten für Probe 1 in Abhängigkeit eines transversalen Magnetfeldes vor und nach Neutronenbestrahlungen

#### 3.4.4. Tritium-Inventar eines Fusionsreaktors (W. Dänner, J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

Eines der Schlüsselprobleme bei der Entwicklung des Fusionsreaktors stellt die Ermittlung des Tritiuminventars dar. Die im Jahre 1972 begonnenen Arbeiten hierzu wurden 1973 fortgesetzt. Eine Modifikation des Diffusions-Wirbelschicht-Verfahrens diente als Grundlage zur Aufstellung eines Modells, welche eine Optimierung der Tritium-Rückgewinnungsanlage auf ökonomischer Basis erlaubt. Das Modell wurde auf eine Reihe verschiedener Kühlsysteme und Wärmekraftprozesse angewandt, aus den Ergebnissen wurden vergleichende Schlußfolgerungen abgeleitet. Der Vergleich wurde darüberhinaus auf ein von FRAAS, ORML, vorgeschlagenes Verfahren ausgedehnt, wobei deutliche Vorteile zugunsten des Diffusions-Wirbelschicht-Verfahrens sichtbar wurden. Ein Teil der Ergebnisse wurde auf der Reaktortagung Karlsruhe /128/ präsentiert.

4. STANDARDGERÄTE

4.1. 30-kV-Triggergerät

(E. van Mark)

Zur Zündung von Startfunkenstrecken mit einer Arbeitsspannung  $U_A > 40$  kV wurde als Ergänzung zum 15 kV Triggergerät ein mit einer Druckfunkenstrecke ausgestattetes 30 kV Triggergerät entwickelt. Dieses Gerät eignet sich auch zum Ansteuern von Crowbarfunkenstrecken. Das Gerät ist in einem 19" - ISTEP - 1/2 - Teilcheneinschub untergebracht.

Technische Daten:

1. Versorgung:

Netzspannung 220 V; 50 Hz  
Luftdruck 1,2 bis 1,5 atü

2. Eingang:

Spannungspuls an 50 Ohm  $U_e \geq + 100$  V

3. Ausgang:

Ausgangsspannungspuls  
am offenen Kabelende  $U_a = 56$  kV  
(Z = 50 Ohm)  
Pulsanstieg  $t_a = 12$  ns  
Zeitstreuung (Jitter)  $\Delta t = 5$  ns  
Durchlaufverzögerung  $t_D = 125$  ns  
Pulsfolge 1/10 s

4.2. Bildwandler

(P. Fazekas, F. Hofmeister)

Insgesamt wurden 3 Bildwandlerkameras mit diversen Einschüben abgeglichen. Weitere Bildwandler werden nach einem WL-Beschluß in Zukunft nicht mehr im Institut gebaut, sondern, falls benötigt, von Garching-Instruments bezogen.

4.3. Kondensatorbausteine

(G. Klement, W. Wedler)

Neben dem Baustein für den Endverstärker in den Asterix-Anlagen wurden noch weitere Module entwickelt für den Betrieb der Oscillatoren und Vorverstärker in o.a. Anlagen und zum Pumpen von HF und CO<sub>2</sub>-Lasern (siehe rechte Abbildung)

Baustein Typ	I	II	III
Verwendung	Oscill. Asterix II u. III	HF u. CO <sub>2</sub> Laser	Endverst. Asterix II u. III
Zahl d. Einheiten:	1	1	8/32 (48)
Spannung: kV (volt.rev.: 80%)	48	40	40
Energie: kJ	1.27	2	9.5
Max. Spannung (volt.rev.: 30%) kV	55	55	60
Max. Energie: kJ	1.65	3.9	21.0
Induktivität: nH	110(80)	100	100
Kurzschluß- frequenz: kHz	467(538)	312	146
Entladefre- quenz (ni=0.7): kHz	251(294)	180	80
Kurzschlußstrom: kA	137	184	392
zul. Entlade- strom: kA	100	150	450

Tabelle : Daten von Standardbausteinen

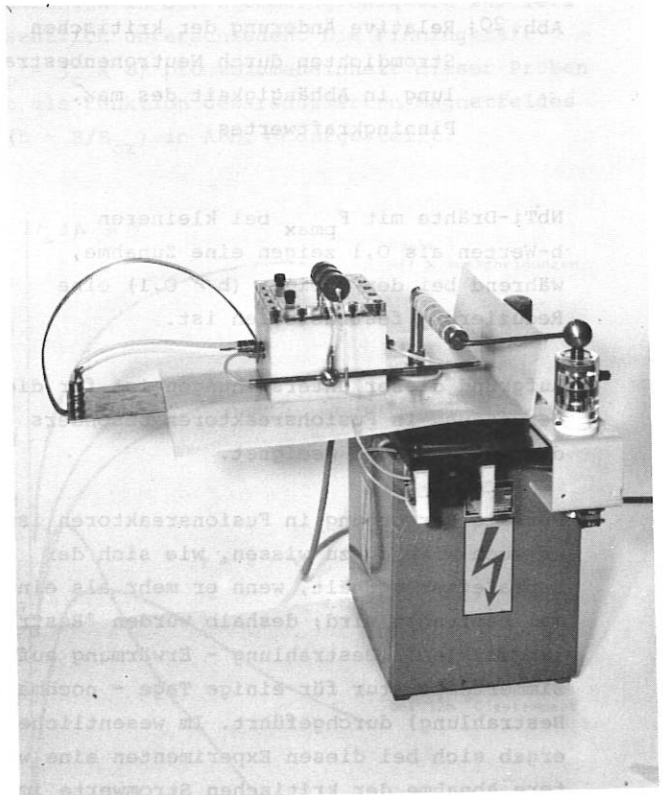


Abb.22: 40/55 kV - 2/3,9 kJ-Standardbau-  
stein Typ II, zum Pumpen von  
Lasern

5. SONSTIGE ARBEITEN

5.1. Konstruktion

5.1.1. Konstruktion I

(E. Breit, N. Debudey, W. Ertl, G. Kaspar, I. Kell, M. Kluger, A. Knallinger, J. Leinthal, H. Neubauer, A. Wasner, E. Weinert, G. Wulff, H. Zickert)

Von den insgesamt 20.489,5 geleisteten Stunden ergeben sich folgende Anteile:

<u>Für Abt.</u>	<u>Stunden:</u>	<u>% d.Gesamtzeit:</u>
Exp.Plasmaphysik 0	191,5	0,9
" "	1 4.659,0	22,7
" "	2 7.260,0	35,4
" "	3 465,5	2,3
" "	4 647,0	3,2
Technik	4.292,0	20,9
Pauserei u.		
Zeichnungsverwaltg.	2.951,0	14,4
Geschäftsführung		
u. Verwaltung	23,5	0,2

Das in der Abb.23 gezeigte Diagramm gibt Auskunft über die monatlichen Stundenanteile.

Aus der Arbeit des KB I sind folgende Arbeiten besonders zu erwähnen:

- Die Montage der Anlage Belt-Pinch II wurde abgeschlossen. Für das Vakuumgefäß aus Glas wurde eine neue Klebtechnik entwickelt. Eine Reihe von Vorrichtungen wurde dafür konstruiert und gebaut.
- Für die Anlage "250kV Belt-Pinch" wurde die Konstruktion abgeschlossen und mit der Montage begonnen.
- Eine Mehrkanal-Funkenstrecke mit Anschlüssen für die Anlage "500kV Belt-Pinch" wurde konstruiert und angefertigt.
- Konstruktion einer 690kJ Jod-Laser-Batterie mit diversen Spezialgeräten.
- Projekt "Wendelstein VII"
- Entwurf und Konstruktion eines Gerätes zur magnetischen Vermessung der Hauptfeldspulen. Die Welle, die die Vermessungssonde trägt, ist radial und axial luftgelagert. Das Gebiet der Luftlagerungen für rotierende Teile stellt dabei eine neue Technik dar. Erfahrungen und Literatur für einen Einsatz von Luftlagern fehlten daher. Das Gerät wurde angefertigt und entsprach im Testbetrieb voll den Erwartungen.

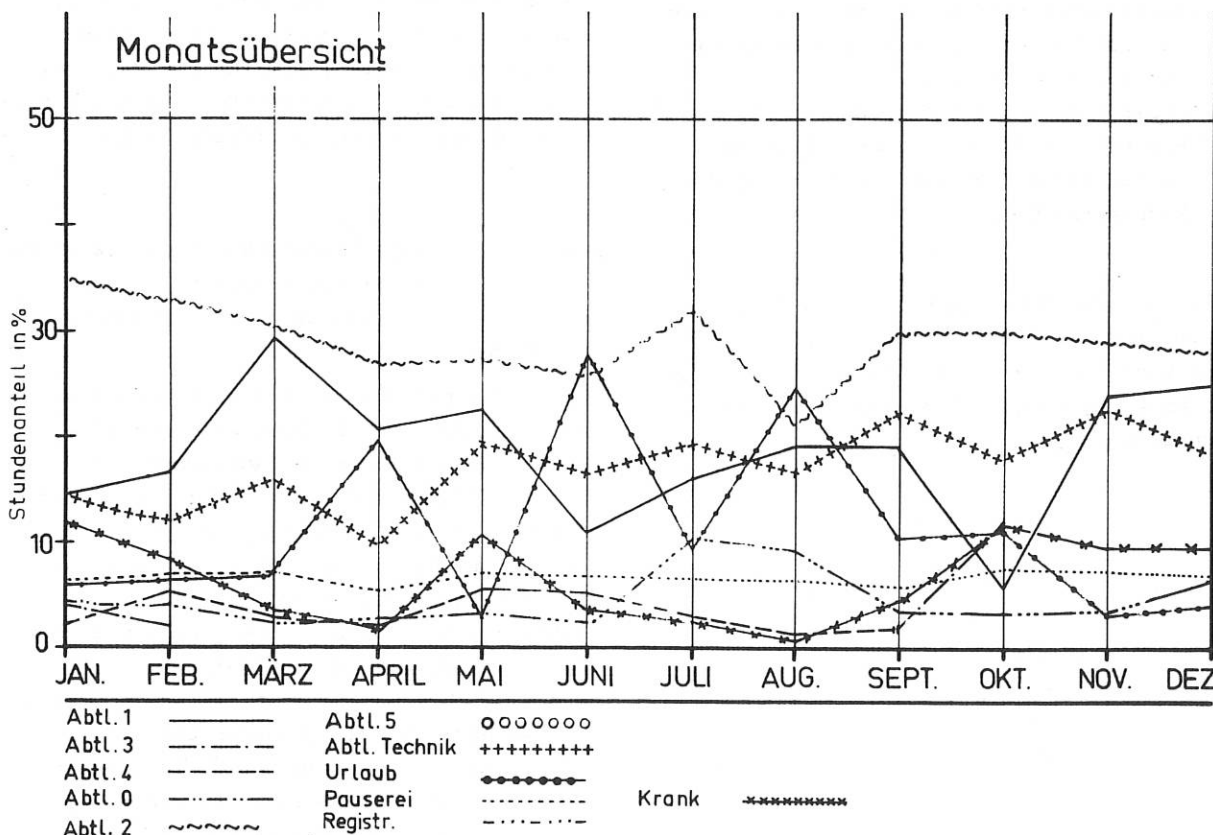


Abb.23: KB I Stundenanteile 1973

- Überwachung der Entwicklungsaufträge für den Torus mit Helix bei den Firmen R D M-Rotterdam und B B C-Mannheim: Berechnungen der Gesamtkonzeption auf Festigkeit und auftretende Deformation aufgrund der Magnetfelder. Konstruktive Überlegungen und Versuche zum Fertigungsverfahren.
- Entwurf und Konstruktion von Gerüst und Befestigung für normal-leitende Spulen und einer supra-leitenden W VII-Hauptfeldspule. In dieser Vorrichtung soll die supraleitende Spule getestet werden.
- Entwürfe, Berechnungen, Konstruktion und Fertigungs-Zeichnungen, sowie Verhandlungen mit Fremdfirmen für die Anfertigung eines linearen Helix-Modelles.
- Konstruktion eines toroidalen Modelles 1:4, zum Studium der helischen Leiter.
- Entwurf, Konstruktion und Kostenkalkulation eines Torus-Versuchsaufbaues im Maßstab 1:1 für Festigkeitsversuche.
- Entwürfe, Berechnungen, Konstruktion, Fertigungs-Zeichnungen und Material-Bestellungen für ein Festigkeits-Modell Maßstab 1:1, Torussektor  $90^\circ$ .
- Konstruktions-Entwürfe und konstruktive Untersuchungen verschiedener Geometrien von Torus mit Helix.
- Ausarbeitung von Unterlagen für die Herstellung der gezogenen helischen Leiter und der Prüfbedingungen für den kompletten Torus.

Der Zeichnungs-Verwaltung und Pauserei oblag für den W VII die Registratur, Ablage und Verteilung von Unterlagen und Konstruktionszeichnungen nach eigenen Sperrvorschriften.

#### 5.1.2. Konstruktion II

(H. Gillhuber, R. Hadersbeck, H. Hasenmiller, S. Huber, F. Kerl, H. Kotzlowski, W. Melchior, P. Meyer, G. Mühlbauer)

Es wurden insgesamt 14.276 Stunden geleistet, die sich auf die einzelnen Abteilungen wie folgt aufteilen:

<u>Abteilung</u>	<u>Stunden</u>	<u>% d.Gesamtzeit</u>
Exp. Plasmaphysik 2	9.988,5	70
Exp. Plasmaphysik 3	2.554,0	17,9
Oberflächenphysik	1.733,5	12,1

Die Stellaratoren W VII und WEGA (beide Exp. Plasmaphysik 2) beanspruchten ca. 70 % der Konstruktionskapazität. Den Rest teilten sich die Abteilungen 3 und "Oberflächenphysik".

#### 5.2. Elektronik

(R. Ammer, P. Fazekas, G. Hagl, F. Hofmeister, R. Kiesel, D. Knips, W. Melkus, G. Roos, K.J. Voigt, D. Zimmermann)

Das Hauptgewicht der Arbeiten lag einerseits auf Datenerfassungs-Aufgaben in Zusammenarbeit mit PULSATOR 1 und WENDELSTEIN II b, andererseits auf größeren elektronischen Entwicklungsarbeiten, nämlich der Vertikal-feldverzögerung für PULSATOR 1 und Überstrom-schutzanlagen für den Neutralteilchen-Ein-schuß am W VII.

##### 5.2.1. Zentrales Überwachungsmodul (ZUM) für ein Vakuumsteuer-System

(G. Hagl, F. Hofmeister, D. Zimmermann in Zusammenarbeit mit Abt. 3)

Für ein Vakuum-Steuer- und Überwachungs-System am Pulsator I wurde ein Zentrales Überwachungs Modul nach CAMAC-Norm entwickelt. Dieses Modul dient dazu, alle auftretenden Alarme zu sammeln und an den Rechner weiterzugeben. Es enthält ein Alarm-status-Register mit komfortabler Alarmverarbeitung, ein Control- und Status Register sowie eine Echtzeituhr mit eigenem Takt-generator. Die Echtzeituhr ist per Programm setzbar und löscherbar und arbeitet auf Interrupt-Basis. In das Modul wurde eine zusätzliche Platine zum Umsetzen des Meßwertes eines Vakuum-Meßgerätes in digitale Werte

eingebaut. Diese digitalen Meßwerte werden in einem Istwert-Register gespeichert, das vom Rechner aus lesbar ist.

Die 1972 begonnenen Arbeiten an den Pumpen-Überwachungs-Modulen (PUM) wurden weitergeführt. Mit den erstellten Fertigungsunterlagen wurden 6 Geräte gebaut und mit dazu entwickelten Rechenprogrammen getestet. Das Zentrale-Überwachungs-Modul ZUM bildet zusammen mit sechs Pumpstand-Überwachungs-Modulen (PUM) ein Vakuum-Steuer- und Überwachungs-System für das Experiment P 1.

#### 5.2.2. GEOVER

(G. Hagl, D. Zimmermann)

Zum geometrischen Vermessen der Hauptfeldspulen für das Experiment W VII wurde ein Modul entwickelt, das die Aufnahme der Meßwerte mit Hilfe von Interruptverarbeitung steuert.

Die Aufnahme der mechanischen Daten der Spule geschieht mit dem Kleinrechner PDP 11, damit die gewonnenen Daten anschließend einfach weiter ausgewertet werden können.

#### 5.2.3. Funktions-Tastatur für W II b

(G. Hagl, D. Zimmermann)

Um den Experimentatoren ein einfache Eingriffsmöglichkeit in das Datenerfassungssystem W II b zu bieten, wurde eine 16-stellige Funktionstastatur gebaut. Mit dieser Tastatur kann die Erfassung von Daten über eine Entfernung von ca. 40 m gesteuert werden.

Da dem Experimentator auf der Bühne ein Display zur Verfügung steht, kann er mit Hilfe der Funktionstastatur sofort nach dem Schuß Auswertungen seiner Daten vornehmen.

#### 5.2.4. Trigger-Generator für W II b

(G. Hagl, D. Zimmermann)

Im Timer des Experimentes W II b wird ein Initial-Triggerpuls generiert. Dieser Puls löst die Aufnahme der Daten mit dem Datenerfassungssystem aus. Im Trigger-Generator wird eine Pulskette erzeugt, deren Dauer und Frequenz einstellbar ist.

Diese Pulse steuern die Datenaufnahme mit einem Multiplexer. Dadurch wird sichergestellt, daß die Zeit, zu der die einzelnen Daten aufgenommen wurden, genau bekannt ist.

Im Modul sind noch verschiedene Testfunktionen eingebaut.

#### 5.2.5. AMPEX-Speicher-Interface für PDP 11

(F. Hofmeister)

Das Interface soll ein Einschreiben von Daten nicht nur vom UNIBUS der PDP 11 sondern auch von einer außerhalb des Rechners liegenden Datenquelle mit 16 bit/ $\mu$ sec ermöglichen. Dies bringt den Vorteil, daß während der Experiment-Dauer von 100 msec die Eingabedaten nicht über den überlasteten UNIBUS laufen. Die Entwicklung des "Interface" mußte im IPP durchgeführt werden, nachdem ein entsprechender Auftrag an eine Externfirma zurückgezogen werden mußte.

#### 5.2.6. Pegelstandmesser für kryogenische Flüssigkeiten

(W. Melkus)

Die Spannung eines mit Konstantstrom (max. 100 mA, bei 60 V) gespeisten Widerstands-Fühlers ist proportional dem Pegelstand eines mit Helium oder Stickstoff gefüllten Dewar-Gefäßes. Eich- und Anpassungssteller erlauben mittels einer digitalen Anzeige die direkte Messung des Pegelstandes in cm. Eine Fernanzeige ist eingebaut. Der weitere Ausbau zu einem Pegelstandsregler ist geplant.

#### 5.2.7. Photoverstärker und Integrator

(W. Melkus)

Ein Verstärker mit einer Anstiegs- und Abfallzeit von ca. 200 nsec dient als Strom-Spannungswandler für Photodioden und Phototransistoren ( $I_{ph} = 1 \text{ mA} \hat{=} 10 \text{ V}$  Ausgangsspannung). Nachgeschaltet ist ein Integrator (Integrationskonstante 5 V/mA  $\mu$ sec) und ein Spitzenspannungsmesser mit langer Haltezeit.

Zur Oszillographierung der Photostrompulse ist ein 100 mV-50 $\Omega$  Ausgang vorgesehen.

#### 5.2.8. Schutzkreise für die Neutralteilchen-Anlage am W VII

(W. Melkus)

Es wurde ein Schutz-Triggergerät zum Schutz der Gitter einer Ionenquelle (Duopigatron) gegen Spannungsüberschläge entwickelt. Das Gerät überwacht den Strom. Bei Überstrom wird die Hochspannungsversorgung primär abgeschaltet und zugleich ein Ignitron gezündet, das die Spannung an der Ionenquelle kurzschließt. Ein Digitalsieb verhindert, daß Überstrompulse, die kürzer als 1-10 millisee sind, zur Auslösung des Gerätes führen.

Ein weiterer Schutzkreis ergibt sich durch eine Schnellabschaltung der Hochspannung mit Hilfe von Vakuum-Senderöhren. Diese Abschaltanlage ist derzeit in Entwicklung.

#### 5.2.9. Stabilisierte Gleichstromquelle

(W. Jakobus, M. Kottmair, G. Roos)

Die stabilisierte Stromquelle für 0,1 - 1 A und bis 10 kV enthält als Stellglied eine wassergekühlte Senderöhre, die über einen Regelverstärker angesteuert wird. Der eingestellte Strom wird auf ca. 0,5 % konstant gehalten. Dabei wurde besonders auf Sicherheit gegen Überschläge am Verbraucher geachtet.

Da die Senderöhre nicht die volle Spannung aufnehmen kann, wird die Anlage automatisch durch einen Spannungswächter abgeschaltet, wenn (bei kleinen Lastwiderständen) die Anodenspannung der Röhre 6 kV überschreitet. Andererseits kann mit einem Regeltransformator die Betriebsspannung den Lastwiderständen entsprechend eingestellt werden.

#### 5.2.10 Impulsgenerator für Magnetron-Hochtastung

(G. Roos)

Für die Vorionisation bei Pulsator 1 werden mehrere Magnetrons mit Hilfe von Senderöhren hochgetastet. Für die Ansteuerung der Senderöhren war ein Impulsgenerator zu bauen.

Die Senderöhren müssen mit Impulsen, deren Amplitude und Zeitdauer einstellbar sein muß, angesteuert werden. In den Impuls-

pausen müssen die Röhren völlig gesperrt sein. Dazu benötigt man einen Spannungshub bis 400 V und Ströme bis 2 A. Die Anstiegs- und Abfallzeiten sollen ca. 1  $\mu$ s betragen.

In den Betriebspausen liegt eine negative Sperrspannung von 150 V am Ausgang, damit ist die Hochtaströhre sicher gesperrt. Wird das Gerät getriggert, so schaltet ein Thyristor den Ausgang auf eine Speicherbatterie, die vorher auf die der gewünschten Mikrowellenleistung entsprechende Spannung aufgeladen wurde und deren Minuspol an -150 V liegt. Nach Ablauf der gewünschten Impulsdauer (ms-Bereich) triggert ein eingebautes Verzögerungsglied einen Crowbar-Thyristor, der die Ausgangsspannung wieder auf -150 V zurückschaltet.

Die für den Programmablauf nötigen Verzögerungs- und Steuerkreise sind im Gerät eingebaut.

#### 5.2.11. Interface für Mikrostrahlsonde (Elektronische Apertur)

(G. Roos in Zusammenarbeit mit Dr. Hofer, Abt. Oberflächenphysik)

Das Interface ermöglicht es, einen bestimmten, wählbaren Teil eines von Ionenstrahl (oder auch Elektronenstrahl) geschriebenen Rasterfeldes auszuwerten.

Zu diesem Zweck werden die Ablenkspannungen der beiden Koordinaten je einem Komparator zugeführt. Deren Ausgangsspannungen und das Ausgangssignal eines Zählers für die Anzahl der durchlaufenen Zeilen werden in einer TTL-Logik so verknüpft, daß das entstehende Steuersignal die angeschlossenen Diagnostikgeräte, z.B. Impulszähler, nur dann freigibt, wenn sich der Strahl innerhalb des vorgegebenen Feldes bewegt. Die Anordnung wirkt also so, als wäre in den Strahlengang eine verstellbare rechteckige Blende eingefügt, vermeidet aber Randprobleme.

Weitere Steuerbefehle bestimmen den Ablauf des Meßzyklus und geben zuletzt das Startsignal für einen Meßwertdrucker.

### 5.3. Elektronik-Service

(H. Auer, H. Schneider, F.v. Woyna)

Während des Jahres 1973 wurden insgesamt 773 elektronische Geräte repariert und gewartet, weiterhin wurden 382 neu eingetretene Geräte überprüft.

Ersatzteilkosten und Arbeitszeit betragen DM 36.093,94 bzw. 4850 Stunden.

Die Aufteilung der Kosten für die einzelnen Abteilungen ergibt sich aus folgender Übersicht:

	<u>DM</u>	<u>Stunden</u>
Abt. O .....	3306,47	219,25
" 1 .....	5143,63	983,50
" 2 .....	5020,43	625,50
" 3 .....	3180,36	815,25
" 4 .....	7388,81	370,50
" 9 .....	3133,59	695,75
" A .....	- , -	14
" S .....	- , -	20
" T .....	6594,25	646,50
" R .....	- , -	9
" V .....	59,95	21,75
" W .....	- , -	8,75
" Z .....	460,88	80,75
Extraterrestr. Physik	1805,57	339,50

### 5.4. Chemie

(K. Machold, J. Perchermeier, E. Prüfner, H. Spitzer, H. Weichselgartner)

Für 135 bearbeitete Entwicklungsaufträge wurden 1555 Stunden verrechnet.

#### 5.4.1. Gaschromatographie

(K. Machold, H. Weichselgartner)

Quantitative Analysen von K-Oktoat wurden weiterhin durchgeführt. Für eine ebenfalls quantitative Untersuchung von Wasser in Glyzerin wurden Säulenfüllungen getestet. Sehr brauchbar erwies sich eine Kombination von 2 % Triton X auf Chromosorb W in 1/4' - 12 f -Säulen. Für das Jodlaserprogramm wurde u.a. Perfluorisopropyljodid auf Haloport F analysiert. Mit quantitativen Bestimmungen von Laser gasen (N<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub> in He) wurde begonnen. Die Trennung erfolgt auf Molekularsiebsäulen temperaturprogrammiert bei ca. 100 - 300°C.

#### 5.4.2. Flüssigkeitslaser

(J. Perchermeier)

Nach ca. 3 Monaten Standzeit wurde die aktive Flüssigkeit (Nd<sup>3+</sup>:POCl<sub>3</sub> : ZrCl<sub>4</sub>) durch Ausfällungen unbrauchbar. Der Grund dafür wurde früher in zu geringer Beständigkeit von vernickelten Bauelementen gesehen; er kann aber auch im Pumplichteinfluß liegen.

#### 5.4.3. Radioaktive Nickelschichten

(H. Spitzer)

Für das Heliosprojekt wurde auf eine Sensorhalbschale radioaktives Nib3 mittels "Tampongalvanisierung" auf genau definierten Stellen aufgebracht. Es standen 3,5 ml Elektrolyt, bestehend aus  $\frac{n}{10}$  HCl und NiCl mit einer Aktivität von 9,5 mCi zur Verfügung. Es wurde eine Aktivität von 9 mci auf 2 Striche von je 1 mm Breite und 50 mm Länge verlangt. Da durch das "Wischverfahren" am Ende der Elektrolyse die Gefahr des Abriebs des Nib3 durch den Filzstift sehr groß ist, wurde außerdem ein Galvanisierverfahren angewendet, bei dem die Anode stationär angebracht war (Wannenbau mittels Wachs um die zu vernickelnden Stellen) und somit ein eventueller Abrieb des Nib3 verhindert wurde.

#### 5.4.4. Allgemeine Analytik

(K. Machold, J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

Metallanalysen, Reinheitsuntersuchungen, Schwefelbestimmung in Heizöl, Untersuchungen von Aufdampf-Schichten, Gasanalysen, Spektralphotometrie, Atom-Absorptions-Analysen, Spurenanalysen, Untersuchungen von toxischen Substanzen.

#### 5.4.5. Reinigen von Magnetfeldspulen und UHV-Pumpständen

(E. Prüfner)

Je nach Verunreinigung werden laufend Spulen mit Entkalkungspräparaten, Säuren oder Lösemitteln gereinigt. Öldiffusionspumpen und Quecksilberpumpstände werden turnusmäßig durch Abbeizen von Ölrückständen bzw. Restquecksilber und Korrosionsprodukten befreit und durch Neu-Eloxieren bzw. Vernickeln wieder gebrauchsfähig erhalten.

#### 5.4.6. Schadstoffbeseitigung

(Ph. Georgens)

Im IPP anfallende Schadstoffe, wie verbrauchte Lösungsmittel, Ätz- oder Beizlösungen und Fotochemikalien werden in der Chemie gesammelt. Falls nötig werden sie dann analysiert und bevor sie in der Neutralisationsanlage entgiftet werden, entsprechend vorbehandelt bzw. aufgearbeitet.

#### 5.4.7. Präparate für Jodlaser

(J. Perchermeier, H. Weichselgartner)

In der im Vorjahr fest aufgebauten Apparatur zur fraktionierten Kondensation wurden im Berichtsjahr weiterhin größere Mengen (Litermaßstab) gereinigt. Daneben wurden auch Methoden der fraktionierten Destillation im Vakuum eingesetzt. Zur Präparation von Trifluoressigsäurejodid wurden mehrere Versuche im Bombenrohr angesetzt. Diverse Präparate und Lösungsmittel wurden spektralphotometrisch bzw. gaschromatographisch auf Einsatzmöglichkeit bzw. Reinheit geprüft.

#### 5.5. Vakuumtechnik / Technologie

(K. Becker, R. Ehrlich, H. Fendl, G. Förster, H. Häglspurger, M. Karpfinger, G. Knöbel, E. Laser, R. Scherzer, P. Schirmer, A. Stimmelmayer, F. Zitzmann)

##### 5.5.1. Allgemeine Aufträge

Für 364 ausgeführte Aufträge wurden insgesamt 6878 Stunden aufgewendet. Für Bedienung und Wartung der Verflüssigungsanlagen für  $N_2$  und Helium waren 2421 Stunden erforderlich.

##### 5.5.2. Messung der Gasabgabe von festen Stoffen im Vakuum

(H. Häglspurger, R. Scherzer)

Mit einer Meßapparatur, deren Meßstrecke ausschließlich aus Pyrexglas besteht und bis  $350^\circ C$  ausheizbar ist, wurde begonnen, die Gasabgabe von festen, vorwiegend nichtmetallischen Stoffen, speziell aber von neuartigen Kunststoffen, Gießharzmassen, Klebern zu messen, sowie den Einfluß unterschiedlicher Vorbehandlungsmethoden auf die Gasabgabe dieser Stoffe

zu untersuchen.

Die Apparatur ist für die Aufnahme scheibenförmiger Proben mit 50 mm Durchmesser und 4 mm Dicke eingerichtet.

Bisher wurden die Abgasraten der in Abb. 24 aufgeführten Werkstoffe jeweils während der ersten 5 - 6 Stunden sowie nach 24-stündiger Pumpzeit ermittelt. Gegenwärtig wird die Anlage für Messungen bei Temperaturen bis ca.  $250^\circ C$  umgerüstet.

##### 5.5.3 Aufdampftechnik

(H. Häglspurger, M. Karpfinger)

Durch die Anschaffung einer 10 kW-Elektronenstrahl-Verdampfungseinrichtung ist es jetzt möglich, außer metallischen Schichten aus sämtlichen hochschmelzenden Metallen auch Schutzschichten sowie hochreflektierende Systeme extremer Härte aus schwer verdampfenden Metalloxiden wie  $TiO_2$ ,  $Al_2O_3$ ,  $ZrO_2$ ,  $SiO_2$  usw. herzustellen. Im Berichtszeitraum wurden u.a. folgende Bauteile durch Aufdampfen hergestellt:

- Absorptionsfreie Strahlteilerplatten für  $\tau = 10,6 \mu$  Einfallswinkel  $45^\circ$  und  $T = 50 \%$  durch Verspiegeln bzw. Entspiegeln der Vorder- bzw. Rückseite von Germaniumsubstraten.
  - Interferenzlinienfilter für  $\tau = 1,315 \mu$  mit  $HW = 30 \text{ nm}$ .
  - Spiegelschichten verschiedenen R-Grades und AR-Schichten für  $\tau = 2,6 \mu$  bis  $3,2 \mu$ .
  - Entspiegeln eines Quaders aus Tellurglas AO T5 für R min. bei  $1,315 \mu$ .
- $R$  unbedampft = 21 % } Werte für 2 gegen-  
 $R$  entspiegelt = 1 % } über liegende Flächen

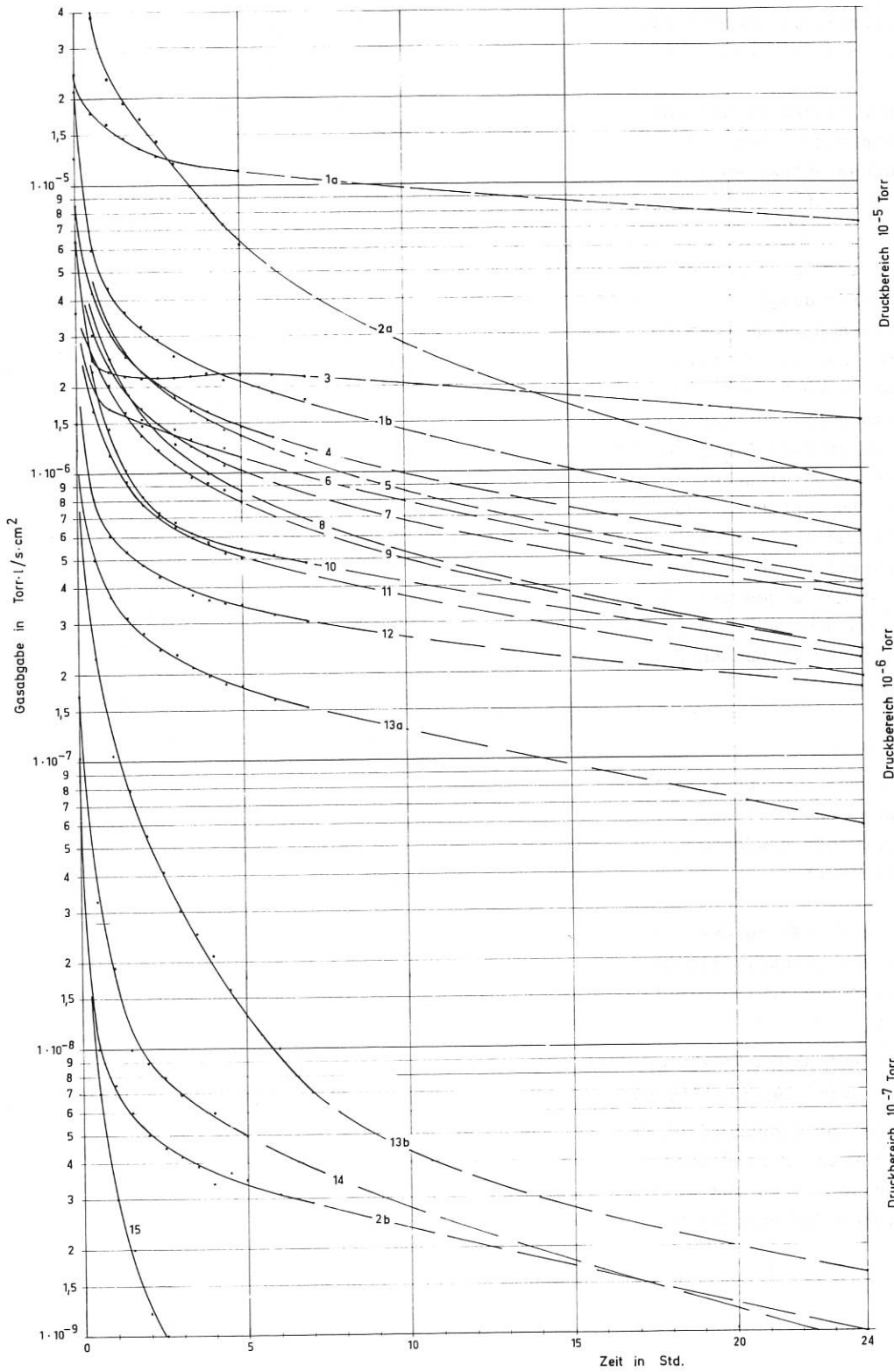
Ferner wurden auf  $10 \mu$  starke Hostaphanfolien teildurchlässige Chromschichten unterschiedlichen Schichtwiderstandes, für den Aufbau von Flüssigkristallsystemen, aufgedampft.

##### 5.5.4. Allgemeine Werkstofftechnologie

(H. Fendl, G. Förster, H. Häglspurger, G. Knöbel, E. Laser, P. Schirmer)

1. Herstellung von Barium-Kegelhülsen. In Fortführung der bereits im Jahresbericht 1972 beschriebenen Arbeiten zur Erzeugung von Ba-Kegeln wurde jetzt ein Verfahren zur





- 1 a - Perbunan-Rundschnur-ring, unge-temper
- 1 b - Perbunan-Rundschnur-ring, an Atmosphäre bei 90°C ge-temper
- 2 a - Agalmatolit, ungebrannt
- 2 b - Agalmatolit, bei 1300°C gebrannt
- 3 - PVC-Kleber "Tangit", auf Trovidurscheibe ausgehärtet
- 4 - Polyimid (Vespel, Kapton)
- 5 - Hostaform C
- 6 - Epoxid-Gießharz E 10 mit Härter E 25
- 7 - Polyamid A
- 8 - Araldit CY 230 mit Härter HY 992
- 9 - UHU-plus, auf Glasscheibe bei 50°C ausgehärtet
- 10 - Viton-Rundschnurring
- 11 - Hart-PCV (Trovidur)
- 12 - Polycarbonat (Makrolon)
- 13 a - Teflon, unge-temper
- 13 b - Teflon, im Vakuum bei 160°C getem-per
- 14 - Oxydkeramik Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>
- 15 - Kupferscheibe, verzinnt

Abb. 24: Abgasraten verschiedener Materialien

Herstellung von Ba-Kegelhülsen aus 10 mm dicken Ba-Blechen zur Schutzgasschweißung ausgearbeitet. Die erforderlichen Schweißparameter sind in Vorversuchen ermittelt worden.

Eine weitere Anwendung dieses Verfahrens ist das Ausbessern von gegossenen Ba-Kegelspitzen, die Lunker aufweisen und bisher verworfen werden mußten.

2. Hochvakuumdichte, 20<sup>o</sup>K-beständige Rubin-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Keramik-Verbindung.

Zur Erzeugung von festen H<sub>2</sub>-Kügelchen für Laserplasmen verwendet man mit Vorteil Rubin-Lagersteine für Uhrwerke als Lochblenden mit sehr kleinen Lochdurchmessern, die zu diesem Zweck in größere Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Scheiben in entsprechender Weise eingebettet werden müssen. Es wurde ein Verfahren ausgearbeitet, mit dem die Lagersteine mittels einer speziell eingestellten sog. "Glasurkeramik" mit den Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Fassungen bei einer Temperatur von 600<sup>o</sup>C vakuumdicht und tief-temperatur-schockbeständig verbunden werden können.

#### 5.5.5. Werkstoffprüfung

Neben der laufenden mechanisch-physikalischen und metallographischen Prüfung von Werkstoffen wurden folgende erwähnenswerte Untersuchungen durchgeführt:

- Warmbiegeversuche zur Klärung der Ursachen für die Warmbruchempfindlichkeit eines vollaustenitischen Schleudergußwerkstoffes vom Typ 1.4311 G.
- Mikroschliffe und -aufnahmen von karburierten W-Drähten und NbSn-Filamentleitern.
- Ermittlung der Zug- und Zugscherfestigkeit verschiedener Epoxidharz-Kleber nach dem Verkleben von Cu-Cu und Cu-V2A bei unterschiedlicher Vorbehandlung.

6. ZENTRALWERKSTÄTTEN

6.1 Mechanische Werkstätten

6.1.1 Maschinenpark

Die Ausstattung der mechanischen Zentralwerkstätte wurde im Laufe des Jahres 1973 durch folgende zusätzliche Einrichtungen und Werkzeugmaschinen in den einzelnen Bereichen erweitert:

Mechanik

- 1 Leit- und Zugspindeldrehbank  
Type VDF 48S
- 1 Universal-Fräs- und Bohrwerk  
Type Deckel FP4L
- 1 "Wako"-rotierender Universal-Planschlitten-Fräskopf, passend für Deckel-Universalfräsmaschine, Type FP3L
- 1 Doppelschwenk-Fräskopf, passend für Deckel- Universal-Fräs- und Bohrwerk  
Type FP33
- 1 feststehender Winkeltisch, passend für Deckel-Universalfräsmaschine FP2

Feinmechanik

- 1 schwenkbarer Magnetplattenträger  
Type SPM 90-75/01
- 1 Biegewellen-Apparatur "Diprofil"
- 2 Hydraulik-Spanner "Hilma"  
Type SM 100

Schlosserei

- 1 "Dalex"-Schweißtransformator  
Type TK34L
- 1 Gabelhubwagen

6.1.2 Personal

Stand 31.12.1972	97
Zugänge	8
Abgänge insgesamt	7
Versetzungen	-
Beschäftigte 31.12.1973	<u>98</u>

Belegschaftsstärke der einzelnen Werkstätten am 31.12.1973:	
Mechanik	35
Feinmechanik	11
Schlosserei und Schweißerei	15
Kunststoffwerkstatt	3
Werkzeuglager - Hilfsdienste	6
Schreinerei	6

Lehrwerkstatt	21
Werkstattbüro	<u>1</u>
	98
	==

6.1.3 Geleistete Stunden (Mechanische Werkstätte und Schreinerei): 82.755

Abteilung	vorgegebene Kapazität %	geleist. Stunden	entspr. %
O	7	4384	5
E 1	18	13896	17
E 2	14	14680	18
E 3	10	3971	5
E 4	14	14955	18
9	9	10078	12
TE	18	12237	15
Sonst.	1	5424	6
X	9	3130	4

6.1.4 Erwähnenswerte Arbeiten

	Aufwand in Stunden
1 Spulenträger	1250
6 Bandleiter	780
Teile für Zugvorrichtung	660
Ionenquelle 50 ø	660
Abstützung Hauptfeldspule	1600
2 Filterverstellungen	1600
1 Kondensator	1570
8 Führungsschlitten	630
1 Pumpenwagen	690
1 Coala-Gehäuse	1680
Teile für Heat-Pipe-Ofen	600
Montagearbeiten am Pulsator	2500
105 Kühlplatten	1300
toroidales Modell f. hel.Leiter	900
Teile für Neutralteilchenstrahl-Diagnostik	900
Hauptkollektor m.Spule ISAR II	1000
10 Prismenjustierungen	390
Belt-Pinch-Exp. Kollektormontage	2800
Teile für N <sub>2</sub> -Heber	440
Teile für KIS-Spektrometer	700
3 Plexihüte f. Hochspg.Isolation (1375 ø Scheibe und 600 ø Rohr)	195
9 Spulen-Modelle für W VII	700

### 6.2 Elektrowerkstatt

Geleistete Stunden bei einer Belegschaft von 11 (Juli - Sept. 12) Facharbeitern: 15.024

Abteilung	vorgegebene Kapazität %	geleist. Stunden	entspr. %
O	7	44	0,3
E 1	18	1439	9,6
E 2	14	762	5,1
E 3	10	1443	9,6
E 4	14	2932	19,5
9	9	184	1,2
TE	18	1489	9,9
Sonst.	1	5572	37,1
X	9	1159	7,7

Im Berichtsjahr wurden 180 Aufträge bearbeitet bzw. abgeschlossen. Es wurden u.a. folgende Geräte und Anlagen erstellt:

Triggergeneratoren und Triggergeräte 15 kV, 18 kV und 30 kV; Trigger-Beschaltungseinheiten; Steuerungsanlagen f.d. W VII-Experiment sowie für Pulsator; div. Steuergeräte für Pumpstände, Hg.-Gleichrichter und Lasergeräte; Hochspannungs-Lade- und Netzgeräte bis 60 kV - max. 2A; Kondensatoren für Steilwellengenerator; Hochspannungs-Meß- und Entladewiderstände; Kondensatorbatterien und Batterien für CO<sub>2</sub>-TEA-Laser.

Seriengeräte für das Elektrolager:

Hochspannungs-Ladegeräte 40 kV - 12 mA; Impulsgeneratoren 15 kV; Impulstransformatoren 3,2 kV; diverse Netzverteiler-Einschübe.

Sonstiges:

Hochspannungs-Druckluftschalter und Kurzschließer bis 70 kV; Hochspannungsstecker und -buchsen bis 70 kV; Transformatoren; Impuls-Steuer- und Netzkabel; div. Elektroinstallationen, Reparaturen sowie versch. mechanische Arbeiten.

Mit Jahresende wurden 22 Aufträge in Höhe von 3.385 Arbeitsstunden auf das Jahr 1974 übertragen.

### 6.3 Elektronik-Werkstatt

Anzahl der beschäftigten Facharbeiter im Berichtsjahr:

Januar bis Juli: 7  
August bis Dezember: 8

Geleistete Stunden

für Einzelfertigung: 6.419  
für Lagerfertigung: 3.470  
Werkstattstunden: 370  
Gesamtstunden: 10.259

Es wurden 182 Aufträge bearbeitet und abgeschlossen. Gebaute und teils neuentwickelte Geräte:

Impedanzwandler, Sägezahngenerator, Addierer, Subtrahierer, Mikrowellen-Auswerter, Integratoren, Multiplier, Dividierer, Dreifach-Labornetzgerät, Voltage-Transducer, Thyristor-Schalteinheiten, DC-Amplifier 1000, Nullpunktblinkanlage, Steckkartenverlängerung, Vorionisierungsplatte, Blinkrelais, Impulsgenerator, Steuergerät für Impulszähler, Gleichspannungsregler vierfach, Gerät zur analogen Quadrierung, Labor-Speisegerät  $\pm 15$  V/5 V, regelbares Netzgerät 10 A, Blendenstrommesser, Netzgerät für Ionenquelle, Netzgerät 15 V/6 A. An der Stromversorgung des Vertikalfeldes und an Meßarbeiten am Pulsator wurde gearbeitet.

Für das Gerätelager wurden nachstehende, teilweise neuentwickelte Standardgeräte gebaut:

EL 011 Triggergerät 7,5 kV  
EL 016 Triggergerät 14 kV  
EL 017 Speisegerät 7,5 kV  
EL 018 Speisegerät 14 kV  
EL 039 Triggergerät 3,2 kV  
EL 040 Speisegerät 3,2 kV  
EL 082 Taktgeber 4 x 0,1 - 100 sec  
EL 138 Spannungswächter  
EL 156 Optische Kopplung  
EL 166 Doppel-Triggergerät  
EL 183 Netzgerät 20 V/20 A  
EL 185 Lite-Mike  
EL 197 Netzgerät 50 V/2 A  
EL 224 Konus-Kalorimeter  
EL 225 3,2 kV/40 Hz Triggergerät

EL 227	Impuls-Verzögerungsgerät 100 ns - 110 ms
EL 228	Ladungs-Überwachung
EL 231	Laser-Warnanlage
EL 232	Laser-Batterie-Fernsteuerung
EL 233	Impuls-Zähler
EL 234	Temperatur-Überwachungsgerät 12-Kanal
EL 239	Hochspannungs-Indikator
EL 250	Dreifach-Labornetzgerät

Platinenfertigung:

Es wurden 1.575 ein- und doppelseitig beschichtete Platinen geätzt, versilbert und vergoldet.

Trafo- und Spulenfertigung:

Es wurden 105 Trafos und Spulen verschiedenster Art berechnet, gewickelt, geschichtet, montiert und getränkt.

An mechanischen Arbeiten wurden die verschiedensten Teile gedreht, gefräst und gebohrt. Frontplatten wurden graviert oder siebgedruckt.

#### 6.4 Galvanik

Für 609 Aufträge wurden 2929 Stunden abgerechnet. Besonders erwähnenswerte Arbeiten waren:

- Chemisches Vernickeln eines Duo-Plasmatrons
- Anfertigung feiner Kugelgitter
- Verkupfern von 70 cm langen Graphitteilen
- direkte Glavanisierung einer Epoxydelektrode
- Al-Teile durchschlagfest eloxieren
- Ti- und Ta-Gitter lötlbar verkupfern

## RELATIVISTISCHE PLASMEN

(Abt.Dir.: Prof. A. Schlüter)

### ÜBERSICHT

In Plasmen, deren Elektronen gleichgerichtete relativistische Geschwindigkeiten besitzen, kompensiert die magnetische Anziehung den größten Teil der elektrischen Abstoßung der Elektronen, so daß mit der Zugabe von relativ wenigen Ionen, oder auch durch geschickte Benutzung von Strömen und Ladungen, die in äußeren Leitern induziert werden ("squirrel cage"), Gleichgewicht erzielt werden kann. Solche relativistischen Plasmen können durch Beladung relativistischer Elektronenringe hergestellt werden und zur Beschleunigung der zugeführten Ionen benutzt werden. Im Berichtsjahr wurden in der neuen im Vorjahr beschriebenen Anordnung "Schuko" Elektronenringe in dem folgenden Parameterbereich regelmäßig hergestellt:  $N_e = (4 \pm 2) \times 10^{12}$  Elektronen mit ca. 14 MeV,  $R = 2,3$  cm,  $r = (0,3 \pm 0,1)$  cm. Die Ringe dieser Güte sollten eine nützliche Beschleunigung von Ionen in der Schuko-Anordnung bis in den Bereich von rund 1 MeV pro Nukleon ermöglichen. Die Arbeiten des Berichtsjahres galten der Unterdrückung der verschiedenen auftretenden Instabilitäten, die so weit gelangen, daß die Herstellung genügend guter Ringe sicher beherrscht wird und im Jahr 1974 mit Beschleunigungsversuchen begonnen werden kann. Es sind jedoch noch nicht alle dynamischen Vorgänge befriedigend verstanden, so daß an einem Parallelexperiment die Einschubphase der Elektronen im größeren Detail untersucht wurde. Eine Reihe von theoretischen Untersuchungen erweiterte das Verständnis der Vorgänge; technische Vorbereitungen und numerische Studien wurden so weit getrieben, daß ebenfalls im Jahr 1974 Versuche mit zusätzlicher Stabilisierung durch  $B_\phi$  durchgeführt werden können.

### 1. ELEKTRONENRING-BESCHLEUNIGER-EXPERIMENT SCHUKO

(C. Andelfinger, W. Dommaschk, R. Griek, I. Hofmann, P. Merkel, U. Schumacher, M. Ulrich)

#### 1.1 Radiale kollektive Schwingungen

Hauptgegenstand der Untersuchungen am Elektronenring-Beschleuniger-Experiment waren radiale kollektive Schwingungen des Elektronenringes, die gegen Ende der Kompression zu beobachten sind, wenn der magnetische Feldindex  $n := -\frac{R}{B_z} \cdot \frac{dB_z}{dR}$  klein wird und damit die radiale Betatronfrequenz  $\omega_c \cdot \gamma_r \approx \omega_c \sqrt{1-n}$  der Umlauffrequenz  $\omega_c$  nahekommt. Der Elektronenring vollführt dabei eine Präzessionsbewegung um die Magnetfeldachse mit der Kreisfrequenz  $S = (1-\gamma_r)\omega_c / 3$ .

Für das Auftreten und die Amplituden dieser Schwingungen ergab sich

- a) eine starke Abhängigkeit von der Ionenbeladung  $f := \frac{ZN_i}{Ne}$
- b) eine Zunahme der Anwachsrate mit wachsender Störung der azimuthalen Symmetrie der Felder im Kompressionsraum.

Dabei konnte  $f$  im Bereich von  $10^{-3}$  bis  $10^{-1}$  durch Änderung des Restgasdruckes im Kompressionsraum variiert werden.

Die azimuthalen Störungen der Felder wurden durch Abstandsänderungen einer Sonde variiert. Entsprechend den theoretischen Vorstellungen wurden die dadurch erzeugten instabilen Schwingungen nur bei sehr kleinen  $n$  bzw. sehr kleinen Frequenzen  $S$  beobachtet. Es ist noch nicht geklärt, ob die Symmetrieverhältnisse ausreichend gut sind, um beim Transport der Elektronenringe von der Kompressionsebene zum Beschleunigungsteil (wobei  $n$  und  $S$  gegen Null gehen) diese Schwingungen zu vermeiden.

Die von der Ionenbeladung abhängigen Schwingungen werden als Elektron-Ionenschwingungen<sup>1)</sup> gedeutet (IPP O/19), deren Instabili-

<sup>1)</sup> D.G.Koshkarev, P.R.Zenkevich, Particle Accelerators Vol.1, 1(1972)

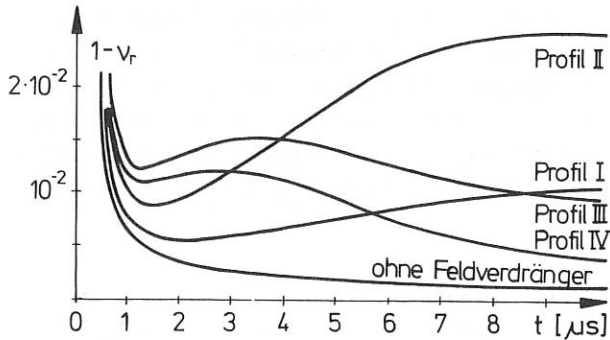


Abb.1a

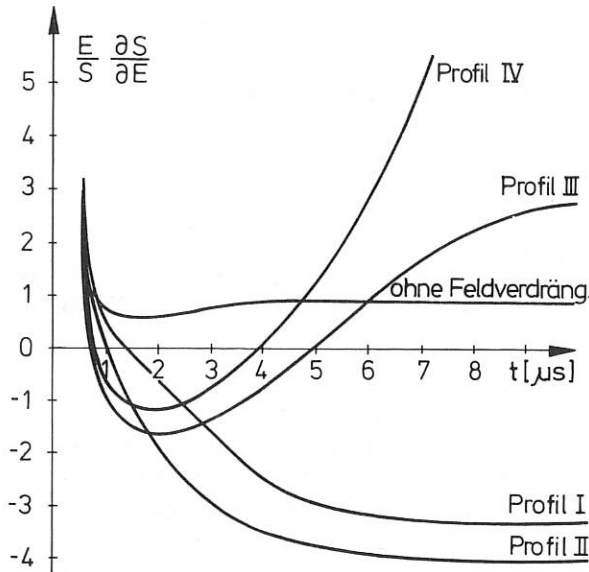


Abb.1b

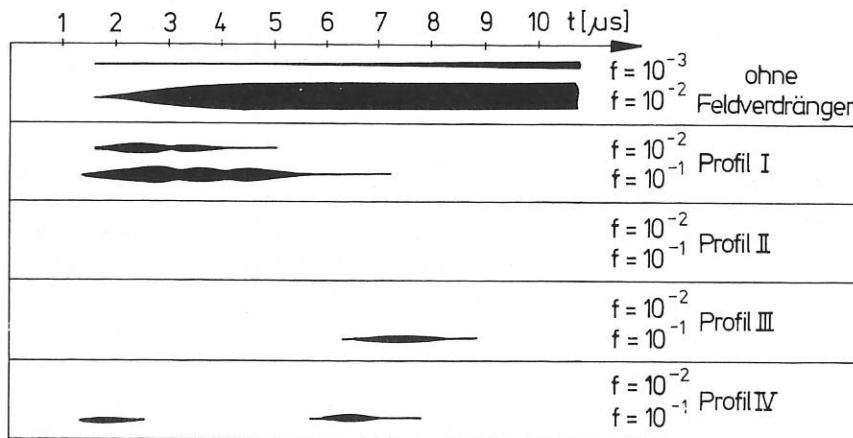


Abb.1c

tätsgrenzen von der Ionenbeladung  $f$ , dem Magnetfeldindex  $n$  und dem Landaudämpfungskoeffizienten  $\frac{E}{S} \cdot \frac{\partial S}{\partial E}$  abhängen. Hierbei ist  $E$  die Elektronenenergie und  $S$  die auftretende Frequenz der kollektiven Schwingung. Die Landaudämpfung sorgt für eine Verschmierung der Phase der kollektiven Schwingung. Diese Parameter konnten durch Restgasdruckvariation und durch Einbringen von leitfähigen Strukturen auf der Achse geändert werden. Diese Strukturen verändern im Kompressionsverlauf die kollektiven Frequenzen und die Landaudämpfung.

Im folgenden werden die Ergebnisse von Experimenten mit 4 verschiedenen Strukturen vereinfacht wiedergegeben. Ein weiteres Experiment ist ohne feldverdrängenden Körper auf der Achse durchgeführt. Profile I und II sind ellipsoidförmige Strukturen, die insbesondere den Feldindex erhöhen, Profile III und IV haben eine hantelförmige Form, die den Landaudämpfungskoeffizienten während der Kompressionszeit zweimal durch Null gehen lassen.

In Abb.1a sind die Werte von  $1 - \nu_r$  für die verschiedenen Profile über der Kompressionszeit aufgetragen; Abb.1b gibt den dazugehörigen Landaudämpfungskoeffizienten, und Abb.1c ist eine Darstellung der aufgetretenen kollektiven Schwingungen, wobei die Strichstärke ein relatives Maß für die Amplituden ist. Am rechten Rand der Abb.1c ist jeweils die Ionenbeladung  $f$  angegeben (berechnet für  $t=10 \mu s$ ). Es zeigt sich, daß in Übereinstimmung mit der Theorie der

Elektronen-Ionen-Resonanz die Anwachsrate mit höherer Ionenbeladung größer ist. Ferner ist zu sehen, daß die Schwingungen auftreten, nachdem der Landaudämpfungskoeffizient (Abb.1b) klein gewesen ist. Mit den Profilen III und IV ist dies im zeitlichen Verlauf zweimal der Fall, wobei allerdings

im Experiment eine zeitliche Verschiebung gegenüber dem 2. Nulldurchgang der Kurven in Abb.1b zu beobachten ist.

Mit Profil II, welches den günstigsten Verlauf des Landaudämpfungskoeffizienten aufweist, wurden zu keinem Zeitpunkt Schwingungen beobachtet. Leider läßt sich mit diesem Profil, wie auch mit III und IV, die Verschiebung des Elektronenringes aus der Kompressionsebene heraus in die Beschleunigungsstrecke nicht durchführen. So bleibt der Fall I übrig, der zwar beim Durchgang des Landaudämpfungskoeffizienten durch Null zu Schwingungen führt. Die Schwingungen haben aber insbesondere bei Ionenbelastungen von  $\leq 10^{-2}$  tolerierbar kleine Amplituden und werden wieder ausgedämpft. Abb.2a zeigt den zeitlichen Verlauf der gemessenen Amplituden, Abb.2b den Verlauf der gemessenen Werte von  $1 - \nu_r$  im Vergleich zum berechneten (gestrichelt). Bei größerer Ionenbelastung ergeben sich niedrigere Werte als die berechneten wegen der Trägheit der Ionen in quantitativer Übereinstimmung mit der Theorie.

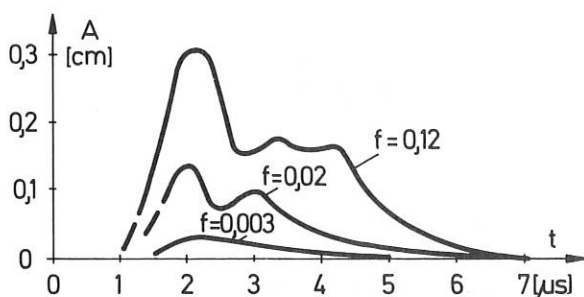


Abb.2a

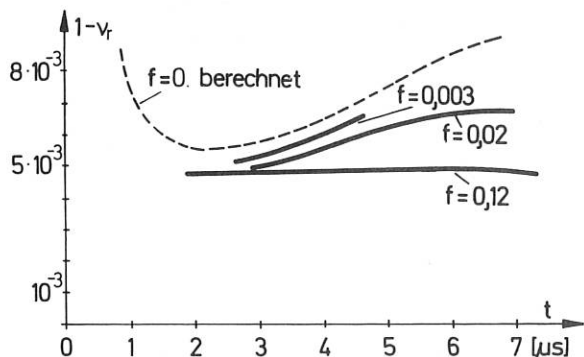


Abb.2b

Die Dämpfung der kollektiven Schwingung führt zu einem Anwachsen der inkohärenten Schwingungen, d.h. zu einer radialen Ringaufweitung. Abb.3 zeigt die mittels Synchrotronstrahlung gemessene radiale Ringausdehnung als Funktion der Ionenbelastung. Danach scheinen die radialen kleinen Ringdimensionen um die ursprüngliche kollektive Schwingungsamplitude zugenommen zu haben.

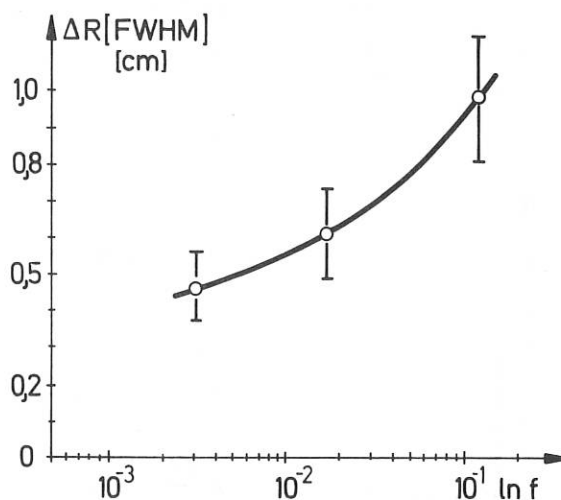


Abb.3

Insbesondere bei kleinen Ionenbelastungen ist während der Beschleunigung eine zusätzliche axiale Fokussierung durch elektr. Spiegelfelder erforderlich, die mit einem sog. "squirrel cage" (achsenparallele Metallstreifen auf einem Radius, der wenig kleiner ist als der Ringradius im komprimierten Zustand) erzeugt werden (IPP O/16). Dadurch wird  $\nu_r$  und somit auch die kollektive Schwingung modifiziert und insbesondere  $\nu_z$  erhöht.

1.2 Anwendung eines zusätzlichen  $B_\phi$ -Feldes  
Die Überlagerung eines zusätzlichen azimuthalen Magnetfeldes  $B_\phi$ <sup>1)</sup> (IPP O/4), erzeugt durch einen axialen sinusförmigen Strom von der Größenordnung 100 kA, bietet Vorteile für die Qualität der Elektronenringe. Insbesondere wird die besonders gefährliche  $\nu_r=1$  Resonanz vermieden. Außerdem läßt sich damit der Landaudämpfungskoeffizient für transversale kollektive Instabilitäten erheblich erhöhen und die Ionen-Elektronen-

1) Bonch-Osmolovskiy, A.G. et al., JINR-P9-4135 (Dubna, UDSSR, Nov. 1968)



Instabilität vermeiden. Die gefährlichste verbleibende Resonanz sollte bei  $\beta v = 1$  liegen; sie wird von einer Störung der azimutalen Symmetrie getrieben. Numerische Einzelteilchen-Rechnungen im vierdimensionalen Phasenraum der vorliegenden Teilchendichte ergaben erst bei so großen Störungen der Magnetfeldsymmetrie eine Ringaufweitung, bei der die Fokussierungsbedingung schon nicht mehr erfüllt war.

Die experimentelle Einrichtung für die Anwendung solcher  $B_{\varphi}$ -Felder wurde geschaffen.

## 2. STATISCHES ELEKTRONENRING-EXPERIMENT

(J. Fink, W. Herrmann, D. Jacobi, W. Ott, J. Peterson<sup>+</sup>)

Nachdem die Entwicklung der 2 MeV Elektronenröhren abgeschlossen war (IPP 0/12, IPP 0/13 und 0/17), stand das zweite "Febetron" zur Untersuchung des Anfangsverhaltens der in einem schwach fokussierenden Magnetfeld gebildeten Elektronenringe zur Verfügung. Hierfür wurde die statische Magnetfeldanordnung des früheren Ionenring-Experimentes verwendet (IPP 0/6). Auf die Kompression der Elektronenringe wird verzichtet. Zunächst ergaben sich zwei Aufgaben für dieses Experiment:

a) Für einen mit hoher Repetitionsrate betriebenen Beschleuniger mit langer Beschleunigungsstruktur wird man aus ökonomischen Gründen auf statische Magnetfelder zurückgreifen müssen /2/. In IPP 0/15 wird hierzu ein Vorschlag gemacht. Hierbei tritt das Problem der Kompensation des statischen Magnetfeldes im Einschubkanal auf. Die gepulsten Felder, die für die adiabatische Kompression notwendig sind, können passiv durch eine geeignete Wahl von ferro- und diamagnetischem Material abgeschirmt und gleichzeitig können Störungen des Magnetfeldes außerhalb des Einschubkanals unterdrückt werden. Für den statischen Anteil wurde eine geeignete Cosinus-Spule entworfen. Dies ist in zufriedenstellender Weise gelungen.

b) Bei der Bildung der Elektronenringe ist mit dem Auftreten der "negative mass" Instabilität zu rechnen, die durch kleine Störungen der azimutalen Elektronenverteilung entsteht. Hierfür gibt es einen Schwellenwert für die Gesamtelektronenzahl, der u.a. von der Energie, der Energiebreite und der Kopplungsimpedanz des Ringes gegenüber seiner Umgebung abhängt. Diese Instabilität wurde beobachtet, und es ist ein Ziel des Experimentes, Randbedingungen zu suchen, die die Instabilität einerseits unterdrücken und andererseits eine schnelle Ringkompression gestatten. Hierfür muß ein Kompromiß gefunden werden. Gegen "negative mass" braucht man Wände mit möglichst guter Leitfähigkeit; um das gepulste Feld möglichst nicht zu stören, solche mit möglichst schlechter Leitfähigkeit.

Als erstes wurden die Verhältnisse im freien Raum untersucht. Hierbei wurde gefunden, daß mit steigendem Elektronenstrom der Elektronenring mehr und mehr verbreitert wird. In Abb.4 ist der Bruchteil aufgetragen, der aus dem Ring bei verschiedenen Strahlintensitäten verlorenght, wenn man an einen bestimmten Radius  $R_k$  einen sehr dünnen Kaptondraht bringt. Darüberhinaus geht aus der Abb.4 hervor, daß der mittlere Ringradius nicht entsprechend der eingeschossenen Elektronenenergie bei 16 bis 17 cm liegt, sondern mit zunehmendem Elektronenstrom kleiner wird. Dies kann nur verstanden werden, wenn man annimmt, daß der Ring wegen der "negative mass" Instabilität azimutale Anhäufungen bildet, die in den niederen Harmonischen der Umlauffrequenz kohärente Synchrotronstrahlung abstrahlen. Diese Radiusverkleinerung wurde durch Messung der Veränderung der Umlauffrequenz bestätigt. Es zeigt sich, daß bis zu 15% der Energie in wenigen Umläufen abgestrahlt wird. Abb.5 und Abb.6 zeigen den Ringradius und die Teilchenzahl in den ersten 100 ns nach der Ringbildung. Die Teilchenverluste resultieren aus der Aufweitung des Ringes, wobei am Einschubkanal Elektronen abgestreift werden. Die abgestrahlte Leistung liegt in der Größenordnung von 10 MW.

Erste Versuche mit leitfähigen Seitenwänden (ca.  $1\Omega/\square$ ) ergaben eine wesentliche Reduzierung der Effekte. Genauere Messungen damit stehen noch aus. Letztlich bewirkt die

<sup>+</sup>Gastforscher vom Lawrence Berkeley Lab.

"negative mass" Instabilität eine Energieverbreiterung, die durch Variation der Anfangsenergiebreite der Elektronen und der Kopplungsimpedanz minimalisiert werden muß.

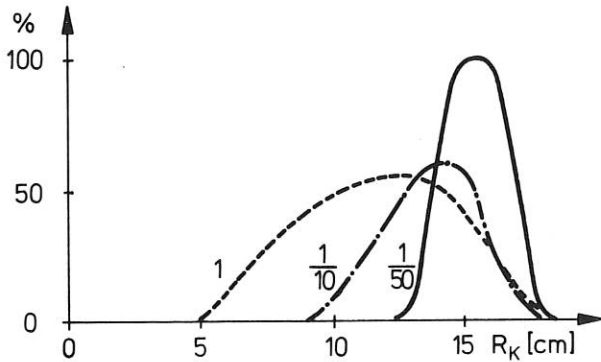


Abb. 4

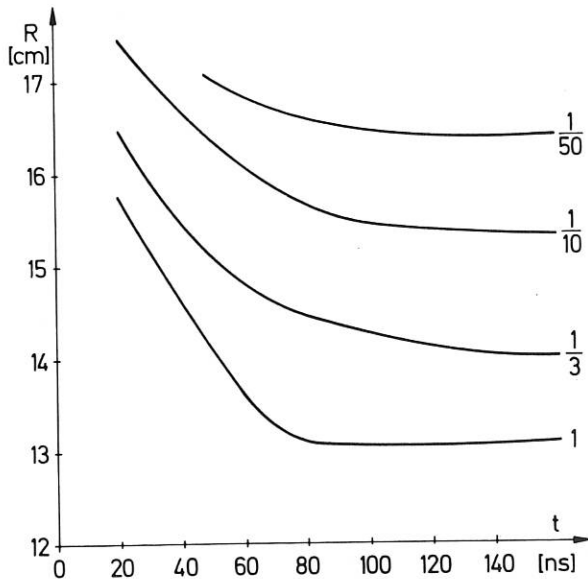


Abb. 5

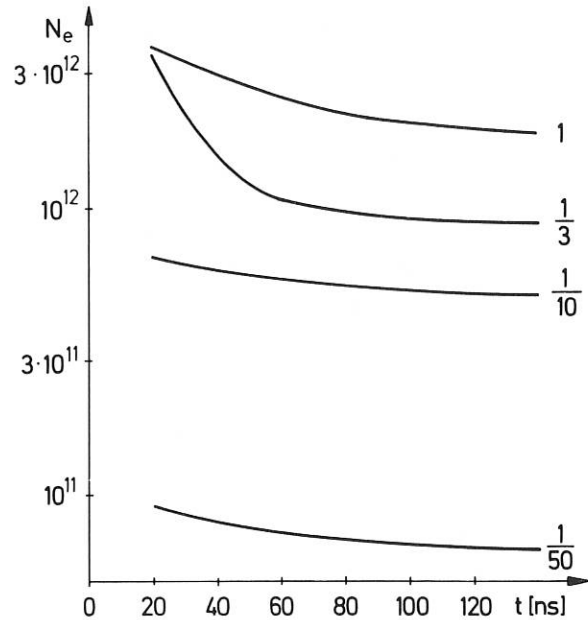


Abb. 6

### 3. TECHNISCHE ENTWICKLUNGEN

#### 3.1 500 kV/20 kA Elektronenquelle (IPP 0/22) (E. Buchelt, W. Dommaschk, H.B. Schilling, G. Siller)

Die bei den Ringexperimenten eingesetzten Febetron-Elektronen-Quellen genügen den Anforderungen bezüglich Energiebreite, so daß die Entwicklung des Blumleinsystems für den 2 MV-Bereich abgebrochen werden konnte. Angeregt durch ein aufkommendes Interesse an Plasmaheizung durch relativistische Elektronenstrahlen wurde die Entwicklung auf eine 500 kV/20 kA-Quelle gelenkt. Zu diesem Zweck wurde die Impulsdauer durch Verwendung von Wasser als Dielektrikum von 16 auf 60 ns verlängert. Mittels einer Ringfunkenstrecke mit 4 Triggerkanälen konnte die Schalterinduktivität reduziert und schließlich eine Anstiegszeit von 12 ns erreicht werden. Der Jitter der 4 Kanäle liegt bei 1 ns.

Mit dem in IPP 0/12 und /20/ angegebenen Verfahren wurde eine Feldemissionsröhre berechnet und entsprechend gebaut. Die im Experiment erreichten Maximalwerte lagen bei 500 keV Elektronenenergie und 20 kA Elektronenstrom aus einer Nadelkathode von 10 cm  $\phi$ . Die Energiestreuung lag bei 10%.

Allerdings ist bei diesen hohen Strömen nach wenigen Schüssen das Anodengitter durchgebrannt. Größere Schußzahlen konnten mit 14 kA durchgeführt werden.

An einem Programm zur Lösung der Maxwellgleichungen in einem rotationssymmetrischen Impulsgeneratorssystem (hier für ein Blumlein-System) wurde weiter gearbeitet. Dabei sind die Gebietsgrenzen und die metallischen Bewandungen frei wählbare Kurvenstücke.

### 3.2 Elektronische Entwicklungen

(R. Griek)

Für die PDP 11 Datenerfassungsanlage wurde das Interface zwischen dem Zählersystem, welches die Zeitmessung im ns-µs Bereich übernimmt, und dem Rechner, entwickelt. Dabei handelt es sich um einen Decoder, der den BCD-Code der Zählerausgänge in den Binärcode des Rechners umsetzt.

Daneben wurden Verstärker für IR-Detektoren sowie Filter für den Bereich 30-800 MHz zur Untersuchung der in Zusammenhang mit "negative mass" Instabilitäten auftretenden HF-Signale gebaut.

### 3.3 Magnetfeldtechnische Entwicklungen

(D. Jacobi)

3.3.1 Für das Elektronenring-Experiment Schuko wurde der sog. "blow"-Kreis gebaut. Dieser bewirkt den Transport des Elektronenringes aus der Kompressionsebene heraus in die Beschleunigungsstrecke. Dazu wird ein kapazitiver Energiespeicher von 8 kJ mit einer Anstiegszeit von ca. 3 µs benötigt. Die erforderliche Magnetfeldspule ist in eine Seitenwand des Vakuumgefäßes eingegossen.

3.3.2 Durch Anwendung eines zusätzlichen  $B\varphi$ -Feldes kann die gefährliche  $\nu_r=1$  Resonanz vermieden werden (vgl. 1.2). Für die Erzeugung solcher  $B\varphi$ -Felder wurden ein kapazitiver Speicher von 12 kJ und die notwendigen Kollektorelemente gebaut.

3.3.3 Für das statische Elektronenring-Experiment wurde ein sog. "Ausfektor" gebaut, der es gestattet, den stationär umlaufenden Elektronenring in ca. 10 µsec auf eine außenliegende Meßsonde zu expandieren. Dies ist von Interesse bei der Diagnostizierung des Elektronenringes nach dem Auftreten der "negative mass" Instabilität.

## 4. THEORETISCHE ARBEITEN

### 4.1 Zur Beschleunigung relativistischer Elektronenringe (I. Hofmann, P. Merkel)

Die Beschleunigung von Ionen im kollektiven Feld von relativistischen Elektronenringen wird begrenzt durch die innere Ringfeldstärke  $\mathcal{E}_{max}$ . Die tatsächliche "holding power"  $e\mathcal{E}_H$  hängt aber noch von einigen wesentlichen Ringeigenschaften, wie Dichteverteilung, nichtlineare Schwingungen der Teilchen im Ring, adiabatischen Änderungen des Gleichgewichtes während der Beschleunigung und von dem Einfluß naheliegender Wände auf das Eigenfeld des Ringes ab. Auf zweierlei Wegen wurde versucht, Einblick in diese Probleme zu bekommen.

Einmal wurde in Strahlnäherung ohne äußere Fokussierung mit makroskopischen Flüssigkeitsgleichungen die maximale Beschleunigung behandelt (IPP O/18). Abb.7 gibt die maximal mögliche Kraft auf die Ionen bezogen auf die maximale Ringfeldstärke in Abhängigkeit von der Ionenbeladung und der Elektronenenergie.

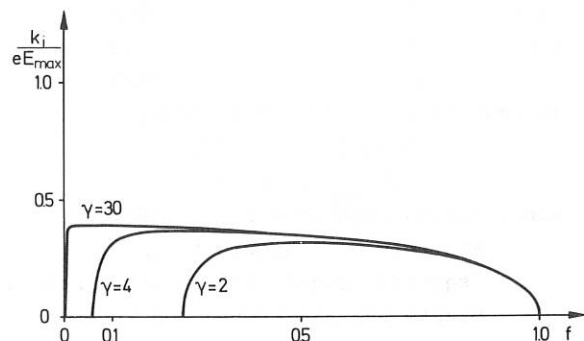
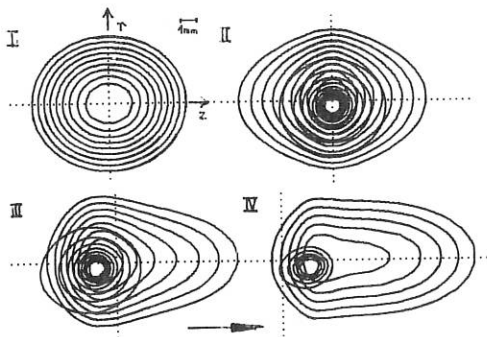


Abb.7 Das Verhältnis von maximaler Kraft  $k_1$  auf die Ionen zur maximalen Ringfeldstärke  $\mathcal{E}_{max}$  ist dargestellt als Funktion der Teilchenbeladung  $f=N_1/N_e$  für verschiedene Werte von  $\gamma=(1-\frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$

Zum anderen wurde ein selbstkonsistentes Gleichgewichtsmodell entwickelt, das eine numerische Simulation erlaubt (IPP 0/21). Die Rechnungen ergaben, daß bei alleiniger Fokussierung durch die Ionen die Beschleunigung des Ringes höchstens 25% der max. Ringfeldstärke betragen darf. Hingegen konnte mit der zusätzlichen Fokussierung durch einen "squirrel cage", dies ist eine ringnahe Wand, die transparent für das magnetische, aber nicht für das elektrische Eigenfeld ist, die Beschleunigung bis auf 80% der max. Ringfeldstärke erhöht werden, ohne daß alle Ionen verlorengehen. Abb.8 gibt eine Darstellung der Ringprofile für verschiedene Beschleunigung.



I: reiner Elektronenring bei  $n=0.021$   
 II: mit Ionenbeladung  $f = \frac{N_i}{N_e} = 0.025$  und  $n=0$   
 axiale Beschleunigung Ionenverlust

	MeV/m	
III:	11	25%
IV:	15	75%
	16	100%

Ringdaten:  $N_e = 5 \cdot 10^{12}$  (Teilchen),  
 $R_0 = 2.3$  cm,  $\omega = 27$ ,  
 $e \mathcal{E}_{max} = 21$  MeV/m

Abb.8 Ringquerschnitte für selbstkonsistente Gleichgewichte im "squirrel cage" (Plot: Linien konst. Dichte für Elektronen und Ionen)

#### 4.2 Elektronen-Ionen-Resonanzen

(W. Dommaschk, P. Merkel, W. Ott)

Für die unter 1.1 erwähnte Elektronen-Ionen-Resonanz wurde die Parameterabhängigkeit in normierter Form dargestellt. Weiterhin wurde der Einfluß eines azimuthalen Magnetfeldes  $B_\varphi$ , das radiale und axiale Bewegungen verkoppelt, auf die Elektronen-Ionen Instabilität untersucht. Es zeigte sich, daß sich mittels realisierbarer  $B_\varphi$ -Felder ausreichende Verschiebungen des Instabilitätsbereiches erreichen lassen (IPP 0/19).

Eine Beeinflussung des Instabilitätsverhaltens durch den "squirrel cage" ist nur bei sehr kleinem Ringabstand, d.h. bei sehr guter Ringqualität, möglich.

Ein ähnliches Instabilitätsverhalten ergibt sich, wenn der Ring zu 100% mit Ionen beladen wird. Dann treten die Sekundärelektronen mit den Strahlelektronen in Wechselwirkung, was zu axialen kollektiven Schwingungen und starken Verlusten führt<sup>1)</sup>

#### 4.3 Ohm'sche Verluste des beschleunigten Elektronenringes

(W. Herrmann, P. Merkel)

Zur Unterdrückung der "negative mass" Instabilität ist es vorteilhaft, den relativistischen Elektronenring dicht entlang leitfähiger Wände zu führen. In diesen werden Spiegelströme induziert, die bei endlichen Leitfähigkeiten zu ohmschen Verlusten führen. Im Falle der magnetischen Expansionsbeschleunigung wird die Verlustenergie dem Elektronenring entzogen.

Für einen unendlich dünnen Ring in hinreichender Nähe zum Leiter wurden die Verluste in ebener Näherung analytisch gerechnet. Man findet ein Maximum der Verluste bei der Ringgeschwindigkeit  $v = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{4}{3} S}}$  (Abb.9)  $S = \frac{1}{3}$  ist die Leitfähigkeit und  $d$  die Leiterdicke. Für diese Geschwindigkeit ergab sich für  $N_e = 5 \cdot 10^{12}$ ,  $R = 3$  cm,  $S$  Kupfer und Abstand 0,5 cm eine Bremskraft von ca. 35 kV/cm. Ein numerisch durchgerechnetes Beispiel bestätigte die analytischen Rechnungen. Für einen Ringradius von

<sup>1)</sup>W.Ott, LBL-Report ERAN 216, 1973

$R=10,5$  cm und verschiedenen Abständen von einem leitfähigen Innenzylinder ist in Abb.10 der Energieverlust als Funktion von  $\xi/v_z$  aufgetragen. Bei der Beschleunigung wird somit die Kurve von rechts nach links durchlaufen<sup>†</sup>. Auf dem rechten Ast ist eine stabile Bewegung des Ringes möglich, auf dem linken Ast entwickelt sich eine "run away" Situation, da die Bremskraft mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt. Am rechten Rand ist das  $B_r$ -Feld aufgetragen, das bei einem Ringstrom von 100 A notwendig ist, um den Ring mit  $\xi/v_z$  zu bewegen. Das benötigte  $B_r$ -Feld ist proportional zum Strom.

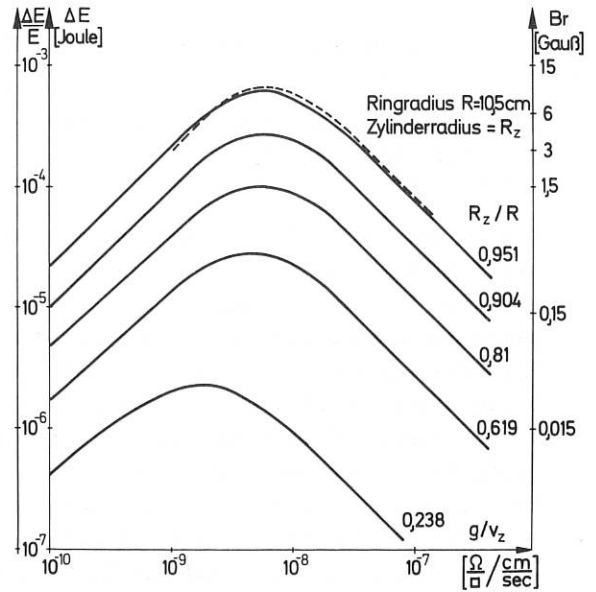


Abb.10

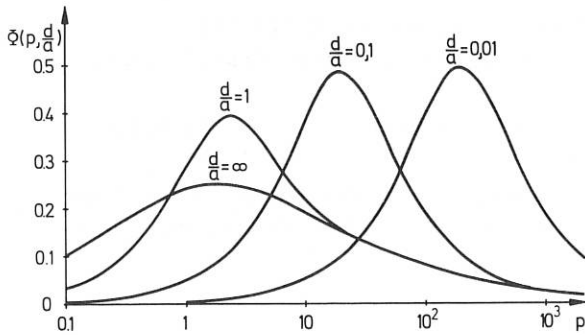


Abb.9 Die Bremskraft auf einen relativistischen Elektronenring (großer Radius  $R$ , Teilchenzahl  $N$ ), der sich im Abstand  $a$  koaxial zu einem leitenden Hohlzylinder (Radius  $r$ , Dicke  $d$ ) bewegt, ist auf Grund der Ohm'schen Verluste im Leiter für  $a/r \ll 1$  gegeben durch  $K=2,3 \cdot 10^{-14} \frac{N}{Ra} \Phi(p, \frac{d}{a})$  ( $\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ ), worin  $p = \frac{4\pi\sigma av}{c^2}$  ( $\sigma$  = Leitfähigkeit,  $v$  = Ringgeschwindigkeit) und  $\Phi(p, \frac{d}{a})$  die hier dargestellte Funktion ist.

<sup>†</sup>Die gestrichelte Kurve ist die Übertragung der Kurve  $d=0,01$  aus Abb.9

GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG

(Das Geschäftsjahr umfaßt die Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1973.)

ORGANISATORISCHER AUFBAU DES MAX-PLANCK-  
INSTITUTS FÜR PLASMAPHYSIK

Das am 28. Juni 1960 als gemeinnützige Gesellschaft mit beschränkter Haftung gegründete Institut für Plasmaphysik wurde gemäß den Beschlüssen des Senats der Max-Planck-Gesellschaft und der Gesellschafterversammlung des IPP vom 16. Dezember 1970 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 bisher bewährten Struktur und Handlungsfreiheit des Instituts in vollem Umfang Rechnung.

1. KURATORIUM

An die Stelle des bisherigen Verwaltungsrates und der Gesellschafterversammlung trat das Kuratorium, dem eine unterstützende und eine allgemeine Aufsichts- und Entscheidungsfunktion zukommt:

Das Kuratorium berät mit der Geschäftsführung und der Wissenschaftlichen Leitung das wissenschaftliche Programm und die daraus sich ergebenden Folgen für den Wirtschaftsplan. 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. Seit dem Geschäftsjahr 1972 sind Mitglieder des Kuratoriums:

Professor Dr. Reimar LÜST,  
als Präsident der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V., München;

Staatssekretär Hans-Hilger HAUNSCHILD,  
als vom Bundesminister für Bildung und Wissenschaft entsandter Vertreter;

Ministerialdirigent Hugo EICK-KERSENBRÖCK,  
als vom Bundesminister der Finanzen entsandter Vertreter;

Ministerialdirektor Dr. Henning Freiherr von STRALENHEIM,  
Bayerisches Staatsministerium für Unterricht und Kultus, als vom Freistaat Bayern entsandter Vertreter;

Dr. Klaus DOHRN,  
Schatzmeister der Max-Planck-Gesellschaft;

Professor Dr. Werner HEISENBERG,  
Senator der Max-Planck-Gesellschaft;

Ministerialdirigent a.D. Dr. Alexander HOCKER,  
Generaldirektor der Europäischen Organisation für Weltraumforschung, (ESRO), Frankreich.

2. FACHBEIRAT

Zur Beratung des Instituts in allen wissenschaftlichen Fragen ist die Bildung eines Fachbeirats vorgesehen, der aus 6 bis 12 Wissenschaftlern bestehen soll, die nicht dem Institut angehören.

3. WISSENSCHAFTLICHE LEITUNG

Nach der Annahme der erneuten Berufung zum Mitglied der Wissenschaftlichen Leitung durch den Senat der Max-Planck-Gesellschaft wurde Herr Professor Dr. Rudolf Wienecke zum Vorsitzenden der Wissenschaftlichen Leitung gewählt und vom Präsidenten der Max-Planck-Gesellschaft mit Wirkung vom 1. April 1973 zum Wissenschaftlichen Direktor bestellt. Der Wissenschaftlichen Leitung gehören an:

Professor Dr. Rudolf WIENECKE,  
Vorsitzender und Wissenschaftlicher Direktor;

Dr. Gerhart von GIERKE,  
stellvertretender Vorsitzter;

Professor Dr. Ewald FÜNFER;

Dr. Günter GRIEGER;

Professor Dr. Friedrich HERTWECK;

Professor Dr. Dieter PFIRSCH;

Professor Dr. Arnulf SCHLÜTER;

Dipl.-Ing. Karl-Heinz SCHMITTER;

Dr. Siegbert WITKOWSKI;  
und  
Dr. Marcel SALVAT,  
als Gast für die Assoziation EURATOM -  
IPP.

#### 4. GESCHÄFTSFÜHRUNG

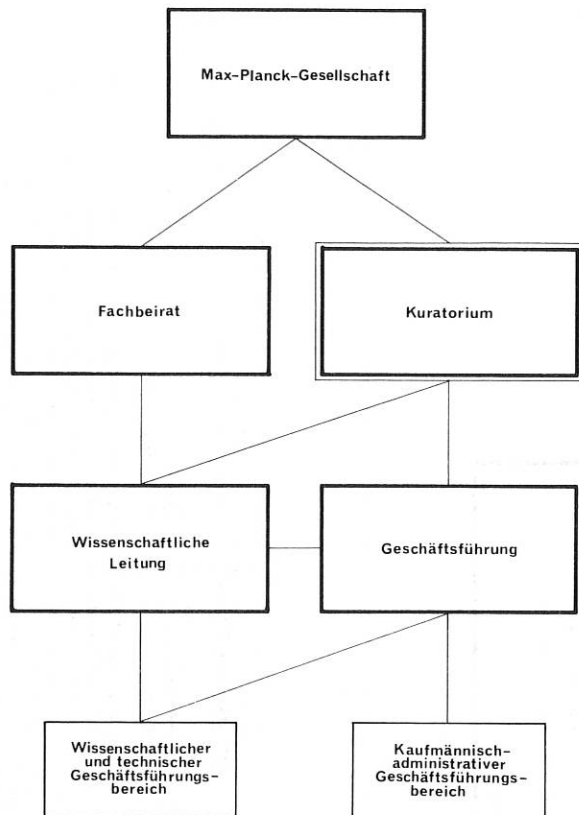
Professor Dr. rer. nat. Rudolf WIENECKE,  
wissenschaftlicher und technischer  
Geschäftsführungsbereich;

Dr. jur. Ernst-Joachim MEUSEL,  
kaufmännischer und administrativer  
Geschäftsführungsbereich.

#### 5. EURATOM

Das wissenschaftliche Programm des Insti-  
tuts wurde im Berichtszeitraum wiederum  
unter Beteiligung von Wissenschaftlern und  
Technikern der Europäischen Atomgemein-  
schaft durchgeführt. Gemäß dem Assoziations-  
vertrag für die Jahre 1971 - 1975 beteiligt  
sich EURATOM an den gemeinsamen Aufwendun-  
gen für die Durchführung des allgemeinen  
Forschungsprogrammes mit etwa 20 %, an  
einigen vorrangigen Investitionen mit etwa  
44 %.

Die Verbindung zu den übrigen Assoziations-  
partnern von EURATOM wurde - insbesondere  
über die "Groupe de Liaison" und das  
"Comité des Directeurs" - weitergeführt.



#### 6. VERWALTUNG UND ALLGEMEINE DIENSTE

(Leitung: Adolf ILSE)

Der Bereich "Verwaltung" umfaßt die Perso-  
nal-, die Einkaufs- und die Finanzabteilung,  
die "Allgemeinen Dienste" umfassen die  
Sozial- und die Bauabteilung.

##### 6.1. Personalabteilung

(Dr. Helmut ZEITTRÄGER)

Neben den in einer Personalabteilung üb-  
lichen Arbeiten wie der Bearbeitung der  
mit der Lohn- und Gehaltsfestsetzung zu-  
sammenhängenden Arbeiten, der Bearbeitung  
der Nebenleistungen (Beihilfen, Umzugs-  
kosten, Dienstreisen usw.), der Überwa-  
chung des Stellenplans und der Beanspru-  
chung durch Neueinstellungen oder das Aus-  
scheiden von Mitarbeitern ergab sich ein  
wesentlicher Teil der Arbeit der Personal-  
abteilung im Kalenderjahr 1973 aus zahl-  
reichen Tarif- und Gesetzesänderungen. So  
wurden zum 1. Januar 1973 die Bezüge der  
Angestellten und Arbeiter um 6 % sowie um  
einen Sockelbetrag von DM 40,-- monatlich  
angehoben, wodurch sich für diese eine

**Wissenschaftlicher und technischer  
Geschäftsbereich**

Sekretariat

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1**  
 Direktor: Prof. Dr. E. Fünfer  
 Erzeugung von hoch- $\beta$ -Plasmen hoher Dichte und Temperatur durch schnelle magnetische Kompression; Stabilität und Gleichgewicht bei toroidalen Konfigurationen (Hoch-Beta-Stellarator, Belt-Pinch); Vorionisierung in toroidalen Anlagen; Plasmaheizung durch stoßfreie Stoßwellen; spezielle Meßmethoden für die Diagnostik an Plasmen mittels Laser  
 ( Kostenstelle 10 )

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2**  
 Direktor: Dr. G. Grieger  
 Toroidale Einschließung bei niedrigerem  $\beta$  in Stellarator-Geometrie; Plasmaerzeugung und -aufheizung durch Ohmsche Heizung, HF-Heizverfahren, Einschub von Neutralteilchen  
 ( Kostenstelle 20 )

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 3**  
 Direktor: Dr. G. von Gierke  
 Einschließung in rotations-symmetrischen toroidalen Konfigurationen vom Typ Tokamak, Heizung durch induzierten Strom und Hochfrequenz  
 ( Kostenstelle 30 )

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 4**  
 Direktor: Dr. S. Witkowski  
 Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung, Untersuchung der Licht-Plasma-Wechselwirkung, Chemische Laser, Heizung durch Plasmastrahlung  
 ( Kostenstelle 40 )

**Abteilung Oberflächenphysik**  
 Direktor: Dr. H. Vernickel  
 Ionenstreuung an Oberflächen (100 eV - 2,5 MeV), Oberflächenuntersuchung mit Ionen und Elektronen (Mikrostrahlsonden, Rückstreuung von schnellen Ionen, Feldemission, Elektronenspektroskopie ESCA), Plasma-Wand-Wechselwirkung, Entwicklung von Geräten zur Untersuchung von Oberflächen  
 ( Kostenstelle 90 )

**Abteilung Relativistische Plasmen**  
 Direktor: Prof. Dr. A. Schlüter  
 Herstellung, Kompression und Extraktion von Ringen aus relativistischen Elektronen, Beladung mit Ionen, Elektronen-Emission unter Laserbeschub und durch Feldemission  
 ( Kostenstelle 00 )

**Abteilung Theorie**  
 Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsich  
 Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik, insbesondere: Toroidale Plasmaeigenschaften, Diffusion, Makro- und Mikroinstabilitäten, Plasmaturbulenz, Stoßwellen; Wechselwirkung von Wellen und Strahlung mit Plasmen; Plasmasimulation; Magnetfeldberechnungen; Auswertung von Meßergebnissen; Entwicklung numerischer Verfahren  
 ( Kostenstelle 00 )

**Abteilung Technik**  
 Direktor: Dipl.-Ing. K.-H. Schmitter  
 Technische Probleme der experimentellen Plasmaphysik, insbesondere auf den Gebieten Hochspannungstechnik, Magnetfeldtechnik, Lasertechnik, Elektronik, Vakuumtechnik, Supraleitung, Oberflächen-technik, allgemeiner Maschinenbau, Feinertechnik und Materialtechnologie. Technologie des Fusionsreaktors  
 ( Kostenstelle 10 )

**Abteilung Informatik**  
 Direktor: Dr. F. Hertweck  
 Betrieb der Rechenanlage IBM 360/91  
 Entwicklung des Betriebssystems, AMS-Entwicklung von Programmiersprachen zur Anwendung in der Forschung  
 ( Kostenstelle 80 )

**Bibliothek**

**Dokumentation**

**Bildstelle / Druckerei**

**Zentralwerkstätten**  
 Leiter: Dipl.-Ing. K.-H. Schmitter  
 Mechanische Werkstatt, Feinmechanik, Schlosserei, Schweißerei, Kunststoffwerkstatt, Galvanikwerkstatt, Schreinerei, Elektronikwerkstatt, Elektrowerkstatt, zentrale Glasbläserei  
 ( Kostenstelle 20 )

**Betriebsgruppe Energiezentrale, Heizwerk, Betriebswerkstatt**



**Kaufmännisch-administrativer  
Geschäftsführungsbereich**

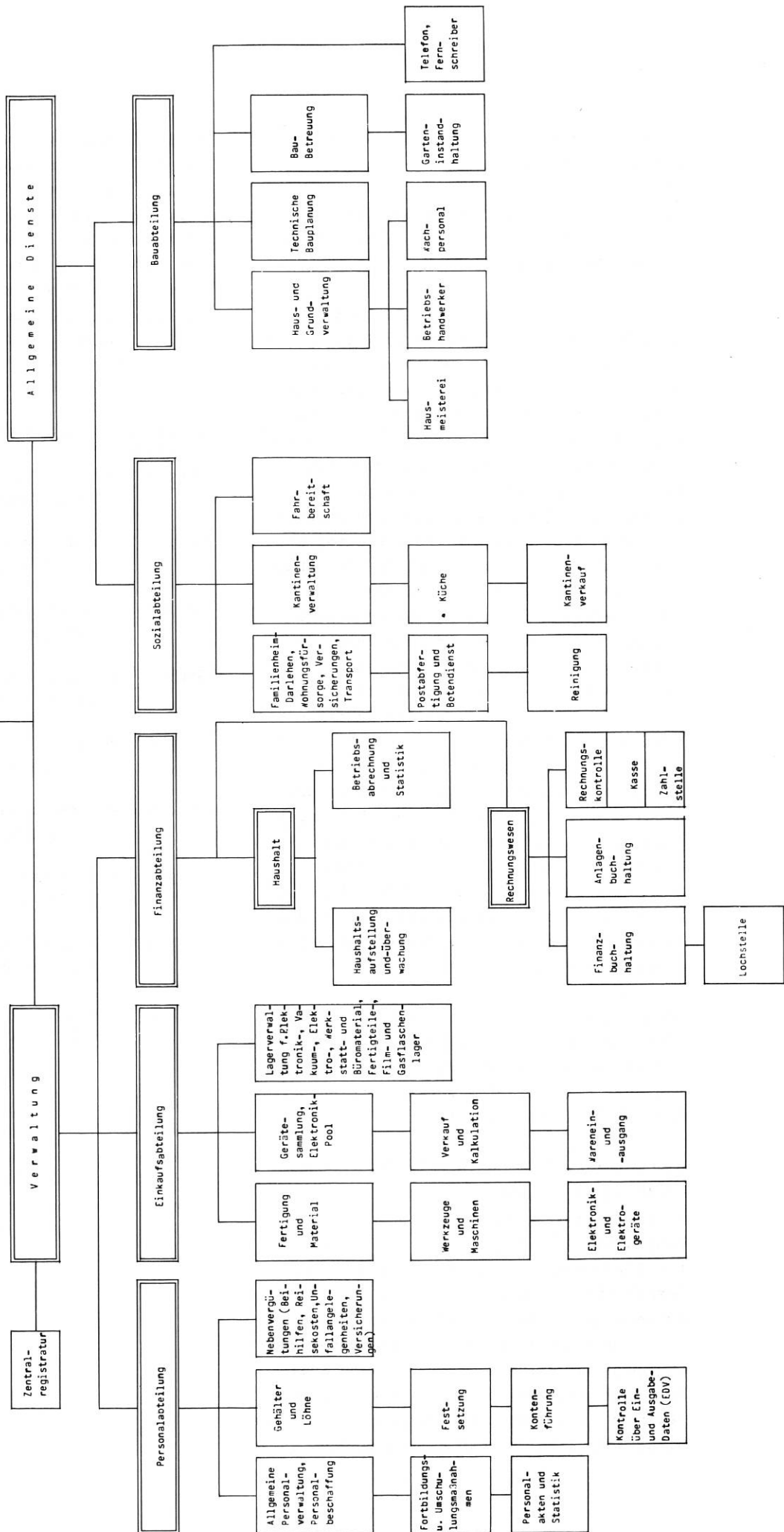
Betriebs-  
ärztlicher  
Dienst

EURATOM-  
Angelegen-  
heiten u.  
Ausländer-  
betreuung

Rechts- und  
Patentange-  
legenheiten

Organisation

Revision



effektive tarifliche Erhöhung zwischen 7 % und 10 % ergab.

Die nach dem M-Tarif vergüteten Arbeiter erhielten ab 1. Februar 1973 eine tarifliche Erhöhung von 8,5 %.

Das Rentenreformgesetz vom 16. Oktober 1972 brachte in der geänderten Fassung vom 30. März 1973, mit Wirkung vom 1. Januar 1973, in der gesetzlichen Rentenversicherung wesentliche Änderungen durch die Einführung der flexiblen Altersgrenze. Danach können Mitarbeiter nach Vollendung des 62. bzw. 63. Lebensjahres bei Vorliegen der gesetzlichen Voraussetzungen vorgezogenes Altersruhegeld beziehen und vorzeitig aus dem Berufsleben ausscheiden. Im IPP haben 1973 drei Mitarbeiter von dieser Möglichkeit Gebrauch gemacht. Ferner eröffnete das Rentenreformgesetz Mitarbeitern, die anlässlich der Erhöhung der Jahresarbeitsverdienstgrenze in den Jahren 1952, 1957 und 1965 oder des Wegfalls der Jahresarbeitsverdienstgrenze im Jahre 1968 von der Versicherungspflicht in der Rentenversicherung für Angestellte befreit worden sind, die bis 31. Dezember 1973 befristete Möglichkeit, auf diese Befreiung zu verzichten und damit wieder versicherungspflichtig zu werden. Gleichzeitig bestand für diese Mitarbeiter die Möglichkeit der Nachentrichtung von Angestelltenversicherungsbeiträgen.

Ab 1. Juli 1973 sind die Mitarbeiter hinsichtlich der Arbeitnehmer-Beiträge zur Versorgungsanstalt des Bundes und der Länder (VBL) entlastet worden, die nunmehr der Arbeitgeber allein trägt.

Ein weiterer Teil der Arbeit der Personalabteilung erstreckte sich auf die Bearbeitung von Neueinstellungen, Höhergruppierungen und Kündigungen. Vom 1. Januar 1973 bis 31. Dezember 1973 ist die Anzahl der Beschäftigten von 1073 um 6 auf 1067 abgesunken. Das entspricht einem Rückgang von 0,56 % des Gesamtpersonals. Der Personalarückgang ist allerdings nur bei den außerhalb des Stellenplans Beschäftigten zu verzeichnen. Die Zahl der außerhalb des Stellenplans Beschäftigten hat sich gegenüber 1972

um 18 Personen verringert. Gleichzeitig ist die Zahl der Mitarbeiter auf Planstellen um 12 gestiegen. Eine Auflage der Geldgeber, bis 31. Dezember 1973 insgesamt 25 Planstellen freizumachen, konnte aus der Fluktuation gedeckt werden. Die Austrittsfluktuation der Mitarbeiter auf Planstellen vom 1. Januar bis 31. Dezember 1973 ist in nachstehender Übersicht dargestellt:

<u>1.1.1973 - 31.12.1973</u>		_____
Gruppe 1 = wiss. Angestellte AH 4 - BAT Ia		2,5 %
Gruppe 2 = wiss. Angestellte BAT Ib - BAT IIa		7,8 %
Gruppe 3 = techn. Angestellte BAT IIa T - BAT Va		2,9 %
Gruppe 4 = techn. Angestellte BAT Vb - BAT VIb		7,6 %
Gruppe 5 = techn. Angestellte BAT VII - BAT X		16,1 %
Gruppe 6 = Verw. Angestellte S - BAT Vb		2,9 %
Gruppe 7 = Verw. Angestellte BAT Vc - BAT X		7,8 %
Gruppe 8 = Facharbeiter M 0 - M III, MTB I - IV		4,5 %
Gruppe 9 = ungel. Arbeiter M IV - VI, MTB V - VIII		13,6 %
		_____
		6,2 %
		=====

GRUPPEN

1	2	3	4	5	6	7	8	9	Gesamt:	<u>Abgang / wohin</u>
-	-	2	2	-	1	3	5	3	16	Ausscheiden aus dem Berufsleben
-	-	-	-	-	-	-	1	2	3	verstorben
2	3	-	1	-	-	1	-	-	7	an UNI / wiss. Institute
-	1	-	1	-	-	-	1	-	3	staatl. /kommunal. Stellen
-	4	2	8	5	-	2	2	1	24	sonst. Stellen / auch unbekannt
-	2	-	2	-	-	-	-	-	4	Ausland
2	10	4	14	5	1	6	9	6	57	

GRUPPEN

1	2	3	4	5	6	7	8	9	Gesamt:	<u>Grund für den Wechsel</u>
-	1	-	5	-	-	1	1	-	8	Finanzielle Verbesserung
-	-	2	1	-	-	1	3	-	7	Berufliche Weiterbildung
2	4	1	1	-	-	-	-	-	8	Bessere Aufstiegsmöglichkeiten
-	1	1	6	2	-	3	1	1	15	Sonstige pers. Gründe
-	-	-	-	-	1	1	4	5	11	Rentenbezug / verstorben
-	-	-	1	-	-	-	-	-	1	Ohne Angabe von Gründen
-	4	-	-	3	-	-	-	-	7	Kündigung durch IPP bzw. keine Vertragsverlängerung
2	10	4	14	5	1	6	9	6	57	

Der absolute Neuzugang betrug 1973 jedoch 160 Beschäftigte (14,9 %), weil im gleichen Zeitraum 166 Mitarbeiter das Institut verließen. In der Zahl von 1067 Mitarbeitern sind 11 Gastforscher, 7 Diplomanden, 15 Stipendiaten, 20 Lehrlinge, 8 Zeithilfen, 56 Reinigungskräfte und 25 Personen im Küchen- und Kantinendienst enthalten, die ohne Anrechnung auf den Stellenplan beschäftigt werden.

Die nachfolgende Abbildung gibt einen Überblick über die personelle Entwicklung seit Gründung des Instituts bis 1973 (Stellen-Ist). In der Gesamtzahl enthalten sind Lehrlinge, Zeithilfen, freie Mitarbeiter, Nachtwachen, Diplomanden und Gastforscher.

## Zahl der Beschäftigten

- personelle Entwicklung -

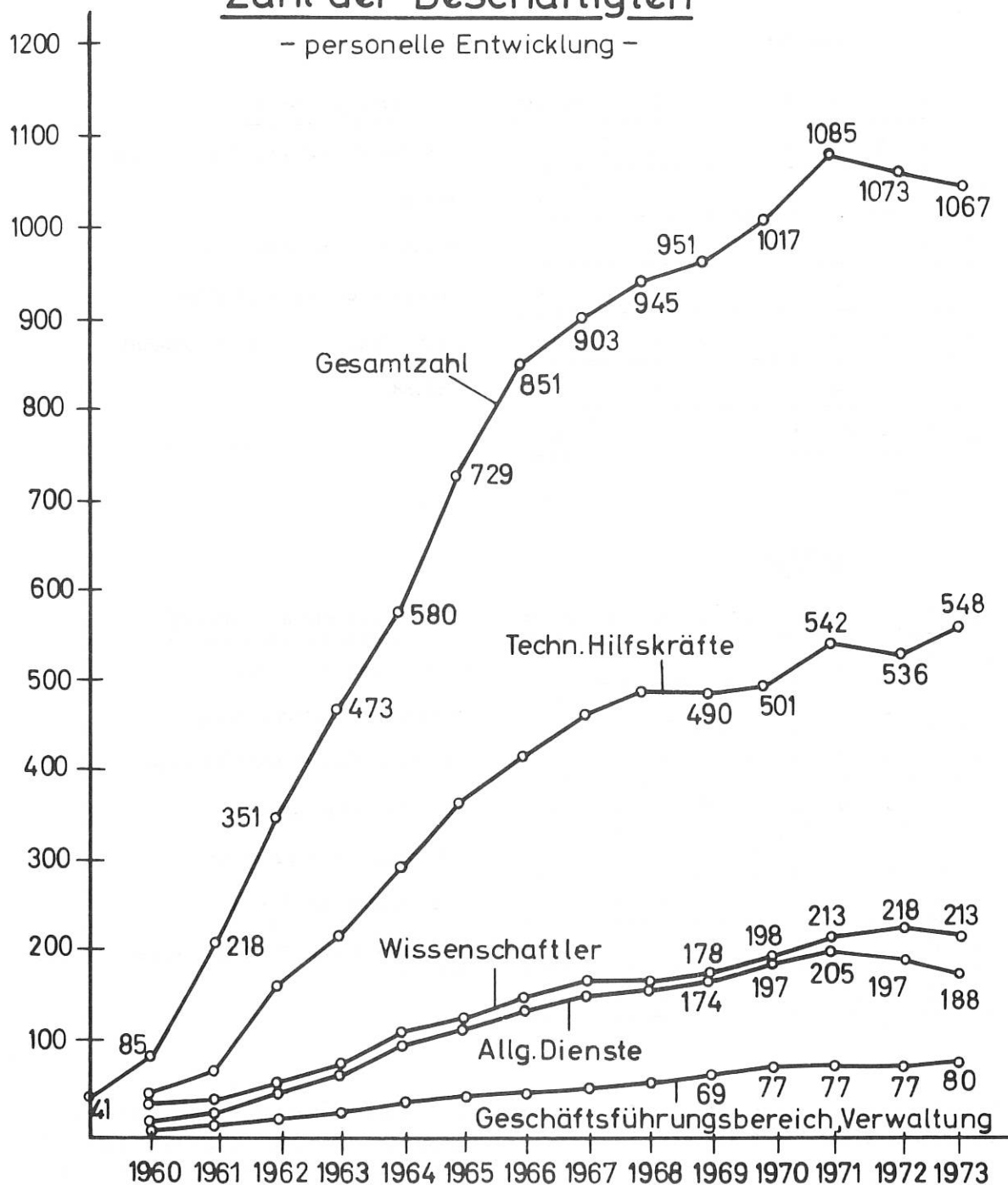


Abb. 4: Zahl der Beschäftigten

Die Fluktuation der wissenschaftlichen Angestellten wird im wesentlichen durch Nichtverlängerung von Zeitverträgen bewirkt. Neue Anstellungsverträge mit Wissenschaftlern können künftig jedoch nur in sehr beschränktem Umfang eingegangen werden, da gemäß den Auflagen des BMFT bis zum 31. Dezember 1973 drei Wissenschaftlerstellen gestrichen und fünf ge-

sperrt wurden und im Jahre 1974 weitere zehn gesperrt werden müssen.

Mit dieser Entwicklung geht ein rasches Ansteigen des Durchschnittsalters der Wissenschaftler einher. Zwar blieb das Durchschnittsalter vom 31. Dezember 1972 bis 31. Dezember 1973 mit 38 Jahren konstant. Diese Entwicklung ist jedoch nur darauf

zurückzuführen, daß einige jüngere Wissenschaftler auf KW-Stellen für begrenzte Dauer eingestellt werden konnten und Zeitverträge mit einigen älteren Wissenschaftlern ausliefen. Ab 1974 wird jedoch ein jährlicher Altersanstieg um durchschnittlich ein Jahr erwartet, wie dies schon von 1971 auf 1972 der Fall war. Die Altersstruktur der Wissenschaftler ist in Abbildung 5 dargestellt.

Trotz frühzeitiger und wiederholter Hinweise auf diese Entwicklung wurden entsprechende Lösungsvorschläge des Instituts und der Arbeitsgemeinschaft der Großforschungseinrichtungen von den Geldgebern bisher noch nicht verwirklicht.

Zahl der gleichaltrigen Mitarbeiter

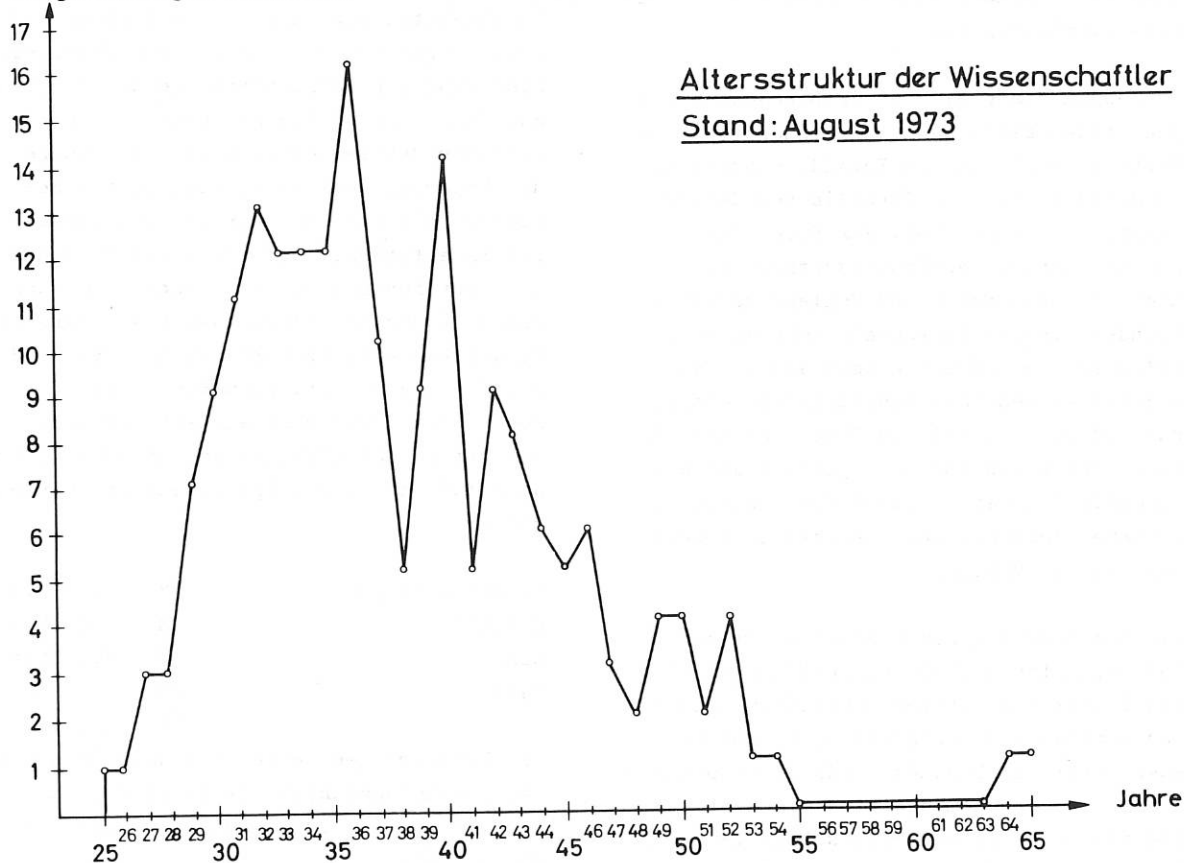


Abb. 5: Altersstruktur der Wissenschaftler  
Stand: August 1973

## 6.2. Einkaufsabteilung

(Richard STEMPEL)

Die Einkaufsabteilung tätigte im Berichtsjahr rund 10.000 Bestellungen mit einem Gesamt-Auftragswert von DM 25 Millionen.

Der Schwerpunkt der Einkaufstätigkeit lag vor allem bei den Beschaffungen und Fertigungsvergaben für die Großexperimente W VII, W VIIa und WEGA. Hierzu gehörten

die Gußteile aus antimagnetischem Edelstahl im Gewicht von über 36 t für das Stützrohr W VII, die Grauguß-Toren als Wickelvorrichtungen für die helischen Windungen, die Vertikal- und BZ-Spulen für den OH-Trafo mit zum Teil 6 m Durchmesser, Entwicklungsaufträge für Torus mit Helix, Norm- und Schmiedeteile aus hochfestem Stahl mit niedrigsten Permeabilitätswerten usw. Bei diesen Vergaben handelte es sich

vielfach um Fertigungen an der Grenze technischer Möglichkeiten, zu denen umfangreiche Ausschreibungen und Verhandlungen technischer und kaufmännischer Art erforderlich waren.

Außer den genannten Fertigungen wurden an größeren Geräten bestellt: Hochleistungslaser, Farbstofflaser, Massenspektrometer, Starkstromkabel, große mechanische und optische Komponenten für die Lasertechnik, Turbomolekular- und Getter-Pumpen sowie eine große Anzahl elektronischer Meß- und Regeleinrichtungen.

Im Zusammenhang mit den Großprojekten hat die Einkaufsabteilung in verstärktem Maße Aufträge nicht nur im Inland, sondern im gesamten Gebiet der Europäischen Gemeinschaft ausgeschrieben. Als Folge davon wurden mehrere Fertigungsaufträge nach England, Frankreich und Holland vergeben. Nachdem bereits im Vorjahr sehr gute Erfolge mit den Direktbezügen aus den USA erzielt wurden (die Einsparungen betragen rund DM 300.000,-), bemühte sich der Einkauf, seine Kenntnisse, speziell auf dem europäischen Markt, durch die Verwendung modernen Informationsmaterials zu erweitern und zu vertiefen.

Die Abschwächung der Konjunktur im Jahr 1973 hat sich auf die Beschaffung der für das Institut wichtigen Investitionsgüter und Verbrauchsmaterialien nicht spürbar ausgewirkt. Insbesondere für elektronische Geräte und Bauelemente sind die Lieferzeiten nach wie vor verhältnismäßig lang. Im übrigen haben die Preise zum Ende des Jahres weiter angezogen. Lediglich bei manchen Importgütern sowie Fertigungsaufträgen ist ein verstärkter Konkurrenzdruck zu verzeichnen gewesen.

### 6.3. Finanzabteilung

(Dipl.Volkswirt Karl SALOW)

Das Haushaltsvolumen des Instituts für das Jahr 1973 war im Wirtschaftsplan auf DM 78,1 Mio festgelegt worden, deren Finanzierung wie folgt geplant war:

Eigene Erträge	DM 11,6 Mio
EURATOM	DM 17,9 Mio
Bund	DM 43,7 Mio
Bayern	DM 4,9 Mio
	<hr/>
insgesamt:	DM 78,1 Mio

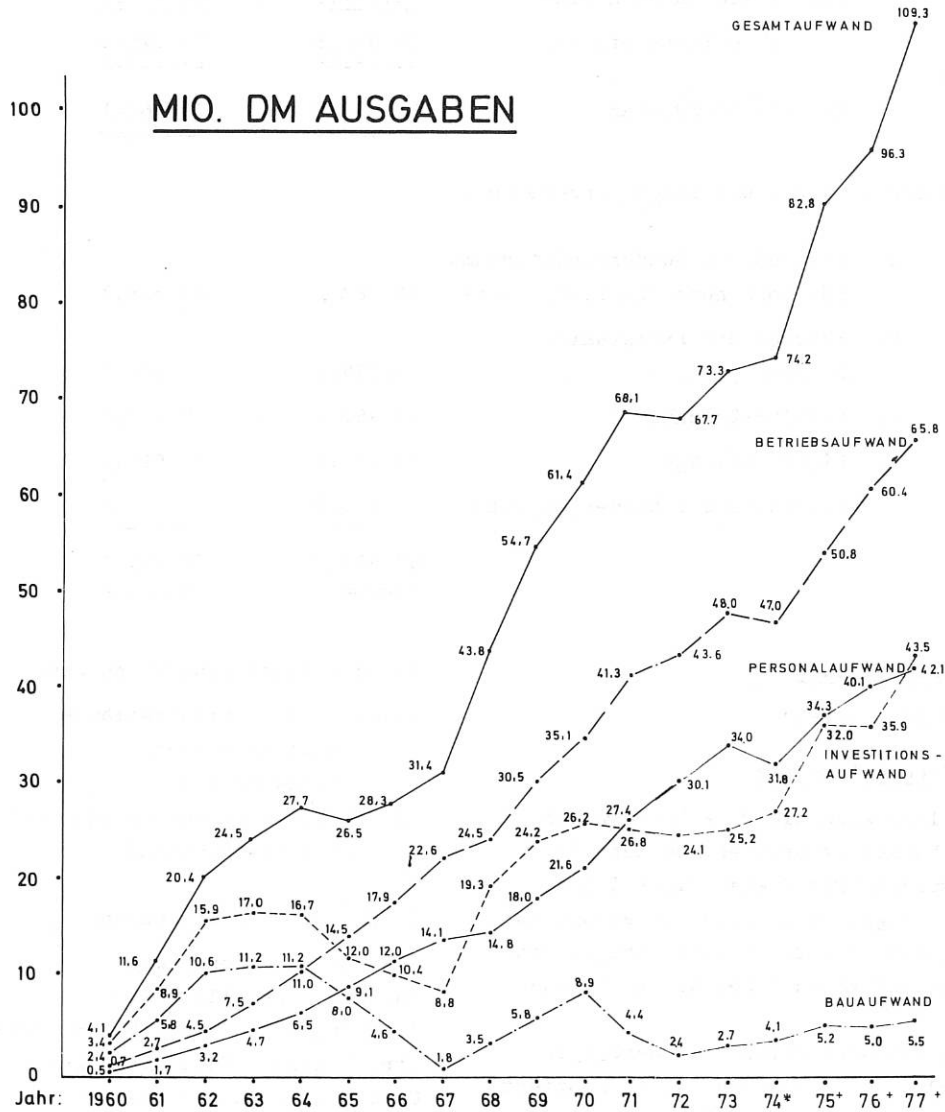
In der Vorbesprechung für den Haushalt 1974 am 27. Februar 1973 im Bundesministerium für Forschung und Technologie wurde dem Institut mitgeteilt, daß der Zuschuß des Bundes und des Freistaates Bayern von insgesamt DM 48,6 Mio auf DM 41,1 Mio herabgesetzt worden sei. Die Kürzung der Zuwendungen um DM 7,5 Mio wurde durch eine Minderung der Betriebserträge um DM 0,5 Mio auf insgesamt DM 8,0 Mio erhöht. Die Kürzung der Betriebserträge ist eine Folge der Änderung des Investitionszulagengesetzes. Bis zum 28. Februar 1973 wurden für Investitionen auf wissenschaftlichem - und Forschungsgebiet mit einer Förderung von 10 % des Anschaffungswertes unterstützt. Dieser Prozentsatz wurde ab 1. März 1973 auf 7,5 % ermäßigt. Es mußte daher ein neuer Wirtschaftsplan aufgestellt werden, der mit Gesamtaufwendungen von DM 70,1 Mio abschloß, die wie folgt finanziert werden sollten:

Eigene Erträge	DM 11,1 Mio
EURATOM	DM 17,9 Mio
Bund	DM 37,0 Mio
Bayern	DM 4,1 Mio
	<hr/>
	DM 70,1 Mio

Die Einsparungen betrafen sowohl Personal- und Sachaufwendungen mit insgesamt DM 5,0 Mio und Investitionen mit insgesamt DM 3,0 Mio.

Die Ausgaben im Berichtsjahr setzen sich - verglichen mit dem Vorjahr - wie folgt zusammen:

## ENTWICKLUNG DER AUSGABEN



\* NACH WIRTSCHAFTSPLAN 1974

+ MITTELFRISTIGE FINANZPLANUNG

	1972	1973
	<u>TDM</u>	<u>TDM</u>
Personalaufwendungen	30.128,0	33.989,2
Sachaufwendungen	<u>13.504,2</u>	<u>14.046,6</u>
Betriebsaufwand	43.632,2 =====	48.035,8 =====
Laufende Investitionen	13.182,7	10.508,4
Investitionen nach Plan	<u>10.867,8</u>	<u>14.720,9</u>
Summe Investitionen	24.050,5 =====	25.229,3 =====
Gesamtaufwendungen	<u><u>67.682,7</u></u>	<u><u>73.265,1</u></u>

Die Finanzierung wurde wie folgt vorgenommen:

1. Zuschuß des Bundesministeriums für Forschung und Technologie	36.487,2	39.308,7
2. Zuschuß des Freistaates Bayern	4.054,1	4.367,6
3. EURATOM-Zuschuß	13.852,4	17.962,6
4. Eigene Erträge	12.831,0	11.626,2
5. Zuschüsse für Sonderprojekte	458,0	-, -
	<u><u>67.682,7</u></u>	<u><u>73.265,1</u></u>

#### 6.4. Sozialabteilung

(Berthold APPEL)

##### 6.4.1. Wohnungsfürsorge

Am 31.10.1973 sind die 22 Wohnungen des Terrassenhauses im Ortszentrum Garching bezogen worden. Mit diesem Block ist es dem Institut gelungen, eine Wohnanlage zu schaffen, die sich durch eine ruhige, zentrale Lage und einen hohen Wohnwert auszeichnet.

Durch die Wohnungsmittel 1973 werden in Garching-Ost II 18 Wohnungen mitfinanziert. Mit dem Bauherrn - Baugesellschaft München-Land, München - wurde unter Berücksichtigung der für den öffentlichen geförderten Wohnungsbau geltenden Bestimmung, eine Miete von DM 4,44 je qm vereinbart. Für das Bauvorhaben gewährte das Institut ein Darlehen in Höhe von DM 1.550.000,-. Die Bezugsfertigkeit ist im Herbst 1975 vorgeesehen.

Am Ende des Berichtsjahres sieht der Wohnungsstand wie folgt aus:

1. Institutseigene Wohnungen		
a) auf dem Institutsgelände		
Dienstwohnungen	8	
Gästewohnungen	6	
b) Garching, Lehrer-Stiegl.-Str. (Dienstwohnungen)	<u>36</u>	50
2. Bezuschusste Wohnungen		
München, Ungererstraße	16	
München, Lassallestraße	26	
Garching, Otto-Hahn-/Max-Planck-Str. (davon 3 Gästewohnungen)	108	
Garching, Türkenstraße	12	
Garching-Ost, Breslauer Str.	40	
Garching, Mühlgasse 4	<u>22</u>	224
3. Angemietete Wohnungen		
Gästewohnungen		
München, Kriemhildenstr. 21a	1	
München, Rümmanstr. 59	1	
München, Elisabethstr. 71	1	
München, Heßstraße 44	1	
Garching, Ismaningerstr. 14	1	
Vaterstetten	1	
Dienstwohnungen	<u>3</u>	<u>9</u>
		<u><u>283</u></u>



Die mit Wohnungsfürsorgemitteln des Instituts gebauten Wohnungen ergeben auf Gar-

ching und München verteilt, folgendes Bild: (ohne 14 Wohnungen auf dem Institutsgelände)

	<u>1-Zi.</u>	<u>2-Zi.</u>	<u>3-Zi.</u>	<u>4-Zi.</u>	<u>5-Zi.</u>	<u>Add.</u>	<u>in %</u>
München	11	10	15	5	1	42	16
Garching	19	41	105	37	16	218	84
	30	51	120	42	17	260	100 %

Im Berichtsjahr wurden 18 Familienheime und 1 Eigentumswohnung gefördert, so daß bisher insgesamt 87 Familienheimdarlehen bewilligt worden sind.

Zur Zeit liegen 60 Anträge für Wohnungsbewerbungen und 40 Anträge für Familienheimdarlehen vor.

#### 6.4.2. Kantine

Für die Beschäftigten auf dem Forschungsgelände wurden 226.008 Essenportionen ausgegeben.

Das Institut hat auch 1973 die Ganztagschule des Gymnasiums Garching mit einer warmen Mittagsmahlzeit versorgt. Es wurden 32.290 Essenportionen angeliefert.

#### 6.5. Bauabteilung

(Bauingenieur Martin MAHL)

##### 6.5.1. Neubauten

###### 6.5.1.1. Maschinenhaus EZ 2

Das Gebäude wurde zum August 1973 fertiggestellt. Mit der Montage der Einbauten (10 kV-Schaltanlage und Stoßleistungsumformer) wurde termingerecht begonnen.

Im Zusammenhang mit dem Bau des Maschinenhauses wurden gebaut und fertiggestellt:

Betonkanäle (400 m) zur Aufnahme der Stromschienen vom Stoßleistungsumformer zu den Hallen L 6 und L 7.

Kabelverbindung von der 10 kV-Schaltanlage zum Umspannwerk der Isar-Amperwerke (1.300 m).

Kühltürme für Wasserrückkühlung aus dem Betrieb des Stoßleistungsumformers und des Experimentes W VII (3 Stück à 300 cbm/Std.).

###### 6.5.1.2. Gästespeiseraum

Die Bauarbeiten sind abgeschlossen; der Raum wird seit September 1973 benutzt.

###### 6.5.1.3. Anbau Halle L 7

Zur Unterbringung von Zusatzeinrichtungen zum Experiment W VII und der Arbeitsräume für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2 war ein Anbau an die Halle L 7 erforderlich. Mit der Planung wurde im Mai des Berichtsjahres begonnen. Baubeginn war Ende Oktober. Bis zum Jahresende wurde der Keller soweit fertiggestellt, daß wie vorgesehen mit dem Aufbau der Pumpen und Rohrleitungen in den neu erstellten Räumen im Februar 1974 begonnen werden konnte. Gesamtfertigstellung des Gebäudes wird voraussichtlich Anfang 1975 sein.

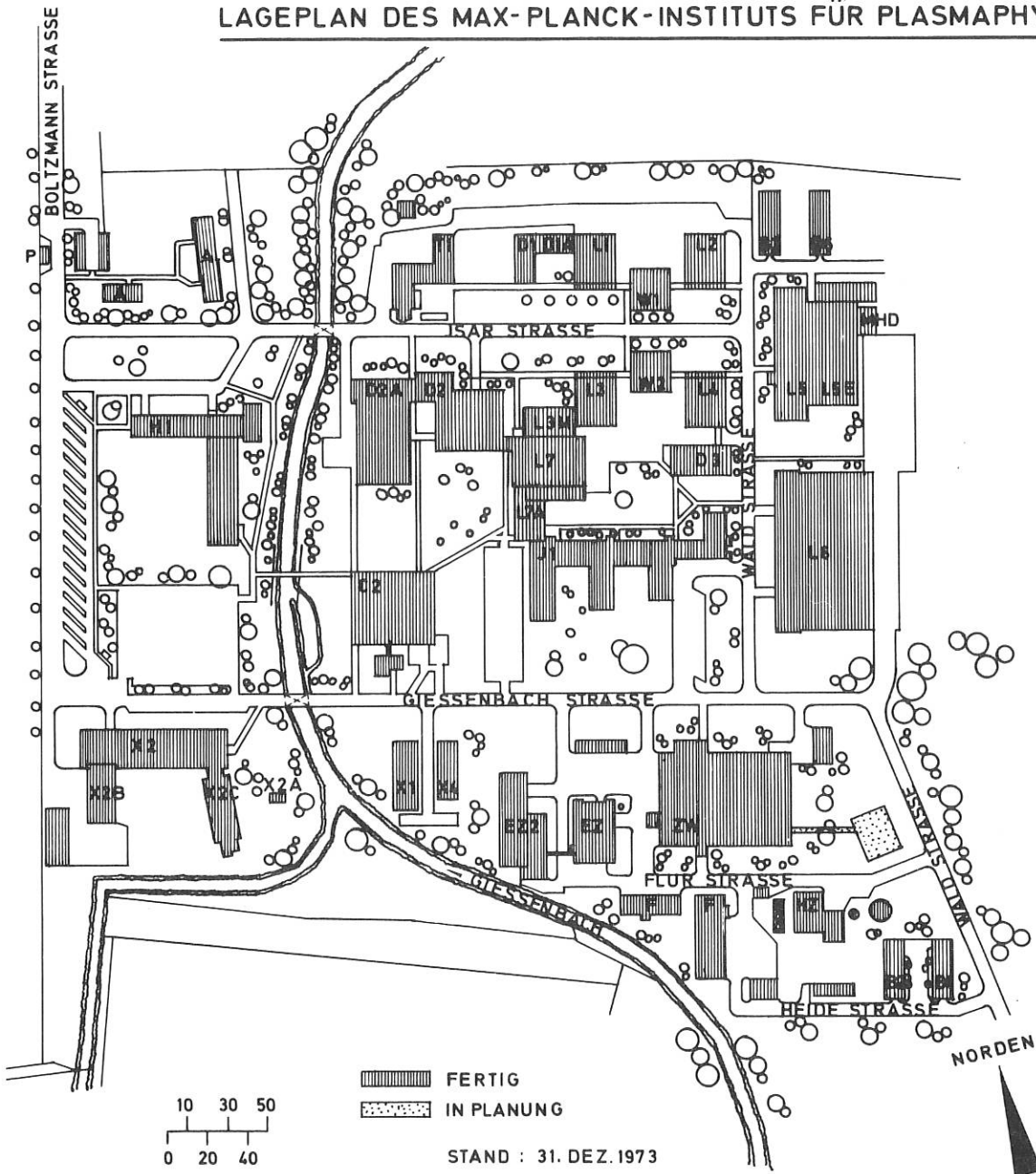
###### 6.5.1.4. Kühlwasserversorgung

Im Berichtsjahr wurden für die neue Kühlwasserversorgung mit Grundwasser 4 Brunnen mit einer gesamten Ergiebigkeit von ca. 100 l/sec. gebohrt und ausgebaut. Außerdem wurde die Druckleitung NW 250 mit ca. 400 m und die Rücklaufleitung NW 300 mit ca. 300 m verlegt sowie das Einlaufbauwerk zur Einleitung des Rückkühlwassers in den Giessenbach errichtet.

###### 6.5.1.5. Fundament W VII

Als Fundament für das Experiment W VII ist eine Stahlbetonkonstruktion vorgesehen. Die Planung wurde von der Bauabteilung gemeinsam mit der Abteilung Technik erarbeitet. Das Fundament ist dimensioniert für eine Gesamtlast von 380 Mp und eine Torsionskraft von 200 Mp. Für die Armierung der Betonteile, welche unmittelbar am Experiment sind, wird nichtmagnetisches Material verwendet. Baubeginn war Dezember 1973. Fertigstellung Februar 1974.

# LAGEPLAN DES MAX-PLANCK-INSTITUTS FÜR PLASMAPHYSIK



- P
- A
- T1 - D1 - D1A - L1 - W1 - L2
- L3 - L3M - L7 - W2 (Teil) - D3
- L6 (Teil)
- L5 - L5E - MHD
- L6 (Teil)
- D2 - D2A (Teil)
- D2A (Teil)
- L4 - W2 (Teil) - B3
- I1 - L6 (Teil)
- ZW
- EZ - EZ 2
- H1
  
- B1 - B2
- B6
- C2
- X1 - X4

- Pforte
- Dienstwohnungen - Gästewohnungen
- Experimentelle Plasmaphysik 1
- Experimentelle Plasmaphysik 2
- Experimentelle Plasmaphysik 3
- Experimentelle Plasmaphysik 4
- Relativistische Plasmen
- Abteilung Theorie
- Abteilung Informatik
- Abteilung Oberflächenphysik
- Abteilung Technik
- Zentralwerkstatt - Zentrallager
- Energiezentralen
- Geschäftsführung
- Verwaltung und Allgemeine Dienste
- Hausverwaltung
- Gerätepool
- Kantine
- Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik  
(Institut für Extraterrestrische Physik)

### 6.5.2. Gebäude in Planung

6.5.2.1. Erweiterung der Zentralwerkstatt  
Auch im Jahr 1973 konnte an der Planung nicht weiter gearbeitet werden. Wenn im Januar 1974 die Erhebungen des Bundesrechnungshofes abgeschlossen sein werden, ist damit zu rechnen, daß in diesem Jahr die Planung abgeschlossen werden kann. Wenn möglich soll mit dem Bau noch 1974 begonnen werden.

#### 6.5.2.2. Halle L 1 A

Für das Experiment eines wandstabilisierten Hochbeta-Stellarators wurde für einen Anbau an die Laborhalle L 1 ein Vorentwurf ausgearbeitet.

### 6.5.3. Umbauten

Außer den Umbauten an Gebäuden, die durch Umgruppierungen in den Abteilungen oder durch den Aufbau neuer Experimente bedingt waren, wurden folgende Baumaßnahmen durchgeführt und abgeschlossen:

- Umbau der nicht mehr benutzten Lagerräume für Heizöl zu Lagerräumen nach der Demontage der Heizöltanks,
- Umbau der Halle L 4 für den neuen Benutzer Abteilung Oberflächenphysik,
- Umbau der Cafeteria in der Kantine nach Fertigstellung des Gästespeiseraumes. Die Anzahl der Sitzplätze konnte von 60 auf 120 vergrößert werden,
- Ausbau eines Tiefkühlraumes für die Kantinenküche.

### 6.5.4. Hausverwaltung

Ein großer Teil der Instandsetzungs- und Umbauarbeiten wurde mit den Fach- und Hilfskräften der Hausverwaltung ausgeführt. Der Stamm von Fachkräften in der Hausverwaltung ermöglicht es dem Institut, derartige Arbeiten mit einem wirtschaftlich vertretbaren Aufwand auszuführen. Fremdfirmen sind schwer bzw. nur unter unverhältnismäßig hohen Kosten für Transport und Wegegeld zu bewegen, kleine Aufträge in Garcing auszuführen.

## 7. SICHERHEIT

(Dipl.Phys. Dr.Ing. Manfred HÜLS)

Die der Geschäftsführung nach der Reichsversicherungs-Ordnung, dem Bürgerlichen Gesetzbuch, der Gewerbeordnung, dem Atomgesetz, den Richtlinien und gesetzlichen Vorschriften der Unfallversicherungsträger sowie anderen Bestimmungen und Regeln obliegenden Arbeitssicherheit, Strahlen- und Objektschutz betreffenden Fürsorgepflichten und Aufgaben werden im IPP vom Hauptsicherheitsbeauftragten wahrgenommen. Damit liegt der Schwerpunkt seiner Tätigkeit in der Sicherheitsorganisation, der Koordination und der Überwachung einer allgemeinen und anlagespezifischen Gefahrenabwehrplanung sowie aller Maßnahmen zur Vermeidung von Unfällen und zur Eingrenzung ihrer Folgen. Wichtige Unterstützung erfährt er hierbei durch die nach § 719 RVO bestellten Abteilungs-Sicherheitsbeauftragten, die aus ihrer fachlichen Qualifikation, Betriebs Erfahrung und Ortskenntnis wesentliche Beiträge zur Unfallbekämpfung in den verschiedenen Bereichen leisten.

Dem Sicherheitsausschuß des IPP gehören neben dem Hauptsicherheitsbeauftragten als Vorsitzenden und Vertreter der Geschäftsführung zur Zeit 14 Sicherheitsbeauftragte aus den verschiedenen Abteilungen und zwei Vertreter des Betriebsrats an. Im Jahr 1973 befaßte sich dieser Ausschuß in acht Sitzungen mit Problemen der Arbeitssicherheit und des Unfallschutzes, mit Maßnahmen der vorsorglichen und aktiven Brandverhütung und des Umweltschutzes sowie mit organisatorischen Notwendigkeiten, die sich beispielsweise aus der Aufzugsverordnung, neuen Unfallverhütungsvorschriften oder dem Auf- und Ausbau unseres IPP-internen Funknetzes ergaben. Der Ausschuß bearbeitete auch Vorschläge und Empfehlungen zum Objektschutz und Pfortenkontrollsystem, zu Verkehrs- und Parkplatzfragen wie zu solchen der Arbeitsplatzgestaltung (Lüftung, Schallpegel, Beleuchtung) und behandelte ebenso Fragen des Strahlenschutzes an plasmaphysikalischen Apparaturen und fusionsrelevanten Experimenten.

Am 1. September 1973 trat die "Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen" (Röntgenverordnung) in Kraft. Dieses der Ersten Strahlenschutzverordnung entsprechende Gesetz macht den Aufbau einer Strahlenschutzorganisation erforderlich, da alle Strahlung-freisetzenden Experimente im IPP als Störstrahler im Sinne der Röntgenverordnung anzusprechen sind. Die neue Regelung wurde unter Verwertung von Erfahrungen begonnen, die anderenorts auf dem Gebiete des Strahlenschutzes gesammelt wurden; sie strebt klare, abgestufte Verantwortlichkeiten an. Durch eine Trennung der Strahlenschutzverantwortung in direkter Delegationskette und der Überwachung der für den Strahlenschutz Verantwortlichen durch die dafür zuständige, der Geschäftsführung unmittelbar unterstehende Stelle, soll eine sorgfältige Beachtung der Strahlenschutzbestimmungen im Interesse der Mitarbeiter unseres Instituts sichergestellt werden.

Bis zum Jahresende 1973 waren die Vorarbeiten zum Aufbau einer Strahlenschutzor-

ganisation soweit gediehen, daß 15 Strahlenschutzverantwortliche für verschiedene Bereiche unseres Instituts benannt und dem als Genehmigungsbehörde zuständigen Bayerischen Landesamt für Umweltschutz gemeldet waren.

Im Berichtjahr wurden wiederum verschiedene Mitarbeiter in Zusammenarbeit mit der GSF-Neuherberg durch Filmplaketten auf die empfangene Röntgendosis überwacht. In fast 700 Auswertungen ergaben sich dabei glücklicherweise keine personenschädigenden Dosisüberschreitungen. Zur weiteren Strahlenüberwachung wurden Stabdosisimeter, Strahlenwarngeräte, Monitore und Dosisleistungsmesser angeschafft und an die Abteilungen ausgegeben.

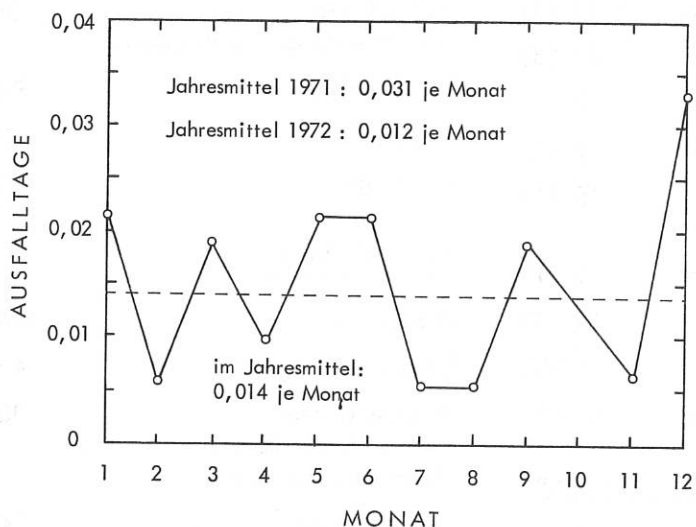
Im Rahmen von zahlreichen Betriebsbegehungen und Beratungen wurden auch mit Vertretern der Berufsgenossenschaft, der Gewerbeaufsicht und des Landesinstituts für Arbeitsschutz Arbeitsplätze in den Abteilungen besichtigt und die Einhaltung der Unfallverhütungsvorschriften wie der

MELDEPFLICHTIGE UNFÄLLE 1973							
Monat	Betriebs- unfälle	Wege- unfälle	Gesamt- unfallzahl	Gesamt- belegschaft	Arbeits- ausfalltage	Arbeitsausfall- tage je Unfall	Arbeitsausfalltage je Unfall und Mit- arbeiter
Januar	1	-	1	1072	23	23,0	0,0215
Februar	1	-	1	1084	6	6,0	0,0055
März	1	-	1	1094	21	21,0	0,0192
April	2	-	2	1087	21	10,5	0,0097
Mai	2	-	2	1080	30	23,0	0,0213
Juni	-	-	-	1078	16		
Juli	-	2	2	1079	11	5,5	0,0051
August	3	1	4	1082	22	5,5	0,0051
September	1	-	1	1077	20	20,0	0,0186
Oktober	-	-	-	1073	-	-	-
November	3	-	3	1069	20	6,7	0,0063
Dezember	1	-	1	1067	35	35,0	0,0328
Summe	15	3	18		225		
Mittelwert	1,3	0,25	1,5	1079	18,8	14,9	0,0139

ordnungsgemäßen Benutzung der Arbeitsschutz-Einrichtungen und -Mittel überprüft. Grobe Verstöße gegen die Unfallverhütungsvorschriften konnten nicht festgestellt werden; geringfügige Mängel wurden in der Regel an Ort und Stelle beseitigt.

Die Zahl meldepflichtiger Unfälle nahm bei 1067 Mitarbeitern am Jahresende 1973 von 32 im Vorjahr mit 1086 Beschäftigten auf 18 ab. Die prozentuale Unfallquote

erniedrigte sich im Berichtsjahr entsprechend von 2,98 % (1972) auf 1,69 % und erreichte damit ihren niedrigsten Wert seit 1962 (ältere Daten waren nicht mehr verfügbar). Der unfallbedingte Gesamtarbeitszeitverlust verringerte sich 1973 gegenüber dem Vorjahr um 41,3 % (!) von 383 auf 225 Arbeitsausfalltage. Trotzdem nahm der spezifische Arbeitszeitverlust infolge eines Unfalles mit 54-tägiger Arbeitsunfähigkeit von 12 auf 12,5 Arbeitsausfalltage je Unfall zu.



Arbeitsausfalltage je Belegschaftsmitglied aufgrund der Unfälle des jeweiligen Monats im Jahr 1973

Tödliche Unfälle und Fälle anzeigepflichtiger Berufskrankheiten waren 1973 nicht zu verzeichnen. Die Zahl der Wegeunfälle sank im Berichtsjahr auf 3.

Eine Aufschlüsselung der Gesamtunfallzahlen des Jahres 1973 ist in der folgenden Tabelle gegeben:

# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

## - UNFALLSTATISTIK -

für die Zeit vom  
1. Januar 1973 bis 31. Dezember 1973

In Klammern ist jeweils die Zahl der meldepflichtigen Unfälle angegeben, die eine mehr als dreitägige Arbeitsunfähigkeit zur Folge hatten.

Zahl der Betriebsunfälle (Unfälle innerhalb des IPP)	219 (15)	Zahl der Wegeunfälle (Unfälle auf dem Weg zwischen Wohnung und IPP)	3 (3)
Insgesamt	222 (18)		

### 1. Unfallursachen

Maschinen, Geräte, Apparate	31 (3)
Werkzeuge	75 (3)
Elektrischer Strom	3
Transporte von Lasten, Wagen	9 (3)
Gebäudemängel (Türen, Treppen, Aufzüge etc.)	16 (1)
Lagerung, Stapel, Hindernisse	3 (1)
Ausrutschen, Stolpern	15 (3)
Verkehrsunfälle	3 (2)
Verschiedenes, Unbekanntes	67 (2)

### 2. Bereichszugehörigkeit der Verletzten

Experimentelle Plasmaphysik 1	18 (1)
Experimentelle Plasmaphysik 2	23 (1)
Experimentelle Plasmaphysik 3	8
Experimentelle Plasmaphysik 4	13 (1)
Oberflächenphysik	2 (1)
Relativistische Plasmen	8
Theorie	2 (1)
Informatik	2
Technik	28 (3)
Zentralwerkstatt	48 (2)
Verwaltung und Allg. Dienste	70 (8)

### 3. Personengruppen

Hilfsarbeiter (einschließlich Putzfrauen)	38 (5)
Facharbeiter	92 (8)
Angestellte	90 (4)
Lehrlinge	2 (1)

### 4. Unfallorte

Werkstätten	116 (6)
Laboratorien	49 (1)
Andere Räume (Büros, Lagerräume, Kantine, Aufzüge)	33 (7)
Verkehrswege (Flure, Treppen, Außengelände)	24 (4)

### 5. Betroffene Körperteile

Kopf	8 (2)
Augen	40
Arme	8
Hände	110 (11)
Beine	17
Füße	23 (1)
Rumpf	16 (4)

Obschon das IPP im Vergleich zur Zahl der meldepflichtigen, den gewerblichen Berufsgenossenschaften angezeigten Arbeits- und Wegeunfällen, die im vergangenen Jahr 104,4/1000 Versicherter betrug, auch 1973 mit 16,9 / 1000 zu den Betrieben mit den geringsten Unfallzahlen gehört, wurde der uns gemäß § 725 (2) RVO gewährte Nachlaß auf den Mitgliedsbeitrag zur Berufsgenossenschaft infolge des erstmaligen Auftretens von Rentenfällen im Jahr 1972 auf 2 % gekürzt.

Einen Überblick über das Unfallgeschehen in der Zeit vom 1.1.1962 bis 31.12.1973 gibt die nachstehende Tabelle:

Jahr	Belegschaftszahl zum Jahresende	Zahl der Unfälle	Unfallquote
1962	351	18	5,13 %
1963	473	26	5,50 %
1964	580	26	4,48 %
1965	729	25	3,43 %
1966	841	28	3,33 %
1967	934	22	2,36 %
1968	969	32	3,30 %
1969	970	25	2,58 %
1970	1023	28	2,74 %
1971	1086	33	3,04 %
1972	1073	32	2,98 %
1973	1067	18	1,69 %

Entwicklung der Unfallquoten zwischen 1962 und 1973

Die für Notfälle und zur vorsorglichen Schadensverhütung aufgestellte Organisation, insbesondere die freiwillige Berufsfeuerwehr mit derzeit 15 Mitgliedern, konnte weiter ausgebaut werden. Im Berichtsjahr wurden 24 halbtägige Feuerwehrrübungen durchgeführt. Weiter besuchten Mitglieder unserer Betriebsfeuerwehr Brandschutzseminare, Ausstellungen sowie Fort- und Ausbildungskurse in der GSF-Neuherberg und der Staatlichen Feuerweherschule Regensburg.

Nach den im Jahre 1973 begonnenen Verhandlungen über einen gemeinsamen Brandschutz aller Garchinger Forschungseinrichtungen

scheint die Einrichtung einer hauptberuflichen Feuerwehr im Frühjahr 1975 möglich. Standort wird die im Bau befindliche "Technische Zentrale" der Technischen Universität München sein. Da das IPP eine Überstellung von Planstellen und Abordnung von Mitarbeitern unter die Dienstaufsicht der TUM ablehnt, muß demnächst eine Einigung über geeignete Verrechnungsschlüssel gefunden werden.

#### 8. ÖFFENTLICHKEITSARBEIT

(Dipl.Phys. Dr. Manfred HÜLS  
(kommissarisch bis 31.7.1973),  
Dr. rer.nat. Ernst R. SEIDEL  
(ab 1.8.1973))

Im Berichtsjahr lagen die Schwerpunkte der Arbeiten auf folgenden Gebieten:

- Organisatorische und praktische Durchführung des gesamten Besucherprogramms: Durch Vorträge (z. Teil mit Diskussion), Filmvorführungen usw. wurden die Besucher auf den anschließenden Rundgang durch das Institut vorbereitet, auf dem ihnen repräsentative Großexperimente vorgeführt und erläutert wurden. Neben Schulklassen, Studenten von Fachhochschulen und Universitäten sowie Physikern (z.B. anlässlich von Tagungen) konnten namhafte Vertreter von Wissenschaftsorganisationen, Universitäten, Vereinen, Ministerien, Botschaften und Parlamenten aus dem In- und Ausland begrüßt werden. Die Gesamtzahl der Besucher im Jahr 1973 betrug 911. Anlässlich des "Tages der offenen Tür" am 7. Juli 1973 informierten sich 1608 interessierte Besucher an zahlreichen Experimenten über den aktuellen Stand der Fusionsforschung.

- Wahrnehmung und Verbesserung des internen Informationswesens: Dazu gehörten der Entwurf einer besonderen Besucherankündigung sowie eines wöchentlich erscheinenden Vortragskalenders. Die "Monatlichen Mitteilungen" wurden (gemeinsam mit einem Redaktionskomitee) redigiert und für den Druck vorbereitet. Weiterhin wurde ein Presseservice mit Zeitungsausschnitten über wichtige Themen mehrmals wöchentlich herausgegeben.

- Anlage und Erweiterung eines Bildarchivs für Pressebilder und Farbaufnahmen von wissenschaftlichen Geräten und Experimenten für Zeitungen, Zeitschriften und Fernsehen.
  - Herausgabe von Pressemitteilungen über aktuelle Ereignisse wissenschaftlicher (neue Experimente, Tagungen etc.) und personeller Art mit Bildangeboten.
  - Abschließende Bearbeitung und druckreife Fertigstellung einer Besucherbrochure über das IPP, Entwurf und Vorbereitung eines neuen Informationsheftes.
  - Bearbeitung und Ergänzung von Selbstdarstellungen des IPP für Lexika usw., Redaktion der Beiträge für das MPG-Jahrbuch.
  - Betreuung und Information in- und ausländischer Fachjournalisten bei Besuchen im IPP.
  - Durchführung bzw. Mithilfe bei der organisatorischen Betreuung von Fachtagungen und Ausstellungen; vom 26. - 30.3.1973 fand das 3. Symposium über toroidalen Plasmaeinschluß statt; anlässlich der Hauptversammlung der MPG in München wurde vom IPP ein Empfang gegeben und die Besichtigung aktueller Experimente ermöglicht; das IPP beteiligte sich mit Exponaten an der Achema 1973.
  - Bearbeitung zahlreicher Anfragen für Bild- und Informationsmaterial.
  - Betreuung von Fotografen und Filmteams: Im August drehte die Freie Film Redaktion, Berlin, einen Film im Auftrag von Inter Nations e.V., Bonn, über die Tätigkeit ausländischer Wissenschaftler im IPP; im November 1973 wurden von der Bavaria Atelier Gesellschaft, München, Dreharbeiten für einen Fernsehfilm durchgeführt.
- Neben diesen Arbeiten wurden gemeinsam mit der Forschungsplanungsgruppe des IPP (siehe unter 13.) gegen Ende 1973 Personalerhebungen anlässlich der Einführung einer Projektstruktur bei wissenschaftlichen Vorhaben durchgeführt.

#### 9. BETRIEBSÄRZTLICHER DIENST

(Dr. Nils Kaiser)

Im MPI für Plasmaphysik besteht ein betriebsärztlicher Dienst. Seine personelle Betreuung besteht aus einem Arzt, zwei Krankenschwestern und einer med.-techn.-Assistentin.

Dem betriebsärztlichen Dienst stehen die für die Durchführung seiner Aufgaben notwendigen Hilfsmittel zur Verfügung. Ein Sanitätskraftwagen ist für den Krankentransport vorhanden. Für die Durchführung einer wirksamen Ersten Hilfe existiert ein Beatmungsgerät mit Notintubationsbesteck und ein Herzschrittmacher.

In dem medizinisch diagnostischen Labor können sämtliche Untersuchungen für die Einstellung und für die laufende Überwachung des Gesundheitszustandes der Mitarbeiter, die bei ihrer Arbeit erhöhten gesundheitlichen Gefahren ausgesetzt sind, durchgeführt werden.

Für die physikalische Diagnostik stehen ein Hör- und ein Sehtestgerät zur Verfügung, sowie für die Dokumentation des Augenhintergrundes der mit Laserstrahl arbeitenden Institutsangehörigen, eine Funduskamera.

Für physikalisch - therapeutische Zwecke existiert ein Kurzwellen- und ein Gleichstromtherapiegerät, sowie ein Inhalationsgerät und eine Rot- und Blaulichtlampe.

Der betriebsärztliche Dienst wurde im Jahre 1973 von 6233 Personen in Anspruch genommen. In diesem Zeitraum wurden 4078 Laboruntersuchungen durchgeführt. Unter den versorgten Personen befanden sich 475 von Instituten, die am betriebsärztlichen Dienst beteiligt sind und 249 Personen von nicht beteiligten Instituten.



Angaben über den Umfang der Tätigkeiten des Betriebsärztlichen Dienstes im Jahre 1973

gem.Ziff d.Richtl. Abs.	Art der Tätigkeit	Anzahl der Inanspruchnahme durch:					
		IPP	benachbarte Forschungseinr.			andere Stellen	
			MPI für Extrat. Physik	Institute der Techn.Uni.	Firmen	EURATOM	Max v. Laue Inst.
a)	Einst. Untersuchungen	61					1
a)	Laborleistungen	3198	556	51		273	10
a)	Wiederholungsuntersuch.	61	6			15	
a)	Sonderuntersuchungen	209	46	5		20	
a)	Sonst. vorsorgende Maßn. Impfungen	516	90	82			
	Tropentauglichkeits- untersuchungen		16				
b)	Unters. aufgrund ges. Ar- beitsschutzvorschr. von Unfallverhütungs- sowie ähnlichen Vorschriften Feuerwehr	5					
c)	Ärztl. Hilfe u. Erstbe- handlung bei Unfällen u. akuten Erkrankungen	5547	457	183	66		
c)	Nachbehandlung zu vor- stehender Tätigkeit						
	Bestrahlungen und Inhalationen	1140	89				
	Injektionen	183	28				
	Ekg	45	3				
c)	Röntgen Reihenuntersuch.						
d)	Betriebsbegehungen						
e)	Augen- und Ohren- untersuchungen						
	Augen	95	10				
	Ohren	48	3				
	Roda Test	71	2				
	Audiotest	74	2				
f)	Laser-Untersuchungen	58					
g)	Aufenthaltsgenehmigungen	13	4				

10. PATENTE

(Dr.jur. Manfred BAUER,  
Dr.-Ing. Manfred HÜLS)

Der Patentstelle obliegt die Verwaltung und Verwertung der Patente. Der in diesem Rahmen anfallende umfangreiche Schriftverkehr mit dem EURATOM-Patentbüro, dem BMFT, der Max-Planck-Gesellschaft, der Ver-

wertungsgesellschaft Garching Instrumente GmbH, dem Patentanwalt sowie der institutsinterne Schriftwechsel wurde im Berichtszeitraum formularmäßig völlig neu und vollständig erfaßt. Dies wurde aufgrund veränderter rechtlicher Bedingungen (u.a. neue Informationspflichten gegenüber dem BMFT) sowie deswegen erforderlich, um die Arbeit

weiterhin mit dem bisherigen Personalaufwand bewältigen zu können. Die nachfolgende Zusammenstellung gibt eine Übersicht über die zu betreuenden Patentanmeldungen:

<u>Laufende deutsche Anmeldungen</u>	71
davon erteilte Patente	13
eingetragene Gebrauchsmuster	13
eingetragene Geschmacksmuster	1
erteilte ausländische Patente	41
<u>Neuanmeldungen in 1973</u>	
deutsche Patentanmeldungen	7
ausländische Patentanmeldungen	7
erteilte deutsche Patente in 1973	3
erteilte ausländische Patente in 1973	12
Freigaben deutscher Anmeldungen	10
Freigaben ausländischer Anmeldungen	5

Daneben obliegt der Patentstelle die Berechnung der Erfindervergütungen, deren Höhe sich nach Erfindungswert und Anteilfaktor richtet.

Im Februar 1973 nahm das Institut einen außergerichtlichen Vergleichsvorschlag der Schiedsstelle beim Deutschen Patentamt an und zahlte dem antragstellenden Mitarbeiter Vergütung auch für die lediglich institutsinterne Benutzung seiner Erfindung zu Forschungszwecken. Obwohl die damit zusammenhängenden grundsätzlichen Fragen noch nicht gelöst und weiterhin Gegenstand von Diskussionen zwischen Fachleuten des BMFT, der Industrie, von Universitäten und Forschungseinrichtungen sind, begann die Patentstelle im Berichtszeitraum mit der Berechnung der Erfindungswerte sämtlicher vom Institut seit seiner Gründung in Anspruch genommener und intern eingesetzter Erfindungen. Von den zur Zeit fälligen Erfindervergütungen in Höhe von ca. 60 TDM konnte der größte Teil inzwischen an die Erfinder ausgezahlt werden.

Keinen Diskussionen unterliegt dagegen die Fälligkeit von Vergütung für wirtschaftlich verwertete Erfindungen. Diese Verwertung wird, sofern kein wirtschaftlich

günstigerer Weg gefunden werden kann, über die Verwertungsgesellschaft Garching Instrumente GmbH versucht.

## 11. RECHTS- UND VERTRAGSANGELEGENHEITEN

(Dr.jur. Manfred BAUER)

Neben der Wahrnehmung institutsrechtlicher Angelegenheiten wie Fertigung von Vorlagen und Beschlußentwürfen für die Sitzungen des Kuratoriums, Vorbereitung der Geschäfts- und Jahresberichte sowie Klärung rechtlicher Fragen aus Satzung, Geschäfts- und Betriebsordnung, lag der Schwerpunkt der Arbeiten auf dem Gebiete des Vertragswesens, bei der Ausarbeitung neuer Formularverträge und insbesondere bei der Mitwirkung an allen Verträgen, die nicht formularmäßig abgeschlossen werden.

Mit der Vergrößerung der Experimente und der Aufnahme neuer Aktivitäten nehmen die vertraglichen Beziehungen des Instituts sowohl in ihrem zahlenmäßigen Umfang als auch in ihrer finanziellen Bedeutung zu. Auch in diesem Berichtszeitraum bezog sich ein größerer Teil finanziell bedeutsamer Verträge (z.B. Studienaufträge zur Aufbringung der helikalen Windungen, Magnetfeldspulen für den OH-Trafo, Tragringe für das Gerüst, Vertikal-Feldspulen usw.) wiederum auf das Experiment W VII. Diese und andere Verträge müssen anschließend auf ordnungsgemäße Durchführung überwacht, fremde Ansprüche (z.B. Mehrkostenforderungen) geprüft, eigene Ansprüche (z.B. Gewährleistungsansprüche, Schadenersatzforderungen) verfolgt werden.

Daneben wurden Entwürfe von Organisation und rechtlicher Gestaltung der Zusammenarbeit der europäischen Assoziationen während der Designphase eines Joint European Torus (JET) sowie der Zusammenarbeit von CEA, ERM und IPP beim Experiment WEGA erarbeitet und mit den jeweiligen Partnern diskutiert.

Schließlich wurden die rechtlichen Angelegenheiten der Assoziation mit EURATOM bearbeitet, Sitzungen und Beschlüsse des Lenkungsausschusses und des Unterausschusses für Verwaltungsangelegenheiten vorbereitet und protokolliert.

## 12. ENERGIETECHNIK / SYSTEMANALYSE

(Dr.-Ing. R. BÜNDE)

Diesem mit Wirkung vom 1.4.1973 neu geschaffenen Arbeitsbereich liegt im wesentlichen folgende Aufgabenstellung zugrunde: Das Gesamtsystem Energieversorgung ist zu erfassen und es sind Kriterien daraus abzuleiten, die - speziell bei den Systemuntersuchungen zum Fusionsreaktor - zu berücksichtigen sind. Auf diese Weise soll ein Beitrag dazu geleistet werden, daß sich die Zielsetzung für die Arbeiten im IPP an einem tatsächlich marktfähigen Fusionsreaktorkraftwerk orientiert. Im Detail resultieren daraus vier Aufgaben:

1. Die Struktur der heutigen Energieversorgung ist zu erfassen, es sind die die Entwicklung des Energiemarktes bestimmenden Mechanismen anzugeben und es ist die zukünftige Entwicklung abzuschätzen.
2. Es sind die Forderungen zu erfassen, die an Energieversorgungssysteme in der Zukunft gestellt werden. Daraus abzuleiten sind diejenigen Kriterien, unter denen die Nutzung der Fusionsenergie im Vergleich zu anderen Primärenergiearten zu betrachten ist.
3. Es ist zu überprüfen, inwieweit alle heutigen und in der Entwicklung befindlichen Primärenergie-Systeme diese Kriterien erfüllen.
4. Es sind speziell solche Forderungen herzuleiten, die von Fusionsreaktorkraftwerken erfüllt werden müssen, damit diese für den Energiemarkt attraktiv sind.

Gemäß dieser Aufgabenstellung wurden im Berichtszeitraum Arbeiten begonnen, die sich - im Sinne einer Bestandsaufnahme - auf die Erfassung der heutigen Energieversorgung und die Erkennung von Mechanismen des Energiemarktes beziehen. Weiterhin sind Arbeiten angelaufen, um Kriterien für die Beurteilung von Fusionsreaktorkraftwerken zu definieren.

Erste Ergebnisse der zuletzt genannten Arbeiten wurden auch im Rahmen der Bearbei-

tung des Themas " Aspekte der Energieversorgung mit Fusionsreaktoren " verwendet, für die eine Arbeitsgruppe \*) von der Wissenschaftlichen Leitung eingesetzt worden war. Im Zusammenhang mit dieser Gruppe sind weiterhin Fragen der Brennstoffversorgung von Fusionsreaktoren hinsichtlich der Kosten-Mengen-Situation und Versorgungssicherheit bearbeitet worden. Hierbei zeigte es sich, daß die Brennstoffkosten bei Fusionsreaktoren um etwa zwei Größenordnungen geringer sind als z.B. die Brennstoffkreislaufkosten bei Schnellen Brutreaktoren. Diese Relation gilt auch dann, wenn man die Nutzung des im Meerwasser enthaltenen Lithiums (für D-T-Reaktoren) zugrunde legt. Diese Lithium-Mengen können damit als wirtschaftlich verfügbar angesehen werden, woraus - da die meisten Länder der Erde Zugang zum Meer haben - eine hohe politische Versorgungssicherheit resultiert.

## 13. FORSCHUNGSPLANUNG

(Dr. Wolfgang LOTZ)

Dem zum 1.4.1973 neu geschaffenen Arbeitsbereich Forschungsplanung obliegt die Aufstellung und laufende Fortschreibung des Forschungs- und Entwicklungsplans, ferner die Erstellung von Entscheidungsunterlagen auf dem Personal- und Haushaltssektor.

Der Leiter der Forschungsplanung wird durch den Leiter der Öffentlichkeitsarbeit unterstützt und vertreten.

## 14. ORGANISATION UND REVISION

(Hans-Joachim PASCHKE und Siegfried KÖSTLER)

Die "Organisation" befaßt sich mit der EDV- und Allgemeinen Organisation. So wurden u.a. Organisationsvorschläge für

---

\*) Mitglieder dieser Arbeitsgruppe waren: W. Dänner (Abt. Technik), W.O. Hofer (Abt.9), M. Hüls (GFB), R. Pöhlchen und M. Soell (Abt. Technik), E. Taglauer (Abt.9), H. Weichselgartner (Abt. Technik) sowie R. Bünde (GFB).

die Kostenträger-, Kostenstellenplanung ausgearbeitet und verschiedene Vordrucke entworfen und eingeführt.

Die "Revision" führte Arbeitsplatzuntersuchungen durch und war in Fragen von grundsätzlicher Bedeutung (z.B. Vergabe von Bauleistungen, Preisrecht) beratend tätig.

VERÖFFENTLICHUNGEN  
UND KONFERENZBERICHTE

---

- 1) Aldcroft, D. Neutral Injection on the Cleo Tokamak  
Burcham, J. 6th Europ. Conf. Fus. and Plasma Physics  
Cole, H.C. p. 51 (1973)  
Cowling, M.  
Sheffield, S.  
Speth, E.  
Stott, P.E.
- 2) Andelfinger, C. Status Report of the Garching ERA Experiment  
Part. Accel. 5, 105 (1973)
- 3) Andelfinger, C. The New Garching Fast ERA Experiment  
Hermann, W. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, 276 (1973)  
Jacobi, D.  
Luccio, A.U.  
Ott, W.  
Schumacher, U.  
Ulrich, M.
- 4) Barberio-Corsetti, P. Force-Free Helical Equilibria  
Plasma Phys. 15, 1131 (1973)
- 5) Bateman, G. Diffuse Elongated Equilibria  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1291 (1973)
- 6) Bateman, G. Time Dependent Belt Pinch Diffusion  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement,  
p. A 8 (1973)
- 7) Bateman, G. Slab Models for Classical Diffusion in the Belt Pinch  
Nucl. Fusion 13, 581 (1973)
- 8) Baumhacker, H. Detection of Short CO<sub>2</sub> Laser Pulses Using the Optical  
Fill, E. Kerr Effect  
Schmid, W. Phys. Lett. A 44, 3 (1973)
- 9) Baumhacker, H. Verstärkung von kurzen Pulsen in einem CO<sub>2</sub>-Laserverstärker  
Brinkschulte, H. Verh. DPG (VI), 8, 774 (1973)  
Fill, E.  
Grigoriu, G.
- 10) Baumhacker, H. Ein aktiv modengekoppelter TEA-CO<sub>2</sub>-Laser mit Pulsselektion  
Fill, E. Verh. DPG (VI), 8, 773 (1973)
- 11) Behrisch, R. Rutherford Backscattering as a Tool to Determine Electronic  
Scherzer, B.M.U. Stopping Powers in Solids  
Thin Solid Films 19, 247 (1973)
- 12) Behrisch, R. Charged Fraction of 5 keV to 150 keV Hydrogen Atoms  
Eckstein, W. after Emergence from Different Metal Surfaces  
Meischner, P. 3rd Int. Conf. on Atomic Coll. in Solids,  
Scherzer, B.M.U. Gatlinburg, Tenn., 23-28.9.1973  
Verbeek, H.
- 13) Behrisch, R. Verhältnis zwischen geladenen und neutralen Wasserstoff-  
Scherzer, B.M.U. atomen nach Rückstreuung an verschiedenen Metalloberflächen  
Herbsttagung d. ÖPG, p. V-2 (1973)
- 14) Behrisch, R. Bestimmung des elektronischen Energieverlustes von  
Scherzer, B.M.U. 50 - 150 keV Protonen und Heliumionen in polykristallinem  
Niob mit Hilfe der Rutherfordrückstreuung  
Verh. DPG (VI), 8, 438 (1973),
- 15) Behrisch, R. Analysis of Surface Layers by Light Ion Backscattering  
Scherzer, B.M.U. and Sputtering Combined with Auger Electron Spectroscopy (AES)  
Staib, P. Thin Solid Films 19, 57 (1973)

- 16) Biskamp, D. Collisionless Shock Waves in Plasmas  
Nucl. Fusion 13, 719 (1973)
- 17) Biskamp, D. Collisionless Dissipation of a Cross-Field Electric Current  
Chodura, R. Phys. Fluids 16, 893 (1973)
- 18) Biskamp, D. Asymptotic Behavior of the Two-Stream Instability  
Chodura, R. Phys. Fluids 16, 888 (1973)
- 19) Biskamp, D. Anomalous Resistivity and Stabilization of Ion Sound  
Chodura, R. Instability  
Dum, C.T. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 461 (1973)
- 20) Blaumoser, M. The Wendelstein VII Project  
Duesing, G. 3rd Int. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
Elsner, A. paper G 4 (1973)  
Freudenberger, K.  
Goss, H.  
Grieger, G.  
Häglspurger, H.  
Jaenicke, R.  
Junker, J.  
Knobloch, A.  
Kolos, J.  
Kottmair, M.  
Kunze, R.C.  
Lohnert, H.  
Meyer, P.  
Pöhlchen, R.  
Ringler, H.  
Poschenrieder, W.  
Schilling, G.  
Streibl, B.  
Wobig, H.  
Wolf, G.H.  
Wulff, G.  
Zippe, M.
- 21) Braun, W. Pulsed High-Power HF Laser Holography with Gelatine  
Decker, G. Detectors  
Röhr, H. Appl. Phys. Lett. 23, 631 (1973)
- 22) Brederlow, G. Effective Electrical Conductivity and Electron Temperature  
Witte, K.J. Measurements in a Nonequilibrium MHD Generator Plasma at  
Atmospheric and Higher Pressures  
13th Symp. Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics  
paper I.7 (1973)
- 23) Brederlow, G. Investigation of the Discharge Structure in a Noble Gas  
Witte, K.J. Alkali MHD Generator Plasma: Part I  
Zinko, H. AIAA J. 11, 1065 (1973)
- 24) Brederlow, G. Investigation of the Discharge Structure in a Rare Gas  
Witte, K.J. Alkali MHD Generator Plasma: Part II  
AIAA J. 11, 1072 (1973)
- 25) Brinkschulte, H. A Reliable High Efficiency Atmospheric Pressure CO<sub>2</sub> Laser  
Grigoriu, C. Phys. Lett. 42A, 347 (1973)
- 26) Bünde, R. Designing MHD Generator Systems for Minimum Power  
Raeder, J. Production Costs  
13th Symp. Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics  
paper V.1 (1973)
- 27) Cano, R. Properties of a Helical Microwave Plasma Source for High  
Lisitano, G. Density and Magnetic Field Ranges  
Zanfagna, B. Symp. Plasma Heating and Injection p. 88 (1973)
- 28) Cattanei, G. A Physical Picture of Transit-Time Magnetic Pumping  
Nucl. Fusion 13, 839 (1973)

- 29) Chodura, R. Computer Simulation of Current-Driven Microinstabilities  
Int. Congr. Waves and Instabilities in Plasmas  
Ch 1 - Ch 16 (1973)
- 30) Chodura, R. Ion Heating in a Strong Magnetic Compression Wave  
Röthlein, B. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 311 (1973)
- 31) Chodura, R. Transition from Two-Stream to Ion Sound Instability  
Dum, C.T. Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1279 (1973)
- 32) Chodura, R. Theoretical and Experimental Results on the Production of  
Keilhacker, M. Shock Heated Theta-Pinch Plasmas with Small Compression  
Kornherr, M. Ratios  
Niedermeyer, H. Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1269 (1973)  
Söldner, F.  
Steuer, K.-H.
- 33) Chodura, R. Untersuchungen über stoßfreie Stoßwellen mit Hilfe eines  
Röthlein, B. numerischen Simulationsexperiments  
Verh. DPG (VI), 8, 747 (1973)
- 34) Correrera, R. A Class of Helicallly Symmetric MHD Equilibria  
Lortz, D. Nucl. Fusion 13, 127 (1973)
- 35) Corti, S. RF Turbulence Heating in Toroidal Machine  
Lisitano, G. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
Pacher, G. p. 565 (1973)  
Renner, H.  
Ringler, H.  
Würsching, E.
- 36) Corti, S. Ohm'sche Heizung am Wendelstein WIIb Stellarator unter  
Hacker, H. quasistationären Bedingungen  
Lisitano, G. Verh. DPG (VI), 8, 761 (1973)  
Pacher, G.  
Renner, H.  
Ringler, H.  
Würsching, E.
- 37) Croci, R. Non-Local Asymptotic Treatment of the Stability of an  
Saison, R. Inhomogeneous Confined Plasma  
Nucl. Fusion 13, 81 (1973)
- 38) Croci, R. Drift-Like Instability in Density Modulated Plasmas in a  
Saison, R. Static Magnetic Field  
Phys. Lett. A 43, 71 (1973)
- 39) Croci, R. Absorption and Reflection Coefficients of Waves in a  
Saison, R. Hot Inhomogeneous Plasma Slab  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1286 (1973)
- 40) Croci, R. Microscopic Stability of Modulated Plasma Profiles  
Saison, R. Proc. Int. Congr. Waves and Instabilities in Plasmas  
paper R 1 (1973)
- 41) Daenner, W. Tritiuminventar eines Fusionsreaktors  
Perchermeier, J. Reaktortagung S. 721 (1973)  
Weichselgartner, H.
- 42) Dixon, R.H. Axial Structure in a Theta Pinch Plasma  
Düchs, D.F. Phys. Fluids 16, 1762 (1973)  
Elton, R.C.
- 43) Dommaschk, W. Computation of 'Pierce Electrodes' for a Relativistic  
High-Current Electron Beam Source  
Part. Accel. 5, 171 (1973)
- 44) Düchs, D. Numerical Calculations on the Radial-Transport in  
Furth, H.P. Tokamak Discharges  
Rutherford, P.H. 3rd Int. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper B 10-I (1973)

- 45) Düchs, D. Radial Transport of Ions in Tokamaks Including Diffusing Oxygen and Carbon Impurities  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 29 (1973)
- 46) Düchs, D. Strahlungsverluste in Nichtgleichgewichtsplasmen durch  
Engelhardt, W. Sauerstoffverunreinigungen  
Köppendorfer, W. Verh. DPG (VI), 8, 721 (1973)
- 47) Düchs, D. Computations of Radial Transport of Impurities in Tokamaks  
Furth, H.P. Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1338 (1973)  
Rutherford, P.H.
- 48) Düchs, D. A Computer Model of the ST Tokamak at High Density  
Furth, H.P. PPL Princeton Univ., Techn. Mem. 265 (1973)  
Rutherford, P.H.
- 49) Dum, C.T. Plasma Heating by an Intense Relativistic Electron Beam  
Sudan, R.N. Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1349 (1973)
- 50) Eberhagen, A. Studies on the Applicability of Metal Walls in  
Herold, H. Theta-Pinch Experiments  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1270 (1973)
- 51) Eckhardt, D. On the Efficiency of Various Divertors for Screening a  
Haas, G. Fusion  
Hagenow, K.U. v. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 325 (1973)
- 52) Eckstein, W. Energy Distribution of Protons with Primary Energy  
Schäffler, H.G. of 15 keV Backscattered from a Ni Single Crystal  
Verbeek, H. Radiat. Eff. 18, 263 (1973)
- 53) Eckstein, W. Scattering Yields of Niobium by Deuterium in the keV Range  
Scherzer, B.M.U. Radiat. Eff. 18, 135 (1973)  
Verbeek, H.
- 54) Eckstein, W. Bombardment: an Apparatus for Investigating the Influence  
Verbeek, H. of 5-20 keV Ions Metal Targets  
Vacuum 23, 159 (1973)
- 55) Eckstein, W. Die Energieverteilung der beim Beschuss von Metallober-  
Meischner, P. flächen mit leichten Ionen von 5-15 keV zurückgestreuten  
Verbeek, H. Neutralteilchen  
Herbsttagung d. ÖPG, paper V-1 (1973)
- 56) Eckstein, W. Blasenbildung auf Metalloberflächen nach Beschuss mit  
Verbeek, H. D<sup>+</sup> und H<sup>+</sup> Ionen  
Verh. DPG (VI), 8, 439 (1973)
- 57) Eidmann, K. Neue Perspektiven zur Fusion durch Laser  
Atomwirtsch. 18, 204 (1973)
- 58) Eidmann, K. Investigation of the Fast Electrons in a Light  
Sigel, R. Absorption Laser Produced Plasma by X-Ray Measurements  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
1, 435 (1973)
- 59) Eidmann, K. Emission von harter Röntgenstrahlung und schnellen  
Sigel, R. Elektronen in lasererzeugten Plasmen  
Verh. DPG (VI), 8, 740 (1973)
- 60) Eidmann, K. Untersuchung der Reflektion von Laserlicht bei der  
Sigel, R. Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung an festen Targets  
Verh. DPG (VI), 8, 740 (1973)
- 61) Eidmann, K. Investigation of the Fast Electrons in a Laser Produced  
Sigel, R. Plasma by X-Ray Measurements  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 435 (1973)



- 62) Elsner, A. Helium Flow Through Filters  
Adv. in Cryog. Engin. 18, 141 (1973)
- 63) Elsner, A. On the Cooling of Large Enthalpy Systems by Metallic  
Bitter, W. Contact in Vacuum  
Jaeckel, H.J. Cryogenics 13, 607 (1973)  
Rau, F.
- 64) Elsner, A. Temperature and Level Control in a Liquid Helium II  
Klipping, G. Crystal  
Adv. in Cryog. Engin. 18, 317 (1973)
- 65) Engelhardt, W. Establishment of Partial Local Thermal Equilibrium  
in Transient and Inhomogenous Plasmas  
Phys. of Fluids 16, 217 (1973)
- 66) Engelhardt, W. Plasma Cooling by Impurity Radiation  
Bateman, G. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 277 (1973)
- 67) Ertl, K. Partial Pressure Analysis Using a Two-Chamber Gauge  
Taglauer, E. together with an Ion-Electron Converter  
J. Vac. Sci. Technol. 10, 204 (1973)
- 68) Feneberg, W. Multipole Tokamak Equilibria  
Lackner, K. Nucl. Fusion 13, 549 (1973)
- 69) Feneberg, W. Multipole Tokamak Equilibria with Finite  $\beta$   
Lackner, K. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 209 (1973)
- 70) Fill, E. Amplification of Short Pulses in CO<sub>2</sub> Laser Amplifiers  
Schmid, W. Phys. Lett.A 45, 145 (1973)
- 71) Fill, E. Pulsverformung im CO<sub>2</sub>-Laserverstärker  
Schmid, W. Verh. DPG (VI), 8, 774 (1973)
- 72) Finckenstein, Differenzenverfahren zur Lösung quasilinearer  
K. Graf v. Diffusionsgleichungen in Zylindersymmetrie  
Lecture Notes in Math. 333, 89 (1973)
- 73) Finckenstein, Konvergenz eines Differenzenverfahrens für quasilineare  
K. Graf v. parabolische Anfangs-Randwertprobleme in Zylindersymmetrie  
Hagenow, K.-U. v. Numer. Math. 20, 372 (1973)
- 74) Finckenstein, Über explizite Differenzmethoden zur Lösung nichtlinearer  
K. Graf v. Diffusionsgleichungen in Zylindersymmetrie  
Hagenow, K.U. v. Meth. v. Verf. der Math. Phys. 9, 171 (1973)
- 75) Frederking, T.H.K. Liquid Flow Rate of Superfluid Helium II During Thermo-  
Elsner, A. mechanical Pumping Through Porous Media  
Klipping, G. Adv. in Cryog. Engin. 18, 132 (1973)
- 76) Freund, J. Entstehung und Eigenschaften des Halo bei Pinch-Plasmen  
Z. Physik 258, 108 (1973)
- 77) Fünfer, E. Recent Results from the Garching High-Beta Stellarator  
Kaufmann, M. TSAR T 1  
Lotz, W. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
Neuhauser, J. p. 109 (1973)  
Schramm, G.
- 78) Fujita, J. Measurement of the Magnetic Field Direction in a  
McCormick, K. Tokamak Plasma by the Zeeman-Effect  
Verh. DPG (VI), 8, 729 (1973)
- 79) Fujita, J. Measurement of the Magnetic Field Direction in a  
McCormick, K. Tokamak Plasma Using the Polarization of an Impurity Line  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 191 (1973)

- 80) Gehre, O.  
Mayer, H.M.  
Tutter, M. High Resolution Nonreciprocal Microwave Interferometry of Moving Media and Structures  
Z. Naturforsch. 28a, 1443 (1973)
- 81) Gehre, O.  
Mayer, H.M.  
Tutter, M. Nonreciprocal Propagation of Guided Waves in Sliding Laminae of Isotropic Dielectrics  
Z. Naturforsch. 28a, 885 (1973)
- 82) Gibson, A.  
Bickerton, R.S.  
Cole, H.C.  
Haegi, M.  
Hugill, T.  
Paul, J.W.M.  
Reynolds, A.  
Sheffield, T.  
Speth, E.  
Slott, P.E. The Cleo Tokamak Experiment  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement,  
paper D 3-I (1973)
- 83) Gräff, P. Turbulent Diffusion I.  
Z. Naturforsch. 28a, 1104 (1973)
- 84) Gräff, P.  
Tasso, H.  
Steuerwald, J. An Exact 2-Point Distribution for Burger's Turbulence  
Z. Naturforsch. 28a, 690 (1973)
- 85) Green, B.J.  
Hagenow, K.-U. v.  
Zehrfeld, H.P. Arbitrarily Shaped Resistive Tokamak Equilibria  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 225 (1973)
- 86) Green, B.J.  
Zehrfeld, H.P. The Effect of Plasma Flow on the Toroidal Equilibrium Shift  
Nucl. Fusion 13, 750 (1973)
- 87) Green, B.J.  
Zehrfeld, H.P. The Effect of Plasma Flow on the Toroidal Equilibrium Shift  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 229 (1973)
- 88) Grieger, G. The Wendelstein Experiments  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper D 3-I (1973)
- 89) Grieger, G.  
Hacker, H.  
Pacher, G.  
Renner, H.  
Ringler, H.  
Wuersching, E. Energy Containment in the Wendelstein II B Stellarator with Ohmic Heating  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 101 (1973)
- 90) Grieger, G.  
Wolf, G.H. Sekundärströme und anomaler Widerstand  
Verh. DPG (VI), 8, 760 (1973)
- 91) Grieger, G.  
Jaenicke, R.  
Juulman, C.O.L.  
Mahn, C.  
Renner, H.  
Ringler, H.  
Schilling, G.  
Wolf, G.H. Effect of Rational Transform on the Ohmically Heated Plasma in the WIIb Stellarator  
Plasma Phys. 15, 151 (1973)
- 92) Grigoriu, C.  
Brinkschulte, H. A Reliable High Efficiency Atmospheric Pressure CO<sub>2</sub> Laser  
Phys. Lett. A 42, 347 (1973)
- 93) Gross, R.W.F.  
Proch, D.  
Wanner, J. Eigenschaften eines Dauerstrich-Fluorwasserstoff-Lasers für die Untersuchung chemischer Elementarreaktion  
Ber. d. Buns. Ges. f. Phys. Chemie 77, 1020 (1973)
- 94) Gross, W.  
Wesner, F. Electron-Beam-Initiated Chemical Laser in SF<sub>6</sub>-H<sub>2</sub> Mixtures  
Appl. Phys. Lett. 23, 559 (1973)
- 95) Grossmann, W. Waves and Instabilities in Plasmas  
Nucl. Fusion 13, 623 (1973)

- 96) Grossmann, W.  
Kaufmann, M.  
Neuhauser, J. Damping of Alfvén and Magnetoacoustic Waves at High Beta  
Nucl. Fusion 13, 462 (1973)
- 97) Grossmann, W.  
Kaufmann, M.  
Neuhauser, J. Heating by Helical Alfvén Waves  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper E-3 (1973)
- 98) Grossmann, W.  
Ortolani, S. MHD Model Analysis of Tokamak Like Plasma with Various  
Current Density Profiles  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 83 (1973)
- 99) Grossmann, W.  
Tataronis, J. Spatial Landau Damping of Alfvén Waves in Bounded Plasmas  
Proc. Int. Congr. Waves and Instabilities in Plasmas  
paper U-1 (1973)
- 100) Grossmann, W.  
Tataronis, J. Decay of MHD Waves by Phase Mixing  
II. The Theta-Pinch in Cylindrical Geometry  
Z. Phys. 261, 217 (1973)
- 101) Gruber, J.E. Fusion Technology. Report 7th Symp. Fusion Technology,  
1972  
Nucl. Fusion 13, 451 (1973)
- 102) Gruber, O.  
Becker, G.  
Herold, H. Aspects of Dynamic Stabilization of High-Beta Plasmas  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 285 (1973)
- 103) Grundner, M.  
Heiland, W.  
Taglauer, E. Die Untersuchungen von Metalloberflächen durch Sekundär-  
ionenmassenanalyse (SIMS) und Rückstreuung langsamer  
Ionen (ISS)  
Verh. DPG (VI), 8, 433 (1973)
- 104) Hacker, H.  
Mahn, C.  
Pacher, G.  
Rehker, S.  
Renner, H.  
Ringler, H.  
Würsching, E. Ohmic-Heated Plasma in the WIIb Stellarator  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1353 (1973)
- 105) Hagenow, K.-U. v.  
Lackner, K. On the Numerical Solution of MHD Equilibrium with  
Axisymmetry  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper F-7 (1973)
- 106) Hagenow, K.U. v.  
Coppi, B.  
Galvav, R. Confinement Configurations Featuring High Plasma Currents  
and Current Densities  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1299 (1973)
- 107) Heiland, W. Surface Investigation by Ion Scattering and Secondary  
Ion Mass Spectroscopy  
Int. Conf. Surface Phenomena, Madrid, 24.-29.9.1973
- 108) Heiland, W. Some Aspects of Ion Scattering and Surface Analysis  
Vak. Tech. 22, 187 (1973)
- 109) Heiland, W.  
Schäffler, H.G.  
Taglauer, E. Energy Distributions of Low-Energy Noble Gas Ions Back-  
scattered from a Single-Crystal Nickel Surface  
Surf. Sci. 35, 381 (1973)
- 110) Heiland, W.  
Schäffler, H.G.  
Taglauer, E. Surface Scattering of Low Energy Ions  
3rd Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids,  
Gatlinburg, Tenn. 23.-28.9.1973
- 111) Heiland, W.  
Taglauer, E. Direkter Vergleich der Analyse von Metalloberflächen  
durch Ionenstreuung und SIMS  
ÖPG, paper V-3 (1973)

- 112) Heiland, W.  
Taglauer, E. Bombardment Induced Surface Damage in a Nickel Single Crystal Observed by Ion Scattering and Leed  
Radiat. Eff. 19, 1 (1973)
- 113) Herold, H.  
Wilhelm, R.  
Zwicker, H. Considerations on a Pulsed Belt Pinch Reactor with Normal Conducting Coils  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 333 (1973)
- 114) Herrnegger, F. Gravitational Instability in Partially Ionized Plasmas Including Finite Larmor Radius Effects  
Int. Congr. Waves and Instabilities in Plasmas  
paper C-8 (1973)
- 115) Herrnegger, F.  
Nührenberg, J. Finite Beta Effect on the Stability of a Diffuse Helical  $k = 1$  Equilibrium  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1291 (1973)
- 116) Hertweck, F. Programmiertechnik  
Einheit und Vielheit, Hrsg. E. Scheibe, E. Süßmann,  
S. 214 (1973)
- 117) Herzog, R.F.K.  
Poschenrieder, W.P.  
Satkiewicz, F.G. Observation of Clusters in a Sputtering Ion Source  
Rad. Eff. 18, 199 (1973)
- 118) Hofer, W.O. Anisotropic Emission in Single Crystal Sputtering Measurements on hcp Single Crystals  
Rad. Eff. 19, 263 (1973)
- 119) Hoffmann, F.M.  
Wolf, G.H. Dynamic Stabilization and Parametric Excitation of Instabilities in Liquid-Gas Interfaces with Nonharmonic Oscillations  
Appl. Phys. Lett. 23, 610 (1973)
- 120) Hohla, K. Der photochemische Jodlaser: Ein Hochleistungsgaslaser  
Laser 3, 29 (1972)
- 121) Hohla, K. Development of a High Power Iodine Laser System  
Conf. on Laser Engin. and Appl., Washington, 30.5.-1.6.1973
- 122) Hohla, K. The High Power Iodine Laser  
3rd Workshop on Laser Interaction and Related Phenomena, Hartford, 13.-17.8.1973
- 123) Hohla, K.  
Brederlow, G.  
Fuss, W.  
Kompa, K.L.  
Spiegel, H.  
Witte, K.J. Photochemischer Jodlaser im Gigawatt-Bereich  
Verh. DPG (VI), 8, 780 (1973)
- 124) Hohla, K.  
Kompa, K.L. Gigawatt Photochemical Iodine Laser  
Appl. Phys. Lett. 22, 77 (1973)
- 125) Holitzner, H.  
Wolf, G.H. The Use of Resonance for the Dynamic Stabilization of the Rayleigh-Taylor Instability and for the Excitation of the Related Parametric Instabilities  
Rev. Sci. Instrum. 44, 988 (1973)
- 126) Hora, H. Momentum Transfer to Laser-Irradiated Targets, Indicating the Nonlinear Interaction Force  
Appl. Phys. Lett. 23, 39 (1973)
- 127) Hora, H. Striated Jets and Anomalous Absorption due to Nonlinear Forces in Laser Produced Plasma  
3rd Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Hartford, 13.-17.8.1973

- 128) Hora, H. Nichtlineare Gesamtkräfte in Plasmen durch elektrodynamische Wechselwirkung mit intensiver Laserstrahlung  
2. Int. Tagung Laser und ihre Anwendungen, Dresden,  
4. - 9.6.1973
- 129) Jäckel, H. Performance of Medium-Sized Nb<sub>3</sub>Sn Coils in He Gas up to 17 K  
Kißlinger, J.  
Rau, F.  
5th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Research, Princeton,  
6. - 9.11.1973
- 130) Junker, J. Plasmaheizung mit Hilfe von Neutralteilchenstrahlen  
Verh. DPG (VI), 8, 689 (1973)
- 131) Junker, J. Toroidal Plasma Confinement.  
Report 3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement, 1973  
Nucl. Fusion 13, 741 (1973)
- 132) Kaufmann, M. High-Beta Stellarator Experiments  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper A 2-I (1973)
- 133) Kaufmann, M. Fusion Reactor Characteristics in Dependence on Beta and Aspect Ratio  
Köppendörfer, W.  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 341 (1973)
- 134) Kaufmann, M. Influence of Transverse Fields and Toroidal Currents on High-Beta Stellarator Equilibrium  
Lotz, W.  
Neuhauser, J.  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1269 (1973)
- 135) Keilhacker, M. Shock Heating and Plasma Sheath Scaling in Low Density Theta Pinches  
Kornherr, M.  
Maret, G.  
Niedermeyer, H.  
Steuer, K.-H.  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 307 (1973)
- 136) Keilhacker, M. The Production of Weakly Compressed High-Beta Plasmas by Shock Heating in High-Voltage Theta Pinches  
Kornherr, M.  
Niedermeyer, H.  
Söldner, F.  
Steuer, K.-H.  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 303 (1973)
- 137) Keilhacker, M. Stoßwellenkompression von Plasmen sehr niedriger Ausgangsdichte ( $< 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) in einem Hochspannungs-Theta-Pinch  
Kornherr, M.  
Maret, G.  
Niedermeyer, H.  
Steuer, K.-H.  
Verh. DPG (VI), 8, 745 (1973)
- 138) Keilhacker, M. Stoßwellenkompression von Plasmen mit Ausgangsdichten um  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  in einem Hochspannungs-Theta-Pinch  
Kornherr, M.  
Niedermeyer, H.  
Söldner, F.  
Steuer, K.-H.  
Verh. DPG (VI), 8, 746 (1973)
- 139) Kessel, C.v. Experimental Investigation of Shock Waves in Transparent Solids Driven by Laser Ablation  
Sigel, R.  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1316 (1973)
- 140) Kirschner, J. Ausheizbarer Teilchendetektor mit geringem Untergrund und hoher Zuverlässigkeit  
Müller, N.  
Herbsttagung d. ÖPG, paper V-15 (1973)
- 141) Kirschner, J. Comment on: Gas-Pressure Dependence of Pre-Breakdown Conduction in High Vacuum  
Kurz, N.  
Taglauer, E.  
Physica 66, 416 (1973)
- 142) Kirschner, J. Ein einfaches und schnelles Verfahren zur Schichtdickenbestimmung durch Zerstäuben  
Staub, P.  
Herbsttagung d. ÖPG, paper V-9 (1973)

- 143) Kirschner, J.  
Staib, P. Disappearance Potential Spectroscopy (DAPS):  
Eine neue Methode zur Elektronenspektroskopie an Ober-  
flächen  
Verh. DPG 8, 447 (1973)
- 144) Kirschner, J.  
Staib, P. A Novel Electron Spectroscopy for Surface Studies  
Phys. Lett. A 42, 335 (1973)
- 145) Knobloch, A. Scaling and Some Electrotechnical Parameters in Tokamak  
Fusion Reactors  
Course on the Stationary and Quasi-Stationary Toroidal  
Reactors p. 181 (1973)
- 146) Knobloch, A. Wann wird der Kraftwirtschaft das Fusionskraftwerk zur  
Verfügung stehen? - Stand und Entwicklungstendenzen  
VGB Kraftwerkstechnik 53, 707 (1973)
- 147) Köppendörfer, W. Definition of Intermediate Targets  
Course on the Stationary and Quasi-Stationary Toroidal  
Reactors p. 469 (1973)
- 148) Kompa, K.L. High Power Chemical Lasers: Problems and Perspectives  
3rd Workshop on Laser Interaction and Related Plasma  
Phenomena, Hartford, 13. - 17.8.1973
- 149) Kompa, K.L. Chemische und molekulare Laser,  
Laser und Chemische Reaktionen, Göttingen, 25.2. - 1.3.1973
- 150) Kompa, K.L. Chemische Laser  
Tagung der ÖPG, Graz, 15. - 16.5.1973
- 151) Kompa, K.L. Chemical Lasers  
Topics in Current Chemistry Vol. 37 (1973)
- 152) Kompa, K.L. Chemische Laser  
Beilage der SZ "Der Mensch und die Technik",  
15. Jahrgang, 216. Ausgabe, 4.9.1973
- 153) Kompa, K.L.  
Ben-Shaul, A.  
Hofacker, G.L. Characterization of Inverted Populations in Chemical  
Lasers by Temperature-like Distributions: Grain  
Characteristics in the  $F + H_2 \rightarrow HF + H$  System.  
J. Chem. Phys. 59, 4664 (1973)
- 154) Kompa, K.L.  
Hohla, K. On the Iodine Laser  
3rd Winter Symp. Quantum Electronics  
Alta Utah, 22.-24.1.1973
- 155) Krause, H. Apparatus for Producing Sticks of Solid Deuterium  
J. Phys. E 6, 1132 (1973)
- 156) Krause, H.  
Wilhelm, R.  
Zwicker, H. Stability, Radiation Losses and Equilibrium in the  
Garching Belt Pinch Isar IV  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 273 (1973)
- 157) Krause, H.  
Wilhelm, R.  
Zwicker, H. Observation on Equilibrium and Limits of Stability for  
a Toroidal Plasma with Highly Elongated Cross Section  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1331 (1973)
- 158) Küppers, G.  
Salat, A.  
Wimmel, H.K. Injection of Relativistic Electron Beams with Arbitrary  
Radial Profiles into Warm Plasmas with Collisions  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 511 (1973)

- 159) Küppers, G.  
Salat, A.  
Wimmel, H.K. Macroscopic Equilibria of Relativistic Electron Beams  
in Plasmas  
Plasma Phys. 15, 441 (1973)
- 160) Küppers, G.  
Salat, A.  
Wimmel, H.K. Difficulties with Injection of Relativistic Electron  
Beams into Toroidal Fusion Devices  
Phys. Lett. 46A, 195 (1973)
- 161) Küppers, G.  
Salat, A.  
Wimmel, H.K. Current and Fields Induced in Plasmas by Relativistic  
Electron Beams with Arbitrary Radial and Axial Density  
Profiles  
Plasma Phys. 15, 429 (1973)
- 162) Lange, F.  
Söldner, F.  
Steuer, K.-H. Z-Pinch-Vorionisierung bei Drucken um 1mTorr  
Verh. DPG (VI), 8, 746 (1973)
- 163) Lengyel, L.L. Exact Steady-State Analogy of Transient Gas Compression  
by Coalescing Waves  
AIAA J. 11, 1347 (1973)
- 164) Liebl, H. The Ion Microprobe  
Modern Technology in Physiological Sciences, Academic  
Press, London 1973, p. 367-378
- 165) Liebl, H. Static Mass Spectrometers with Axial Symmetry  
6th Int. Mass Spectrometry Conf., Edinburg, 10.-14.9.1973
- 166) Liebl, H. Zur Erhöhung der Transmission von Quadrupol-SIMS Appara-  
turen  
Herbsttagung d. ÖPG paper V-14 (1973)
- 167) Lortz, D. Stability Criteria for General MHD Equilibria  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 91 (1973)
- 168) Lortz, D. Sufficient Stability Criteria for General MHD Equilibria  
Nucl. Fusion 13, 817 (1973)
- 169) Lortz, D.  
Nührenberg, J. Comparison Between Necessary and Sufficient Stability  
Criteria for Axially Symmetric Equilibria  
Nucl. Fusion 13, 821 (1973)
- 170) Lortz, D.  
Rebhan, E. Eigenwertschranken für die Hill'sche Gleichung  
Methoden und Verf. d. math. Phys. 9, 129 (1973)
- 171) Lotz, W. High-Beta Plasmas - Present State and Prospects  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
2, 109 (1973)
- 172) Martinelli, A.P. Application of Superconductivity in Thermonuclear Fusion  
Research  
The Science and Technology of Superconductivity 2,  
459 (1973), ed. by W.D. Gregory et al.
- 173) Meyer-Spasche, R. Lösung des Stabilitätsproblems für komplexe Matrizen  
ZAMM 53, T 163 (1973)
- 174) Meyer-Spasche, R. A Method of Solving the Stability Problem for Complex  
Matrices  
Numer. Math. 20, 364 (1973)
- 175) Miller, W.  
Bolton, R.A.E.  
Cattanei, G. High Frequency Heating in Proto Cleo  
3rd Int. Symp. Toroidal Plasma Confinement, paper E-6  
(1973)
- 176) Müller, G.  
Süß, R. Dependence of Low Jitter Negative Pulse Breakdown on  
Discharge Circuit Parameters  
11. Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prag,  
10. - 14.9.1973

- 177) Mulser, P. Stimulierte Effekte in der Laser-Plasma-Wechselwirkung  
Verh. DPG (VI), 8, 740 (1973)
- 178) Mulser, P. Plasma Production by Laser  
Sigel, R.  
Witkowski, S. Phys. Reports 60, 187 (1973)
- 179) Nakamura, T. Stability of the Nonequilibrium Helium-Cesium MHD Plasma  
in the Regime of Fully Ionized Seed  
13th Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Stanford,  
paper VI.4 (1973)
- 180) Ortolani, S. MHD Stability of a High-Beta Reverse Field Pinch  
Grossmann, W. 3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper F-8 (1973)
- 181) O'Sullivan, R.A. Relativistic Theory of Electromagnetic Susceptibility  
Derfler, H. and its Application to Plasmas  
Phys. Rev. A8, 2645 (1973)
- 182) Pacher, H.D. Effect of TTMP Fields on Barium Plasma  
Mahn, C.  
Cattanel, G. Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1353 (1973)
- 183) Pfirsch, D. Moderne Aspekte der Diffusionstheorie und der Transport-  
vorgänge  
Verh. DPG (VI), 8, 688 (1973)
- 184) Pfirsch, D. Stability of Two-Dimensional Collision-Free Plasmas  
Wobig, H. Plasma Phys. 15, 1165 (1973)
- 185) Pfirsch, D. Is a Tokamak without Material Limiter Feasible  
Tasso, H. Comments on Plasma Physics and Contr. Fusion 1, 139 (1972)
- 186) Pöhlchen, R. Berechnung transienter Ströme und Kräfte in toroidalen  
Preis, H. Spulensystemen von Fusionsmaschinen  
ETZ-A 94, 543 (1973)
- 187) Poschenrieder, W.P. Observation of Clusters in a Sputtering Ion Source  
Radiat. Eff. 18, 199 (1973)
- 188) Pummer, H. Chemischer Fluorwasserstoff-Laser mit 10 J Pulsenergie  
Kompa, K.L. Verh. DPG (VI), 8, 779 (1973)
- 189) Pummer, H. Spektroskopische Untersuchungen an einem Fluorwasser-  
Kompa, K.L. stoff-Laser  
Ber. d. Bunsenges. f. Phys. Chemie 77, 1020 (1973)
- 190) Pummer, H. Parameter Study of a 10-J Hydrogen Fluoride Laser  
Breitfeld, W.  
Wedler, H.  
Klement, G.  
Kompa, K.L. Appl. Phys. Lett. 22, 319 (1973)
- 191) Puri, S. Stochastic Acceleration - A Review  
Symp. Plasma Heating and Injection p. 197 (1973)
- 192) Puri, S. Dispersion Curves for the Generalized Bernstein Modes  
Leuterer, F.  
Tutter, M. J. Plasma Phys. 9, 89 (1973)
- 193) Puri, S. Lower-Hybrid-Resonance Heating of a Plasma in a  
Tutter, M. Parallel-Plate Waveguide  
Nucl. Fusion 13, 55 (1973)



- 194) Puri, S.  
Tutter, M. Accessibility to the Lower Hybrid Resonance  
Z. Naturforsch. 28a, 438 (1973)
- 195) Puri, S.  
Tutter, M. Coupling to the Lower-Hybrid Resonance  
Z. Naturforsch. 28a, 1432 (1973)
- 196) Raeder, J.  
Seeger, G. Berechnung von Strömungs- und Temperaturfeld eines wandstabilisierten Bogens in einem Quermagnetfeld mit Hilfe von Green'schen Funktionen  
Verh. DPG (VI), 8, 754 (1973)
- 197) Rebhan, E.  
Lortz, D. Critical  $\beta$  for Quadrupole Configurations  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 135 (1973)
- 198) Rehker, S.  
Wobig, H. A Kinetic Model for the Neutral Gas Between Plasma and Wall  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 187 (1973)
- 199) Rehker, S.  
Wobig, H. Kinetische Beschreibung des Neutralgases zwischen Plasma und Wand  
Verh. DPG (VI), 8, 736 (1973)
- 200) Rehker, S.  
Wobig, H. A Kinetic Model for the Neutral Gas Between Plasma and Wall  
Plasma Phys. 15, 1083 (1973)
- 201) Rehker, S.  
Wobig, H. A Stellerator Field Produced by Twisted Coils  
6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics  
p. 117 (1973)
- 202) Roth, J.  
Behrisch, R.  
Scherzer, B.M.U. Blistering of Niobium due to Low Energy Helium Ion Bombardment Investigated by Rutherford Backscattering  
Int. Conf. Appl. Ion Beams to Metals, Albuquerque,  
2. - 4.10.1973
- 203) Roth, J.  
Behrisch, R.  
Scherzer, B.M.U. Rutherford Backscattering as a Tool to Study the Early Stages of Blistering  
Conf. on Radiation Damage Processes in Materials,  
Porto Vecchio, Corsica, 26.8. - 9.9.1973
- 204) Saison, R. Effects of Plasma Temperature on the Frequency Shift in Resonant Cavities  
Plasma Phys. 15, 171 (1973)
- 205) Saison, R. Microwave Diagnostic of a Warm, Anisotropic, Inhomogeneous Plasma in a Magnetic Field  
Plasma Phys. 15, 325 (1973)
- 206) Salat, A. Comments on "Critique of Electromagnetic Turbulent-Plasma Scattering Theories" by D.S. Bugnolo  
Phys. Rev. A 7, 1441 (1973)
- 207) Salzmann, H. Production of Hot Plasmas of Solid-State Density by Ultrashort Laser Pulses  
J. Appl. Phys. 44, 113 (1973)
- 208) Schindler, K.  
Pfirsch, D.  
Wobig, H. Stability of Two-Dimensional Collision-Free Plasmas  
Plasma Physics 15, 1165 (1973)
- 209) Schlüter, A. On the Way to a Fusion Reactor  
Trends in Phys. p. 137 (1973)
- 210) Schmitter, K.H. Optimization of Superconducting Toroidal Magnets for Tokamak Fusion Reactors  
Course on the Stationary and Quasi-Stationary Toroidal Reactors p. 163 (1973)

- 212) Schneider, W.  
Bateman, G.  
Grossmann, W. MHD Instabilities for Rectangular Equilibria  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1331 (1973)
- 212) Schwenn, U. Numerische Studien zur Kompression fester Deuteriumteilchen  
durch Laserbestrahlung  
Verh. DPG (VI), 8, 739 (1973)
- 213) Sesnic, S. Three-Dimensional Diffraction of Light from an  
Echelette Grating  
Verh. DPG (VI), 8, 776 (1973)
- 214) Sesnic, S. Investigations of Annular Aperture Diffraction Effect on  
Mixing for Extreme Forward Scattering Experiment  
Fujita, J.  
Pohl, F. Verh. DPG (VI), 8, 729 (1973)
- 215) Sigel, R. Backscatter Experiments  
3rd Workshop on Laser Interaction and Related Phenomena,  
Hartford, 13. - 17.8.1973
- 216) Sigel, R. Laser Fusion Studies at Garching  
Gordon Research Conf. Laser Interaction with Matter,  
Tilton, New Hampshire, 20. - 24.8.1973
- 217) Spiegel, H. Anschwingverhalten eines Jodlasers bei hohen Pumpraten  
Hohla, K. Verh. DPG (VI), 8, 780 (1973)
- 218) Staib, P. A Depth Analysis of Cleaved Mica Surfaces Monitored by  
by Auger Spectroscopy  
Radiat. Eff. 18, 217 (1973)
- 219) Staib, P. Numerische Auswertung von Auger Spektren  
Verh. DPG (VI), 8, 431 (1973)
- 220) Staib, P. Disappearance Potential Spectroscopy (DAPS)  
Kirschner, J. A Novel Tool for Surface Analysis  
33rd Ann. Conf. on Phys. Electronics, Berkeley,  
Calif., 26. - 28.3.1973
- 221) Staib, P. Kalibrierung von Auger-Messungen durch Rutherford-  
Scherzer, B.M.U. Rückstreuungsmessungen  
Behrisch, R. Herbsttagung d. ÖPG, paper V-20 (1973)
- 222) Staib, P. Accurate Numerical Determination of Intensity of  
Auger-lines and their Comparison with Calculated Values  
for Bulk Materials  
Conf. AUGER Electron Spectroscopy Materials Appl. and  
Quantification, Teddington, England, 25.10.1973
- 223) Taglauer, E. The Influence of Discharge Parameters on Compositional  
Coburn, J.W. Profiles Obtained by Glow Discharge Mass Spectroscopy  
Kay, E. 33rd Ann. Conf. on Phys. Electronics, Berkeley, Calif.,  
26. - 29.3.1973
- 224) Taglauer, E. Quantitative Elemental Analysis of Thin Solid Layers  
Coburn, J.W. by Glow Discharge Mass Spectrometry  
Kay, E. 21st Ann. Conf. on Mass Spectroscopy and Allied Topics,  
San Francisco, 20. - 25.5.1973

- 225) Tataronis, J.  
Grossmann, W. Resonant Absorption in Ideal MHD  
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1286 (1973)
- 226) Tataronis, J.  
Grossmann, W. Decay of MHD Waves by Phase Mixing  
I. The Sheet-Pinch in Plane Geometry  
Z. Phys. 261, 203 (1973)
- 227) Venus, G. Elektronendichteverlauf in magnetisierten Wasserstoff-  
bögen bei Abweichung der Ionentemperatur von der Elektro-  
nentemperatur  
Z. Phys. 259, 437 (1973)
- 228) Verbeek, H.  
Eckstein, W. Radiation Blistering after  $H^+$ ,  $D^+$  and  $He^+$  Ion Implantation  
into Surfaces of Stainless Steel, Mo and Be  
Int. Conf. on Appl. of Ion Beams in Metals, Albuquerque,  
2. - 4.10.1973
- 229) Vernickel, H. Plasma-Wall-Interaction  
Course on the Stationary and Quasi-Stationary Toroidal  
Reactors p. 303 (1973)
- 230) Weissmann, R.  
Behrisch, R. Contributions of Backscattered Ions to Sputtering Yields  
Depending on Primary Ion Energy  
Radiat. Eff. 19, 69 (1973)
- 231) Weissmann, R.  
Sigmund, P. Sputtering and Backscattering of KeV Light Ions  
Bombarding Random Targets  
Radiat. Eff. 19, 7 (1973)
- 232) Wilhelm, R.  
Zwicker, H. The 1-MJ Belt Pinch Experiment in Garching  
3rd Intern. Symp. Toroidal Plasma Confinement  
paper G-6 (1973)
- 233) Witkowski, S. Kernfusion durch Laser  
Verh. DPG (VI), 8, 779 (1973)
- 234) Witkowski, S. Kernfusion durch Laser  
Beilage der SZ 'Der Mensch und die Technik', 15. Jahrgang,  
216. Ausgabe, 4.9.1973
- 235) Wobig, H. Stationary Convection in Toroidal Plasma Configurations  
Plasma Phys. 15, 943 (1973)
- 236) Zankl, G.  
Raeder, J.  
Bünde, R. Einige experimentelle und theoretische Ergebnisse am IPP  
-MAN Verbrennungs-MHD-Generator  
Mitteilungen in der DLR-Reihe, Heft 2 (1973)
- 237) Zankl, G.  
Raeder, J.  
Dorn, Ch.  
Volk, R. Experimental Determination of Design Data for an MHD  
Generator  
13th Symp. Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics  
paper II.6 (1973)

D I P L O M A R B E I T E N

- 238) Piller, M.                    Parameterstudien bei der Hochfrequenz-Vorionisierung  
TU München, 1973
- 239) Röthlein, B.                Untersuchungen über nichtlineare Magneto-akustische  
Wellen in Plasmen mit stoßfreier Ionenkomponente  
TU München, 1973
- 240) Schwenn, U.                Wärmeleitung in lasererzeugten Plasmen  
TU München, 1973
- 241) Söldner, F.                Untersuchung der schnellen magnetischen Plasma-  
kompression als Methode zur Erzeugung hoher Tempera-  
turen bei schwacher Kompression  
TU München, 1973
- 242) Spiegel, H.                Untersuchung des Anschwingverhaltens eines photo-  
chemischen Jodlasers bei schnellem Pumpen  
TU München, 1973
- 243) Szilas, P.                MHD Stabilität der ebenen Quadrupol Konfiguration  
München, 1973
- 244) Tan, H.J.                Die Stabilität eines MHD-Plasmas mit homogener  
Volumenstromverteilung und zusätzlichem Oberflächenstrom.  
München, 1973

D I S S E R T A T I O N E N

- 245) Correa-Restrepo, D.        Untersuchungen der Stabilität von magneto-  
hydrodynamischen Gleichgewichten mit helikaler Symmetrie.  
München, 1973
- 246) Lang, R.                Ein Neodymflüssigkeitslaser:  
Aufbau, Eigenschaften und Streueffekte im aktiven Medium.  
Universität München, 1973
- 247) Schäffler, H.G.            Vielfachstreuung von Protonen und Heliumionen in poly-  
kristallinen Metallfolien  
TU München, Juni 1973
- 248) Weißmann, R.            Über den Mechanismus der Zerstäubung durch leichte  
Ionen im keV-Energiebereich  
TU München, Juni 1973

LABORBERICHTE

- IPP 1/130 Fünfer, E., M. Kaufmann, W. Lotz, J. Neuhauser, G. Schramm, U. Seidel "Linear = 1 Stellarator Experiments Using a Shaped Coil"
- IPP 1/131 Batemann, G. "Slab Models for Classical Diffusion in the Belt Pinch"
- IPP 1/132 Grossmann, W., S. Ortolani "MHD Stability of Helical Modes in a Cylindrical Tokamak Plasma"
- IPP 1/133 Maret, G. "Untersuchung der Elektronenheizung bei schneller magnetischer Kompression dünner Plasmen mittels Laserlichtstreuung"
- IPP 1/134 Decker, G., L. Kellerer, H. Röhr "Aufbau, Betrieb und Eigenschaften von TEA-CO<sub>2</sub>-Lasern"
- IPP 1/135 Schneider, J., R. Wunderlich "Datenerfassung an DELTA 70" (siehe auch IPP R/6)
- IPP 1/136 Herrnegger, F., E. K. Maschke "Stability of exact toroidal MHD equilibrium with non-circular cross section"
- IPP 1/137 Herrnegger, F., M. Kaufmann "Scaling of a Wall-Stabilized High-Beta Stellarator"
- IPP 1/138 Neuhauser, J. "On the Dynamics of Toroidal High- Stellarator Equilibria"
- IPP 2/208 Rehker, S., H. Wobig "A Kinetic Model for the Neutral Gas Between Plasma and Wall"
- IPP 2/209 Holitzner, H., G. H. Wolf "The Use of Resonance for the Dynamic Stabilization of the Rayleigh-Taylor Instability and for the Excitation of the Related Parametric Instabilities"
- IPP 2/211 Wipf, S.L. "Supraleitende Energiespeicher" ( Superconducting Energy Storage Systems )
- IPP 2/ 212 Wobig, H. "Stationary Convection in Toroidal Plasma Configurations"
- IPP 2/213 Wolf, G. H. "Das Projekt Wendelstein VII "
- IPP 2/214 Grieger, G., G. H. Wolf "Secondary Currents and Anomalous Resistivity in Toroidally Confined Plasmas"
- IPP 2/215 Rehker, S., H. Wobig "Stellarator Fields with Twisted Coils"
- IPP 2/216 Jaeckel, H. J., J. Kisslinger, F. Rau, M. Schmaling "Zyklischer Vielkanal Datenspeicher"
- IPP III/6 Lehner, G., F. Pohl "On a Tokamak with an Immaterial Separatrix Limiter"
- IPP III/7 Feneberg, W., K. Lackner "Multipole Tokamak Equilibria" (siehe 6/118)
- IPP III/8 Lisitano, G., S. Corti, M. Bergbauer, A. Capitanio, A. van Heumen, A. Reiter, E. Rossetti "RF-Plasma Heating with L-Structures"

- IPP III/9 Sesnic, S., S. Jovičević "New Diffraction Anomalies and Backscattering Resonance on a Grating of Triangular Cross Section"
- IPP III/10 Sesnic, S., J. Fujita, F. Pohl "Diffraction Image of a Finite Size Object in an Annular Aperture System"
- IPP IV/47 Schwenn, U., R. Sigel "Eine kontinuierliche Teilchenquelle für die Erzeugung von Plasma mit Pulslasern"
- IPP IV/48 Gehre, O., H. M. Mayer, M. Tutter "Ein Modell zur Reflexion elektromagnetischer Wellen an räumlich begrenzten Plasmawellen"
- IPP IV/50 Hora, H. "Optimized Laser Pulses for Pellet Heating at Refuelling Stellarators"
- IPP IV/51 Puri, S., M. Tutter "Accessibility to the Lower Hybrid Resonance"
- IPP IV/54 Puri, S., M. Tutter "Coupling to the Lower Hybrid Resonance"
- IPP IV/55 O'Sullivan, R. A., H. Derfler "The Relativistic Theory of Electromagnetic Susceptibility and its Application to Plasmas"
- IPP IV/56 Salvat, M. "Brennzeit eines Pellets im Laserlicht - Vergleich zwischen verschiedenen Modellen"
- IPP IV/57 Puri, S. "Stochastic Heating of Plasma Electrons using Microwave Noise"
- IPP IV/58 Eidmann, K. "Calculation of free-free radiation from plasmas with non-Maxwellian isotropic or anisotropic electron velocity distribution"
- IPP IV/59 Puri, S., M. Tutter "Slow-Wave Coupling to the Lower Hybrid Resonance"
- IPP IV/60 Raeder, J., R. Bünde "Theoretische Grundlagen und Zahlenwerte für Verbrennungs-MHD-Generatoren"
- IPP IV/61 Raeder, J., G. Seeger, H. Gorenflo "Flow Fields and Temperature Fields in a Wall Stabilized Arc with Transverse Magnetic Field. Solution of the Coupled System of Equations by Means of Green's Functions"
- IPP IV/62 Cojocar, E., P. Mulser "Classical Reflexion in an Hydrodynamic Model of Laser Plasma Interaction"
- IPP IV/65 Büchl, K. "Abschätzungen für eine Laser-Plasma-Quelle"
- IPP IV/70 Entwicklungsgemeinschaft IPP - M.A.N. "Baureife Unterlagen für einen MHD-Kurzzeitgenerator für etwa 10 MW und 10 sec"
- IPP R/5 Schneider, J. "On-Line Plotsystem IPP 11"
- IPP R/6 Schneider, J., R. Wunderlich "Datenerfassung an DELTA 70" (siehe auch IPP 1/135)
- IPP R/7 Schneider, J. "Selector Channel Universal Interface Module (SELUM)"

- IPP 9/8 Grundner, M., W. Heiland, E. Taglauer "Die Erprobung einer Ionenquelle für Untersuchungen von Festkörperoberflächen im Energiebereich von 100 eV bis 1,5 keV"
- IPP 9/9 Scherzer, B. M. U. "Erosion, Gasaufzehrung und -reemission an der ersten Wand eines Fusionsreaktors - Literatur und Datensammlung zum Kapitel 2 des deutschen Fusionstechnologiememorandums - und ORNL-tr-2727 (1973)"
- IPP 9/10 Zinser, J. "Eine digitale Steueranlage in TTL-Logik zur Automatisierung von AUGER und ESCA Messungen"
- IPP 9/11 Heiland, W. "Ion Scattering and Surface Analysis"
- IPP 9/12 Haas, G. "Plasma-Wand-Wechselwirkung bei Isolatoren. Anhang zum Memorandum über die technologischen Probleme des Fusionsreaktors"
- IPP 9/13 Behrisch, R. P. Sigmund, R. Weißmann "Über den Mechanismus der Zerstäubung durch leichte Ionen im keV-Energiebereich"
- IPP 9/14 Schäffler, H. G. "Vielfachstreuung von Protonen und Heliumionen in polykristallinen Metallfolien"
- IPP 0/3 Andelfinger, C., W. Dommaschk, R. Griek, W. Herrmann, D. Jacobi, A. U. Luccio, P. Merkel, W. Ott, G. Siller, H. B. Schilling, A. Schlüter, U. Schumacher, W. Ulrich "Proceedings of the 4th Work Meeting on Electron Ring Accelerators, Garching"
- IPP 0/4 Merkel, P. "On B - Stabilization in the Electron Ring Accelerator"
- IPP 0/5 Merkel, P. "Zur Elektroneninflektion in den Elektronenringkompressor"
- IPP 0/6 Dommaschk, W., H. B. Schilling, P. Ulbricht "Closed Orbit Injection of Ions in a Magnetic Mirror Field"
- IPP 0/7 Siller, G., E. Buchelt, H. B. Schilling "Properties of an electron source with laser-induced electron emission"
- IPP 0/8 Andelfinger, C., W. Herrmann, A. U. Luccio, M. Ulrich "Crossing of resonances and particle losses in the Garching electron-ring accelerator"
- IPP 0/9 Andelfinger, C., W. Herrmann, M. Ulrich "Measurement of the magnetic selffield of a relativistic electron ring and the evaluation of different ring properties, especially the number of electrons"
- IPP 0/10 Schumacher, U. "A single turn coil for fast electron ring compression and magnetic expansion acceleration"
- IPP 0/11 Luccio, A. U., U. Schumacher, E. Springmann "Numerical calculations of the electron inflection into a compressor with an additional B - field"
- IPP 0/12 Dommaschk, W. "Computation of accelerating electrodes for a relativistic high current electron beam tube"

- IPP 0/13      Andelfinger, C., W. Ott "Entwicklung einer 1 kA, 2 MeV Elektronenröhre"
- IPP 0/14      Reiser, M. "Equilibrium Orbit and Oscillation Frequencies for Charged Particle Motion in Exisymmetric E x B Fields"
- IPP 0/15      Herrmann, W. "Electron ring accelerator with pulsed compression into a stationary field"
- IPP 0/16      Hofmann, I. "Focussing of an electron ring in the presence of a squirrel cage and conducting cylinder"
- IPP 0/17      Fink, J., W. Ott "Untersuchungen an einem 1 kA, 2 MeV Elektronenstrahl"
- IPP 0/18      Merkel, P. "On the Holding Power of a Relativistic Electron Ring"
- IPP 0/19      Dommaschk, W. "Stabilitätsverhalten kollektiver Elektronen-Ionen Dipol-Schwingungen im Elektronenring-Beschleuniger bei endlichen Feldindizes, in Abhängigkeit vom azimuthalen Magnetfeld"
- IPP 0/20      Schumacher, U. "Review on electron ring acceleration"
- 
- IPP 6/116     Küppers, G., A. Salat, H. K. Wimmel "Critical Times for Overcritical Relativistic Electron Beams Injected into Plasmas"
- IPP 6/117     Schindler, D., H. Wobig "Stability of Two-Dimensional Collision-Free Plasmas"
- IPP 6/118     Feneberg, W., K. Lackner "Multipole Tokamak Equilibria" (siehe III/7)
- IPP 6/119     Küppers, G., A. Salat, H. K. Wimmel "Injection of Relativistic Electron Beams with Arbitrary Radial Profiles into Warm Collisional Plasmas"
- IPP 6/120     Pohl, F. "Berechnungen von MHD-Gleichungen mittels Fourier-Analyse"
- IPP 6/121     Höhn, W. "Bemerkungen zur Stabilität von Differenzenverfahren für Anfangswertprobleme"
- 
- IPP 4/107     Pöhlchen, R., H. Preis "Berechnungen transienter Ströme und Kräfte in toroidalen Spulensystemen von Fusionsmaschinen"
- IPP 4/108     Schmitter, K. H. "Optimization of Superconducting Toroidal Magnets for Tokamak Fusion Reactors"
- IPP 4/109     Preis, H. "Das transiente Verhalten von Strömen und Kräften im Spulensystem des Stellarators W VII, insbesondere bei Betriebsstörungen"
- IPP 4/110     Groß, W. W. F., F. Wesner "Use of the electron gun for excitation of an HF laser"
- IPP 4/111     Lang, R. S. "Ein Neodymflüssigkeitslaser: Aufbau, Eigenschaften und Streueffekte im aktiven Medium"



IPP 4/113 Baumhacker, H. "Messung von ultrakurzen CO<sub>2</sub>-Laserpulsen mit Hilfe des optischen Kerr-Effektes"

IPP 4/114 Klement, G., H. Wedler "Standard-Pulsgeneratoren"

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.

