

Dr. Kippmann

July 1974

ENTWICKLUNG MULTICHROMATISCHER  
HOLOGRAPHISCHER INTERFEROMETRIE IM  $3\mu\text{m}$ -WELLEN-  
LÄNGENBEREICH (HF-LASER) UND ANWENDUNG AUF HOCH-  
BETA-STELLARATORPLASMEN.

W. Braun

IPP 1/146

Juli 1974

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



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

ENTWICKLUNG MULTICHROMATISCHER  
HOLOGRAPHISCHER INTERFEROMETRIE IM  $3\ \mu\text{m}$ -WELLEN-  
LÄNGENBEREICH (HF-LASER) UND ANWENDUNG AUF HOCH-  
BETA-STELLARATORPLASMEN.

W. Braun

IPP 1/146

Juli 1974

*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.*



Abstract

Holographic interferometry in the 3  $\mu\text{m}$  wavelength range was developed to measure density profiles in toroidal high- $\beta$  plasmas. The choice of hydrogen fluoride (HF) laser ( 2.7 . . . . 3.1  $\mu\text{m}$ ) as a light source meets exactly the requirement of optimal sensitivity of this method within the transparent region of quartz, of which discharge tubes are usually made. Eight strong spectral lines of the HF laser can be used to produce eight superposed holograms on a gelatine detector with almost linear sensitivity by a special method.

The method was first applied to investigate the density distribution in a high- $\beta$  stellarator plasma. An elliptic deformation of the plasma cross-section was observed.

1. Einleitung	29
2. Experimenteller Aufbau und Verfahrenstechnik	32
3. Ergebnisse	33
ANHANG: Einfluß der Hoch-beta-Plasmastruktur auf die Dichteprofilbestimmung	33
Literaturverzeichnis	41



	Zusammenfassung	
I.	Einleitung und Zielsetzung der Arbeit	1
II.	Holographische Interferometrie bei $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$	3
	1. Anforderungen an eine Meßmethode zur Bestimmung des Dichteprofiles an toroidalen Hoch-Beta-Plasmen; Evidenz holographischer Interferometrie bei $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$	3
	2. Fluorwasserstofflaser als gepulste, kohärente Hochleistungslichtquelle; spektrale Emission	6
	3. Holographische Flächendetektoren für $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$ ; Empfindlichkeit, Auflösung, Linearität	11
	4. Experimenteller Aufbau zur Aufnahme und Rekonstruktion eines <u>multichromatischen</u> Doppelbelichtungshologramms	18
III.	Messung der elliptischen Verformung des Plasmaquerschnittes am Hoch-Beta-Stellarator ISAR T 1	24
IV.	Meßergebnisse; Vergleich mit theoretischen Modellen	29
V.	Schlußbemerkungen und weiterführende Untersuchungen	32
	ANHANG: Grundlagen des Hoch-Beta-Stellarators ISAR T 1	33
	Literaturverzeichnis	41



INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung

Seite

## ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde eine neue Methode der Dichteprofilmessung an toroidalen Hoch-Beta-Plasmen entwickelt. Dabei handelt es sich um ein besonderes Verfahren der holographischen Interferometrie im  $3\ \mu\text{m}$ -Wellenlängenbereich. Eine Messung in diesem - für Quarz noch transparenten - Spektralbereich erfüllt gerade die Forderung nach größtmöglicher Empfindlichkeit, wenn in die (in diesen Experimenten gebräuchlichen) Quarzentladungsgefäße weder Ein- noch Austrittsfenster eingesetzt werden können.

Als Lichtquelle wurde ein gepulster Fluorwasserstoff (HF) Laser verwendet, dessen Emission sich aus ca. 8 diskreten Spektrallinien zusammensetzt. Es gelang, eine Methode zu entwickeln, um alle Spektrallinien des HF Lasers gleichzeitig zur Hologrammerzeugung und -auswertung zu benutzen. Hierfür wurde ein holographischer Flächendetektor mit einer annähernd linearen Gradation im Anwendungsbereich gefunden.

Dieses Verfahren wurde erstmals angewandt, um an einem toroidalen Hoch-Beta-Stellarator-Plasma die radiale Dichteverteilung zu untersuchen. Es wurde eine deutliche elliptische Verformung des Plasmaquerschnitts beobachtet. Sowohl der Absolutwert als auch der zeitliche Verlauf der gemessenen Elliptizität bestätigen die Ergebnisse theoretischer Modelle.



## I. Einleitung und Zielsetzung der Arbeit

Brechungsindexmessungen an einem Hoch-Beta-Plasma (Beta = gaskinetischer Druck des Plasmas / Druck des äußeren magnetischen Feldes) mit interferometrischen Methoden sind ein gebräuchliches Verfahren, die Elektronendichte in einem Plasma zu bestimmen /1/. In linearen Pinchanordnungen (Theta- oder Z-Pinch) /2,3,4,5/ ist es dabei möglich, längs der Achse einzustrahlen. Durch die relativ große Wegstrecke im Plasma (einige m) entsteht dabei für sichtbares Licht (z.B.  $6943 \text{ \AA}$ ) eine Phasenverschiebung von einigen Perioden, die interferometrisch nachgewiesen werden kann.

In toroidalen thetapinch-ähnlichen Experimenten /6,7/ hingegen kann das Plasma nur von der Seite her beobachtet werden: die Wegstrecke des Lichtstrahls im Plasma (einige cm), und damit die maximal erreichbare Phasenverschiebung, wird im Vergleich zu linearen Anordnungen um 1 bis 2 Größenordnungen reduziert. Da die Phasenverschiebung jedoch auch zur Wellenlänge des eingestrahlteten Lichts proportional ist, kann dies durch die Anwendung von Infrarotlichtquellen wieder ausgeglichen werden. Bei der Auswahl der Lichtquelle ist allerdings zu beachten, daß sich das Plasma in einem Entladungsgefäß aus Quarz befindet, dessen Transmission für  $\lambda \approx 3.5 \mu\text{m}$  stark abnimmt.

Der Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit ist es deshalb, holographische Interferometrie im Wellenlängenbereich um  $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$  zu entwickeln. Hierfür mußte eine Lichtquelle und hochauflösende holographische Detektoren gefunden wer-

den. Als einzige Hochleistungslichtquelle steht in diesem Wellenlängenbereich nur der Fluorwasserstoff-Laser zur Verfügung, dessen Emission sich aus ca. 8 diskreten Spektrallinien zusammensetzt. In der Arbeit wird erstmals eine Methode beschrieben, wie alle diese Spektrallinien zugleich zur Erzeugung von holographischen Vielfach-Interferogrammen angewendet werden können ("multichromatische" Holographie).

Im Anschluß an die Beschreibung der Methode selbst wird über ihre erste Anwendung zur Messung von Dichteprofilen an toroidalen Plasmen berichtet. Diese Messungen wurden an einem Hoch-Beta-Stellarator /8/ durchgeführt, bei dem das toroidale Gleichgewicht durch äußere toroidal-helikale Ströme hergestellt wird. Durch diese Ströme wird nach theoretischen Vorhersagen /9, 10, 11, 12, 13/ in dieser speziellen Anordnung der Plasmaquerschnitt elliptisch verformt. Diese Verformung wie auch ihr Zeitverhalten im Verlaufe der Entladung wurden mit dieser neuen Methode der holographischen Interferometrie im  $3\text{ }\mu\text{m}$ -Wellenlängenbereich gemessen.



## II. Holographische Interferometrie bei $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$

### 1. Anforderungen an eine Meßmethode zur Bestimmung des Dichteprofiles an toroidalen Hoch-Beta-Plasmen; Evidenz holographischer Interferometrie bei $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, eine Methode zu finden, das Elektronendichteprofil in einem toroidalen Hoch-Beta-Plasma (Dichte ca.  $10^{15}$  bis  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , Durchmesser des Plasmaquerschnittes ca. 20 mm) zu messen. Die an linearen Hoch-Beta-Experimenten gebräuchlichen Methoden, nämlich Mikrowelleninterferometrie, Laserstreuung und Interferometrie im Sichtbaren /14, 15, 16/ kommen für eine Anwendung an toroidalen Anordnungen nicht in Frage. Die Gründe hierfür liegen für die Mikrowelleninterferometrie in der schlechten Ortsauflösung und der niedrigen Cutoff-Dichte (bei  $\lambda = 1 \text{ mm}$ :  $n_c \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). Laserstreuungsmessungen sind zwar durchführbar, die zur Falschlichtunterdrückung nötigen Maßnahmen sind jedoch durch geometrische und technische Gegebenheiten am Hoch-Beta-Stellarator (HBS) stark eingeschränkt, so daß eine Absoluteichung mittels Rayleigh-Streuung /17/ unmöglich wird. Diese Methode kann deshalb nur zur Temperaturbestimmung herangezogen werden.

Für eine interferometrische Messung im sichtbaren Spektralbereich ist die max. erreichbare Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  ( $\Delta\varphi \sim \int n_e dl = \text{Flächendichte, } n_e = \text{Elektronendichte, } l = \text{Wegstrecke im Plasma}$ ) zu gering für einen Nachweis (max. 1/10 Streifen), da sie zur durchstrahlten Länge proportional

ist, das Plasma im Gegensatz zu linearen Experimenten aber nur von der Seite durchstrahlt werden kann (Lichtwege im Plasma = ca. 2 cm). Mehrfachinterferometrie ist aber nicht durchführbar, weil die schlechten optischen Eigenschaften des Entladungsgefäßes die Anwendung holographischer Interferometrie erfordern, für holographische Mehrfachinterferometrie aber noch kein Verfahren bekannt ist.

Abgesehen von Messungen mit jeglicher Art von Sonden, die lokale Störungen im Plasma hervorrufen und deshalb in der Interpretation Schwierigkeiten bereiten, existiert noch eine andere Möglichkeit einer interferometrischen Messung im Infraroten. Die Methode nach Ashby (Einzelheiten darüber finden sich in /18/) gestattet es, längs einer festen Sehne durch das Quarz-Entladungsgefäß den zeitlichen Verlauf der Elektronenflächendichte zu messen. Ein Dichteprofil muß daher aus mehreren Entladungen gewonnen werden. Schwingungen der Plasmasäule um die Gleichgewichtslage ( $m=1$ -Mode) machen außerdem eine Ortskorrektur der Messung mittels zusätzlicher Diagnostikmethoden erforderlich, so daß die Genauigkeit dadurch wesentlich verschlechtert und eine genügend genaue Bestimmung des Dichteprofils zu einem bestimmten Entladungszeitpunkt extrem schwierig wird.

Soll holographische Interferometrie im Infraroten (IR) zur Dichteprofilmessung herangezogen werden, so müssen folgende Forderungen erfüllt werden:

1. Die Wellenlänge der Lichtquelle soll einerseits möglichst groß sein, andererseits sollte das Quarzgefäß für diese Wellenlänge transparent sein, um



zu vermeiden, daß zusätzliche Fenster eingesetzt werden müssen.

2. Ein Flächendetektor hoher Ortsauflösung bei dieser Wellenlänge muß gefunden werden, der bezüglich Empfindlichkeit und Linearität auf die Lichtquelle abgestimmt ist.

Da die bisher im IR bekannten Flächendetektoren hohe Lichtleistungsdichten verlangen (ca.  $1 \text{ MW/cm}^2$ ), kommen als Lichtquelle nur gepulste  $\text{CO}_2$ - oder HF-Laser in Frage. Die Forderung nach Transparenz des Quarzgefäßes (Abb.1) schließt die Anwendung des  $\text{CO}_2$ -Lasers ( $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$ ) aus, so daß als einzige Möglichkeit die Anwendung eines HF-Laser /19,20/ bleibt, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

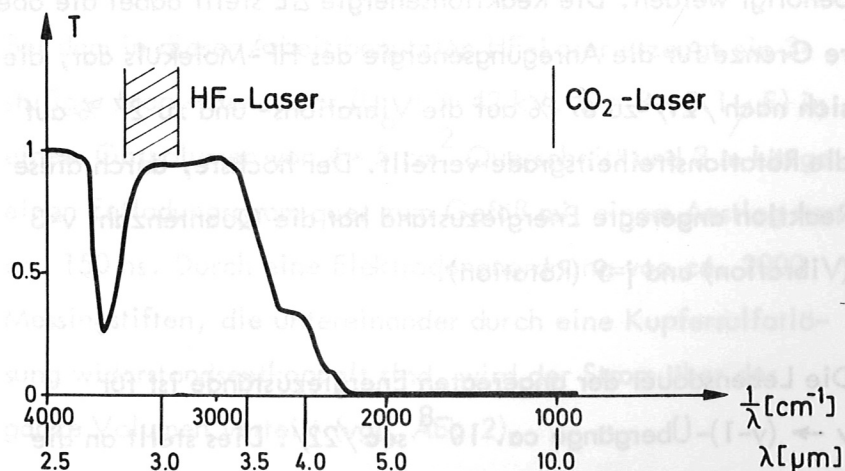


Abb.1: Transmission  $T$  (relativ) eines Quarzentladungsgefäßes im Spektralbereich zwischen 2.5 und  $10 \mu\text{m}$

## 2. Fluorwasserstofflaser als Lichtquelle

In diesem Abschnitt werden zunächst die prinzipiellen Eigenschaften eines Fluorwasserstofflasers, sofern sie für die Anwendung hier von Bedeutung sind, genannt, bevor auf einige Konstruktionsmerkmale eingegangen wird. Anschließend werden die Möglichkeiten und Versuche zur Erzeugung von monochromatischer Laseremission beschrieben und diskutiert.

Durch gepulste elektrische Entladungen in Gasgemischen von Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) und Wasserstoff ( $\text{H}_2$ ) bei einem Gesamtdruck bis zu einigen 100 Torr werden in chemischen Reaktionen angeregte HF-Moleküle erzeugt. Die Entladung dient hierbei im wesentlichen nur zur Erzeugung von F-Atomen ( $\text{SF}_6 + e^- \rightarrow \text{SF}_5 + \text{F} + e^-$ ), die zur eigentlichen chemischen Anregungsreaktion ( $\text{H}_2 + \text{F} \rightarrow \text{HF} + \text{H} : \Delta E = 1.4 \text{ eV/Molekül}$ ) benötigt werden. Die Reaktionsenergie  $\Delta E$  stellt dabei die obere Grenze für die Anregungsenergie des HF-Moleküls dar, die sich nach [21] zu 67 % auf die Vibrations- und zu 27 % auf die Rotationsfreiheitsgrade verteilt. Der höchste, durch diese Reaktion angeregte Energiezustand hat die Quantenzahl  $v=3$  (Vibration) und  $j=9$  (Rotation).

Die Lebensdauer der angeregten Energiezustände ist für  $v \rightarrow (v-1)$ -Übergänge ca.  $10^{-8}$  sec [22]. Dies stellt an die oben erwähnte gepulste Entladung die Anforderung, daß der Entladungsstrom in einigen 10 ns auf seinen Maximalwert ansteigen muß, wenn zu einem bestimmten Zeitpunkt möglichst viele HF-Atome sich in angeregten Zuständen befinden sollen. Durch Erzeugung hoher Reaktionsraten wird erreicht, daß die Besetzung der Schwingungs- und Rotationsniveaus invertiert ist [21].



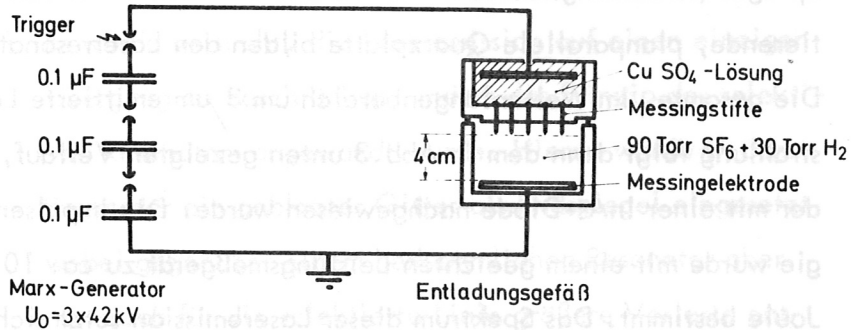


Abb.2: Fluorwasserstofflaser, schematisch:  
 3-stufiger 126kV-Marx-Generator  
 und Entladungsgefäß im Schnitt

Bei dem in dieser Arbeit benutzten HF-Laser erzeugt ein 3-stufiger Marx-Generator ( $U_0 = 3 \times 42 \text{ kV}$ ,  $C = 3 \times 0.1 \mu\text{F}$ ) in einem Gasvolumen von  $4 \times 5 \text{ cm}^2$  Querschnitt und 3 m Länge einen Entladungsstrom quer zum Gefäß mit einem Anstieg von ca. 150 ns. Durch eine Elektrodenanordnung von ca. 2000 Messingstiften, die untereinander durch eine Kupfersulfatlösung widerstandsentkoppelt sind, wird der Strom über das ganze Volumen verteilt (vgl. Abb.2).

Aus der Forderung nach hoher Laserenergie und reproduzierbaren Entladungsbedingungen resultiert eine optimale Gasfüllung von 90 Torr  $\text{SF}_6$  und 30 Torr  $\text{H}_2$ , die mit einer Geschwindigkeit von ca. 1 l/sec durch das Gefäß aus Plexiglas gepumpt wird. Es ergibt sich der in Abb.3 oben dargestellte Verlauf

von Strom (gemessen mit Rogowski-Spule) und Spannung (gemessen an den Elektroden). Ein mit Gold bedampfter, sphärischer Spiegel (Krümmungsradius  $R = 20\text{ m}$ ) und eine ca. 10 % reflektierende, planparallele Quarzplatte bilden den Laserresonator. Die gesamte, im Wellenlängenbereich um  $3\text{ }\mu\text{m}$  emittierte Laserstrahlung folgt dann dem in Abb.3 unten gezeigten Verlauf, der mit einer InAs-Diode nachgewiesen wurde. Die Impulsenergie wurde mit einem geeichten Leistungsmeßgerät zu ca. 10 Joule bestimmt. Das Spektrum dieser Laseremission setzt sich aus einigen starken Linien im Bereich zwischen  $2.7$  und  $3.1\text{ }\mu\text{m}$  zusammen, deren Wellenlängenunterschied  $\Delta\lambda$  einige Hundertstel  $\mu\text{m}$  beträgt.

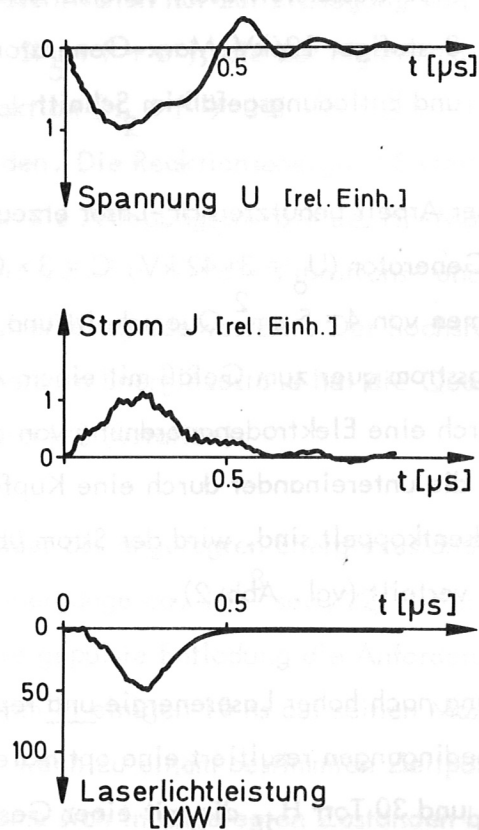


Abb.3: Zeitlicher Verlauf von Entladungstrom, Spannung und gesamter HF-Laseremission



Im Hinblick auf die Anwendung dieses Lasers zu holographischen Zwecken wurden 3 verschiedene Wege erprobt:

1. Es wurde versucht, die Laseremission auf einen einzigen Übergang zu beschränken, indem das Prinzip des selektiven Resonators angewandt wurde. Hierzu wurde in dem Resonator ein geblaztes Gitter als Endspiegel eingesetzt, wobei gegenüber einem herkömmlichen Resonator aber nun auch für die selektierte Linie größere Verluste entstehen. Die Verstärkung im Lasermedium ist jedoch so groß, daß selbst ohne Resonator induzierte Emission auf mehreren Linien beobachtet wurde. Die Energie in der selektierten Linie einerseits und in den übrigen Linien zusammen andererseits blieb von gleicher Größenordnung. Deshalb wurde die Selektion eines Laserübergangs innerhalb des Resonators nicht weiterverfolgt.
2. Eine Selektion außerhalb des Resonators kann einfach mittels Gitter oder Interferenzfilter vorgenommen werden. Reflexions- bzw. Transmissionsverluste führen hierbei jedoch zu einer Verminderung der Energie der selektierten Linie um ca. 50 %. Die Diskussion des hier entwickelten holographischen Flächendetektors (Abschnitt II. 3.) wird zeigen, daß auf diesen Energieanteil nicht verzichtet werden kann.
3. Gelingt es jedoch, einen Detektor (vgl. nächsten Abschnitt) und Anordnungen (siehe II. 4.) zu finden, die es gestatten, die Hologramme der einzelnen Laserlinien bei der Aufnahme zu superponieren und hinterher bei der Rekonstruktion wieder zu zerlegen, dann ist es mög-

lich, alle diskreten Spektrallinien des Lasers gleichzeitig zur Hologrammerzeugung zu verwenden.

Das Resonatordesign ist so gewählt, dass die Reflexion an der selektierten Linie einseitig ist, während die Reflexion an den übrigen Linien beidseitig ist. Dies führt zu einer Verstärkung der selektierten Linie und einer Dämpfung der übrigen Linien. Die Energie in der selektierten Linie wird durch die Reflexion an der selektierten Linie einseitig in die Richtung der Hologrammerzeugung übertragen, während die Energie in den übrigen Linien durch die Reflexion an beiden Seiten in beide Richtungen übertragen wird. Dies führt zu einer Dämpfung der übrigen Linien und einer Verstärkung der selektierten Linie. Die Energie in der selektierten Linie wird durch die Reflexion an der selektierten Linie einseitig in die Richtung der Hologrammerzeugung übertragen, während die Energie in den übrigen Linien durch die Reflexion an beiden Seiten in beide Richtungen übertragen wird. Dies führt zu einer Dämpfung der übrigen Linien und einer Verstärkung der selektierten Linie. Die Energie in der selektierten Linie wird durch die Reflexion an der selektierten Linie einseitig in die Richtung der Hologrammerzeugung übertragen, während die Energie in den übrigen Linien durch die Reflexion an beiden Seiten in beide Richtungen übertragen wird. Dies führt zu einer Dämpfung der übrigen Linien und einer Verstärkung der selektierten Linie.

2. Eine Selektion außerhalb des Resonators kann einfach mittels Gitter oder Interferenzfilter vorgenommen werden. Reflexions- bzw. Transmissionsverluste führen hierbei jedoch zu einer Verminderung der Energie der selektierten Linie um ca. 50%. Die Diskussion des hier entwickelten holographischen Flächenresonators (Abschnitt II. 3.) wird zeigen, daß auf diesen Energieanteil nicht verzichtet werden kann.

3. Gelingt es jedoch, einen Detektor (vgl. nächsten Abschnitt) und Anordnungen (siehe II. 4.) zu finden, die es gestatten, die Hologramme der einzelnen Laserspektren bei der Aufnahme zu superponieren und hinterher bei der Rekonstruktion wieder zu zerlegen, dann ist es möglich und sinnvoll, die Selektion im Resonator zu vermeiden.

### 3. Holographische Flächendetektoren für $3\ \mu\text{m}$

Der im vorigen Abschnitt beschriebene HF-Laser liefert 10 Joule Lichtenergie, die auf einige diskrete Linien im Wellenlängenbereich um  $3\ \mu\text{m}$  verteilt ist. Soll diese Strahlung als Lichtquelle für eine holographische Anwendung eingesetzt werden, so muß ein Flächendetektor folgende Anforderungen erfüllen:

1. Die Ortsauflösung des Detektors muß in der Größenordnung der Wellenlänge, also bei 300 Linien/mm liegen, weil die optischen Eigenschaften des Gefäßes zu großen Winkelunterschieden und damit kleinen Interferenzstreifenabständen im holographischen Grundmuster führen.
2. Die maximale Empfindlichkeit sollte im Bereich von  $1\ \text{Joule}/\text{cm}^2$  liegen, da der Strahlquerschnitt einige  $\text{cm}^2$  betragen wird.
3. Da eine sinnvolle Selektion einer der Spektrallinien des HF-Lasers nicht möglich ist, sollen alle Linien auf einmal zur Hologrammerzeugung herangezogen werden. Dies bedeutet, daß mehrere Hologramme gleichzeitig auf einem Detektor linear überlagert werden müssen. Deshalb muß die Empfindlichkeitskennlinie (Gradation) des Detektors im Anwendungsbereich (verschiedene Intensität der Spektrallinien) möglichst linear verlaufen.

In diesem Abschnitt soll nun über die Untersuchungen an ver-



schiedenen Detektoren, die unter den oben genannten Gesichtspunkten durchgeführt worden sind, berichtet werden.

Die für das Sichtbare entwickelten hochauflösenden photographischen Platten kommen hier für eine Anwendung nicht in Frage, da für den photographischen Elementarprozeß ca. 2.5 eV benötigt werden, ein Quant der Wellenlänge  $3\ \mu\text{m}$  aber nur eine Energie von 0.41 eV besitzt. Für  $\text{CO}_2$ -Laserslicht ( $\lambda \approx 10\ \mu\text{m}$ ) wurden jedoch bereits dünne Metall- und Paraffinschichten erfolgreich als Detektoren eingesetzt /23/. Dabei werden folgende zwei Effekte beobachtet: Bei den Metallschichten muß eingestrahlte Energie und Dicke, Absorptions- und Wärmeleitungsvermögen, Verdampfungswärme, Schmelzpunkt und Wärmekapazität der Schicht so ausgewählt werden, daß gerade nur an der Stelle, wo Strahlung auftrifft, das Metall z.T. verdampft wird. Unglücklicherweise funktionieren diese Schichten nur in einem sehr kleinen Leistungsdichtebereich, was hohe Ansprüche an Monochromasie und Homogenität des Laserstrahlquerschnitts bedeutet. Die Wahl des Schichtträgers spielt hier keine entscheidende Rolle. Bei den Versuchen mit Paraffinschichten bei  $\lambda \approx 10\ \mu\text{m}$  konnte gezeigt werden, daß nur dann, wenn diese Schichten auf einem stark absorbierenden Substrat aufgebracht werden, überhaupt eine Veränderung bei Infrarotlichteinstrahlung beobachtet werden kann.

Beide Möglichkeiten dieser holographischen Detektoren wurden im Verlaufe der Arbeit auf eine Anwendungsmöglichkeit bei  $3\ \mu\text{m}$  geprüft (vgl. Abb.4).

Schicht	Substrat	Auflösung	Empfindlichkeit
200 Å Bi	Plexiglas	≥ 500 / mm	0.5 Joule / cm <sup>2</sup>
200 Å Bi	Glas	≥ 500 / mm	1.0 Joule / cm <sup>2</sup>
400 Å Cd	Glas	≥ 300 / mm	1.5 Joule / cm <sup>2</sup>
Gelatine	Glas	≥ 300 / mm	2.0 Joule / cm <sup>2</sup>

Abb.4: Auflösungsvermögen und Empfindlichkeit einiger Flächendetektoren für 3 µm-Strahlung

Es wurde in Übereinstimmung mit den Untersuchungen bei 10 µm gefunden, daß die steile Gradation der Metallschichten eine Belichtung größerer Detektorflächen nicht ermöglicht, da bereits geringe Inhomogenitäten der Laserintensität im Strahlquerschnitt dazu führen können, daß ganze Teile der Schicht entweder völlig verdampfen oder unverändert bleiben /24/. Zudem sind diese Schichten aufgrund der steilen Gradation bereits bei einer Erstbelichtung an den Intensitätsmaxima vollständig verdampft und können an diesen Stellen bei einer Zweitbelichtung keine Information mehr aufnehmen. Für die Paraffinschichten konnte bei  $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$  überhaupt kein Effekt nachgewiesen werden.

Die in der Reproduktion des Hologramms (Abb.6 unten) in die erste Ordnung gebeugte Intensität  $J_1$  betrug ca. 0.02 % der eingestrahlten Intensität  $J_0$ .

Für die Superposition der einzelnen Hologramme bei den verschiedenen Spektrallinien des HF-Lasers ist es wichtig, daß

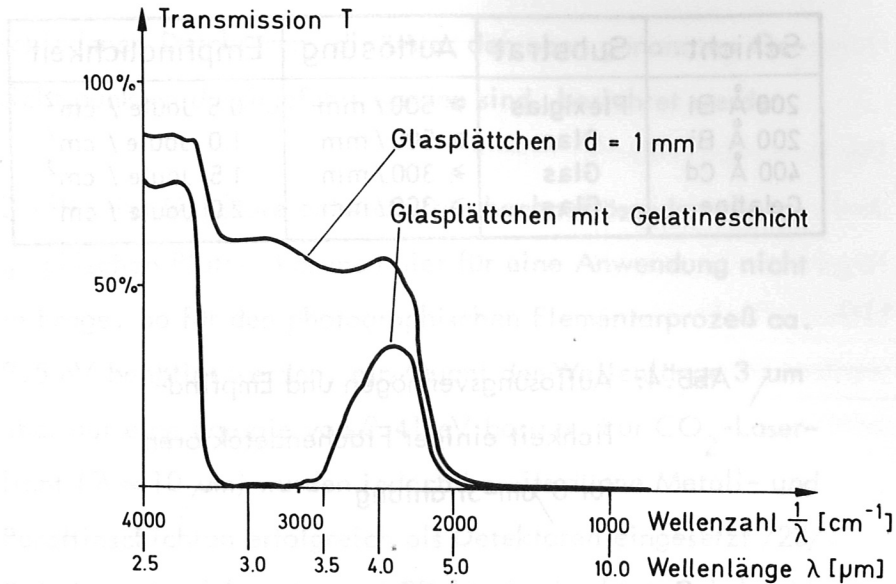


Abb.5: Transmission einer Gelatineschicht im Spektralbereich zwischen 2.5 und 10 μm

Der Versuch, Gelatine, die im 3 μm-Bereich stark absorbiert (Abb.5), in dünner Schicht als Nachweismaterial zu verwenden, war jedoch erfolgreich /25/. Gewöhnliche Haushaltsgelatine /26/ wurde in Wasser gelöst, auf Glasplättchen verteilt und getrocknet. In den ca. 10 μm dicken Gelatineschichten wird vermutlich bei Bestrahlung die optische Dicke verändert, so daß es möglich wird, Phasenhologramme herzustellen.

Beide Möglichkeiten dieser holographischen Detektoren wurden im Verlaufe der Arbeit auf eine Anwendungsabhängigkeit bei 3 μm geprüft (vgl. Abb.4).



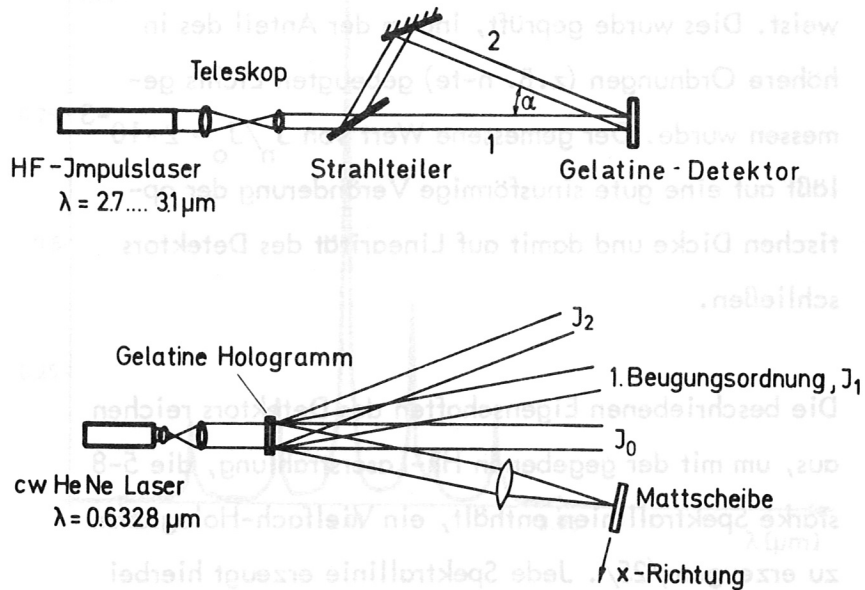


Abb.6: Anordnung zur Untersuchung von Gelatinedetektoren:  
oben: Aufnahme eines Hologramms mit parallelem HF-Laserstrahl;  
unten: Reproduktion eines Hologramms mit kontinuierlichem He-Ne-Laser

Die Empfindlichkeit wurde zu ca.  $2 \text{ Joule/cm}^2$ , die räumliche Auflösung zu mindestens 300 Linien/mm bestimmt. Abb.6 oben zeigt schematisch die Anordnungen für die ersten Untersuchungen an diesen Schichten.

Die in der Reproduktion des Hologramms (Abb.6 unten) in die erste Ordnung gebeugte Intensität  $J_1$  betrug ca. 0.02 % der eingestrahnten Intensität  $J_0$ .

Für die Superposition der einzelnen Hologramme bei den verschiedenen Spektrallinien des HF-Lasers ist es wichtig, daß

der Detektor eine möglichst lineare Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der eingestrahlten Intensität aufweist. Dies wurde geprüft, indem der Anteil des in höhere Ordnungen (z.B. n-te) gebeugten Lichts gemessen wurde. Der gemessene Wert von  $J_n/J_0 \approx 2 \times 10^{-3}$  läßt auf eine gute sinusförmige Veränderung der optischen Dicke und damit auf Linearität des Detektors schließen.

Die beschriebenen Eigenschaften des Detektors reichen aus, um mit der gegebenen HF-Laserstrahlung, die 5-8 starke Spektrallinien enthält, ein Vielfach-Hologramm zu erzeugen /25/. Jede Spektrallinie erzeugt hierbei ein eigenes Hologramm mit einem eigenen z.B. sinusförmigen Grundinterferenzmuster. Die Anteile der verschiedenen Spektrallinien werden auf der Gelatineschicht linear superponiert. In der Reproduktion mit einem monochromatischen He-Ne-Laser können diese einzelnen Hologramme wieder separiert werden, da die Hologrammanteile die Reproduktionsstrahlung je nach Wellenlänge in verschiedene Richtungen beugen. Dort können die Bilder dann getrennt beobachtet werden.

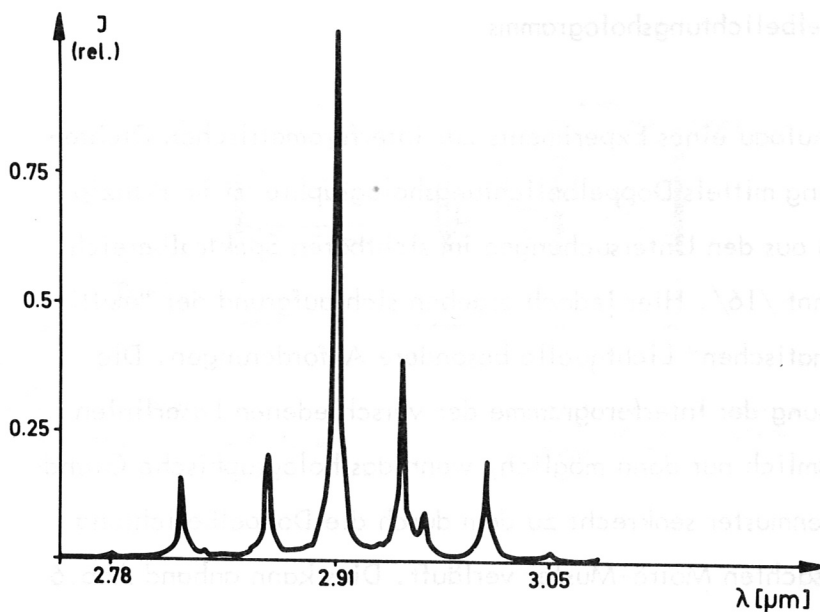


Abb.7: Lage und Intensität der Spektrallinien eines HF-Laserimpulses, mit holographischen Mitteln gemessen

Als Nebenprodukt wird auf diese Weise zu jeder Laserentladung mit dem Hologramm gleichzeitig Lage und Intensität der Spektrallinien der HF-Laserstrahlung mitgeliefert (Abb.7). Dies kann gemessen werden, indem man in der Reproduktion mit einem He-Ne-Laser die räumliche Verteilung der fokussierten Lichtintensität in der 1. Beugungsordnung mit einem Photomultiplier registriert (Fourierspektroskopie).



#### 4. Aufnahme und Rekonstruktion eines "multichromatischen" Doppelbelichtungshologramms

Der Aufbau eines Experiments zur interferometrischen Dichtemessung mittels Doppelbelichtungsholographie ist im Prinzip schon aus den Untersuchungen im sichtbaren Spektralbereich bekannt [16]. Hier jedoch ergeben sich aufgrund der "multichromatischen" Lichtquelle besondere Anforderungen. Die Trennung der Interferogramme der verschiedenen Laserlinien ist nämlich nur dann möglich, wenn das holographische Grundstreifenmuster senkrecht zu dem durch die Doppelbelichtung verursachten Moiré-Muster verläuft. Dies kann anhand Abb.6 oben schematisch veranschaulicht werden: Der HF-Laserstrahl wird durch eine teildurchlässige Quarzplatte aufgeteilt und die beiden Strahlen unter einem Winkel  $\alpha$  auf dem Detektor wieder zusammengeführt. Bei einer einmaligen Belichtung ergibt sich (bei streng parallelem Laserlicht) für jede Spektrallinie eine sinusförmige Modulation (Grundstreifenmuster), die senkrecht zur Zeichenebene verläuft und eine Periode von  $d = \lambda/2 \times \sin(\alpha/2)$  hat. Belichtet man den Detektor nun noch einmal, stellt aber diesmal einen Quarzkeil in den Strahl 2, so erzeugt man ein von der Erstbelichtung geringfügig abweichendes Grundstreifenmuster. Verläuft die brechende Kante des Quarzkeils dabei parallel zur Zeichenebene und senkrecht zu Strahl 2, so ist das entstehende Moiré-Streifenmuster senkrecht zu den erzeugenden Grundmusterstreifen. Bei der Rekonstruktion muß das Moiré-Muster jeder einzelnen Linie getrennt von allen anderen wiedergewonnen werden, da sich die Interferenzstreifenabstände der Linien um bis zu ca. 10 % unterscheiden und ihre direkte Überlagerung wegen Überlappungen keine Auswertung zuläßt. In Abb.8 ist

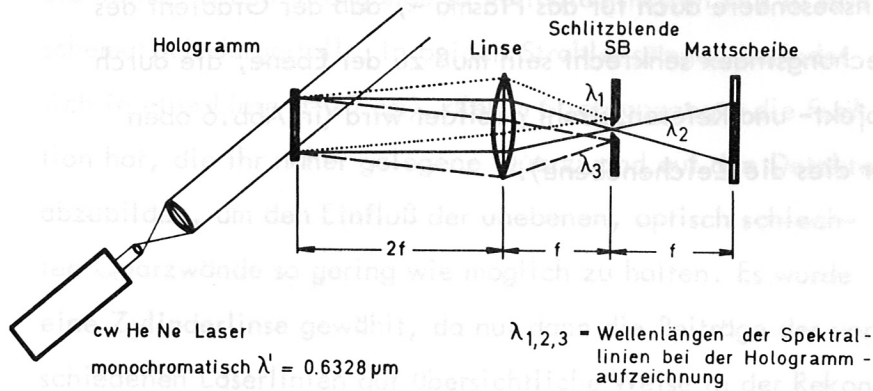


Abb.8: Rekonstruktion eines multichromatischen Hologramms mit monochromatischem Licht

gezeigt, wie im Fokus des gebeugten Lichtes mit einer Schlitzblende SB der Hologrammanteil einer Spektrallinie herausgefiltert werden kann. Die Reproduktion des Doppelbelichtungshologramms gibt nämlich für jede Spektrallinie der Aufnahmestrahlung einen doppelten Brennpunkt, wobei die Verbindungslinie zwischen beiden senkrecht zur Zeichenebene verläuft.

Es ist sofort zu sehen, daß eine Drehung der brechenden Kante des Quarzkeils bei der Aufnahme dazu führt, daß jede dieser Verbindungslinien aus der Senkrechten in die Richtung der Zeichenebene gedreht wird und dann nicht mehr herausgefiltert werden kann.

Ebenso wie für den Quarzkeil gilt natürlich auch für jedes andere mit dieser Methode zu vermessende Phasenobjekt, - insbesondere auch für das Plasma -, daß der Gradient des Brechungsindex senkrecht sein muß zu der Ebene, die durch Objekt- und Referenzstrahl gebildet wird (in Abb.6 oben war dies die Zeichenebene).

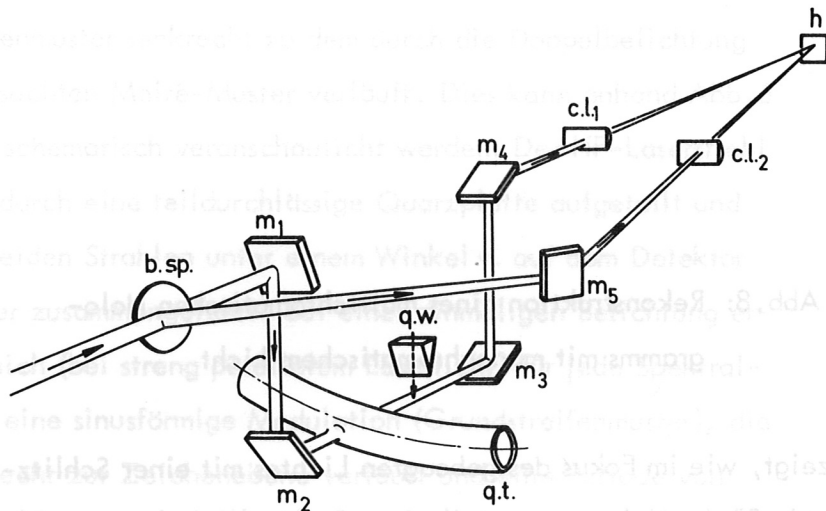


Abb.9: Holographisches Interferometer zur Messung von Dichteprofilen an toroidalen Hoch-Beta-Plasmen

b.sp. = Strahlteiler,  $m_i$  = Umlenkspiegel,

c.l. = Zylinderlinsen, q.t. = toroidales Quarz-

entladungsgefäß, q.w. = Quarzkeil, h = Gelatine-  
hologramm



Für die Anwendung dieser Methode zur Messung von Dichteprofilen an toroidalen Hoch-Beta-Plasmen bedeutet dies, daß die beiden Teilstrahlengänge so verlaufen müssen wie in Abb.9 schematisch dargestellt. In beiden Strahlengängen befindet sich je eine Linse ( $f=20$  cm), die im Strahlengang 1 die Funktion hat, die ihr näher gelegene Quarzwand auf den Detektor abzubilden, um den Einfluß der unebenen, optisch schlechten Quarzwände so gering wie möglich zu halten. Es wurde eine Zylinderlinse gewählt, da nur dann die Beiträge der verschiedenen Laserlinien auf übersichtliche Weise in der Rekonstruktion wieder getrennt werden können.

Die Zylinderlinse im Strahlengang 2 sorgt dafür, daß auf dem Detektor einander entsprechende Teile des Strahlquerschnitts zur Interferenz kommen. So wird die relativ schlechte räumliche Kohärenz des HF-Laserstrahls ausgeglichen. Bezüglich der zeitlichen Kohärenzlänge ist nur ein Abgleich der optischen Weglängen beider Strahlengänge auf  $\pm 5$  mm genau erforderlich.

Für die Messung eines Dichteprofiles zu einem bestimmten Zeitpunkt werden mit vier Laserentladungen zwei holographische Interferogramme erzeugt:

1. Die beiden ersten Belichtungen ohne Plasma auf einen Träger ergeben das Nullstreifensystem, das dadurch erzeugt wird, daß bei einer der Belichtungen der Quarzkeil in oben angegebener Weise in den Strahlengang 1 eingebracht wurde.

2. Die beiden nächsten Belichtungen auf einen neuen Träger (zuerst mit Keil ohne Plasma, damit mechanische Veränderungen, die durch die Plasmaentladung verursacht werden, keine Rolle spielen, dann ohne Keil mit Plasma) ergeben dann das eigentliche Interferogramm. Erst der Vergleich dieses Interferogramms mit dem Nullstreifensystem erlaubt es, die durch das Plasma verursachte Phasenverschiebung auf Bruchteile einer Streifenverschiebung genau zu bestimmen.

Bei der Rekonstruktion dieser Hologramme gelang es mit Hilfe der in Abb.10 dargestellten optischen Anordnung, alle spektralen Anteile eines holographischen Interferogramms gleichzeitig, aber räumlich getrennt, aufzunehmen. Zur Beleuchtung des Hologramms wird ein He-Ne-Laser ( $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ , ca. 1 mW Ausgangsleistung) verwendet.

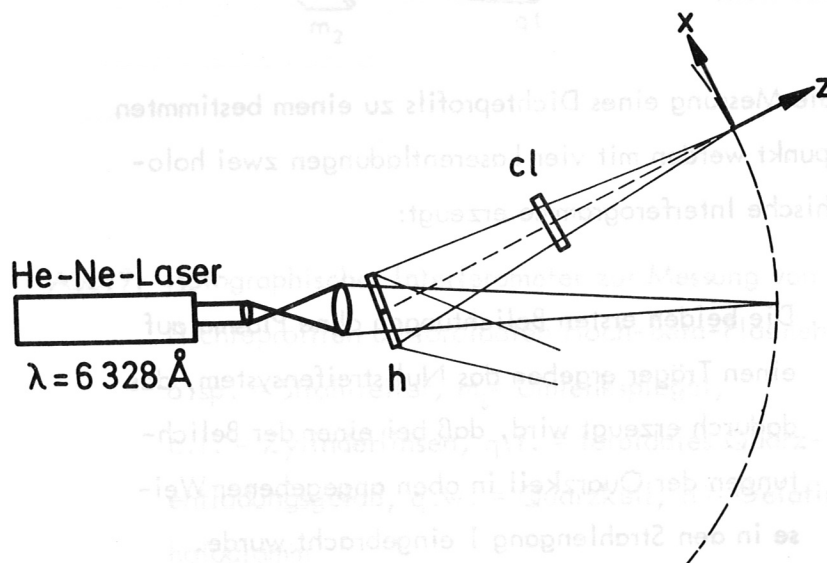


Abb.10: Rekonstruktion multichromatischer Hologramme zur gleichzeitigen Erzeugung von mehreren Interferogrammen

Eine Zylinderlinse produziert ein eindimensionales Bild der Interferenzstreifen auf der Filmebene in  $y$ -Richtung, senkrecht zur Papierebene, während das Licht in der  $x$ -Richtung durch die teleskopartige Linsenordnung fokussiert wird. Auf diese Weise entsteht auf dem Film für jede HF-Laserlinie ein schmaler Streifen mit Interferenzstreifenmaxima und -minima (Abb.11).

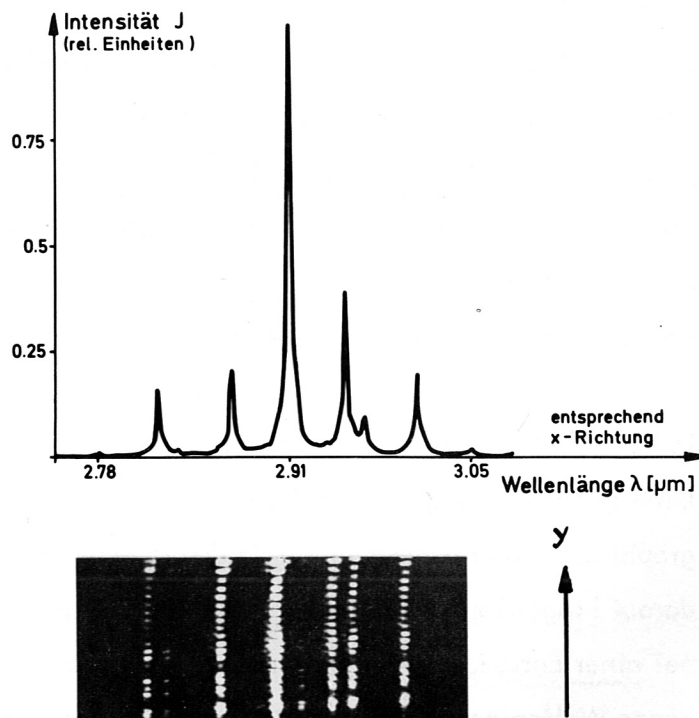


Abb.11: oben: zeitintegriertes Spektrum des HF-Lasers, unten: die zu den einzelnen Spektrallinien gehörigen Interferogramme jeweils darunter

### III. Messung der elliptischen Verformung des Plasmaquerschnittes am Hoch-Beta-Stellarator ISAR T 1

Die theoretischen Grundlagen eines Hoch-Beta-Stellarators (HBS) sowie die wesentlichen physikalischen Parameter des HBS ISAR T 1 sind im Anhang dieser Arbeit dargestellt, da sie nur als Grundlage zur Durchführung und Interpretation der ersten Anwendung der neuen Meßmethode von Bedeutung sind. Deshalb genügt es hier, davon auszugehen, daß ein thetapinch-ähnliches toroidales Hoch-Beta-Plasma vorliegt, dessen Achse helikal verwunden ist und dessen Plasmaquerschnitt eine elliptische Deformation aufweist. Das Verhältnis der Halbachsen soll erstmals mit Hilfe der neuen Meßmethode bestimmt werden. Die dabei auftauchenden besonderen Probleme werden im folgenden beschrieben.

In Abschnitt II. 4. wurde der prinzipielle Aufbau für eine Dichteprofilmessung an toroidalen Plasmen mittels holographischer Interferometrie bereits behandelt. Es wurde darauf hingewiesen, daß diese Anordnung es gestattet, bei einer Entladung 5 bis 8 Interferogramme bei verschiedenen Wellenlängen gleichzeitig zu erhalten und so den Meßfehler (durch Mittelung) erheblich zu reduzieren.



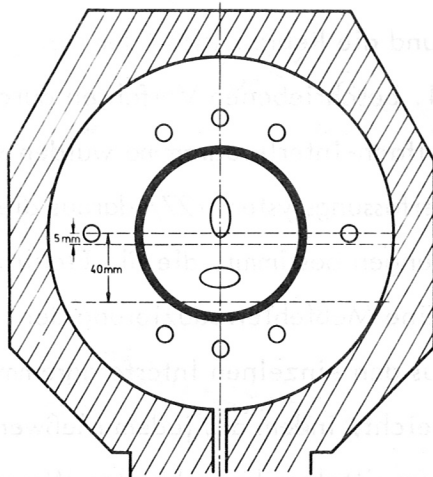


Abb.12: Meridionalschnitt durch Spule und Entladungsgefäß mit möglicher Durchstrahlrichtung und -fläche

Bei der Anwendung der Methode sollte mit dem Objekt-Laserstrahl ein möglichst großer Teil des Dichteprofiles erfaßt werden. Am HBS ISAR T 1 jedoch ist der mögliche radiale Meßbereich stark eingeschränkt (Abb.12), da die Beobachtungsrichtung durch die Lage des elliptischen Plasmaquerschnittes festgelegt ist und die durchstrahlbare Fläche nach innen zur kleinen Torusachse hin von einem stromführenden ( $\ell = 2$ -)Leiter begrenzt wird. Der zunehmende Einfluß von optischen Fehlern in den Außenbereichen des Quarzgefäßes (hier ist der Einfallswinkel des Laserlichts besonders groß) schränkt den ausnutzbaren radialen Bereich weiter ein, so daß je nach besonderen Eigenschaften des Gefäßes an der betreffenden (z-)Stelle

ein radialer Bereich von maximal  $r_{\min} = 5$  mm bis  $r_{\max} = 40$  mm für die Aufnahme von Interferogrammen genutzt werden kann (Abb. 12).

Die Herstellung und die Reproduktion der Hologramme wurden nach den in II. 4. beschriebenen Verfahren durchgeführt. Die entstehenden Vielfach-Interferogramme wurden vergrößert und mit einem Datenerfassungssystem /27/ daraus die Interferenzstreifenverschiebungen bestimmt, die die Elektronendichtewerte ergeben. Eine Meßfehlerreduzierung der (150 - 300) Meßergebnisse aus den einzelnen Interferogrammen einer Entladung wurde erreicht, indem aus jedem Meßwert durch Mittelung mit  $n$  ihm unmittelbar benachbarten Werten ein Mittelwert gebildet wurde ( $n$  wird zwischen 1 und 20 variiert, je nach Anzahl verfügbarer Meßpunkte und erforderlicher Ortsauflösung).

Die relativ schlechten Kohärenzeigenschaften des HF-Lasers in Verbindung mit den starken, optischen Verzerrungen, die das Quarzgefäß verursacht, erforderten eine sehr genaue und stabile Justierung aller optischen Komponenten in beiden Strahlengängen des holographischen Interferometers. Um doppelten Justieraufwand zu vermeiden und trotzdem die Ellipse aus zwei Richtungen beobachten zu können, wurde in der ersten Meßserie die im Anhang detailliert beschriebene Methode des Umpolens der  $\ell = 2$ -Ströme verwendet (Screwpinch-Gleichgewicht, vgl. Anhang, Abb. 18).

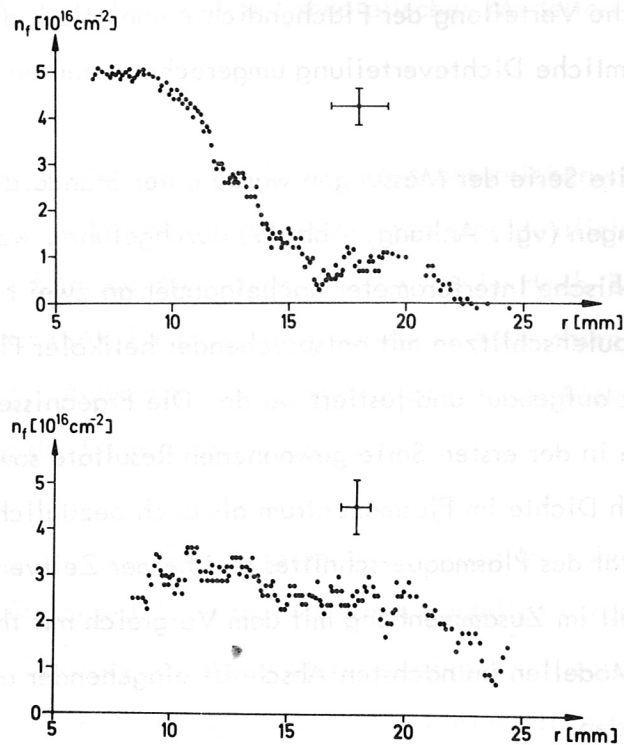


Abb.13: Gemessene Flächendichteprofile längs der kleinen (oben) und der großen (unten) elliptischen Halbachse;  $r$  = kleiner Radius, gemessen von der Torusseele

Als typisches Ergebnis dieser Messung seien in Abb.13 die Flächendichteprofile längs beider elliptischer Halbachsen zum Zeitpunkt  $t = 3.5 \mu\text{sec}$  nach Zündung der Hauptentladung gezeigt.

Die Meßpunkte wurden nach dem Kriterium der minimalen quadratischen Abweichung durch eine Gauss-Verteilung approximiert. Der Grund für diese Maßnahme war, daß eine numerisch aufwendige Abel'sche Inversion unter der Annahme elliptischer Symmetrie vermieden werden sollte und daß eine

Gauss'sche Verteilung der Flächendichte analytisch direkt in eine räumliche Dichteverteilung umgerechnet werden kann.

Die zweite Serie der Messungen wurde unter Standard-HBS-Bedingungen (vgl. Anhang, Abb.19) durchgeführt, wobei das holographische Interferometer nacheinander an zwei benachbarten Spulenschlitzen mit entsprechender helikaler Phasendifferenz aufgebaut und justiert wurde. Die Ergebnisse bestätigen die in der ersten Serie gewonnenen Resultate sowohl bezüglich Dichte im Plasmazentrum als auch bezüglich der Elliptizität des Plasmaquerschnittes und beider Zeitverläufe. Beides soll im Zusammenhang mit dem Vergleich mit theoretischen Modellen im nächsten Abschnitt eingehender diskutiert werden.



#### IV. Meßergebnisse; Vergleich mit theoretischen Modellen

Die ersten Resultate, die mit dem oben beschriebenen neuen Meßverfahren gefunden wurden, zeigen eine deutliche elliptische Verformung des Plasmaquerschnittes im Hoch-Beta-Stellarator ISAR T 1 (z. B. für  $t = 4 \mu\text{sec}$ : Halbachsenverhältnis  $\approx 0.5$ ). Außerdem wird jedoch auch eine zeitliche Veränderung der Elliptizität beobachtet.

Diese Ergebnisse sollen im folgenden mit den im Anhang zusammengefaßt dargestellten theoretischen Modellen verglichen werden. Dazu soll ein Parameter  $\delta_2$  eingeführt werden, der - wenn  $r_a$  bzw.  $r_b$  die große bzw. die kleine elliptische Halbachse des Plasmaquerschnittes bedeuten - definiert werden kann durch:

$$\delta_2 = \frac{r_a - r_b}{r_a + r_b}$$

Aus der Theorie ergibt sich für die hier vorliegenden Parameter (vgl. Anhang, Gleichung (2)):

$$\delta_2 = 0.19 / (1 - \beta/2),$$

so daß bei Beta-Werten zwischen 0.4 und 0.7 dies mit dem mittleren gemessenen Wert  $\delta_2 = 0.25 \pm 0.05$  innerhalb der Meßgenauigkeit gut übereinstimmt.

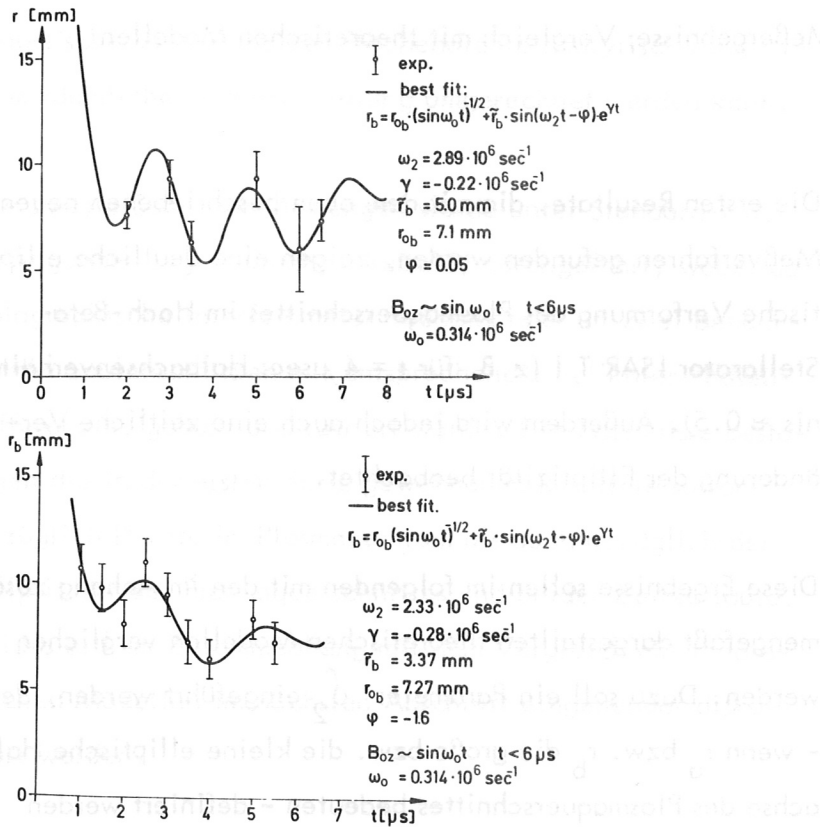


Abb.14: Gemessener Zeitverlauf der kleinen elliptischen Halbachse des Dichteprofiles;  
oben: Screwpinch-,  
unten: Stellaratorgleichgewicht

Ein anderer Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und Resultaten theoretischer Modelle läßt sich aus dem zeitlichen Verlauf der Elliptizität des Plasmaquerschnittes gewinnen. Stellvertretend hierfür ist in Abb.14 die direkt gemessene Zeitabhängigkeit der kleinen Halbachse des elliptischen Plasmaquerschnittes gezeigt. Der Zeitverlauf kann durch eine Funktion der Form

$$r_b = r_{0b} \cdot (\sin \omega_0 t)^{-1/2} + \tilde{r}_b \cdot \sin(\omega_2 t - \varphi) \cdot e^{\gamma t}$$

angenähert werden. Diese mathematische Form ergibt sich aus folgenden physikalischen Überlegungen: der erste Term  $r_{0b} \cdot (\sin \omega_0 t)^{-1/2}$

beschreibt die Kompression des Plasmas in zwei Freiheitsgraden (in adiabatischer Näherung) durch das toroidale Grundmagnetfeld  $B_{oz} = \sin \omega_0 t$ ,  $\omega_0 = 0.314 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  für  $t \leq 6 \mu\text{s}$ . Der zweite Term  $\tilde{r}_b \cdot \sin(\omega_2 t - \varphi) \cdot e^{-\gamma t}$  ist ein Ansatz für eine gedämpfte Schwingung der kleinen Halbachse des elliptischen Dichteprofiles mit der Amplitude  $\tilde{r}_b$ , der Frequenz  $\omega_2$ , der Dämpfungsrate  $\gamma$  und der Phasenverzögerung  $\varphi$ . Diese vier Parameter des Schwingungsterms und der mittlere Wert für die kleine elliptische Halbachse wurden als variable Parameter nach dem Prinzip der kleinsten quadratischen Fehlersumme angepaßt. Für die Schwingungsfrequenz erhält man so als experimentelles Ergebnis die Werte  $2.33$  und  $2.89 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  (vgl. Abb. 14). Dies stimmt mit dem Resultat aus dem Oberflächenstrommodell (Gleichung (3), Anhang)  $\omega_2 = 2.6 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  gut überein.

Eine Dämpfung der stabilen Schwingung läßt sich nur relativ schwierig und ungenau bestimmen, da die Beobachtungszeit nur ca. zwei Perioden der Schwingung beträgt. Der oben erwähnte best-fit durch die Meßwerte der kleinen elliptischen Halbachse läßt aber auch hier den Schluß auf eine Dämpfung der Schwingung zu, deren Dämpfungskonstante in derselben Größenordnung liegt wie der aus den Modellrechnungen zu entnehmende Wert (vgl. Anhang).

$r_p$  = lokaler,  $\bar{r}_p$  = gemittelter Plasmareadius,  $\mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z$  = lokale Wellenvektoren,  $\theta, z$  = helische Koordinaten.

## V. Schlußbemerkungen und weiterführende Untersuchungen

Es gelang in dieser Arbeit, eine neue Methode der Dichteprofilmessung an toroidalen Hoch-Beta-Plasmen zu entwickeln. Der Vorteil dieses Verfahrens der holographischen Interferometrie bei  $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$  liegt darin, daß an das Entladungsgeäß keine Ein- und Austrittsfenster angebracht werden müssen. Außerdem war der Versuch erfolgreich, zum einen eine Methode, zum anderen einen geeigneten Detektor zu finden, um alle Spektrallinien des HF-Lasers auf einmal zur Hologrammerzeugung und -auswertung zu benutzen. Dadurch wurde der Meßfehler erheblich verringert.

Die Ergebnisse der ersten Dichteprofilmessungen an einem HBS bestätigen im wesentlichen die Resultate theoretischer Modelle sowohl bezüglich Absolutwert der Elliptizität des Plasmaquerschnittes als auch bezüglich der Schwingungsfrequenz einer stabilen, kurzwelligen elliptischen Mode (sog.  $m = 2$ -Mode). Die Stabilitätsfrage langwelliger  $m = 2$ -Moden kann nur geklärt werden, wenn die vollständige Information über den Verlauf der Dichteprofile rund um den Torus bekannt ist. Dann kann auch entschieden werden, ob neuere Rechnungen von Freidberg /28/ durch das Experiment bestätigt werden. In diesem Modell werden die Ionen mittels Vlasov-Gleichung, die Elektronen in einer guiding-center-Näherung behandelt; bezüglich früherer Rechnungen im Oberflächenstrommodell scheint sich eine wesentliche Reduktion der Anwachsrate für langwellige  $m = 2$ -Moden in Hoch-Beta-Stellarator-Plasmen zu ergeben.



## ANHANG

### Grundlagen des Hoch-Beta-Stellarators ISAR T 1

Die erste Anwendung des neuen Meßverfahrens zur Messung von Dichteprofilen ist an einem Hoch-Beta-Stellarator durchgeführt worden. Deshalb werden im folgenden kurz die wesentlichen Eigenschaften eines Hoch-Beta-Stellarators beschrieben, soweit sie für die Durchführung der Messung und deren Interpretation von Bedeutung sind. (Für ausführlichere Darstellungen der Hoch-Beta-Stellarator-Theorie und -Experimente sei auf die zitierten Literaturstellen verwiesen.) Anschließend soll, nur kurz, auf die Merkmale des Hoch-Beta-Stellarators ISAR T 1 eingegangen werden.

Hoch-Beta-Stellaratoren sind toroidale Gleichgewichtskonfigurationen ohne toroidalen Nettostrom, wie sie zuerst von Blank, Grad und Weitzner 1968 /9/ theoretisch behandelt worden sind. Es handelt sich dabei um verallgemeinerte sog. M & S (Meyer und Schmidt)-Gleichgewichte /29,30/ mit räumlicher magnetischer Achse ohne Symmetrieebene. Die theoretische Behandlung dieser Hoch-Beta-Stellaratorplasmen geht meist von einer Entwicklung nach kleinen Abweichungen vom zylindrischen Thetapinchplasma aus und beschränkt sich im allgemeinen auf Oberflächenstrommodelle /9,10,31,32,33/. Für die Plasmaoberfläche ergibt sich in dieser Entwicklung folgende Form:

$$(1) r_p = \bar{r}_p \left( 1 + \sum_{\ell} \delta_{\ell} \cos(\ell \cdot \theta - h_{\ell} z) \right)$$

$r_p$  = lokaler,  $\bar{r}_p$  = gemittelter Plasmaradius,  $h_{\ell}$  = helikale Wellenvektoren,  $\theta, z$  = helische Koordinaten.

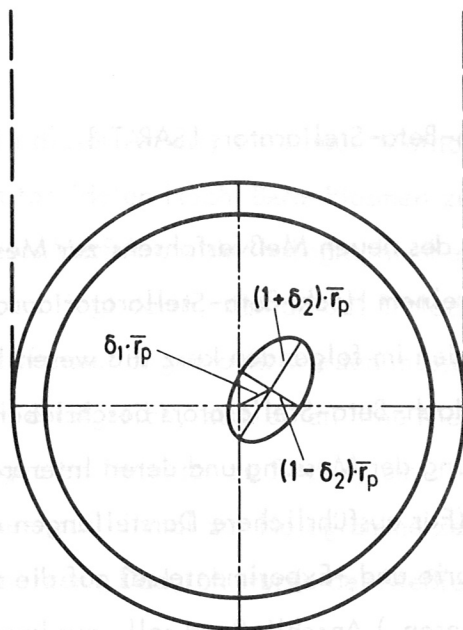


Abb.: 15: Definition des helikalen Koordinatensystems und der Entwicklungsparameter

Die Entwicklungskoeffizienten  $\delta_l$  beschreiben die helikale Verformung der Plasmaoberfläche. Eine anschauliche Darstellung der beiden ersten Entwicklungsparameter  $\delta_1, \delta_2$  ist in Abb.15 gezeigt. Während  $\delta_1$  die auf den mittleren Plasmradius  $\bar{r}_p$  normierte helikale Versetzung des Plasmas beschreibt, ist  $\delta_2$  die Größe, die die elliptische Verformung des Plasmaquerschnittes angibt. Es läßt sich leicht ableiten, daß im Falle eines elliptischen Plasmaquerschnittes die Halbachsen gegeben sind durch  $r_a = (1 + \delta_2) \times \bar{r}_p$  und  $r_b = (1 - \delta_2) \times \bar{r}_p$  (Abb.15).

Aus den Gleichgewichtsrechnungen im Oberflächenstrommodell /9,10/ läßt sich bei Vernachlässigung von Beiträgen höherer Ordnung für den Entwicklungsparameter  $\delta_2$  folgende Abhängigkeit entnehmen:

$$(2) \delta_2 = B_r^V / B_{0z} \cdot h_2 \cdot r_p \cdot (1 - \beta/2)$$

$$B_r^V(r_p) = \frac{0.4 \cdot 2 \cdot \mu_0}{\pi} \cdot h_2^2 \cdot r_{l=2} \cdot k_2'(h_2 \cdot r_{l=2}) \cdot \tilde{I}_2'(h_2 \cdot r_p) \cdot J_2$$

$B_{0z}$  = äußeres Thetapinch-Magnetfeld,  $B_r^V$  = radiale Komponente des Vakuummagnetfeldes,  $J_2 = \ell=2$ -Stellaratorstrom, I und K = Bessel'sche Funktionen. Dieser Zusammenhang wurde in der Arbeit zum Vergleich des gemessenen Absolutwertes von  $\delta_2$  mit theoretischen Resultaten verwendet.

Die beschriebene neue Meßmethode gestattet es nicht nur, den Absolutwert des Parameters  $\delta_2$  zu bestimmen, sondern auch dessen zeitlichen Verlauf. Da das Plasma durch eine schnelle Stoßwellenkompression zuerst auf einen kreisförmigen Querschnitt komprimiert wird, bevor es den elliptischen Gleichgewichtsquerschnitt annimmt, werden Schwingungen mit einer Wellenlänge gleich der helikalen Wellenlänge angeregt /34/. Die Frequenz dieser Schwingung ergibt sich aus der Dispersionsrelation zu

$$(3) \omega_2 = 2 \cdot \sqrt{2 - \beta} \cdot h_2 \cdot v_a$$

mit  $v_a = B_{0z} / \sqrt{2\pi\varrho_0}$  = Alfvéngeschwindigkeit,  $\varrho_0$  = Dichte im Plasmazentrum.

Ein etwas schwierigeres Problem ist die Frage nach der Dämpfungskonstanten dieser stabilen Schwingung, da im reinen Oberflächenmodell keine Dämpfung enthalten ist. Grossmann und Tataronis /35/ zeigten jedoch, daß die Einführung diffuser Dichte- und Magnetfeldprofile zu starker Dämpfung stabiler Wellen durch Phasenmischung führt.

Im Hoch-Beta-Stellarator ISAR T 1 wird ein M & S-ähnliches Gleichgewicht durch eine Kombination von  $\ell=1$ -Feldern mit kleinen  $\ell=2$ -Feld-Beiträgen erzeugt. Die Konfiguration selbst, ihre technische

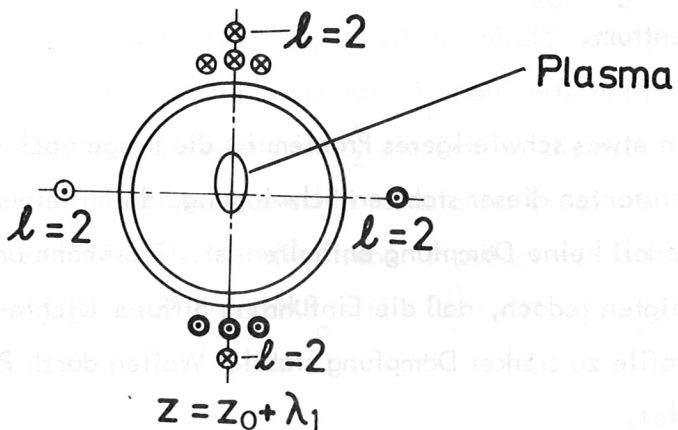
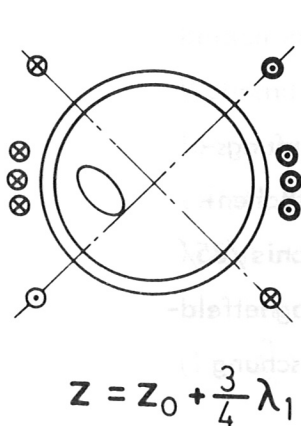
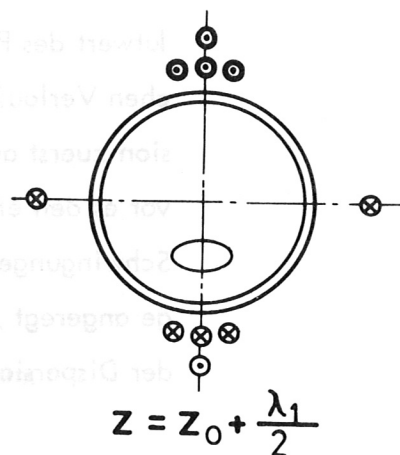
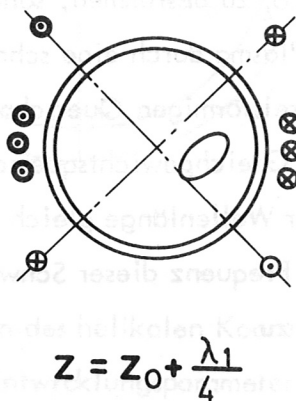
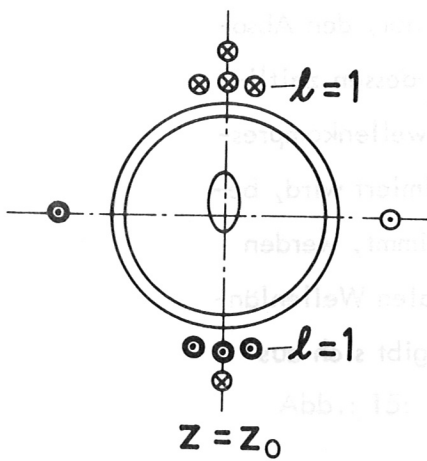
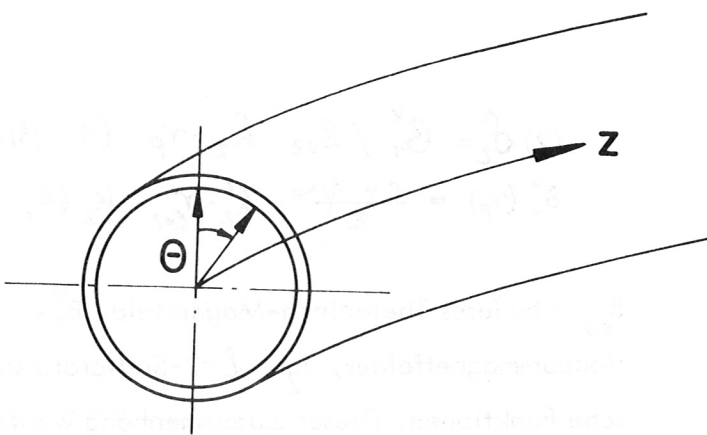


Abb.16: Lage der  $l=1$ - und  $l=2$ -stromführenden Leiter und des Plasmaquerschnittes in einigen Meridionalschnittebenen



Realisation sowie die Ergebnisse linearer Vorexperimente sind in /8,36,37/ detailliert behandelt, so daß hier nur Geometrie (Abb. 16) und die verwendeten Standard-Entladungsbedingungen (Abb.17) angegeben werden.

Die erste Anwendung der in Abschnitt II. beschriebenen neuen Meßmethode bezieht sich auf Untersuchungen der elliptischen Verformung des Plasmas, wie sie theoretisch durch die Gleichung (1) für den Plasmaradius vorhergesagt wird. Qualitativ kann diese

Batterieenergie	0.5 MJoule
große Torusradius $R_T$	135 cm
Spulenradius $r_c$	11 cm
Radius d. helikalen Leiter $r_{l=1}$	: 6.6 cm
	$r_{l=2}$ : 7.5 cm
Gefäßradius $r_t$ (innen)	4.6 cm
Magnetfeld $B_{z_{max}}$	14 kG
$l=1$ Strom $I_{l=1_{max}}$	52 kA
$l=1$ Periode $\lambda_{l=1}=2\pi/h_{l=1}$	35.5 cm
$l=2$ Strom $I_{l=2_{max}}$	2 x 42.5 kA
$l=2$ Periode $\lambda_{l=2}=2\pi/h_{l=2}$	71 cm

Abb.17: Standard-Entladungsbedingungen am HBS für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen

Verformung folgendermaßen erklärt werden: Die beiden mit entgegengesetzten Strömen durchflossenen  $l=2$ -Leiterpaare (s. Abb.16) liefern wegen ihrer helikalen Krümmung einen unterschiedlichen Beitrag zum  $B_{oz}$ -Thetapinch-Feld, so daß längs einer diagonalen Verbindungslinie zwischen dem einen Drahtpaar ein geringerer äußerer Magnetfelddruck herrscht als in der dazu senkrechten Verbindungs-

linie zwischen dem anderen Drahtpaar. Die Periode der Drehung der Ellipse beim Fortgang längs der kleinen Torusachse entspricht somit der Periode der  $\ell=2$ -Ströme.

Die Elliptizität des Plasmaquerschnittes kann auf zwei Arten bestimmt werden:

1. Das Dichteprofil wird an einer Stelle  $z = z_0$  aus einer Beobachtungsrichtung parallel zu einer Halbachse der Ellipse gemessen und verglichen mit dem Dichteprofil längs der anderen elliptischen Halbachse, das z.B. an der Stelle  $z = z_0 \pm \pi/2 \cdot h_2$  auf dieselbe Art gewonnen werden kann. Dies kann unter Beibehaltung sämtlicher HBS-Standard-Entladungsparameter durchgeführt werden (Stellarator-Gleichgewicht).
2. Einfacher erhält man jedoch ein Ergebnis, wenn man die Ströme in den  $\ell=2$ -Leitern einmal umpolt, weil dann die Dichteprofile längs beider elliptischer Halbachsen an einer z-Stelle gemessen werden können. Da das Umpolen der  $\ell=2$ -Ströme in einem  $\ell=1,2$ -Stellarator jedoch die durch die  $\ell=1$ -Ströme vorgegebene helikale Symmetrie verändert, ist es für diesen Zweck einfacher, die  $\ell=1$ -Ströme wegzulassen, das Gleichgewicht durch einen z-Strom in Verbindung mit einem transversalen Magnetfeld zu erzeugen (Screwpinch-Gleichgewicht) und so die  $\ell=2$ -Verformung isoliert zu beobachten. Beide Methoden wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

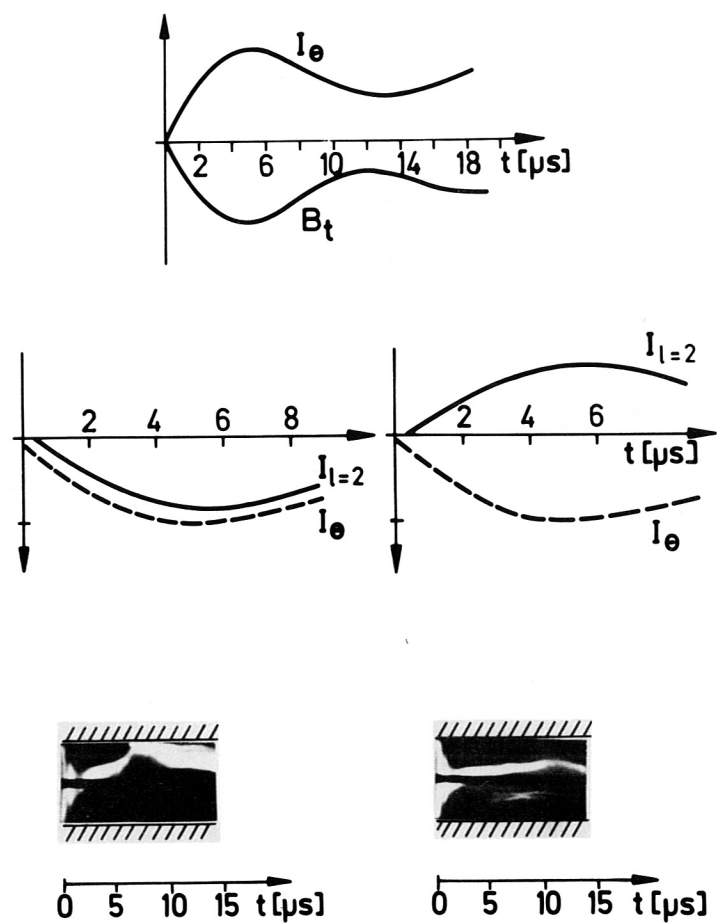


Abb.18: Screwpinch-Gleichgewicht (durch toroidalen Strom  $I_z$  und transversales Magnetfeld  $B_t$ ):

oben: Zeitverlauf von Thetapinchstrom  $I_\theta$  und  $B_t$ ;

unten: Polaritäten und Zeitverlauf des  $\ell=2$ -Stroms  $J_{\ell=2}$ ,

darunter die jeweils dazugehörige Drehspiegelkameraaufnahme längs der entsprechenden elliptischen Halbachse

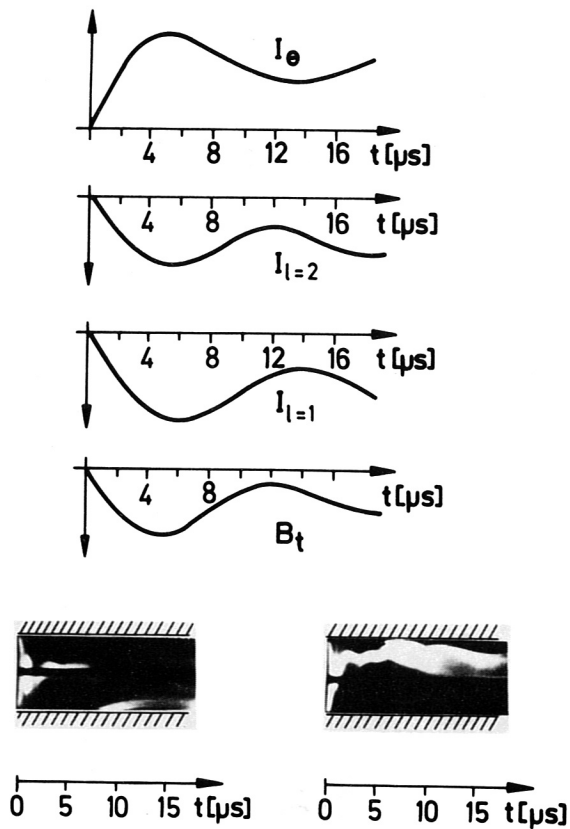


Abb.19: Stellarator-Gleichgewicht: Zeitverlauf von Theta-pinchstrom  $I_\theta$ , Stellaratorstrom  $J_{l=1}$  und  $J_{l=2}$  und transversalem Feld  $B_t$ ;  
 unten: Drehspiegelkameraaufnahmen für  $z = z_0$  links und  $z = z_0 + \lambda/2$  rechts (vgl. Abb.12)

In Abb.18 und 19 sind für beide Fälle der zeitliche Verlauf von Theta-pinchstrom,  $l=2$ -Stellaratorstrom und Transversalmagnetfeld dargestellt. An einem benachbarten Spulenschlitz gleicher helikaler Phasenlage wurden jeweils Drehspiegelkamerabilder aufgenommen (Abb.18, 19, unten); aus der Lage der Plasmasäule ist zu entnehmen, daß in einem Zeitintervall von ca. 2 bis 7  $\mu\text{sec}$  nach Zündung der Theta-pinchhauptentladung die Messung von Dichteprofilen möglich ist. Anschließend wird das Plasma durch eine instabile Bewegung gegen die Gefäßwand zerstört.

LITERATUR

- /1/ F.C. Jahoda, R.A. Jeffries, G.Y. Sawyer, Appl. Opt., Vol. 6, S. 1407, (1967)
- /2/ C. Andelfinger, G. Decker, E. Fünfer, A. Heiss, M. Keilhacker, J. Sommer, M. Ulrich, Plasmaphys. and Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Wien, 1966, Vol. 1, S. 249
- /3/ H.A.B. Bodin, T.S. Green, A.A. Newton, G.B.F. Niblett, J.A. Reynolds, Plasmaphys. and Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Wien, (1966), Vol. 1, S. 193
- /4/ W.E. Quinn, E.M. Little, F.L. Ribe, G.Y. Sawyer, Plasmaphys. and Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Wien, 1966, Vol. 1, S. 237
- /5/ M. Keilhacker, M. Kornherr, G. Maret, M. Niedermeyer, K.-H. Steuer, Proc. V. Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasmaphys., Moscow, Vol. 1, S. 307
- /6/ M. Kaufmann, Proc. 3rd Int. Symp. Toroidal Plasma Confinement, Garching, A2-1, (1973)
- /7/ R. Wilhelm, H. Zwicker, Z. Physik, Vol. 240, S. 295, (1970)
- /8/ E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Lotz, J. Neuhauser, G. Schramm, Proc. Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1973, S. 109
- /9/ A.A. Blank, H. Grad, H. Weitzner, 3rd Conf. Plasmaphys. and Contr. Fusion Res., CN-24/K-6, (1968)
- /10/ F.L. Ribe, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 13, S. 2572, (1970)
- /11/ J.P. Freidberg, Phys. Fluids, Vol. 14, S. 2454, (1971)



- /12/ J.P. Freidberg, Phys. Fluids, Vol. 15, S. 1102, (1972)
- /13/ J.P. Freidberg, Phys. Fluids, Vol. 16, S. 1349, (1973)
- /14/ H. Hermannsdörfer, Plasma Diagnostics, Ed. W. Lochte-Holtgreven, S. 478, (1968)
- /15/ E. Fünfer, B. Kronast, H.J. Kunze, Phys. Lett., Vol. 5, S. 125, (1963)
- /16/ F.C. Jahoda, R.A. Jeffries, G.Y. Sawyer, Appl. Opt., Vol. 6, S. 1407, (1967)
- /17/ H.J. Kunze, Plasma Diagnostics, Ed. W. Lochte-Holtgreven, S. 550, (1968)
- /18/ D.E.T.F. Ashby, D.F. Jephcott, Appl. Phys. Lett., Vol. 3, S. 13, (1963)
- /19/ T.F. Deutsch, Appl. Phys. Lett., Vol. 10, S. 234, (1967)
- /20/ K.L. Kompa, G.C. Pimentel, J. Chem. Phys., Vol. 47, S. 857, (1967)
- /21/ K.L. Kompa, Topics in Current Chemistry, Vol. 37, S. 11, (1973)
- /22/ W.H. Flygare, Acc. Chem. Res., Vol. 1, S. 121, (1968)
- /23/ G. Decker, H. Herold, H. Röhr, Appl. Phys. Lett., Vol. 20, S. 490, (1972)
- /24/ W. Braun, Proc. V. Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasmaphysics, Grenoble, Vol. 1, S. 56, (1972)
- /25/ W. Braun, G. Decker, H. Röhr, Appl. Phys. Lett., Vol. 23, S. 631, (1973)
- /26/ Fa. E. Müller & Co., D-8402 Neutraubling
- /27/ J. Schneider, R. Wunderlich, Report IPP 1/135, (1973)
- /28/ J.P. Freidberg, Phys. Fluids, Vol. 15, S. 1102, (1972)
- /29/ F. Meyer, H.U. Schmidt, Z. Naturforschung, Vol. 13a, S. 1005, (1958)
- /30/ G. H. Wolf, Z. Naturforschung, Vol. 24a, S. 998, (1969)

- /31/ H. Weitzner, Phys. Fluids, Vol. 14, S. 658, (1971)
- /32/ R.L. Morse, W.B. Riesenfeld, J.L. Johnson, Plasma-physics, Vol. 10, S. 543, (1968)
- /33/ J. Nührenberg, Phys. Fluids, Vol. 13, S. 2082, (1970)
- /34/ J. Neuhauser, Report IPP 1/138, (1974)
- /35/ W. Grossmann, J. Tataronis, Z. Physik, Vol. 261, S. 217, (1973)
- /36/ E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Lotz, M. Münich, J. Neuhauser, G. Schramm, U. Seidel, Proc. 2nd Conf. Pulsed High- $\beta$  -Plasmas, Garching, Ed. W. Lotz, Report IPP 1/127-A2, (1972)
- /37/ E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Lotz, J. Neuhauser, Report IPP 1/130, (1973)

Herrn Professor Fünfer danke ich für die Übertragung des Themas und für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. G. Decker, Dr. M. Kaufmann und Dr. R. Röhr, die durch wertvolle Betreuung und zahlreiche Diskussionen wesentlich zur Lösung der theoretischen und experimentellen Probleme der Arbeit beitrugen.

/1/ H. Weitzner, Phys. Fluids, Vol. 14, S. 2038 (1971)  
/2/ R. L. Morse, W. B. Risenfeld, J. L. Johnson, Plasma Phys. (1971)  
/3/ J. Nuhnberg, Phys. Fluids, Vol. 13, S. 2022 (1970)  
/4/ L. Nuhnberg, Report IPP 1/73 (1973)  
/5/ W. Grossmann, J. Totonis, Z. Physik, Vol. 261, S. 161 (1973)  
/6/ E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Fölsch, J. Nuhnberg, Report IPP 1/73 (1973)  
/7/ G. Decker, H. Heister, R. Röhr, April Phys. 1973, Vol. 27, S. 470, 1973  
/8/ J. Nuhnberg, Report IPP 1/73 (1973)  
/9/ W. Decker, R. Röhr, April Phys. Lett., Vol. 21, S. 65 (1973)  
/10/ Decker, Röhr & Co., Deutscher Fachschriften-Verlag  
/11/ J. Schindler, M. Wanderschi, Report IPP 1/73 (1973)  
/12/ J. P. Freidberg, Phys. Fluids, Vol. 15, S. 1101 (1972)  
/13/ H. Meyer, H. U. Schmidt, Z. Naturforschung, Vol. 10a, S. 2003, 1955  
/14/ G. H. Wolf, Z. Naturforschung, Vol. 14a, S. 373, 1959