

PERIODISCHE VIELKANAL-THOMSON-STREUUNG

H. Röhr, K.-H. Steuer, H. Murmann, D. Meisel

IPP III/121

Juni 1987



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

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

PERIODISCHE VIELKANAL-THOMSON-STREUUNG

H. Röhr, K.-H. Steuer, H. Murmann, D. Meisel

IPP III/121

Juni 1987

*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.*

IPP III/121

H.Röhr

Periodic multichannel

K.-H.Steuer

Thomson scattering in ASDEX

H.Murmann

D.Meisel

### ABSTRACT.

The optical and electronical setup of the Thomson scattering experiment in the ASDEX-Tokamak is described. This Thomson scattering system is employed as a standard diagnostic for the evaluation of electron temperature and density simultaneously at 16 spatial points in ASDEX. The light source is a Nd-YAG laser emitting at  $1.06\ \mu\text{m}$  wavelength, which is capable to deliver 60 pulses per second for a period of about 7 sec. This period includes the whole ASDEX plasma discharge. The scattered light is detected by Si-avalanche diodes. Density calibration is carried out by rotational anti-Stokes Raman scattering from molecular hydrogen. The system is capable of measuring densities as low as  $5 \times 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$  and electron temperatures in the range from 150 eV to 5 keV. The data-processing system and the calculations which lead to the final output of Te/Ne-profiles are discussed. Examples of profile measurements are given showing the possibilities of the system under various plasma conditions.

Technical details of the system are described in tables listed in the appendix.

# INHALTSVERZEICHNIS.

ZUSAMMENFASSUNG	
VORWORT	3
1. ÜBERSICHT	3
1.1    Merkmale der Thomsonstreuung an ASDEX	5
1.2    Meßbeispiele	8
2. AUSFÜHRLICHE BESCHREIBUNG DES STREUEXPERIMENTS	11
2.1    Physikalische Grundlagen	11
2.2    Aufbau der Streuapparatur	12
2.21    Das optische System	12
2.22    Der Nd-YAG-Laser	13
2.23    Der Laserstrahlengang	15
2.24    Der Beobachtungsstrahlengang	16
2.25    Die Polychromatoren	17
2.3    Elektronik	18
2.31    Detektoren (Avalanche-Dioden)	18
2.32    Verstärkung der Signale	20
2.33    Wahl der Grenzfrequenz	20
2.34    Impulsübertrager	21
2.35    Die Analog-Digitalwandler (ADC's)	21
2.36    Die Triggerung	22
2.37    Die Uhr	23
2.38    Stromversorgung	23
2.4    Datenerfassung	23

INHALTSVERZEICHNIS

2.5	Meßprozeß	24
2.51	Spektrale Empfindlichkeit der Polychromatoren	26
2.52	Auswertung der Meßdaten	27
2.53	Dichte-Kalibrierung mittels Raman-Streuung	29
2.6	Auswertung	32
2.61	Kontrollen, Sicherungen, Protokollgrößen	35
2.62	Berechnung der Temperatur- und Dichteprofile	38
3.	ANHANG	46
	LITERATURVERZEICHNIS	51

# Periodische Vielkanal-Thomson-Streuung an ASDEX.

H.Röhr, K.-H.Steuer, H.Murmann, D.Meisel

## VORWORT.

Dieser Laborbericht beschreibt das Thomson-Streusystem mit periodisch emittierendem Laser am Tokamak ASDEX. Um diesen Bericht auch für den Nicht-Streu-Spezialisten überschaubar zu halten, ist er in drei Teile gegliedert:

Im ersten Teil wird das Experiment zusammenfassend beschrieben. Der zweite Teil erläutert die einzelnen technischen Komponenten und die Arbeitsweise im Detail. Im dritten Teil (Anhang) sind die wichtigsten Daten des Experiments nochmals tabellarisch zusammengefaßt.

Die physikalischen Grundlagen der Laserstreuung werden vorausgesetzt und deshalb nur kurz erwähnt.

## 1. ÜBERSICHT

Obwohl die Thomson-Streuung bereits seit 1963 als Meßmethode für die Elektronentemperatur ( $T_e$ ) und die Elektronendichte ( $N_e$ ) in der Plasmaphysik angewandt wird /1/, konnte eine Streumessung an einem Tokamak erst 1969 von einer englischen Gruppe in Moskau am T3-Experiment durchgeführt werden /2/. Die Schwierigkeit gegenüber früheren Experimenten an Pinchen bestand vor allem in der vergleichsweise kleinen Elektronendichte der Tokamaks und den relativ kleinen Laserleistungen der damals gebräuchlichen Laser. Mit dieser Messung wurde zweifelsfrei experimentell bewiesen, daß die vermuteten 10 Millionen Grad Elektronentemperatur im T3 tatsächlich existierten.

Alle Streumessungen sowie auch diese erste an einem Tokamak demonstrierten eindrucksvoll zwei große Vorteile der Methode bei  $T_e/N_e$ -Messungen:

- erstens setzt die Bestimmung der Elektronentemperatur nur die Annahme einer

Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung für die Elektronen voraus, die in der Regel erfüllt ist

- zweitens ist die Messung von Te/Ne orts aufgelöst möglich.

Sowohl bei der Streuung am T3-Plasma als auch bei allen nachfolgenden Streuexperimenten (z.B. Pulsator, ST, ASDEX) war es jedoch recht mühsam, Plasmaparameterstudien durchzuführen; denn pro Plasmaentladung lieferten die Streuapparaturen nur zu einem einzigen Zeitpunkt Temperatur- und Dichtewerte, da der Laser pro Entladung nur einen Impuls emittieren konnte. Die Messung der räumlichen Profile von Te und Ne sowie deren Zeitverlauf erfordern daher bereits größere Serien reproduzierbarer Entladungen, die in der Regel nur schwer zu realisieren waren.

Es wurde deshalb frühzeitig versucht, die Anzahl der Messungen pro Plasmaentladung zu steigern:

- 1.) durch Vermehrung der Meßpunkte längs des Laserstrahls im Plasma.
- 2.) durch Mehrpuls-Rubinlaser /3/

Punkt 1 wurde an den neuen, größeren Tokamaks mit besserer Zugänglichkeit (ASDEX, PLT, etc.) verwirklicht. Mit der Rubinlaserstreuung an ASDEX wurde zum Beispiel pro Plasmaentladung ein Te- und Ne-Profil gemessen, das aus 10 Raumpunkten bestand und das durch ein Randstreuexperiment mit fünf weiteren Raumpunkten ergänzt wurde /4/. Der erfolgreichen Verwirklichung von Punkt 2 setzte vor allem das schlechte Wärmeleitvermögen der Rubine enge Grenzen.

Das Thomson-Streuexperiment mit periodisch emittierendem Laser hatte von Anfang an das Ziel, am Tokamak-Experiment ASDEX Elektronentemperatur- und -dichteprofile während der gesamten Entladungsdauer von mehreren Sekunden zu messen. Die Entwicklung wurde als Gemeinschaftsarbeit mit dem Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart vor etwa 10 Jahren begonnen.

Zunächst wurde an ASDEX ein Streuexperiment mit nur einem Ortskanal aufgebaut. Als Lichtquelle wurde ein Nd-YAG-Laser verwendet, der 400 Lichtpulse im Abstand von 17

mslieferte /5/. Der erfolgreiche Betrieb dieses Systems war Anlaß ein erweitertes System zu entwerfen, das 16 Ortskanäle umfaßt und ebenfalls mit 60 Hz betrieben wird. Dieses neue System arbeitet seit nunmehr 1 1/2 Jahren zur vollen Zufriedenheit des ASDEX-Teams als Standard-Diagnostiken. Die Messung erfolgt nahezu automatisch. Die Daten stehen jedem Benutzer bereits kurz nach jeder Plasma-Entladung zur Verfügung.

Der Hauptvorteil der periodisch arbeitenden Thomson-Streuung gegenüber herkömmlichen Streuapparaturen ist, die gesamte Entladung von mehreren Sekunden Dauer diagnostizieren zu können. Das neue System hat darüber hinaus gegenüber den bisher üblichen Rubinlaser-Streusystemen noch einige weitere Vorteile aufzuweisen:

- Der verwendete Nd-YAG-Laser emittiert bei  $1.06 \mu\text{m}$ . Das Plasmaeigenleuchten ist bei dieser Wellenlänge deutlich kleiner als bei  $0.7 \mu\text{m}$  (Rubin).
- Die bei  $1 \mu\text{m}$  erforderlichen Detektoren (Si-Avalanche-Dioden) haben eine gegenüber SEV's erheblich höhere Quantenausbeute. Sie liegt bei 40–80% im Wellenlängenbereich von  $0.7\text{-}1.0 \mu\text{m}$ .
- Der lineare Intensitätsbereich der Dioden ist größer als der von Fotomultipliern.
- Die Dioden sind magnetfeldunempfindlich.
- Der Nd-YAG-Laser hat sich in der Praxis als sehr zuverlässig erwiesen, so daß Wartungs- und Reparaturarbeiten fast zu vernachlässigen waren.

### **1.1 Die Merkmale der periodisch arbeitenden Thomson-Streuung an ASDEX**

Im Folgenden werden die wesentlichen Merkmale des Streuexperiments zusammengefaßt. Die ausführliche Beschreibung folgt in den anschließenden Kapiteln.

Der Aufbau entspricht im Prinzip dem eines üblichen  $90^\circ$ -Streuexperimentes (s. Fig.1). Der Laser durchstrahlt das Plasma in vertikaler Richtung von unten nach oben. Ein speziell korrigiertes Objektiv bildet das streuende Plasma auf die Eintrittsspalte von 16 Polychromatoren ab. Der beobachtete Plasmabereich erstreckt sich vom unteren Plasmarand



(-40 cm) bis zum halben oberen Plasmaradius (+20 cm). Ein kleiner Teil des Laserlichts wird beim Austritt des Strahls aus dem ASDEX-Gefäß abgegriffen und für die Triggerung sowie für Eich- und Kontrollzwecke verwendet.

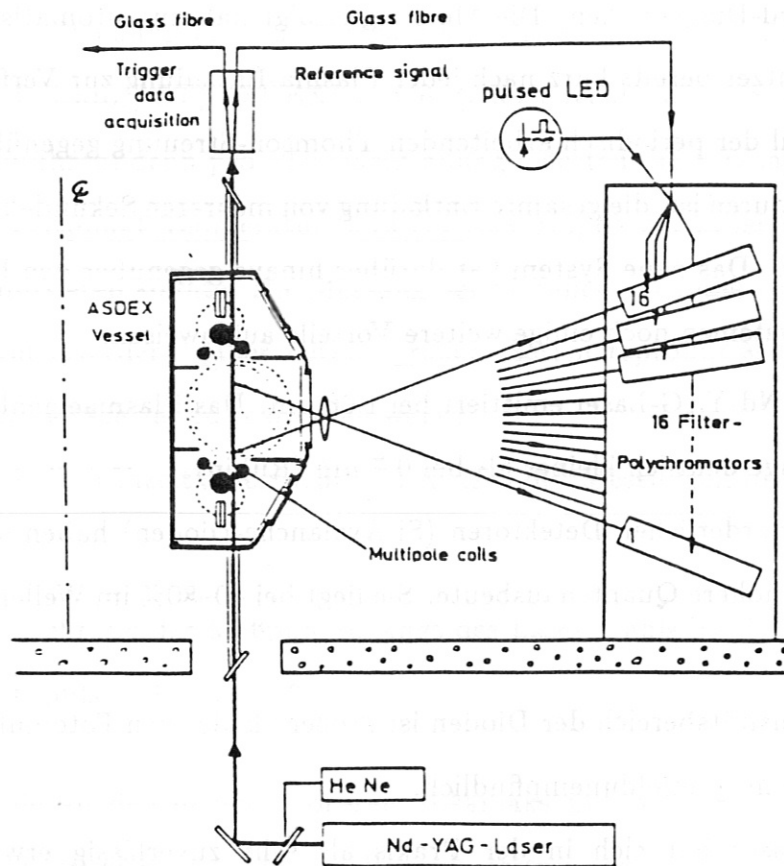


Fig.1: Optischer Aufbau der Thomsonstreuung an ASDEX.

In jedem Polychromator erfolgt die Spektralzerlegung durch drei Interferenzfilter. Sie besitzen besonders steile Flanken um das Falschlicht bei der Laserwellenlänge möglichst gut zu unterdrücken. Der kurzwellige Teil des Streuspektrums wird in 3 Bereiche zerlegt, die grob den zu erwartenden Temperaturen angepaßt sind. Der Streulichtnachweis erfolgt mit Si-Avalanche-Dioden.

Die Signale der Dioden werden automatisch vom ASDEX-Datenerfassungssystem aufgenommen und nach der Entladung verarbeitet. Die Elektronentemperatur wird dabei aus dem Verhältnis der Streusignale zweier Spektralkanäle bestimmt/6/. Zur Dichteberechnung wird die Intensität eines Spektralkanals, der mittels Ramanstreuung an Wasserstoff

geeicht wurde, und die gemessene Temperatur benutzt. Nach einer Auswertzeit von wenigen Sekunden liegt für jeden Raum- und Streuzzeitpunkt ein Wertepaar  $T_e(z,t), N_e(z,t)$  vor, das nach Belieben in zwei- oder dreidimensionalen Plots dargestellt und von anderen Auswertprogrammen übernommen und benutzt werden kann.

Die spektrale Anordnung der Meßkanäle und die statistischen Schwankungen der Meßsignale bestimmen die Meßgrenzen des Systems:

Elektronentemperatur:

$$150 \text{ eV} \leq T_e \leq 5000 \text{ eV}$$

Rand

Mitte

Elektronendichte:

$$N_e \geq 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

Durch zeitliche Mittelung über eine größere Anzahl von Laserimpulsen kann die angegebene Dichtegrenze unter Einbuße von Zeitauflösung zu kleineren Dichten hin verschoben werden.

## 1.2 Meßbeispiele

Die folgenden Bilder zeigen Meßbeispiele von ASDEX in unterschiedlichen Darstellungsarten:

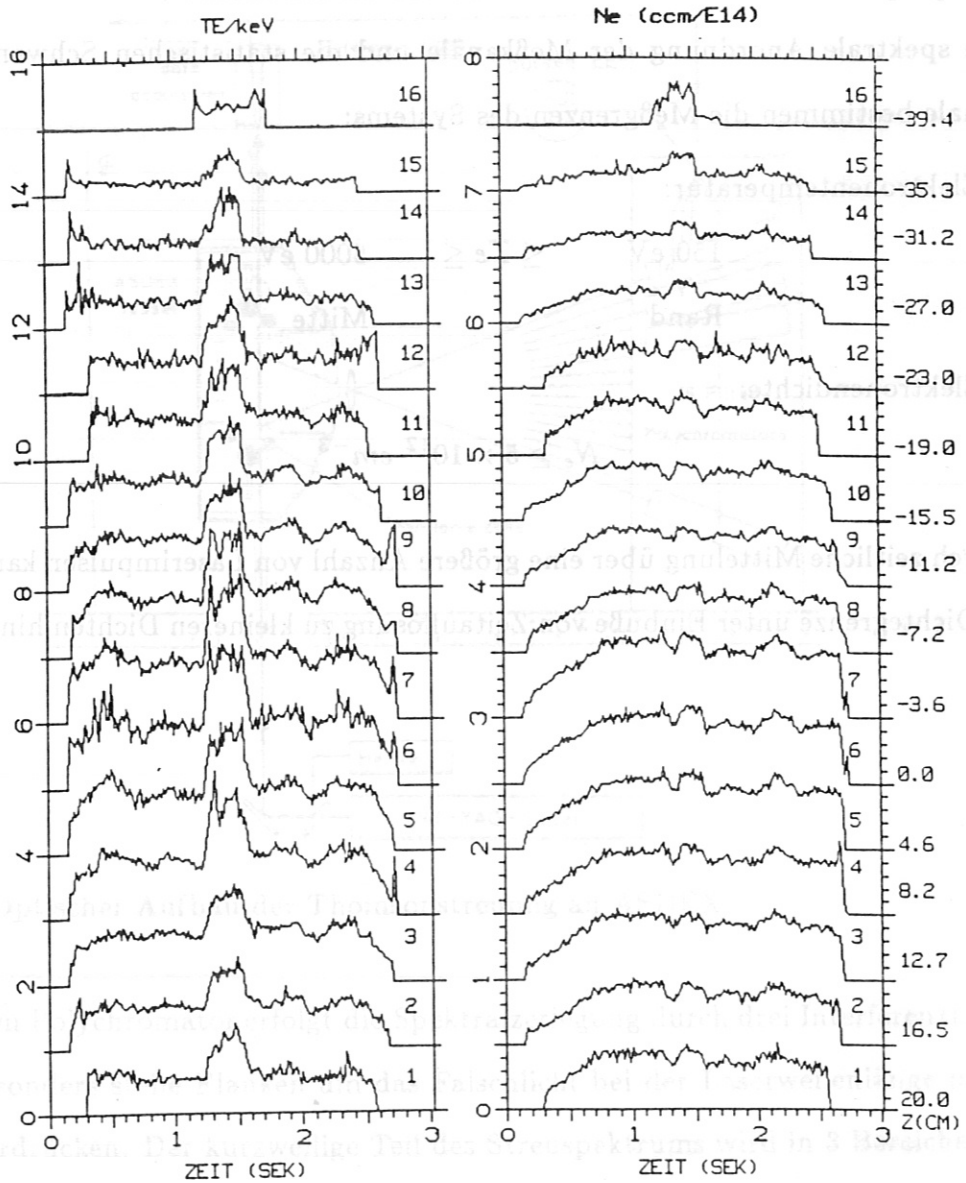
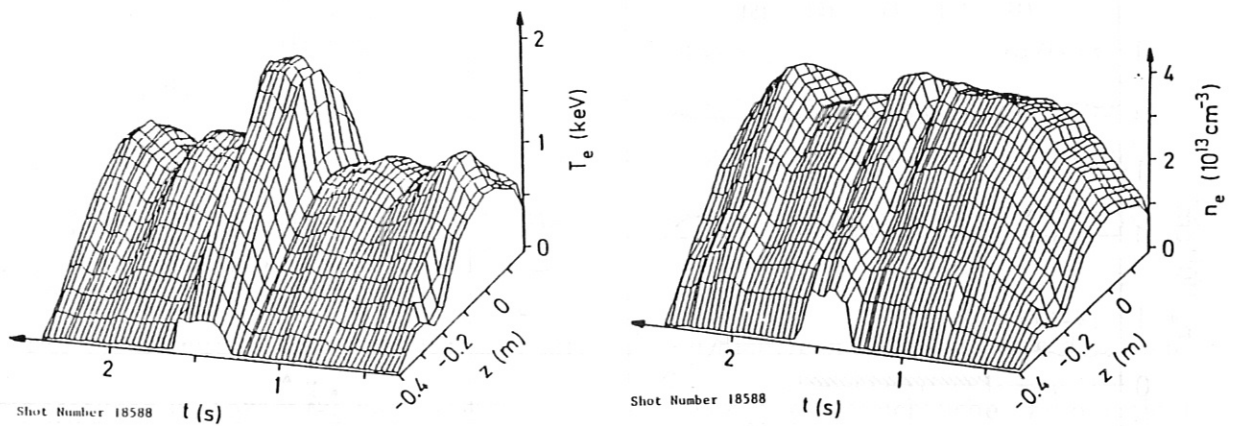
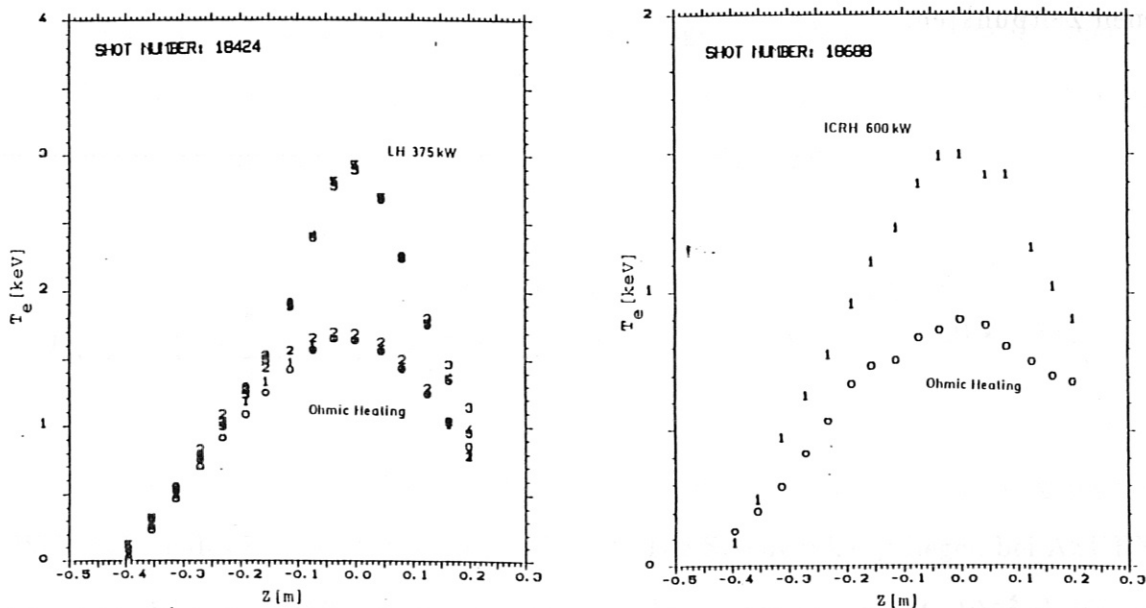


Fig.2: Übersichtsplot aller Te- und Ne-Werte als Funktion der Zeit. Die Plasmaentladung beginnt zum Zeitpunkt  $t=0$  s. Te- und Ne-Werte werden nur angegeben, wenn die Streusignale eine bestimmte Schwelle überschreiten, die hauptsächlich durch die Dichte und das Rauschen festgelegt wird. Daher sind im Plot die Te- und Ne-Werte erst bei Zeiten  $t \geq 0.1$  s von Null verschieden. Bei dieser Enladung war außerdem von 1.2 – 1.5 s die Neutralinjektion eingeschaltet.



**Fig.3:** Beispiel für eine dreidimensionale Darstellung von geglätteten Profilen  $T_e(z,t)$  und  $n_e(z,t)$  während einer Entladung mit Neutralinjektions-Zusatzheizung ( $P_{NI} = 3 \text{ MW}$ ). Nur jedes zweite gemessene Profil ist bei diesem Überblick dargestellt. Die Veränderung der Profile – besonders am Plasmarand – während der Neutralinjektion läßt erkennen, daß die Entladung in das Regime mit gutem Einschluß (H-Regime) übergegangen ist.



**Fig.4:** Räumlich-zweidimensionale Darstellung von  $T_e$ -Profilen während verschiedener Heizverfahren an ASDEX. Die offenen Kreise zeigen Profile im ohmschen Teil der Plasmaentladung kurz bevor die Zusatzheizung eingeschaltet wird. Im Falle der Lower-Hybrid-Heizung (LH) wurden die Profile bei Dichten um  $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  gemessen, während bei der Ionen-Zyklotron-Resonanzheizung (ICRH) die Dichten etwa  $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  betragen.

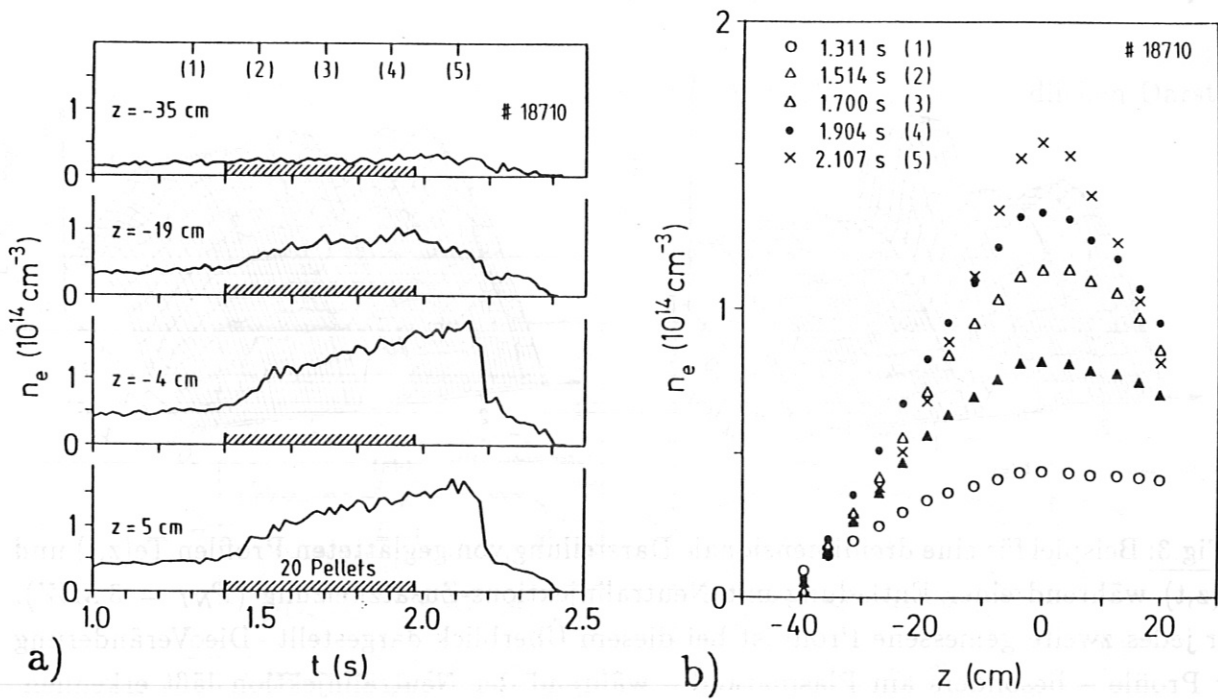


Fig.5a,b: Zeitliche Ausschnitte des Dichteverlaufs bei verschiedenen Ortskanälen während Pelletinjektion. Fig. 5b zeigt die Dichteprofile  $n_e(z)$  zu den in Fig. 5a angegebenen Zeitpunkten.

## 2. Ausführliche Beschreibung des Streuexperiments.

### 2.1 Physikalische Grundlagen

Die physikalischen Grundlagen der Laserstreuung werden als bekannt vorausgesetzt. Information darüber ist z.B. den grundlegenden Arbeiten von Salpeter /7/ und Kunze /8/ zu entnehmen.

Bei der Streuung im nahen Infrarot und bei den niedrigen Dichten sowie den hohen Temperaturen in Tokamaks liegt immer der verhältnismäßig übersichtliche Fall der nicht-kollektiven Streuung vor. Das Streuspektrum ist dann nahezu ein direktes Abbild der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in die Richtung des Streuvektors. Das bedeutet, daß bei einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, das Streuspektrum die Form einer Glockenkurve hat, aus deren Halbwertsbreite die Temperatur, und aus deren Gesamtintensität die Dichte bestimmt werden kann.

Bei Temperaturen, die mehr als 500 eV betragen, machen sich Abweichungen von der Gaußkurve bemerkbar (sogen. relativistische Effekte), die in der von uns benützten Streuformel in Anlehnung an Sheffield /9/ berücksichtigt sind:

$$I(\lambda) \sim \left(1 - \frac{7}{2}(\Delta\lambda)\right) * e^{-\frac{63868 \text{ eV}}{kT_e * \sin^2(\varphi/2)}} * \frac{(\Delta\lambda)^2}{1 + \Delta\lambda + (\sin(\varphi/2) * \Delta\lambda/2)^2} \quad (1)$$

wobei  $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_{\text{Laser}}) / \lambda_{\text{Laser}}$  die normierte Wellenlängenverschiebung gegenüber der Wellenlänge des Lasers (1.064  $\mu\text{m}$ ) bedeutet. Die Streuwinkel  $\varphi$  liegen bei ASDEX im Bereich von  $75^\circ \leq \varphi \leq 100^\circ$ .  $k$  ist die Boltzmannkonstante ( $k = 8.614 \cdot 10^{-5} \text{ eV/Grad}$ ).

## 2.2 Der Aufbau der Streuapparatur.

### 2.21 Das optische System.

Fig. 1 zeigte bereits den Aufbau des Streuexperiments an ASDEX. Die Einbauten im ASDEX-Vakuumgefäß bedingen, daß der Laserstrahl nur durch die etwa 2 cm breiten Multipolschlitze von unten nach oben durch das Plasma geführt werden kann. Der Nachweis des Streulichts erfolgt bei Streuwinkeln zwischen  $75^{\circ}$  und  $100^{\circ}$  über eine lichtstarke Optik.

Die ASDEX-Geometrie läßt die Bestimmung eines räumlichen Profils von Elektrodendichte und -temperatur im Bereich vom unteren Plasmarand bei  $-40$  cm bis  $20$  cm oberhalb der Plasmamitte zu. Das Streulicht wird in 16 Polychromatoren mit je 3 Interferenzfiltern spektral zerlegt, so daß man etwa alle 4 cm einen Meßpunkt erhält. Da die Intensität des Streulichts mit wachsender Länge des Streuvolumens zunimmt, soll ein möglichst langes Streuvolumen abgebildet werden. Durch die räumliche Anordnung der Polychromatoren ist die nutzbare Länge des Streuvolumens pro Meßkanal bei ASDEX auf 28 mm begrenzt.

Der Nachweis des Streulichts erfolgt durch Silizium-Avalanche-Dioden (je 3 pro Polychromator). Die Fläche der Avalanchedioden von  $1 \times 7 \text{ mm}^2$  und die max. Öffnung der Fokussierungsoptik (1:1) begrenzen die Etendue des Beobachtungsstrahlenganges. Dies führt zu einem Abbildungsobjektiv von 23 cm Öffnung im Abstand von 126 cm von der Plasmamitte. Der erfaßte Raumwinkel beträgt somit  $2.6 \times 10^{-2}$  sterad.

Eine Signal-Rausch-Abschätzung ergab für die Wellenlänge eines Nd-YAG-Lasers ( $1.064 \mu\text{m}$ ) bei Annahme eines Lichtuntergrundes von 100-facher Wasserstoffbremsstrahlung und einer Laserenergie von 1 J/Puls ein Signal-Rausch-Verhältnis von 10:1<sup>1</sup>. Ein derartiger Nd-YAG-Laser mit einer Repetitionsfrequenz von etwa 100 Hz war jedoch kommerziell nicht erhältlich und mußte in unserem Auftrag erst entwickelt werden.

<sup>1</sup> Abschätzungen für andere Laser-Detektor-Kombinationen sind in Labor-Bericht /10/ zu finden.

## 2.22 Der Nd-YAG-Laser

Die Entwicklung des Nd-YAG-Lasers wurde von der englischen Firma JK-Lasers in Rugby übernommen. Um eine hohe Zuverlässigkeit beim ASDEX-Experimentierbetrieb zu erreichen, wurde darauf Wert gelegt, den Laser aus erprobten Standardbausteinen zusammensetzen. Der Laser erwies sich im mehrjährigen Einsatz an ASDEX auch als außerordentlich zuverlässig.

Im Folgenden soll auf die wesentlichen Komponenten des Lasers kurz eingegangen werden<sup>1</sup>:

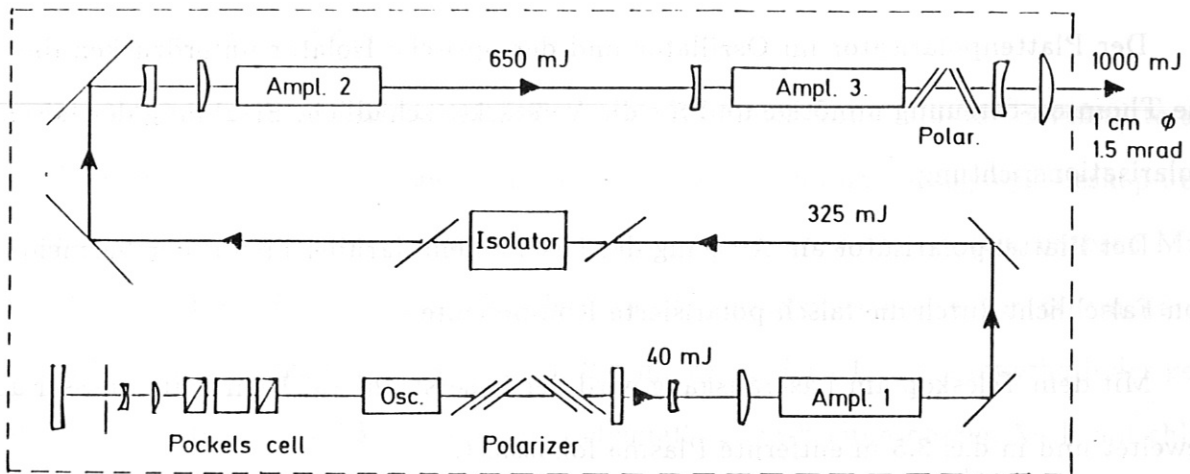


Fig.6: Prinzipieller Aufbau des Nd-YAG-Lasers.

Der Laser besteht aus einem Oszillator und drei Verstärkerstufen. Der Oszillator ( $4'' \times 4$  mm Durchmesser) wird mit einer Pockelszelle (KD\*P) und zwei Glan-Polarisatoren gütegeschaltet. Er arbeitet mit einer Modenblende im Einzeltransversalmodus. Diese Modenselektion ist notwendig, um Zerstörungen der nachfolgenden Verstärkerkristalle durch Interferenz verschiedener Moden zu verhindern. Die 3 Verstärkerkristalle sind gleich groß; sie haben die Abmessungen  $3'' \times 1/4''$ .

<sup>1</sup>Von der Firma JK-Lasers wurde ein ausführliches Handbuch für diesen Lasertyp (System 2800) mitgeliefert.



Jeder Laser-Stab wird durch zwei Blitzlampen gepumpt, die mit Repetitionsfrequenzen bis zu 100 Hz betrieben werden können. Die Kühlung der Lampen erfolgt mit einer Nitritlösung, die unnütze UV-Strahlung absorbiert. Die Laserkristalle werden mit destilliertem Wasser gekühlt. Durch die inhomogene Temperaturverteilung beim optischen Pumpen wirken die Laserstäbe wie Linsen. Diese Linsenwirkung wird durch die Teleskope zwischen den Verstärkern wieder kompensiert. Die Linsenabstände in den Teleskopen sind deshalb der thermischen Belastung der Stäbe und damit der jeweiligen Repetitionsfrequenz des Lasers anzupassen. Eine Veränderung der Repetitionsfrequenz bedeutet also Neujustierung des Lasers. Um ein Selbstanschwingen zu verhindern befindet sich ein optischer Isolator (KD\*P-Pockelszelle + Polarisatoren zwischen Verstärker 1 und 2).

Der Plattenpolarisator im Oszillator und der optische Isolator unterdrücken die für die Thomson-Streuung unnötige und für die Verstärker schädliche Strahlung der falschen Polarisationsrichtung.

Der Plattenpolarisator am Ausgang des Lasers dient darüber hinaus der Vermeidung von Falschlicht durch die falsch polarisierte Komponente.

Mit dem Teleskop am Laserausgang wird der Laserstrahl auf 1 cm Durchmesser aufgeweitet und in das 3.5 m entfernte Plasma fokussiert.

Die Energie des linear polarisierten Laserlichts ist 0,9 J/Puls bei 60 Hz und 0,6 J/Puls bei 100 Hz. Die Laserdivergenz, innerhalb der 80% der Energie enthalten ist, ist kleiner als 1 mrad.

Am ASDEX wird der Laser mit 60 Hz betrieben.

Um thermisch stabile Verhältnisse der Kristalle zu erreichen, werden die Laserstäbe zur Vorwärmung bereits 3 Sekunden vor dem gewünschten Pulszug mit den Blitzlampen gepumpt. Erst danach wird die Pockelszelle geschaltet und der Pulszug beginnt. Die maximale Pulszahl ist dabei aus thermischen Gründen auf 400 begrenzt.

Die Hauptdaten des JK-Lasers sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Wellenlänge	1.064	$\mu\text{m}$
Pulsrate	60 (100)	1/sec
Dauer des Impulszuges	$\leq 6.6$ (4)	sec
Anzahl der Pulse	400	
Pulsenergie (linear pol.)	$\approx 0.9$ (0.6)	Ws
Pulsdauer	$\approx 30$	ns
Strahldivergenz	$\leq 1.0$	mrad
bei Strahldurchmesser	$\approx 1$	cm

### 2.23 Der Laserstrahlengang

Der YAG-Laser steht am ASDEX-Tokamak 3,5 Meter unterhalb der Gefäßmitte auf dem Hallenboden. Der Strahl von 1 cm Durchmesser wird mit dem Ausgangsteleskop über ein Quarzprisma, durch ein Brewsterfenster und durch den 2 cm breiten, unteren Multipolschlitz in das ASDEX-Gefäß fokussiert. Im Fokussierungsbereich von 60 cm Länge ist der Durchmesser des Strahls kleiner als 2 mm. Er verläuft 1,75 cm innerhalb der geometrischen Mitte des Gefäßes. Durch den ebenfalls 2 cm breiten oberen Multipolschlitz und ein weiteres Brewster-Fenster tritt der Strahl aus dem Gefäß aus. Danach wird er durch ein ca. 10 cm dickes Paket von Grünglasscheiben, die ebenfalls unter Brewsterwinkel stehen, abgeschwächt. Der geringe Absorptionskoeffizient dieser Scheiben verhindert die Zerstörung des Glases. Eine Mattscheibe verteilt das noch hindurchgehende Licht ( $\approx 1\%$ ) auf zwei Lichtleiter:

1. ein möglichst kurzer Lichtleiter (Länge 9 m) überträgt die Impulse zum Triggern der Öffnungsimpulse ('Gates') der Analog-Digital-Wandler (ADC's) der Datenerfassung;
2. ein 40 m langer Lichtleiter überträgt Referenz-Lichtimpulse für alle 48 Avalanche-Dioden, die gegenüber dem Streulicht verzögert sind.

Für Justierzwecke kann der Strahl eines He-Ne-Lasers kollinear mit dem YAG-Laserstrahl eingespiegelt werden.

## 2.24 Der Beobachtungsstrahlengang.

Das aus dem ASDEX-Gefäß austretende Streulicht wird mit einem Objektiv auf die 4,4 m entfernten Polychromatoren abgebildet.

Das Objektiv befindet sich unmittelbar hinter dem Vakuumfenster des ASDEX-Gefäßes im Abstand 1,26 m von der Gefäßmitte. Es hat einen Durchmesser von 23 cm und eine Brennweite von 90 cm. Es bildet ein 60 cm langes Stück des streuenden Plasmas 2,5-fach vergrößert auf die Eingangsspalte (jeweils 70 mm hoch und 10 mm breit) der Polychromatorkästen ab. Das 4-linsige Objektiv wurde eigens für diese speziellen Abbildungsverhältnisse berechnet, wobei besonders auf geringe Bildfeldwölbung geachtet wurde.

Die Stapelung der 16 Polychromatorkästen bedingt, daß entlang des Laserstrahls 16 Streuvolumina von jeweils 28 mm Länge in 40 mm Abstand erfaßt werden.

Das von der YAG-Streuung für das Streulicht benützte Fenster (40 cm Durchmesser) am ASDEX-Vakuumgefäß besteht aus 4 cm dickem Quarz. Es kann auf der Plasmaseite mit einer Klappe geschützt werden. Auf der Außenseite ist das Fenster mit einem Kupfergitter versehen, um den Austritt von Hochfrequenzstrahlung aus dem ASDEX-Gefäß bei Heizexperimenten im Gigahertz-Bereich zu verhindern. Das Gitter reduziert das Streulicht um etwa 25%. Ein geschwärzter Tubus dunkelt den Streustrahlengang vom Objektiv bis zu den Polychromatoren gegen Raumlicht ab.

## 2.25 Die Polychromatoren

Die 16 Polychromatoren sind in einem Schrank zusammengefaßt, der mit Kupferblech elektrisch abgeschirmt ist. Jeder Polychromator kann um eine horizontale Achse geneigt, seitlich verschoben und um eine Vertikalachse durch seine Eintrittsöffnung gedreht werden. Den Strahlengang in einem Polychromator zeigt Fig.7.

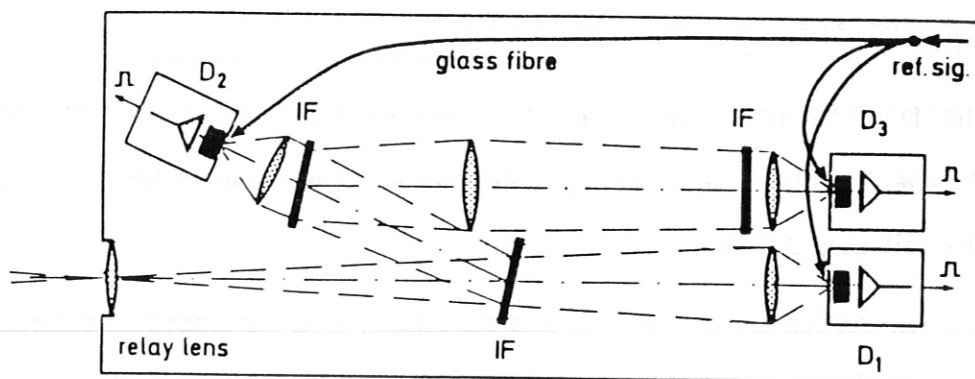


Fig.7: Schematischer Aufbau eines Polychromators.

Die Feldlinse unmittelbar hinter der  $1 \times 7 \text{ cm}^2$  großen Eintrittsöffnung bildet das große Objektiv auf die Öffnungen der Detektor-Objektive ab. Diese sind mit den Avalanche-Dioden zu einer Einheit zusammengefaßt, die um die Vertikale drehbar ist. Die Detektor-Objektive mit einer Brennweite von 50 mm und einem freien Durchmesser von 45 mm ( $f/1.2$ ) haben die Aufgabe, die Eintrittsöffnungen der Polychromatoren von  $1 \times 7 \text{ cm}^2$  auf die Avalanche-Dioden 10-fach verkleinert abzubilden. Das erste Interferenzfilter ist wie ein Strahlteiler so in den Strahlengang eingefügt, daß der Strahlengang zur zweiten Diode dem zur ersten Diode optisch äquivalent ist. Nach dem zweiten Interferenzfilter wird der Lichtkegel durch eine Hilfslinse zusätzlich gebündelt.

Die beschriebene Optik leitet das vom großen Objektiv mit einer Öffnung von 1:5,5 erfaßte Streulicht aus jedem der 28 mm langen Streuvolumina vollständig auf die ersten zwei Detektoren. Bei der dritten Diode gehen etwa 20% des Lichts verloren.

## 2.3 Elektronik

Die Elektronik hat bei der YAG-Streuung an ASDEX folgende Aufgaben zu übernehmen:

- Umwandlung der Streulichtsignale in elektrische Signale;
- rauscharme, breitbandige Verstärkung der Signale auf etwa 1 Volt;
- Umwandlung der Analogsignale in digitale Größen.

Außer den Detektoren und den Verstärkern werden dazu noch einige Hilfseinrichtungen benötigt, wie Spannungsversorgungen, Triggergeräte und eine Uhr zur Korrelation der Laserpulse mit dem ASDEX-Experiment.

Im Folgenden werden die Detektoren und die Funktionen der einzelnen elektronischen Komponenten kurz beschrieben. Die technischen Daten sind im Tabellenteil zu finden.

### 2.31 Detektoren (Avalanche-Dioden)

Avalanche-Dioden sind gegenüber den bei der Laserstreuung üblicherweise verwendeten Foto-Multipliern relativ unbekanntere Licht-Detektoren. Deshalb werden ihre positiven und negativen Eigenschaften im Vergleich zu Multipliern im Folgenden etwas ausführlicher diskutiert:

- a) Die Quantenausbeute beträgt bei  $0.9 \mu\text{m}$  maximal 80%; sie fällt zu kürzeren und längeren Wellenlängen hin ab. Bei  $1.064 \mu\text{m}$  beträgt sie noch 45%.
- b) Der Avalanche-Verstärkungsfaktor kann Werte bis zu 200 annehmen.
- c) Das Eigenrauschen der Dioden einschließlich integriertem Verstärker liegt in der Größenordnung  $10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Es dominiert im beschriebenen Streuexperiment nur bei Plasmadichten  $\leq 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Bei höheren Dichten bestimmt das Rauschen des gemessenen Lichts die Meßgenauigkeit. Dieses Rauschen hängt nicht nur von der Zahl der gemessenen Ladungsträgerpaare, sondern auch vom Verstärkungsfaktor der

Diode ab (Exzess-noise). Deshalb liegt der optimale Arbeitspunkt für die Verhältnisse an ASDEX bei einem Avalanche-Verstärkungsfaktor von etwa 20.

d) Lichtempfindliche Fläche.

Avalanche-Dioden gibt es in verschiedenen Größen; es ist allerdings zu beachten, daß mit größer werdender Diodenfläche die obere Grenzfrequenz, die Homogenität der Verstärkung und die Rauschqualität absinken. Die verwendeten Dioden haben in der normal-käuflichen Version<sup>1</sup> 3 mm Durchmesser (7 mm<sup>2</sup> Fläche) bei etwa 22 MHz Grenzfrequenz. Wir verwenden bei ASDEX eine Sonderanfertigung von gleicher Flächengröße, die in ihren Ausmaßen von 1 × 7 mm<sup>2</sup> der Form des Streuvolumens angepaßt ist.

e) Linearität.

Die Avalanchedioden sind bis zu Pulsintensitäten, die dem 100-fachen des Streulichts an ASDEX entsprechen, linear. Das gleiche gilt auch für Gleichlichtbeleuchtung (Plasmalicht). Sie sind in dieser Hinsicht den meisten Multipliern weit überlegen.

f) Empfindlichkeit gegen Strahlung und Magnetfelder.

Es wurden an ASDEX außer den üblichen Vorsichtsmaßnahmen gegen elektrische Störungen (Kupferabschirmung) keine Vorkehrungen gegen Röntgenstrahlung, Neutronen oder Magnetfelder getroffen. Es sind bis heute auch keine Störeffekte aufgetreten. Die Avalanche-Dioden sind besonders wegen ihres kleinen empfindlichen Volumens auch hierin den Multipliern überlegen.

g) Temperaturempfindlichkeit.

Die Empfindlichkeit der Dioden ist temperaturabhängig: bei einer Temperaturerhöhung um 10<sup>0</sup>C sinkt die Empfindlichkeit auf ca. die Hälfte. Um eine Erwärmung der Dioden durch die in unmittelbarer Nähe befindlichen Vorverstärker zu vermeiden, wird deren Stromversorgung nur während der ASDEX-Entladung eingeschaltet. Bei Langzeitmessungen (Eichung) im Labor muß die momentane Empfindlichkeit kontrolliert und in

<sup>1</sup>Hersteller: RCA; Typ: C-30950

der Auswertung berücksichtigt werden.

Eine unangenehme Eigenschaft der Avalanche-Dioden wurde erst nach längerem Betrieb bemerkt: manche Dioden zeigten nach einer Beleuchtung mit hohem Gleichlicht oder nach kurzzeitiger Überspannung bis zu  $10\times$  höhere Rauschamplituden. Beim weiterem Betrieb 'heilten' jedoch die meisten dieser Dioden im Laufe einiger Tage wieder aus.

### 2.32 Verstärkung der Signale

Die Avalanchedioden enthalten in ihrem Gehäuse bereits einen integrierten Vorverstärker (Impedanzwandler). Ein im IPP gebauter zweistufiger AC-gekoppelter Verstärker verstärkt die Signale auf die für die ADC's notwendige Größe (etwa 1 Volt an 50 Ohm). Die hohe obere Grenzfrequenz dieses Verstärkers von 1 GHz führte anfänglich zu Eigenschwingungen durch Rückkopplungen beim Anschluß der Meß- und Versorgungskabel. Durch einwandfreies Erden der Avalanchedioden und der übrigen Bauteile konnte dieser Effekt beseitigt werden. Außerdem war darauf zu achten, daß sich die Temperatur der Avalanchedioden durch die Erwärmung der Verstärker so wenig wie möglich erhöht und dadurch die Empfindlichkeit reduziert wird.

Die Verstärker werden deshalb beim ASDEX nur für wenige Sekunden während der Dauer der Plasmaentladung mit Strom versorgt. Die Avalanche-Spannung von etwa 400 Volt wird dauernd angelegt.

### 2.33 Wahl der Grenzfrequenz

Die Avalanche-Dioden einschließlich integriertem Verstärker haben eine obere Grenzfrequenz von 20 – 30 MHz. Die untere Grenzfrequenz der zweistufigen Zusatzverstärker wurde auf etwa 340 Hz festgelegt. Der Grund ist, daß sowohl die Streusignale mit einer Dauer von 30 nsec als auch Rechtecksignale von 50  $\mu$ sec Dauer (bei der Laboreichung) übertragen werden müssen. Bei der Messung an ASDEX ist eine höhere untere Grenzfrequenz vorzuziehen, um die erfaßten Schwankungen des Plasmalichts möglichst klein zu

halten. Dies wird durch Einfügen von Koppelkondensatoren entsprechender Kapazität in die Meßleitungen erreicht (s. Fig.A2 im Anhang).

Bei einer Anhebung der unteren Grenzfrequenz auf etwa 16 kHz wird das Monitorsignal durch einen Unterschwinger des 200 nsec früher gemessenen Streusignals vermindert. Dieser Effekt wird rechnerisch im Auswerteprogramm ausgeglichen, indem das Monitor-signal um den entsprechenden Prozentsatz des vorhergehenden Streusignals erhöht wird.

### 2.34 Impulsübertrager

Ein schneller Impulsübertrager mit zwei galvanisch getrennten Ausgängen ist vor den Eingang der ADC's geschaltet. Er erfüllt drei Funktionen:

- a) er wechselt die Polarität der Signale;
- b) er führt Streusignal und Monitorsignal galvanisch getrennt verschiedenen ADC's zu;
- c) er reduziert die im allgemeinen negative Offsetspannung der ADC-Eingänge.

### 2.35 Die Analog-Digitalwandler (ADC's)

Wir benutzen am ASDEX ladungsempfindliche ADC's vom Typ 2250L von Le-Croy. Diese ADC's benötigen mindestens 10  $\mu$ sec zur Umwandlung der Meßsignale in Digitalwerte. Der zeitliche Abstand von Signal zu Monitor von 200 nsec erfordert daher getrennte ADC's für Streusignale und Monitorsignale. Am ASDEX werden aus diesem Grund für 48 Meßkanäle 96 ADC-Kanäle benötigt.

Der Offset der ADC's läßt sich an den Geräten in geringen Grenzen verändern und muß so eingestellt werden, daß die negative Maximalamplitude des Rauschens nicht größer wird als der Offset.

Die ADC's haben nur bei Signalhöhen  $\geq 2$  Counts eine lineare Charakteristik; es ist deshalb notwendig, bei der Messung kleiner Signale (s. 2.53, Raman-Eichung) den Arbeitspunkt durch Anlegen einer Gleichspannung entsprechend zu erhöhen.



Die Obergrenze des Digitalisierungsbereichs beträgt 512 Counts. Entsprechend muß die Verstärkung des Systems gewählt werden. Bei zu großen Meßsignalen (z.B. Pelle-teinschuß) kann die Verstärkung durch Verringerung der Spannung an den Avalanche-dioden um einige 10 V auf einfache Weise vermindert werden. Die dadurch bewirkte Verringerung der Empfindlichkeit der Dioden wird durch das Monitorsystem automatisch bei der Auswertung berücksichtigt (s. 2.61, Kontrollen).

### 2.36 Die Triggerung

Von der zeitlich exakten Triggerung der ADC's hängt in hohem Maß die Zu-verlässigkeit und Genauigkeit der gesamten Streumessung ab. Der Haupttrigger für die Elektronik wird deshalb vom Laser selbst geliefert: über einen möglichst kurzen Lichtlei-ter (9 m lang) wird ein Teil des Laserpulses nach dem Austritt aus dem ASDEX-Gefäß in die geschirmte Meßkabine geleitet und löst dort über eine schnelle Si-Fotodiode die Öffnung der Gates für die Streusignale aus. Die Triggerelektronik erzeugt außerdem die um 200 ns verzögerten Gates für die Monitorsignale sowie die etwa 20  $\mu$ s verzögerten Gates zur Messung der Offsets.

Um eine feste Verzögerung zwischen Streu- und Monitor-Gate sicherzustellen, wird diese durch Kabelllaufzeiten festgelegt. Es ist außerordentlich wichtig für die Genauig-keit der Messung, daß alle Gate-Öffnungszeiten von Laserpuls zu Laserpuls konstant sind. Selbst Schwankungen der Gatedauer, die kleiner als ein Prozent sind, können schwerwie-gende Meßfehler insbesondere bei der Ramaneichung bewirken.

### 2.37 Die Uhr

Bei einem Vergleich der Thomson-Streumessungen mit den Ergebnissen von anderen Diagnostikmethoden ist es notwendig, die genaue Zeit zu kennen, bei der gemessen wurde, um z.B. Korrelationen mit Pelleteinschüssen oder Sägezähnen herstellen zu können. Zu diesem Zweck ist bei der YAG-Streuung an ASDEX eine Quarzuhr mit einer Zeitauflösung von 0.1 msec integriert, die vom ASDEX-Haupttrigger beim Beginn der Plasmaentladung angestoßen und bei jedem Laserimpuls ausgelesen wird.

### 2.38 Stromversorgung

Die Stromversorgung der Avalanche-Dioden und der zugehörigen Verstärker erfolgt aus der geschirmten Kabine heraus über Kabel von 20 m Länge. Sie ist unproblematisch. Es konnten bisher keinerlei Störungen des elektronischen Systems durch ASDEX während des Betriebs festgestellt werden.

### 2.4 Datenerfassung

Da die ADC's nicht alle Signale der 400 Laserpulse speichern können, die während einer Entladung emittiert werden, müssen die Daten sofort von den ADC's in ein Puffer-Memory (Le Croy 8801/16) übertragen werden. Dies geschieht mit einem Mikroprozessor LSI 11. Der Prozessor liest außer den Meßdaten bei jedem Laserpuls noch die Quarzuhr ab. Das auf diese Weise entstandene Datenfile enthält somit für jeden der 400 Laserimpulse pro Entladung eine Zeitinformation und je  $3 \times 16 = 48$  Streusignale, Monitore und zugehörige Offsets (= 193 Signale/Puls). Nach der Plasmaentladung werden die Daten in den ASDEX-Rechner übertragen.

## 2.5 Meßprozeß

Die von der Thomsonstreuung zu erwartenden Signale haben auf jedem der 48 Kanäle grundsätzlich folgenden Zeitverlauf (Fig.8):

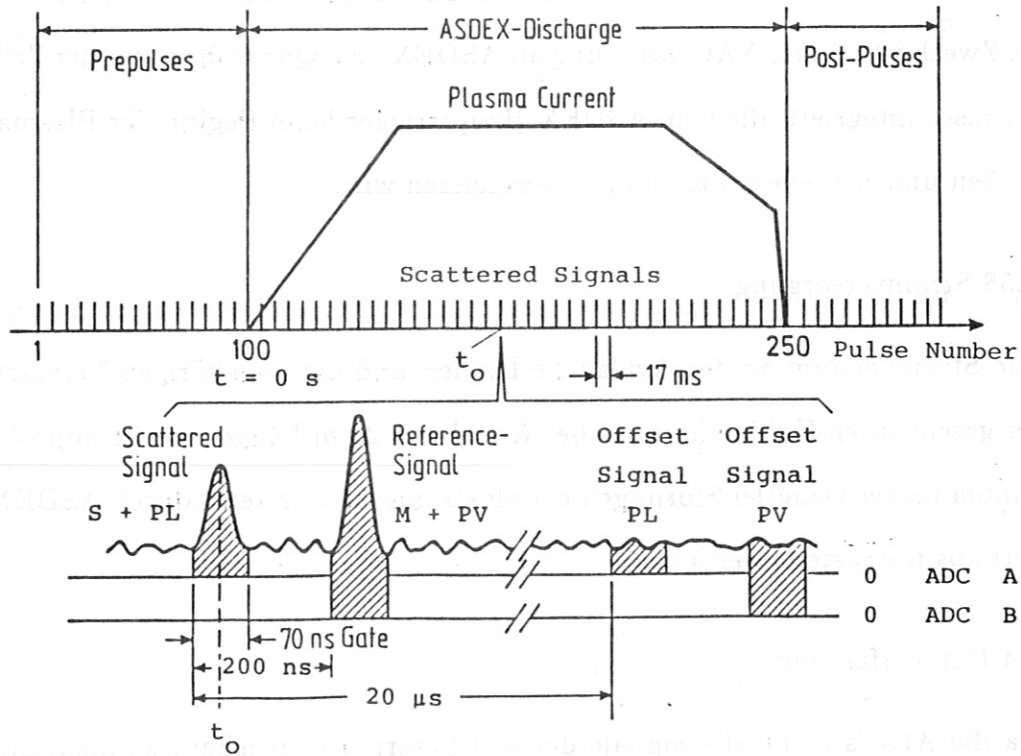


Fig.8: Zeitliche Abfolge der Meßsignale bei einer ASDEX-Entladung.

Zum Zeitpunkt  $t_0$ , zu dem der Laser das Plasma passiert, beobachtet man das Thomson-Streusignal S. Ein Referenzsignal M entsteht durch diffuse Beleuchtung jeder Avalanche-Diode mit dem durch einen Lichtleiter um ca. 200 ns verzögerten Laserimpuls. Das Licht für dieses Signal wird nach der Verzögerung über eine 16-fache Lichtleiterweiche auf die 16 Polychromatoren verteilt und kann durch Graufilter auf etwa gleiche Intensität eingestellt werden. Der Lichtleiter zu jedem Polychromator ist wiederum dreigeteilt, um die 3 Spektralkanäle jedes Detektorkastens zu beleuchten.

Die Beleuchtung der einzelnen Dioden erfolgt wie in Fig.9 dargestellt über ange-schrägte Lichtleiterenden.

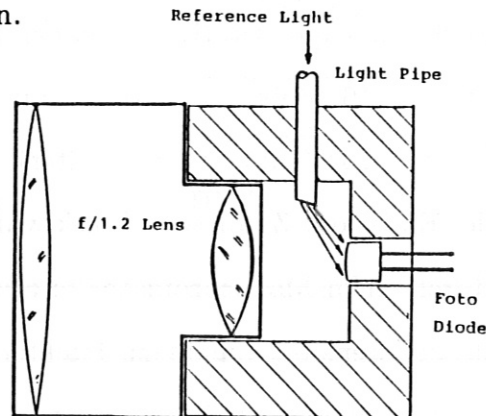


Fig.9: Beleuchtung der Detektoren mit dem Referenzlicht.

Da die Lichtleiteranordnung zur Erzeugung der Monitorsignale M während einer Experimentierphase von mehreren Monaten unverändert bleibt, eignen sich diese Signale zur Überwachung des Systems (s. 2.61, Kontrollen). Außerdem werden sie zur Berücksichtigung der Laserleistung bei der Auswertung herangezogen.

Die Signale S und M haben ihren Fußpunkt nicht genau bei der Nulllinie, sondern weisen einen Offset P auf, der sowohl positiv als auch negativ sein und sich langfristig (z.B. innerhalb von Tagen) ändern kann. Dieser Offset wird elektronisch verursacht und hat nichts mit dem Signal des Plasmalichts zu tun. Letzteres ist wegen der AC-Kopplung der Verstärker im Zeitmittel gleich Null. Die Schwankungen auf dem Offsetsignal rühren vom Rauschen der Dioden, dem Schrotrauschen und den schnellen Schwankungen des Plasmalichts her.

Zur Auswertung der Thomson-Streusignale sind also die Signale S und M sowie der Offset P zu erfassen.

Die Signale S und M sind aus technischen Gründen nicht wesentlich weiter als etwa 200 ns voneinander zu trennen. Wegen der Digitalisierungszeit der ADC's von etwa 10  $\mu$ s benötigt man daher zur Registrierung der Signale S und M zwei separate Konverter. Der oben beschriebene elektronische Offset P ist für jeden Kanal verschieden und muß daher einzeln gemessen werden (s. Fig.8 PL,PV)

## 2.51 Messung der Spektralempfindlichkeit der Polychromatoren.

Um die Auswertung der Meßsignale quantitativ vornehmen zu können, muß zunächst die spektrale Empfindlichkeit der 16 Polychromatoren mit verhältnismäßig großer Auflösung gemessen werden (ca. 10 - 20 Meßpunkte pro Filter). Dazu benötigt man eine Lichtquelle bekannter spektraler Emission. Zu diesem Zweck wurde das Licht einer stabilisierten Wolframbandlampe durch einen Monochromator mit entsprechender Auflösung geschickt und am Austrittsspalt die Intensität mit einem Detektor bekannter Spektralempfindlichkeit (Thermoelement - Array) als Funktion der Wellenlänge gemessen. Mit diesem Licht wurde dann jeder einzelne Polychromator beleuchtet und für jede der 3 Avalanche-Dioden das Signal als Funktion der Wellenlänge gemessen (Fig.10).

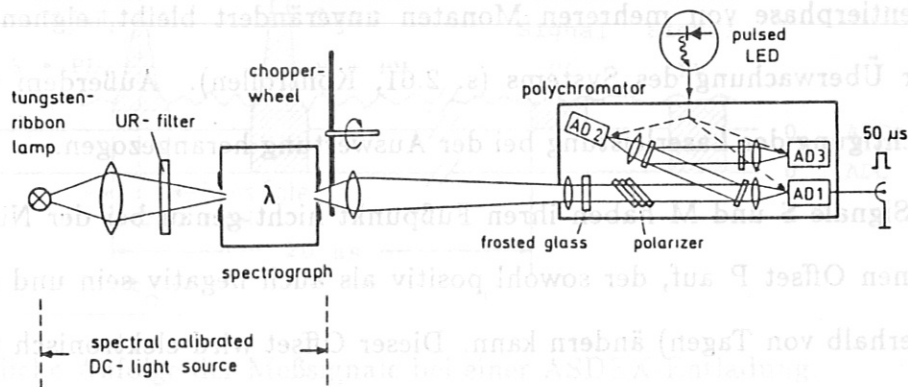


Fig.10: Laboraufbau zur Messung der Spektralempfindlichkeit.

Bei dieser Messung sind mehrere Punkte zu beachten:

- Das Licht muß wegen der AC-Kopplung der Verstärker amplitudenmoduliert werden. In unserem Fall wurde mit einem Lichtimpuls von etwa  $50 \mu\text{s}$  Dauer gemessen, der durch ein Unterbrecherrad hinter dem Austrittsspalt des Monochromators erzeugt wurde.
- Das Licht muß den Polychromator genauso durchlaufen wie das Thomson-Streulicht. Insbesondere müssen Diodenflächen und Interferenzfilter in der gleichen Weise ausgeleuchtet werden wie an ASDEX. Der Grund hierfür ist eine mögliche örtliche Variation der Diodenempfindlichkeit und der Transmission der Filter. Die richtige Ausleuchtung der Filter ist besonders wichtig für die Vermessung der Flanken der Transmissionskur-

ven, wenn Raman-Eichlinien in diesem Bereich liegen (s. 2.53, Ramaneichung). Da die Öffnung des Monochromators zur vollständigen Ausleuchtung des Polychromators nicht ausreicht wurde an dessen  $1 \times 7\text{cm}^2$  großen Eintrittsspalt eine Mattscheibe voll ausgeleuchtet. Die Fassungen der Filter und der folgenden Objektive bewirken dann die gleiche Ausleuchtung wie bei ASDEX.

- Eine Änderung der Empfindlichkeit der Avalanche-Dioden durch Temperaturänderung während der Meßzeit muß ermittelt und rechnerisch berücksichtigt werden. In unserem Fall führt die Erwärmung der Dioden durch die Verstärkerendstufe während der etwa 1/2-stündigen Meßzeit zu einer Empfindlichkeitsabnahme von 5 - 10 %. Bei der Messung am Plasma werden deshalb die Verstärker nur während der etwa 10 Sekunden dauernden Messung eingeschaltet, so daß der durch Erwärmung bedingte Empfindlichkeitsabfall vernachlässigbar ist. Er wird übrigens bei der Auswertung berücksichtigt (s. 2.61, Kontrollmessungen).

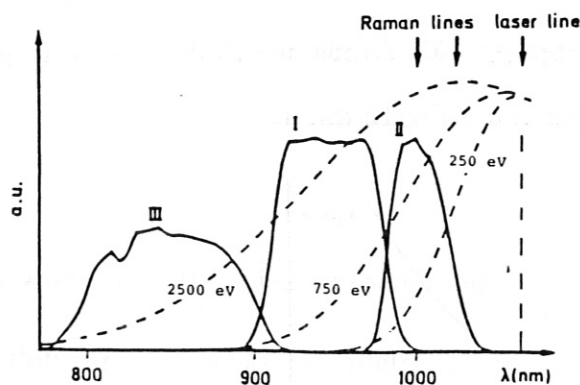


Fig.11: Spektralempfindlichkeit der 3 Kanäle (I,II,III) eines Polychromators. Dieser Polychromator ist einer von den 12 Polychromatoren, die für die Messung von Te im zentralen Plasmabereich mit relativ breiten Interferenzfiltern ausgestattet ist.

## 2.52 Berechnung der Auswertefunktionen für Te und Ne.

Mit den im Labor gemessenen Spektralempfindlichkeiten  $T_1(\lambda)$ ,  $T_2(\lambda)$  und  $T_3(\lambda)$  der drei Meßkanäle (s. Fig.11) eines jeden Polychromators wurden numerisch zunächst

folgende Quotienten als Funktion der Elektronentemperatur  $T_e$  berechnet:

$$V_{12}(T_e) = \frac{\int \sigma(\lambda, T_e) T_1(\lambda) d\lambda}{\int \sigma(\lambda, T_e) T_2(\lambda) d\lambda} \quad (2)$$

sowie

$$V_{3S}(T_e) = \frac{\int \sigma(\lambda, T_e) T_3(\lambda) d\lambda}{\int \sigma(\lambda, T_e) (T_1(\lambda) + T_2(\lambda)) d\lambda} \quad (3)$$

und

$$V_N(T_e) = \frac{\int \sigma(\lambda, T_e) d\lambda}{\int \sigma(\lambda, T_e) T_2(\lambda) d\lambda} \quad (4)$$

$\sigma(\lambda, T_e)$  ist dabei die Streufunktion eines Plasmas mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung der Temperatur  $T_e$  (s. 1.2, Physikalische Grundlagen, Formel (1)).

$V_{12}(T_e)$  und  $V_{3S}(T_e)$  sind die bei der Temperatur  $T_e$  zu erwartenden Quotienten der Streusignale der Spektralkanäle 1 und 2 bzw. 3 und Summe aus 1 und 2. Das Verhältnis  $V_{12}$  hat im unteren Temperaturbereich eine starke Abhängigkeit von  $T_e$ , während  $V_{3S}$  bei hohen  $T_e$ -Werten empfindlich ist. Die Größe  $V_N$  ist der Faktor, mit dem das Signal von Spektralkanal 2 multipliziert werden muß, um das gesamte Thomson-Streusignal und damit eine der Dichte  $N_e$  proportionale Größe zu erhalten. Den grundsätzlichen Verlauf von  $T_e(V_{12})$  und  $V_N(T_e)$  zeigen die Fig.12 mit 13:

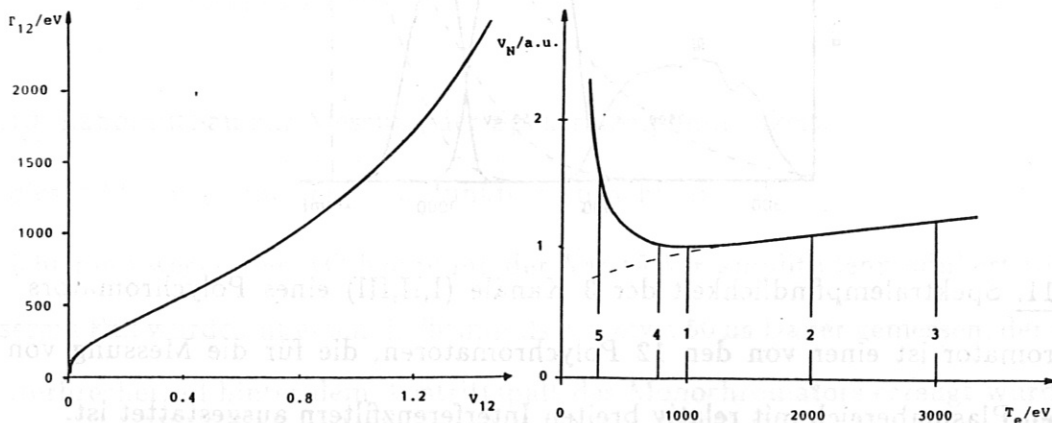


Fig.12 u.13: Verlauf von  $T_{12}(V_{12})$  und  $V_n(T_e)$

Beide Funktionstypen wurden durch analytische Ausdrücke interpoliert:

$$T_e(V) \approx \underbrace{A + B\sqrt[3]{V}}_I e^{CV} + \underbrace{D(V - E)(V - F)(V - G)}_{II} e^{HV^2} \quad (5)$$

Die Parameter A, B, C in Teil I von (5) werden in einem Fit-Programm ermittelt. Eventuelle Abweichungen  $\geq 1\%$  werden durch Interpolation mit der Abweichungsfunktion II (D,E,F,G,H) auf  $\leq 1\%$  reduziert.

$$V_N(T_e) \approx U + \sqrt{V(T_e + W)} + Re^{-S\sqrt[3]{T_e}} \quad (6)$$

Die Größen U, V, W werden in diesem Fall aus drei äquidistanten Stützstellen (1,2,3 in Fig.13) rechts vom Minimum der Funktion  $V_N$  berechnet, während R und S aus den verbleibenden Differenzen an den Stützstellen im Minimum und am linken Rand (4,5) des Temperaturbereichs bestimmt werden.

Diese einmal berechneten Größen A bis H für  $V_{12}$  bzw. R bis W für  $V_N$  werden in das Auswertprogramm übertragen und sind solange gültig, bis am System wesentliche Änderungen vorgenommen werden (z.B. Neujustierung, Wechsel von Filtern usw.). Die im Lauf der Meßperiode auftretenden Veränderungen an Dioden und Verstärkern werden bei jeder Entladung mit dem Monitorsystem gemessen und quantitativ berücksichtigt (s. 2.61, Kontrollmessungen). Wiederholte Messungen der Spektralempfindlichkeit während eines Jahres haben ergeben, daß die Filtertransmission als Funktion der Wellenlänge innerhalb der Fehlergrenzen gleich geblieben ist.

### 2.53 Dichte-Kalibrierung mittels Raman-Streuung.

Da die in den Polychromatoren verwendeten Interferenzfilter die Wellenlänge des Lasers so gut unterdrücken, daß praktisch kein Falschlicht beobachtet wird, ist es auch nicht möglich, eine Kalibrierung des Systems mittels Rayleigh-Streuung vorzunehmen.

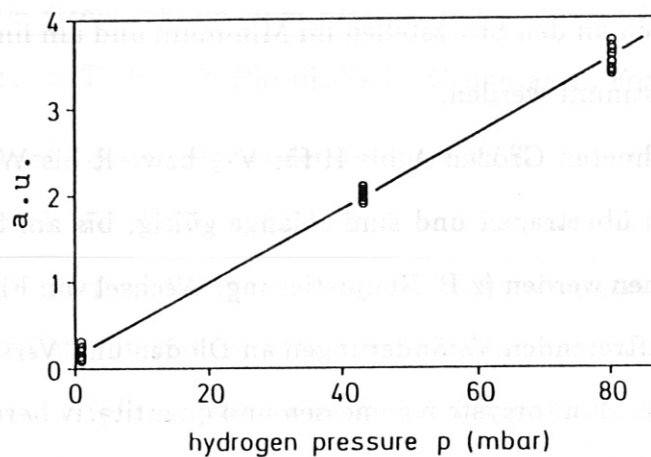
Einen Ausweg bietet die Raman-Streuung. Wesentlich ist dabei, ein Gas zu finden,

- das in den Torus eingefüllt werden darf;
- das ausreichend intensive Ramanlinien in dem benutzten Wellenlängenbereich hat und
- dessen Raman-Streuquerschnitt bekannt, berechnen- oder meßbar ist.

Alle drei Forderungen werden von Wasserstoff ( $H_2$ ) erfüllt. Der Streuquerschnitt der Antistokes-Rotations-Ramanlinien wurde von uns berechnet und gemessen /11/. Er ist



etwa 3000 mal kleiner als der Rayleighstreuquerschnitt. Wasserstoff von 80 mbar ergibt ein Raman-Signal, das genauso groß ist wie das Thomson-Streusignal eines Plasmas von  $7.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  Dichte. Diese Werte gelten für den Fall, daß bei der Raman-Streuung nur die Polarisationsrichtung gemessen wird, die der des Thomsonstreulichts parallel ist. An ASDEX entspricht dieses Signal etwa der Amplitude des Detektorrauschens. Das Signal/Rausch-Verhältnis kann jedoch durch Mittelung über die 400 Meßsignale eines Laser-Pulszuges so verbessert werden, daß der statistische Fehler  $\leq 5\%$  beträgt (s. Fig.14).



**Fig.14:** Eichkurve eines Spektralkanals.

Jeder Meßpunkt ist das Mittel aus den 400 Pulsen eines Laserpulszuges. Etwa 60 Laserpulszüge werden für eine Raman-Eichung benutzt.

Ein besonderer Vorteil der Ramanstreuung ist, daß die Laserlinie und die Ramanlinien unterschiedliche Wellenlängen haben. Aus diesem Grunde ist sichergestellt, daß Streuung an aufgewirbeltem Staub die Messung nicht stört, was bei der Rayleighstreuung zu erheblichen Fehlern führen kann.

Infolge der sehr kleinen Raman-Streusignale kann es zu systematischen Fehlern bis zu 20% bei der Kalibrierung kommen, weil die Analog-Digitalkonverter bei sehr kleinen Signalen eine nichtlineare Kennlinie aufweisen können. Durch Anheben des Raman-Signals mittels einer an die ADC's angelegten externen Gleichspannung, die etwa der Signalthöhe bei der Streumessung an ASDEX entspricht, konnte dieser Fehler beseitigt werden.

Eine zweite Möglichkeit, systematische Fehler von ähnlicher Größe zu machen, besteht

dann, wenn eine der beiden etwa gleich intensiven Wasserstoff-Ramanlinien auf die Flanke der Transmissionskurve eines Interferenzfilters trifft und diese nicht genügend genau vermessen wurde (s. 2.51, Messung der Spektralempfindlichkeit).

In der bisherigen Experimentierzeit von etwa 1 Jahr zeigte sich, daß die durch die Thomsonstreuung gemessenen Dichtewerte mit denen aus der Interferometermessung nach einer Ramaneichung innerhalb  $\pm 10\%$  übereinstimmten. In der Folgezeit wurden die Dichtewerte aus der Thomson-Streuung scheinbar immer kleiner als die interferometrisch gemessenen. Der Grund dafür war eine zunehmende Bedampfung des Beobachtungsfensters von der Plasmaseite aus (Wandmaterial, Kohlenstoff). Dies führte zu einem Transmissionsverlust des Fensters. In Zukunft soll durch eine in-situ Messung der Fenstertransmission Abhilfe geschaffen werden.

## 2.6 Auswertung der Meßdaten.

Das Ziel der Auswertung ist es, aus den Streusignalen  $S$  (s. Fig.15) die Profile von  $T_e$  und  $N_e$  als Funktion der Zeit zu berechnen. Zunächst müssen dazu die elektronischen Offsets von den gemessenen Signalen abgezogen werden (s.Fig.15).

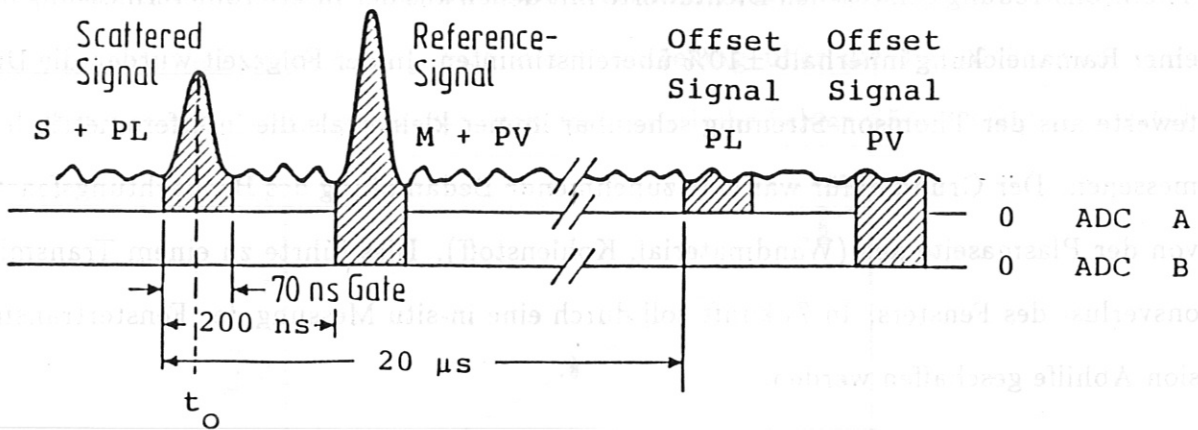


Fig.15: Bezeichnung der Meßsignale.

Da der Offset während eines Laserpulszuges (typisch 7 sec) als konstant angenommen werden kann, ist es sinnvoll für jeden Kanal einen mittleren Offset aus allen Meßzeitpunkten zu bilden und diesen zu subtrahieren. Es werden daher für beide ADC's getrennt die gemittelten Größen  $\overline{PL}$  und  $\overline{PV}$  berechnet und von den Größen  $(S+PL)$  und  $(M+PV)$  subtrahiert:

$$S \leftarrow (S + PL) - \overline{PL} \quad (7)$$

$$M \leftarrow (M + PV) - \overline{PV}$$

Damit stehen die Größen  $S$  und  $M$  für jeden Spektralkanal ( $i$ ), Ortskanal ( $j$ ) und Laserimpuls ( $n$ ) zur Verfügung (19200 Werte).

Aus den Größen  $M$  lassen sich die für die weitere Auswertung benötigten Relativempfindlichkeiten der Meßkanäle und der Verlauf der Laserleistung berechnen:

1. Der zeitliche Mittelwert über alle  $n = 400$  Impulse eines jeden Kanals ist ein Maß für dessen Empfindlichkeit während der betreffenden Entladung. Normiert man die Mittelwerte der  $i \times j = 48$  Kanäle auf die Summe der Mittelwerte = 48, erhält man Zahlen  $E_{norm}$  der Größenordnung 1, die von der Laserleistung unabhängig sind:

$$E_{norm}(i, j) = 48 \cdot \frac{\sum_n M(i, j, n)}{\sum_{i, j, n} M(i, j, n)} \quad (8)$$

Der Vergleich mit den entsprechenden Werten  $E_{null}$  einer Referenzentladung mit bekannter Systemempfindlichkeit (z.B. eine Entladung kurz nach einer spektralen Eichung der Polychromatoren im Labor) erlaubt Abweichungen zu berechnen:

$$E(i, j) = \frac{E_{norm}(i, j)}{E_{null}(i, j)} \quad (9)$$

und alle Streusignale S zu korrigieren:

$$S_{korr}(i, j, n) = \frac{S(i, j, n)}{E(i, j)} \quad (10)$$

Normalerweise liegen die Größen E im Bereich  $1.00 \pm 5\%$ .

2. Der Mittelwert  $L(n)$  der Monitorsignale M über alle  $i \times j = 48$  Spektralkanäle ist der Laserleistung eines jeden Impulses proportional:

$$L(n) = \frac{\sum_{i, j} M(i, j, n)}{48} \quad (11)$$

Es ist bequem, den Mittelwert  $\bar{L}$  über alle 400 Größen anzugeben (Maß für die mittlere Laserleistung):

$$\bar{L} = \frac{\sum_n L(n)}{400} = \frac{\sum_{i, j, n} M(i, j, n)}{48 \cdot 400} \quad (12)$$

und die Einzelgrößen  $L(n)$  auf Summe = 400 zu normieren, so daß auch diese Zahlen von der Größenordnung 1 sind:

$$L_{norm}(n) = \frac{L(n)}{\bar{L}} = \frac{\sum_{i, j} M(i, j, n)}{\sum_{i, j, n} M(i, j, n)} \cdot 400 \quad (13)$$

Durch Division mit diesen Größen werden die Streusignale auf gleiche Laserleistung umgerechnet:

$$ST(i, j, n) = S_{korr}(i, j, n) / L_{norm}(n) \quad (14)$$

Der nächste Schritt ist, festzustellen, ob Falschlicht vorhanden ist, welches vom Streulicht abgezogen werden muß. Dazu wird eine Gruppe von 60 Meßwerten  $S$  benutzt, die vor der Plasmaentladung gewonnen wurde. Der Mittelwert aus diesen Impulsen wird dann von jedem Streusignal subtrahiert. Erfahrungsgemäß ist bei ASDEX das Falschlicht gegen das Thomson-Streulicht vernachlässigbar. Nur bei den kleinen Signalen der Ramaneichung muß es berücksichtigt werden.

Für die Temperaturbestimmung müssen nunmehr die Verhältnisse der Streusignale zweier Spektralkanäle gebildet werden:

$$V_{12}(j, n) = \frac{ST(1, j, n)}{ST(2, j, n)} \quad (15)$$

Mit der Näherungsfunktion (s. 2.52: Auswertefunktionen)

$$Te_{12}(j, n) \approx Te(V_{12}(j, n)) \quad (16)$$

wird die Temperatur berechnet.

Aus dem Signal  $ST(2, j, n)$ , der Größe  $V_N(T_e)$  und dem Raman-Eichwert  $RAM(j)$  folgt dann die Dichte:

$$N_e(j, n) \approx ST(2, j, n) \cdot V_N \cdot (Te(j, n)) \cdot RAM(j) \cdot \frac{\bar{L}_{RAM}}{\bar{L}} \quad (17)$$

wobei  $\bar{L}_{RAM}$  proportional der mittleren Laserleistung bei der Ramaneichung und  $\bar{L}$  bei der Plasmaentladung sind.

Bisher wurde bei der Temperatúrauswertung davon ausgegangen, daß nur ein Signalkanal  $ST(1, j, n)$  und  $ST(2, j, n)$  pro Raumkanal gemessen wurde. Da jeder Polychromator jedoch 3 Dioden enthält, steht noch ein weiteres Signal  $ST(3, j, n)$  zur Verfügung. Mit diesem Signal wird das Verhältnis

$$V_{3S}(j, n) = \frac{ST(3, j, n)}{ST(1, j, n) + ST(2, j, n)} \quad (18)$$

gebildet, das jedoch nur bei hohen Temperaturen  $T_{e3S}$  vernünftige Werte besitzt.

Das Auswerteprogramm enthält Anweisungen ob eine Temperatur aus  $V_{12}$  oder  $V_{3S}$  berechnet oder ob ein Mittelwert aus beiden Temperaturen gebildet wird. In einem Überlappungsbereich, in dem sowohl  $V_{12}$  als auch  $V_{3S}$  vernünftige Werte liefern, wird ein gewichtetes Mittel der Temperaturen gebildet, wobei mit steigender Temperatur das Gewicht für  $T_{e3S}$  zu, das für  $T_{e12}$  abnimmt. Dieser Wichtung überlagert ist ein zusätzlicher Gewichtungsfaktor, der vom Rauschen der Signale abhängt.

#### 2.61 Kontrollen, Sicherungen, Protokollgrößen.

Wenn alle gemessenen Signale physikalisch sinnvoll auswertbar wären, würde das bisher besprochene Auswerteverfahren ausreichen. Leider zeigt die Praxis, daß es auch Signale oder Signalkombinationen gibt, die unsinnige Ergebnisse liefern, wenn nicht besondere Kontrollen eingebaut und Sicherungsmaßnahmen getroffen werden.

Zu diesen Signalen zählen vor allem Meßwerte, die negativ sind sowie Signale, deren Verhältnisse  $V_{12}$  ( $V_{3S}$ ) außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Näherungsfunktionen  $T_e(V_{12})$  und  $T_e(V_{3S})$  liegen. Um beim Auftreten solcher Fälle die Auswertung nicht abbrechen zu müssen, werden den zugehörigen Temperatur- und Dichtewerten Kennzahlen zugeordnet, die einerseits das Weiterrechnen erlauben, andererseits aber die Art des Fehlers erkennen lassen.

Es ist ferner sinnvoll, nur solche Signale auszuwerten, die eindeutig über dem Rauschen liegen. Signale unter einer vorgegebenen Schwelle führen daher ebenfalls zu Kennzahlen für  $T_e$  und  $N_e$ .

Gibt es nur einzelne Ausfälle zwischen sonst gut auswertbaren Signalen, so werden diese durch Mittelwerte aus zeitlich benachbarten Temperatur- oder Dichtewerten ersetzt.

Vor und nach der Plasmaentladung liefert die Auswertung natürlich auch Kennzahlen, die aber nicht durch Mittelwerte benachbarter Meßpunkte ersetzt werden dürfen. Das Programm enthält daher die Anweisung, nur bis zu 4 aufeinanderfolgende Ausreißer durch Mittelwerte zu ersetzen und bei mehr als 4 zu unterstellen, daß kein Plasma vorhanden

ist.  $T_e$  und  $N_e$  werden in diesem Fall gleich 0 gesetzt.

Um in Zweifelsfällen Fehlern auf die Spur zu kommen, sind selbstverständlich Kontrollausdrucke möglich, die sowohl die Rohdaten als auch berechnete Werte zu prüfen gestatten.

Ein Übersichtsprotokoll (Fig.16) wird routinemäßig bei jeder Entladung angefertigt, welches fast den gesamten Zustand des Thomson- Streusystems zu beurteilen gestattet. Es enthält von allen 48 Kanälen (j,i) die Empfindlichkeiten  $E$  bezogen auf eine Referenzentladung; die normierten Empfindlichkeiten  $E_{norm}$ , die Mittelwerte der elektronischen Offsets  $\overline{PL}$  und  $\overline{PV}$ , deren mittlere Rauschamplituden  $PLDEL$  und  $PVDEL$  sowie das mittlere Falschlicht  $\overline{FL}$ . Die Spalte "MARK" weist auf Überschreitungen vorgegebener Grenzwerte hin. Das Protokoll enthält außerdem als Funktion der Zeit die normierte Laserleistung  $LNORM$  jedes 7. Laserpulses. Die Titelzeile enthält: Schußnummer, die Größe  $\overline{L}$  als Maß für die mittlere Laserleistung, die Anzahl der Laserimpulse vor Beginn der Plasmaentladung, sowie die Nummern der Pulse aus denen das mittlere Falschlicht  $\overline{FL}$  errechnet wurde.

SCHUSS 19973,  $\bar{L}$ : 125.2, PULSE VOR OH: 115, FALSCHL. VON PULS: 1-115

Referenz-Schuß: 18812

J	I	E	$E_{norm}$	$\bar{PL}$	PLDEL	$\bar{PV}$	PVDEL	$\bar{FL}$	MARK	$L_{norm}$	ZEIT
			1	2			3	4			
1	1	0.968	0.943	-7.92	0.69	-4.32	0.64	0.203	0	1.008	-1895.7
1	2	0.965	0.948	-7.84	0.55	-5.54	0.56	0.162	0	1.034	-1779.0
1	3	0.948	0.930	-7.89	0.56	-4.95	0.57	0.259	10000	0.974	-1662.3
2	1	1.017	1.130	-9.28	1.09	-7.05	1.23	0.318	0	1.088	-1545.6
2	2	1.013	1.283	-7.90	0.91	-7.77	1.00	0.029	0	1.074	-1428.9
2	3	1.025	1.107	-7.61	1.20	-5.88	1.15	-0.119	0	1.089	-1312.2
3	1	0.999	1.105	-8.03	1.13	-6.19	1.18	0.111	0	1.104	-1195.5
3	2	0.993	0.854	-6.56	0.85	-6.61	0.83	0.043	0	1.085	-1078.8
3	3	0.957	0.661	-8.88	0.80	-6.70	0.77	0.119	0	1.067	-962.2
4	1	1.008	1.648	-8.68	1.05	-6.20	1.13	0.055	0	1.093	-845.5
4	2	1.011	1.325	-8.10	1.00	-6.67	0.98	-0.039	0	1.027	-728.8
4	3	1.018	1.509	-8.52	1.11	-6.61	1.21	-0.026	0	1.016	-612.1
5	1	0.994	1.283	-5.63	1.00	-4.75	1.05	-0.352	0	1.055	-495.4
5	2	0.994	1.048	-6.94	0.83	-4.25	0.83	0.046	0	1.037	-378.7
5	3	0.991	1.355	-5.42	1.01	-4.86	1.18	-0.167	0	1.061	-262.0
6	1	1.045	1.525	-4.20	3.73	-2.83	4.53	0.497	2300	1.024	-145.3
6	2	1.036	1.581	-4.37	0.87	-4.02	0.90	-0.354	0	0.925	-28.6
6	3	1.038	1.528	-6.66	1.09	-3.77	1.04	0.106	0	0.938	89.4
7	1	0.933	0.448	-4.67	0.57	-3.32	0.64	0.132	10000	1.001	208.1
7	2	0.938	0.477	-5.08	0.49	-3.93	0.51	0.128	10000	1.058	326.7
7	3	0.941	0.464	-4.94	0.57	-3.93	0.64	0.169	10000	1.015	445.3
8	1	0.977	0.534	-6.49	0.66	-5.28	0.62	0.083	0	1.025	563.9
8	2	0.988	0.775	-5.80	0.77	-4.37	0.78	0.107	0	0.990	682.5
8	3	0.994	1.114	-6.27	1.13	-3.88	1.08	-0.044	0	0.959	801.1
9	1	1.000	1.129	-8.90	1.09	-6.44	1.05	0.088	0	0.919	919.7
9	2	0.996	1.027	-8.28	0.97	-6.75	0.89	0.170	0	0.970	1038.3
9	3	1.001	0.880	-6.98	0.98	-6.01	0.97	0.217	0	0.995	1157.0
10	1	0.974	0.947	-9.21	0.90	-6.59	0.89	0.158	0	0.972	1275.6
10	2	0.973	0.971	-7.72	0.77	-6.12	0.72	0.056	0	0.981	1394.2
10	3	0.977	1.043	-7.42	0.95	-6.85	0.91	0.146	0	0.983	1512.8
11	1	0.956	0.682	-6.81	0.96	-4.63	1.21	-0.001	0	0.954	1631.4
11	2	0.949	0.761	-6.12	0.61	-5.36	0.69	0.047	10000	0.917	1750.0
11	3	0.944	0.720	-5.74	0.65	-5.92	0.88	0.121	10000	0.977	1868.6
12	1	0.993	1.583	-5.14	0.98	-7.55	1.01	-0.136	0	0.903	1987.2
12	2	0.984	0.869	-6.02	0.94	-5.67	0.92	0.006	0	0.980	2105.8
12	3	0.979	0.967	-10.32	0.97	-6.48	0.99	0.161	0	0.995	2224.4
13	1	1.041	1.224	-6.40	0.90	-5.36	0.86	0.518	0	0.992	2343.1
13	2	0.995	0.939	-5.50	0.71	-5.57	0.68	0.201	0	1.031	2461.7
13	3	1.007	0.943	-5.91	0.94	-5.79	1.08	0.272	0	0.990	2580.3
14	1	0.977	0.590	-5.47	0.60	-3.97	0.59	0.224	0	1.004	2698.9
14	2	0.982	0.681	-5.07	0.52	-3.40	0.56	0.328	0	1.004	2817.5
14	3	0.967	0.551	-4.77	0.56	-2.88	0.49	0.286	0	0.964	2936.1
15	1	1.000	0.763	-5.82	0.88	-4.82	0.82	0.202	0	0.935	3054.7
15	2	1.002	0.587	-6.46	0.90	-5.23	0.84	0.471	0	0.968	3173.3
15	3	1.004	1.057	-6.07	1.08	-4.79	0.92	0.527	0	1.011	3291.9
16	1	1.036	0.863	-5.78	0.95	-4.94	0.91	0.257	0	0.955	3410.5
16	2	1.065	1.507	-5.00	2.39	-4.65	2.41	0.090	10000	0.973	3529.1
16	3	1.008	1.142	-5.68	1.63	-4.74	1.57	0.368	0	0.948	3647.8

Fig.16: Übersichtsprotokoll zur technischen Kontrolle einer Entladung.



Außerdem werden an jedem Experimentiertag 1-2 Messungen protokolliert, die den einwandfreien Zustand aller Meßleitungen für Streusignale und Monitore zu prüfen gestatten. Das Übersichtsprotokoll kann diese Information nicht liefern, da die darin registrierten Empfindlichkeiten nur aus den Monitorsignalen berechnet werden. Zur Erstellung dieses Zusatzprotokolls wurde ein System von 16 Leuchtdioden installiert, mit dem alle Polychromatoren gleichzeitig beleuchtet werden können. Die Dauer der Lichtimpulse beträgt etwa 500 ns, so daß die Avalanche-Dioden während der um 200 ns auseinanderliegenden Öffnungszeiten der beiden ADC's für S und M das gleiche Licht empfangen. Die Auswertung muß dann bei fehlerfreiem System mit den Signalen S die gleichen Relativempfindlichkeiten der 48 Kanäle ergeben wie mit den Signalen M.

## 2.62 Berechnung der Temperatur- und Dichteprofile

Aufgrund der ASDEX-Geometrie erfolgt die Messung des Thomson-Streulichts entlang einer vertikalen Sehne, die gegenüber der Gefäßmitte um 1.75 cm zur Torusachse hin versetzt ist. Man erhält daher Profile von Temperatur und Dichte als Funktion der Koordinate  $z$  entlang dieser Sehne ( $-40 \text{ cm} \leq z \leq 20 \text{ cm}$ ).

Wenn man annimmt, daß der Plasmadruck wie auch die Temperatur und Dichte auf einer Flußfläche konstant sind, ist es physikalisch sinnvoll, diese Werte nicht als Funktion der Koordinate  $z$  sondern als Funktion des Flußflächenradius  $\rho$  anzugeben. Dazu müssen die Koordinaten  $z$  der Streuvolumina durch die entsprechenden Flußflächenradien  $\rho$  ausgedrückt werden, auf denen die Streuvolumina liegen.

In einem Tokamak bewegen sich diese Flußflächen jedoch in komplizierter Weise in Abhängigkeit vom Plasmadruck und von den Magnetfeldern.

Die Bewegung infolge des Plasmadrucks kann aufgeteilt werden in eine Verschiebung der 'äußersten' Flußfläche ( $\rho = a$ ) und eine überlagerte Bewegung  $\Delta$  der eingebetteten Flußflächen, wobei die Erhaltung des kreisförmigen Querschnitts angenommen wird. Die radiale Verschiebung  $\Delta$  der Flußflächen ist eine Funktion ihres kleinen Radius  $\rho$  und ist

maximal für  $\rho = 0$ , die magnetische Achse. Sie kann angenähert werden durch :

$$\Delta(\rho, t) \approx \Delta_0(t) \left(1 - \frac{\rho^2}{a^2}\right) \quad (19)$$

wobei  $\Delta_0(t)$  die zeitabhängige Verschiebung der magnetischen Achse ist. Diese kann als lineare Funktion von  $\beta_p + l_i/2$  dargestellt werden, wie Gleichgewichtsrechnungen [12] zeigen:

$$\Delta_0(t) [m] = -0.019 + 0.045(\beta_p + l_i/2) \quad (20)$$

( $\beta_p$  = mittlerer Plasmadruck/Poloidalfelddruck am Plasmarand ( $r=a$ ),  $l_i$  =normierte innere Induktivität).

Der allgemeine Fall einer ASDEX-Flußflächenkonfiguration ist in Fig.17 dargestellt:

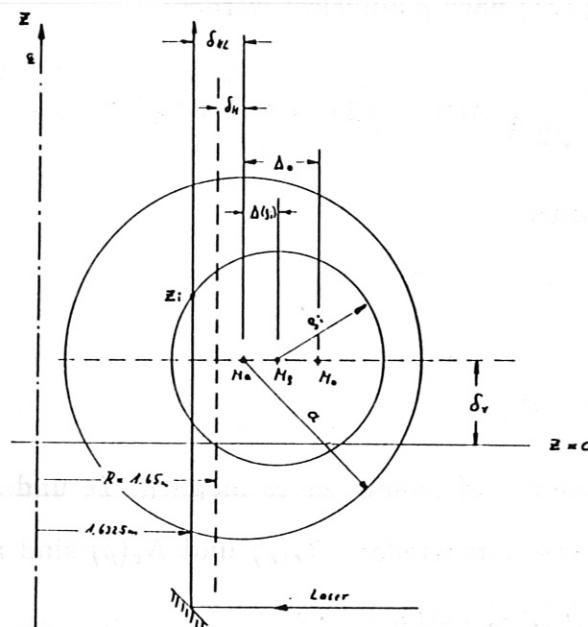


Fig.17: Flußflächenkonfiguration bei ASDEX.

Das Zentrum der äußersten Flußfläche mit dem Radius  $\rho = a$  ist i.a. gegenüber dem geometrischen Zentrum des Vakuumgefäßes ( $R=1.65$  m,  $z=0$ ) sowohl vertikal als auch horizontal verschoben. Die Streuvolumina befinden sich auf der Sehne bei  $R= 1.6325$  m und bei den festen Höhen  $z_1, z_2, \dots, z_{16}$ .

In Fig.17 ist zu sehen, daß die geometrische Beziehung gilt:

$$\rho^2 = [\Delta(\rho, t) + \delta_{HL}(t)]^2 + [z - \delta_V(t)]^2 \quad (21)$$

$$\delta_{HL}(t) = \delta_H(t) + 1.75 \text{ cm} \quad (22)$$

$\delta_H$  und  $\delta_V$  sind die horizontalen und vertikalen Verschiebungen der Plasmasäule, die durch magnetische Induktionssonden gemessen werden.  $\Delta(\rho, t)$  wird aus den Gleichungen (19) und (20) berechnet.  $(\beta_p + l_i/2)$  kann abgeleitet werden aus dem Strom durch die Vertikalfeldspule  $I_V$ , der bei ASDEX rückkopplungsgeregelt wird, um das Plasma in seiner radialen Lage zu halten, und dem Plasmastrom  $I_{PL}$ . Für ASDEX gilt:

$$\beta_p + l_i/2 = 48.2 \cdot \frac{I_V(t)}{I_{PL}(t)} - 1.75 \quad (23)$$

Nunmehr kann Gleichung (21) nach  $\rho$  aufgelöst werden:

$$\rho(z, t) = \frac{a}{\Delta_0(t)\sqrt{2}} \sqrt{A(t) - \sqrt{2a^2A(t) - 4\Delta_0^2(t) \cdot [D^2(t) + z_1^2(t)]}} \quad (24)$$

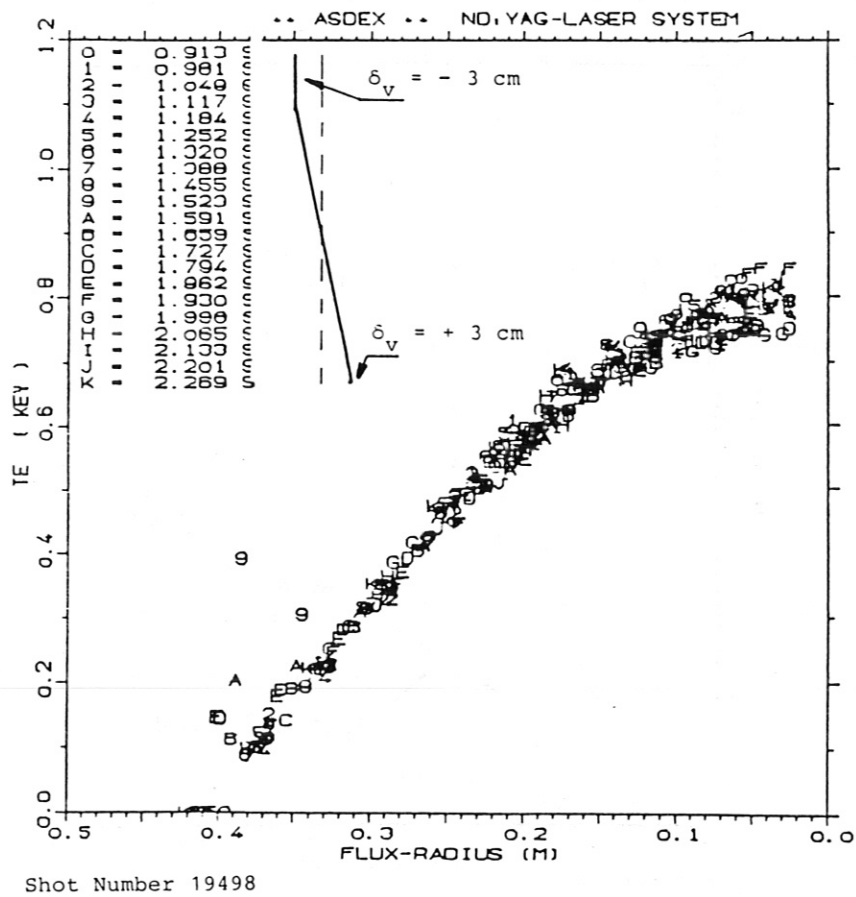
mit  $a$  = kleiner Plasmaradius

$$D(t) = \delta_{HL} + \Delta_0(t)$$

$$z_1(t) = z - \delta_V(t)$$

$$A(t) = 2D(t) \cdot \Delta_0(t) + a^2$$

Unter Benutzung dieser Umformung ist es möglich,  $T_e$  und  $N_e$  über dem Radius  $\rho$  der zugehörigen Flußfläche darzustellen.  $T_e(\rho)$  und  $N_e(\rho)$  sind außerdem für weitere Berechnungen (z.B. Energieinhalt) erforderlich.



**Fig.18:** Auf Flußflächenradien umgerechnete Profile während einer Vertikalverschiebung des Plasmas.

Fig. 18 zeigt als Beispiel in einem Diagramm 21 Profile  $T_e(\rho)$  einer Entladung, bei der das Plasma vertikal von  $\delta_V = -3\text{ cm}$  nach  $\delta_V = +3\text{ cm}$  ohne Änderung anderer Plasmarparameter verschoben wurde.

Das Bild demonstriert, daß sich die Profile als Funktion der Flußflächenradien  $\rho$  mit der Verschiebung  $\delta_V$  nicht ändern.

In Fig. 19 wird das Temperaturprofil einer Entladung mit Zusatzheizung gezeigt. Wegen des Anstiegs des  $\beta_p$ -Wertes wird das Plasmazentrum nach außen verschoben, was zur Folge hat, daß sich die magnetische Achse bei maximaler Heizleistung um mehr als 10 cm vom Laserstrahl entfernt.

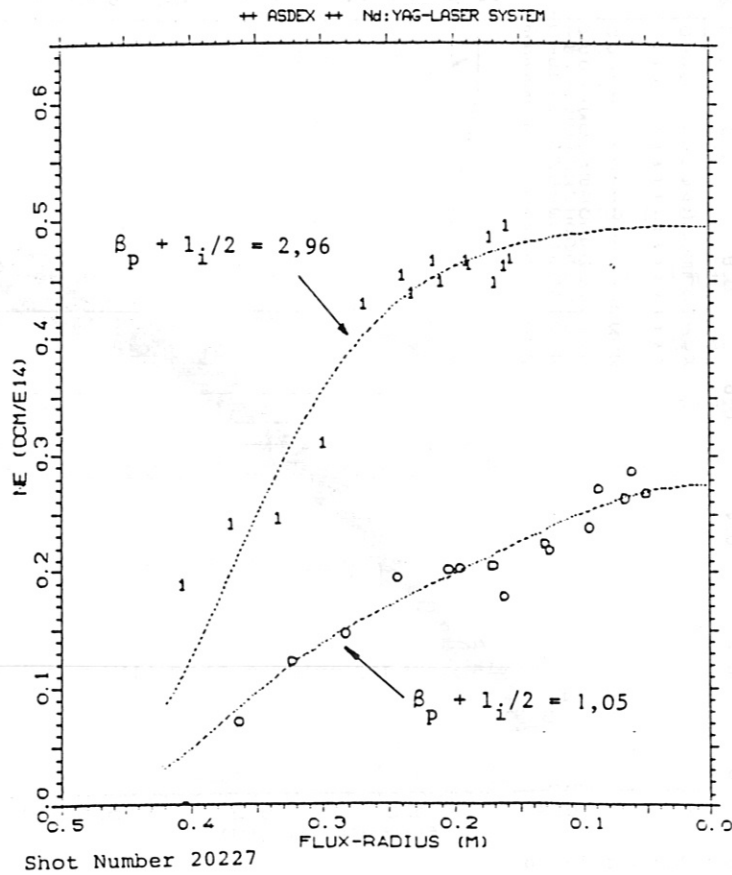


Fig.19: Dichteprofile bei verschiedenen  $\beta_{pol}$ -Werten.

Um mit den gemessenen Profilen weitere Plasmagrößen berechnen zu können, ist es praktisch, ihre Form durch einen analytischen Ausdruck anzunähern.

Die Exponentialfunktion

$$f(\rho) = \exp(a_0 + a_2\rho^2 + a_4\rho^4 + a_6\rho^6) \quad (25)$$

hat sich als geeignet erwiesen, die an ASDEX gemessenen Profile darzustellen. Sie wird bei der Standardauswertung benutzt. In Fig. 19 sind außer den Meßwerten auch die durch die Funktion in Gleichung (25) angepaßten Profile dargestellt. Die Koeffizienten  $a_i$  für  $T_e(\rho)$  und  $N_e(\rho)$  für jeden Laserpuls werden automatisch in einem Datenfile gespeichert. Mit ihnen können integrale Größen und Funktionen von  $T_e(\rho)$  und  $N_e(\rho)$  abgeleitet werden.

Es ist natürlich sinnvoll, Integrationen in dem Koordinatensystem auszuführen, das den Flußflächen angepaßt ist. Zu diesem Zweck wird der Torus in  $N = 100$  Flußröhren aufgeteilt, deren Zentren entsprechend Gl. (24) liegen und deren große und kleine Radien  $R_0 + \Delta(\rho_i)$  und  $\rho_i$  betragen ( $i = 1 \dots N$ ). Damit ist das Volumenelement zwischen zwei aufeinanderfolgenden Flußflächen mit den Radien  $\rho_i$  und  $\rho_{i+1}$ :

$$\Delta V_i = 2\pi^2 [R_0(\rho_{i+1}^2 - \rho_i^2) + \Delta(\rho_{i+1}) \cdot \rho_{i+1}^2 - \Delta(\rho_i) \cdot \rho_i^2] \quad (26)$$

mit

$$R_0 = 1.65 m + \delta_H$$

Mit dieser Vereinfachung können Volumenintegrale durch Summen ersetzt werden und die über das Volumen gemittelten Temperaturen und Dichten ergeben sich zu:

$$\langle\langle T_e \rangle\rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^\infty T_e(\rho) 2\pi \rho d\rho \approx \frac{1}{V_0} \sum_i T_e(\rho_i) \Delta V_i \quad (27)$$

$$\langle\langle N_e \rangle\rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^\infty N_e(\rho) 2\pi \rho d\rho \approx \frac{1}{V_0} \sum_i N_e(\rho_i) \Delta V_i \quad (28)$$

mit  $V_0 = 2\pi^2 a^2 R_0$  als Torusvolumen.

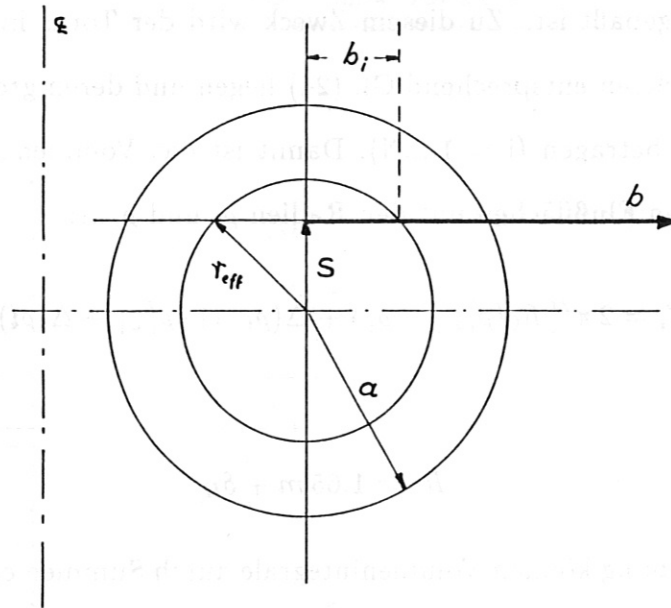
$T_e(\rho)$  und  $N_e(\rho)$  werden durch die Fitfunktion (Gl.25) angenähert. In ähnlicher Weise kann die über den Sehstrahl gemittelte Liniendichte bei einem beliebigen Radius berechnet werden, um einen direkten Vergleich mit der HCN-Interferometermessung vorzunehmen (siehe Fig. 20):

$$\overline{N_e}(s) = \int_0^\infty N_e(r_{eff}) db = \sum_{i=1}^N N_e(r_{eff}) \cdot \Delta b \quad (29)$$

$$r_{eff} = \sqrt{s^2 + b_i^2}; \quad \Delta b = \frac{1.2 \cdot a}{100}; \quad b_i = i \cdot \Delta b$$

Für  $b_i \geq 1.2 \cdot a$  wird  $N_e = 0$  angenommen.

Bei dieser Berechnung spielt die radiale Verschiebung der Flußflächen keine Rolle.



**Fig.20:** Bezeichnung der Größen bei der Berechnung der integrierten Dichte längs eines Sehstrahls.

Schließlich wird noch die gesamte thermische Energie der Elektronen und ihr Anteil  $\beta_{pe}$  am gesamten  $\beta_p$  berechnet:

$$E_e = \int_V 3/2 N_e kT_e dV = 2.4 J \sum_{i=1}^N \frac{N_e(\rho_i)}{[10^{20}m^{-3}]} \cdot \frac{kT_e(\rho_i)}{[eV]} \cdot \frac{dV_i}{[m^3]} \quad (30)$$

und

$$\beta_{Pe} = \frac{\langle\langle P_e \rangle\rangle}{\frac{1}{2}\mu_0 H^2} = \frac{2}{3} \frac{E_e}{V_0} \frac{(2\pi a)^2}{\frac{1}{2}\mu_0 I_{PL}^2} = 1.29 \cdot 10^9 \frac{E_e[A^2]}{I_{PL}^2[kJ]} \quad (31)$$

Fig.21 zeigt den zeitlichen Verlauf einiger mit den Ergebnissen der Thomsonstreuung berechneter Größen als Funktion der Zeit:

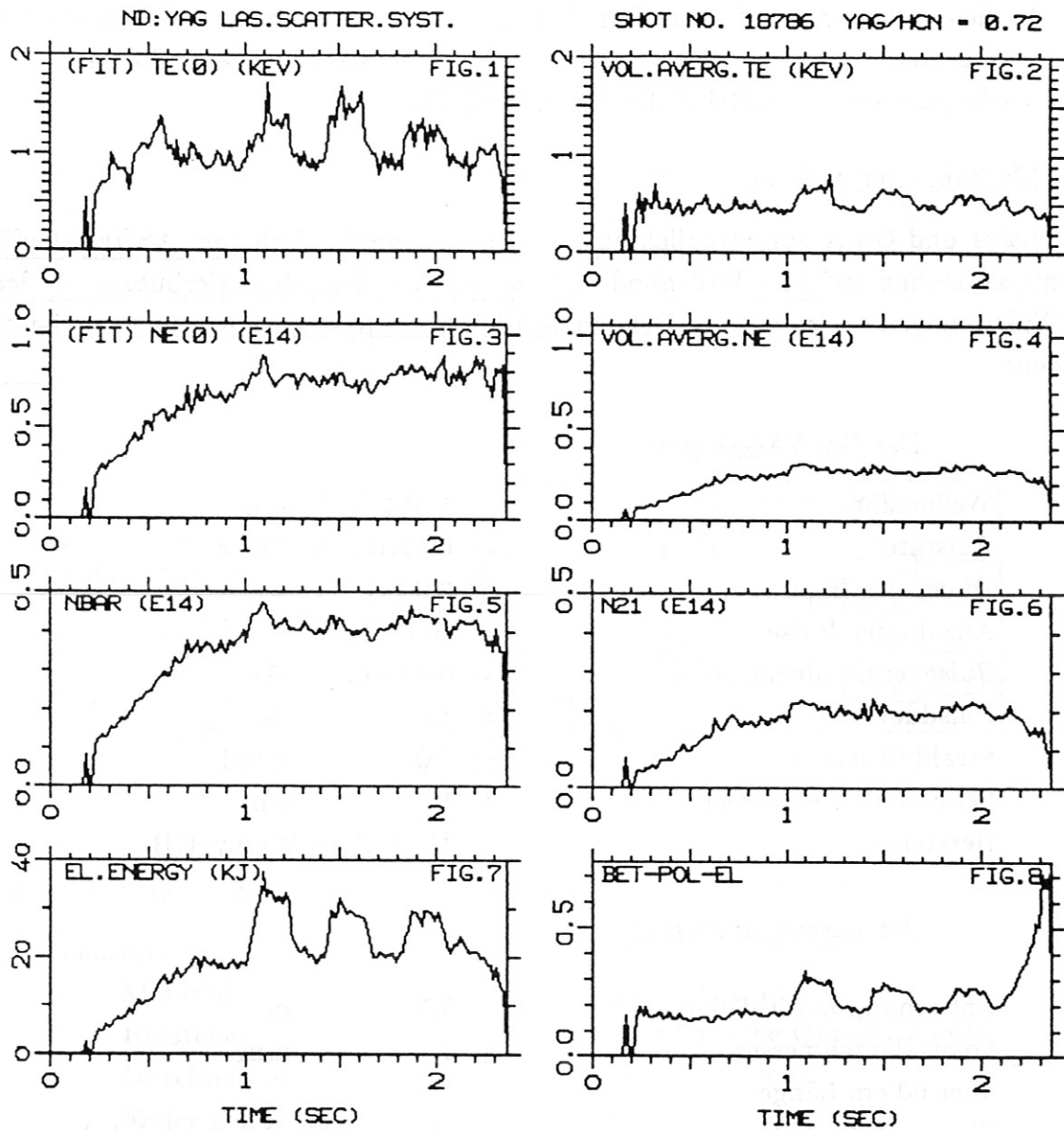


Fig.21: Aus den Ergebnissen der Laserstreuung abgeleitete plasmaphysikalische Größen für eine Plasmaentladung mit 3 Zusatz-Heizimpulsen.  $TE(0)$  und  $NE(0)$  sind die Temperatur- und Dichtewerte auf der magnetischen Achse.  $VOL.AVERG.TE$  und  $VOL.AVERG.NE$  sind über das Volumen des ASDEX gemittelt.  $NBAR$  und  $N21$  sind Liniendichten längs eines zentralen Sehstrahls bei  $z=0$  und  $z=21$  cm.  $EL.ENERGY$  ist die Gesamtenergie der Elektronen;  $BET.POL.EL$  das poloidale Beta der Elektronen.



### 3. ANHANG.

In diesem Anhang sind die technischen Einzelheiten der Laser-Streuung am ASDEX zusammengestellt. Es wird der technische Stand der Streuapparatur Mitte des Jahres 1986 wiedergegeben (bis ASDEX-Entladung 20282).

#### Mechanischer Aufbau.

Laser und Optik zur Streulichtauswertung sind mechanisch vom ASDEX-Gefäß getrennt; sie stehen auf dem Hallenboden, bzw. auf der Experimentierbühne. Außer den drei Vakuumfenstern ist nur der Referenzlichtleiter am Laseraustritt mit dem Gefäß verbunden.

#### Der Nd-YAG-Laser.

Wellenlänge	1.064	$\mu\text{m}$
Pulsrate	60 (100)	1/sec
Dauer des Impulszuges	$\leq$ 6.6 (4)	sec
Anzahl der Pulse	400	
Pulsenergie (linear pol.)	$\approx$ 0.9 (0.6)	Ws
Pulsdauer	$\approx$ 30	ns
Strahldivergenz	$\leq$ 1.0	mrad
bei Strahldurchmesser	$\approx$ 1	cm
Hersteller	JK-Lasers; Rugby/GB	

#### Der Laserstrahlengang.

Entfernung Laser-Fokus	3.5	m
Fokus-Durchmesser	$\leq$ 2	mm
über 60 cm Länge		
Ein- und Austrittsfenster	Quarz unter Brewsterwinkel	
Abschwächung des austretenden Laserstrahls auf ca 1% :	Grünlasblock, ca 10 cm dick unter Brewsterwinkel	

#### Lichtleiter.

##### Referenzlichtleiter:

Bündeldurchmesser:	2	mm
Durchm. Glasfasern:	50	$\mu\text{m}$
Länge:	40	m

Lichtleiter zum Triggern des Datenerfassungssystems:

Länge: 9 m  
sonst wie Referenzlichtleiter

Beobachtungsstrahlengang.

Auf der Innenseite des ASDEX-Vakuumgefäßes befindet sich ein einfacher Lichtsumpf, der aus schräg stehenden, geschwärzten Stahlblechen besteht. Das Vakuumfenster kann auf der Plasmaseite bei Reinigungsentladungen durch eine Schutzklappe vor Bedampfung geschützt werden. Ein Kupfergitter auf der Außenseite des Fensters verhindert den Austritt von Hochfrequenz (Lower-Hybridwelle von etwa 1 GHz) aus dem ASDEX.

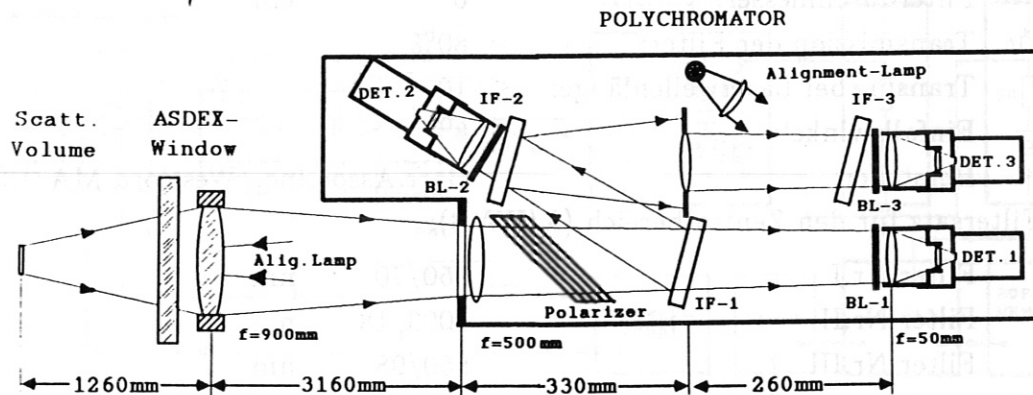


Fig.A1: Strahlengang des Streulichts einschließlich Polychromator.

Fenster:

Material:	Quarz Typ 124
Hersteller	Westdeutsche Quarzschmelze
Durchmesser	46 cm
Freier Durchmesser	40 cm
Dicke:	4 cm
Maschenweite des Cu-Gitters:	1 cm
Transmission des Cu-Gitters:	74%

Lichtsumpf:

Dicke der Bleche:	0.5 mm
Abstand der Bleche:	12 mm

Sammelobjektiv:

Das Sammelobjektiv zur Abbildung der Streuvolumina wurde speziell für diesen Zweck entwickelt; es wurde auf geringe Bildfeldwölbung hin konstruiert. Die Linsen sind entspiegelt.

Nutzbarer Durchmesser:	23 cm
------------------------	-------

Brennweite:	90	cm
Anzahl der Linsen:	4	
Hersteller:	Ludwig Wolf/Neukirchen	

### Polychromatoren

Die 16 Polychromatorkästen sind mit zwei unterschiedlichen Sätzen von je 3 Interferenzfiltern ausgerüstet: 12 besitzen relativ breitbandige Filter zur Messung von Te im Plasmaintern, 4 Polychromatoren haben einen schmalbandigen Filtersatz zur Messung am Plasmarand. Die Blockung auf der kurzwelligen Seite des Spektrums erfolgt durch separate Blockfilter

#### Filterdaten:

Filterdurchmesser:	6	cm
Transmission der Filter:	$\geq$	80%
Transm. bei Laserwellenlänge:	$\leq$	$10^{-5}$
Einfallswinkel:	$8^\circ$	
Hersteller:	Barr.Assoc.Inc./Westford MA/USA	

#### Filtersatz für den Zentralbereich ( $\lambda$ /HWB):

Filter Nr.I	950/70	nm
Filter Nr.II	1003/18	nm
Filter Nr.III	850/98	nm

Meßbereich im Zentrum  $250 \text{ eV} \leq Te \leq 5 \text{ keV}$

#### Filtersatz für den Randbereich ( $\lambda$ /HWB):

Filter Nr.I	1000/42	nm
Filter Nr.II	1030/21	nm
Filter Nr.III	940/61	nm

Meßbereich am Plasmarand  $125 \text{ eV} \leq Te \leq 2.5 \text{ keV}$

#### Feldlinse im Polychromator:

Brennweite	500	mm
Durchmesser	75	mm

#### Detektor-Objektiv:

Hersteller	Isco/Göttingen	
Typ	Kiptaron	
Brennweite	50	mm
Öffnung	f/1.2	

#### Hilfslinse:

Brennweite	200	mm
Durchmesser	60	mm

Alle einfachen Linsen bestehen aus BK7.

## Elektronik

Als Detektoren für das Streulicht werden 48 Stück Si-Avalanchediode mit eingebautem integriertem Verstärker (Hybridverstärker) verwendet. Die Dioden sind was die Maße der lichtempfindlichen Fläche angeht eine Sonderanfertigung; sie entsprechen in allen übrigen Eigenschaften dem angegebenen Typ.

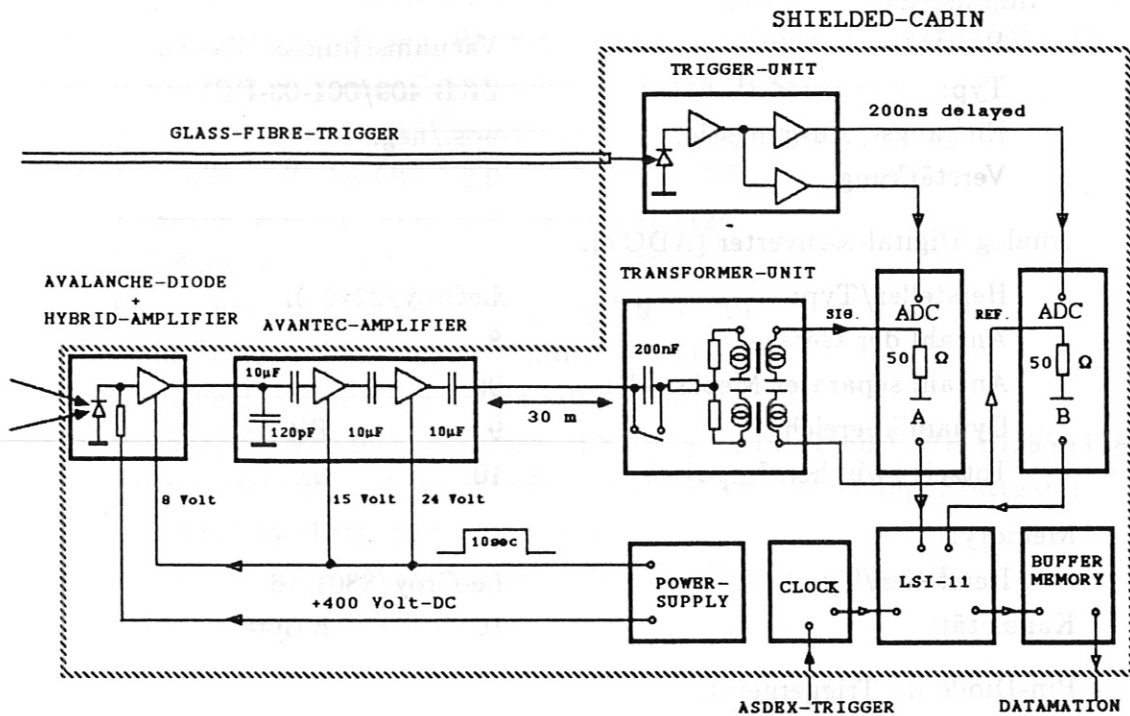


Fig.A2: Blockschaltbild des elektronischen Teils der Streuapparatur.

### Detektoren:

Hersteller/Typ	RCA/C 30950
Empfindliche Fläche	1 · 7 mm <sup>2</sup>
Bandbreite	≤ 24 MHz
Verst.durch Aval.-Eff. (max.)	≥ 20 (200)
Äquiv.Rauschleistung (NEP)	1.6 · 10 <sup>-13</sup> W/√Hz
Max.Quanten-Ausbeute	0.8 bei 0.9 µm

### Avantec-Verstärker:

IC-Typen/Hersteller	GPD-462/463/Avantec
Anzahl der Stufen	2
Spannungs-Verstärkung	25
Max.Ausgangsspannung	1.5 V
Bandbreite der Schaltung	340 Hz-26 MHz

### Übertrager-Kästen:

Die 48 Übertragerkästen enthalten je 2 Impulstrafo. Außerdem kann durch einen Schalter die untere Grenzfrequenz des Systems erniedrigt werden.

Bandbreite bei Eichungen:  $2.5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^7$  Hz  
Bandbreite bei Messungen:  $16 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^7$  Hz

### Impulstrafo:

Hersteller: Vacuumschmelze/Hanau  
Typ: ZKB 409/001-03-PF  
Eingangs-/Ausgangssig. pos./neg.  
Verstärkung 0.5

### Analog-Digital-Konverter (ADC's):

Hersteller/Typ: LeCroy/2250-L  
Anzahl der Geräte 8  
Anzahl separater Meßkanäle: 96  
Dynamikbereich 9 Bit  
Totzeit zwischen Impulsen:  $\geq 10$   $\mu s$

### Memory:

Hersteller/Typ: Le-Croy/8801-16  
Kapazität: 16 KByte

### Pin-Diode im Triggergerät:

Hersteller/Typ: Siemens/SFH-202

### LITERATURVERZEICHNIS:

- /1/ E.Fünfer, B.Kronast, H.J.Kunze Phys.Letts., Vol.5 (1963) 125
- /2/ M.J.Forrest et.al. Culham Report CLM-R 107 (1970)  
N.J.Peacock et.al. Nature 224 (1969) 488
- /3/ R.Behn Phys.Lett. 74A (1979) 316  
R.Behn, H.Röhr, K.-H.Steuer, D.Meisel, Appl.Phys.Lett. 36 (1980) 363
- /4/ H.Murmann, M.Huang, Plasma Physics and Contr. Fus. 27 (1985) 103
- /5/ H.Röhr, K.-H.Steuer, G.Schramm, K.Hirsch, H.Salzmann  
Nuclear Fusion, 22 (1982) 1099-1102
- /6/ J.Lasalle, P.Platz, Opt.Comm. 17 (1979) 325  
J.Lasalle, P.Platz, Appl.Opt. 18 (1979) 4124
- /7/ E.E.Salpeter, Phys.Rev. 120 (1960) 1528
- /8/ H.J.Kunze, Z.f.Naturforschung 20a (1965) 801
- /9/ J.Sheffield, Culham Report CLM-P 292 (1971)  
J.Sheffield, Plasma Physics 14 (1972) 783
- /10/ H.Röhr, K.-H.Steuer, K.Hirsch, H.Salzmann, Int.Report IPP III/55 (1980)  
(IPP-Garching), IPF 80-2 (1980) (Inst.f.Plasmaforschung, Stuttgart)
- /11/ H.Röhr, Phys.Lett. 81A (1981) 451
- /12/ V.S.Mukhovatov, V.D.Shafranov, Nuclear Fusion (1971) 605  
K.Lackner private Mitteilung

Wir danken:

Herrn Dr.K.Hirsch und Herrn Dr.H.Salzmann vom Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, die durch ihre Vorarbeiten wesentlich zum erfolgreichen Betrieb des neuen Streusystems beigetragen haben;

Herrn H.Czich und Herrn G.Schramm für ihre Beiträge zum elektronischen Teil des Experiments;

Herrn K.Förster und Herrn H.Strobl für ihre Mithilfe beim technischen Aufbau der Streuapparatur; Frau D.Pohl und Frau T.Wendt für ihre Mitarbeit bei dem Auswertprogramm.