

Untersuchung der bei heissen Plasmen  
auftretenden "Precursor-Ionisierung"  
mit einem Mikrowellen-Interferometer.

A. Hirt

IPP 1/24

Juni 1964

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**

**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

## GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchung der bei heißen Plasmen  
auftretenden "Precursor-Ionisierung"  
mit einem Mikrowellen-Interferometer.

A. Hirt

IPP 1/24

Juni 1964

I. Einleitung	1
II. Beschreibung des Precursor-Phänomens	2
III. Experimentelle Anordnung	3
IV. Ergebnisse	4
V. Diskussion	5
VI. Abschätzung der zur Ionisierung notwendigen Strahlungsintensität	6
1. Für die Ionisierung notwendige Ionisationsenergie	6
2. Strahlung aus dem Entladungsplasma	7
3. Rekombinations- und Bremsstrahlung	8
4. Ionisationszustand von Verunreinigungen	9
5. Hintergrundstrahlung	10
6. Abschätzung für die ionisierende Strahlung	11
VII. Zusammenfassung	12

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

## Inhaltsverzeichnis

I.	Zusammenfassung	1
II.	Einleitung	2
III.	Messmethode	3
	1. Messprinzip	3
	2. Ausbreitungsbedingungen	4
	3. Dichtemessungen	5
	4. Abschätzung der Stossfrequenz	10
IV.	Photoionisation durch Strahlung	11
V.	Messergebnisse	16
	1. Versuche, die zeigen, dass die Precursorionisierung durch Strahlung entsteht	17
	2. Zeitabhängigkeit der Precursorionisierung	18
	3. Ortsabhängigkeit	20
	4. Druckabhängigkeit	21
	5. Abhängigkeit von der Entladungsenergie	22
	6. Abhängigkeit von Verunreinigungen	23
	7. Rekombination	24
	8. Abschätzung der Stossfrequenz	25
	9. Sondenmessungen	26
	10. Gleichzeitige Messung der Bremsstrahlungsintensität	26
VI.	Abschätzung der zur Ionisierung notwendigen Strahlung	27
	1. Für die Ionisierung notwendige Strahlungsenergie	27
	2. Strahlung aus dem Entladungsplasma	28
	a) Rekombinations- und Bremsstrahlung	28
	b) Ionisationszustand von Verunreinigungsatomen	29
	c) Linienstrahlung	34
	d) Folgerung für die ionisierende Strahlung	39
VII.	Allgemeine Betrachtungen	42
	1. Vergleich der Ionisierung beim z-Pinch und Theta-Pinch	42
	2. Vorionisierung durch Precursorstrahlung	42
	Literaturverzeichnis	

## I. Zusammenfassung

An einem konischen z-Pinch-Stossrohr (6,25 kJ), an einem relativ schwachen (6,25 kJ) und an einem relativ starken Theta-Pinch (32 kJ) wurde die sogenannte Precursorionisierung mit einem 4 mm - und einem 2 cm - Mikrowelleninterferometer untersucht. Mit dem Interferometer wird die Änderung des Brechungsindex des Plasmas - und damit der Elektronendichte - als Phasenänderung zwischen einer durch das Plasma gehenden Welle und einer ungestörten Vergleichswelle bestimmt.

Die Messergebnisse zeigen, dass der Einsatzpunkt der Ionisierung unabhängig vom Ort der Messung ist, und dass weder ein senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angebrachtes Magnetfeld, noch eine absichtlich erzeugte kapazitive Kopplung die Precursorionisierung verändert. Ferner ergibt sich, dass die gemessene Elektronendichte durch Volumenionisation des Neutralgases entsteht.

Die Ursache des Precursoreffekts ist ionisierende Strahlung aus dem Entladungsplasma. Durch Abschätzung der Strahlungsverluste eines Plasmas sieht man, dass Linienstrahlung von Verunreinigungen für eine Ionisierung der wirksamste Anteil ist. Versuche mit stark verunreinigten Plasmen bestätigen dies.

Die erreichten Elektronendichten betragen bei  $H_2$  in 85 cm, bei He in 50 cm Entfernung von der Entladung (konischer z-Pinch)  $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Die gemessene Ionisierung nimmt mit zunehmender Entfernung stärker als mit  $1/x^2$  ab und zeigt in der Druckabhängigkeit ein stark ausgeprägtes Maximum zwischen 0,1 und 0,2 Torr. Zeit-, Orts- und Druckabhängigkeit lassen sich mit Volumenionisierung durch Linienstrahlung befriedigend erklären.

## II. Einleitung

Bei Stosswellenexperimenten und genügend heißen Plasmen wird vor der Stosswelle bzw. dem hochionisierten Entladungsplasma eine relativ schwache Ionisierung des Neutralgases beobachtet, die sich über einen Bereich von 100 cm und mehr erstreckt. Diese Ionisierung soll in dieser Arbeit untersucht werden. Sie wird allgemein als Precursor bezeichnet.

In der Literatur wird bei recht unterschiedlichen Anordnungen von diesem Effekt berichtet:

Er tritt auf bei elektromagnetischen Stosswellenexperimenten [1 - 5, 9]

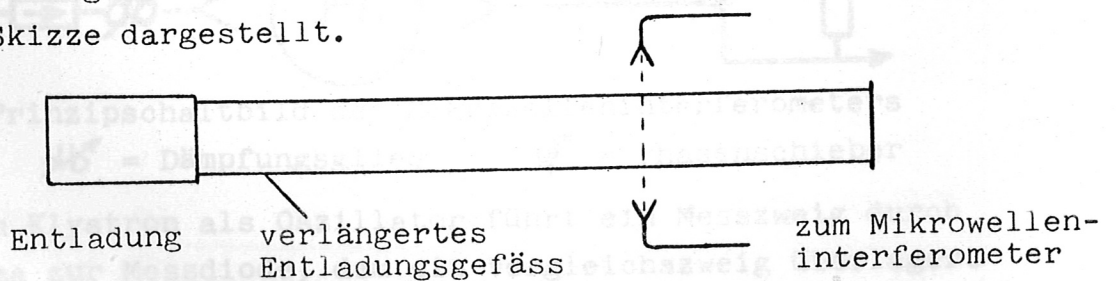
beim hydrodynamischen Stossrohr [7]

bei explodierenden Drähten [10]

bei Pinchanordnungen [8, 12].

Die Ergebnisse aus diesen Arbeiten weisen auf UV-Strahlung als Entstehungsursache hin.

Bei der hier gemachten Untersuchung wurde die Precursorionisierung mit einem 4 mm - und einem 2 cm - Mikrowelleninterferometer gemessen. Als Entladungen dienten ein konischer z-Pinch und zwei Theta-Pinche. Die Entladungen wurden in  $H_2$  und He durchgeführt. Die prinzipielle Messanordnung ist in folgender Skizze dargestellt.



Als Ursache der gemessenen Elektronendichte wird Photoionisation durch Linienstrahlung von Verunreinigungen, die durch das Temperatur- und Dichteverhalten des Entladungsplasmas gegeben ist, angenommen. Mit dieser Annahme - ihre Berechtigung wird experimentell gezeigt - werden zunächst die Messergebnisse erläutert, und dann werden einige theoretische Überlegungen über die Gültigkeit dieser Annahme angestellt. Um die Messergebnisse erklären zu können, wird in den ersten beiden Abschnitten

über die Messmethode und den Entstehungsmechanismus der gemessenen Elektronendichte durch Photoabsorption von Linienstrahlung berichtet.

### III. Messmethode

Mikrowellen von 2 cm - bzw. 4 mm Wellenlänge eignen sich gut als Nachweismittel für Elektronendichten bis  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Wegen ihrer geringen Energiedichte stören sie das Plasma sehr wenig. Eine Aussage über die Ionendichte kann bei den hier verwendeten Frequenzen nicht gemacht werden.

Es soll nun kurz erklärt werden, wie Dichtemessungen und eine Temperaturabschätzung bei der vorliegenden Arbeit gemacht wurden.

#### 1. Messprinzip

Es wird mit einem Mikrowelleninterferometer gemessen (Bild 1)

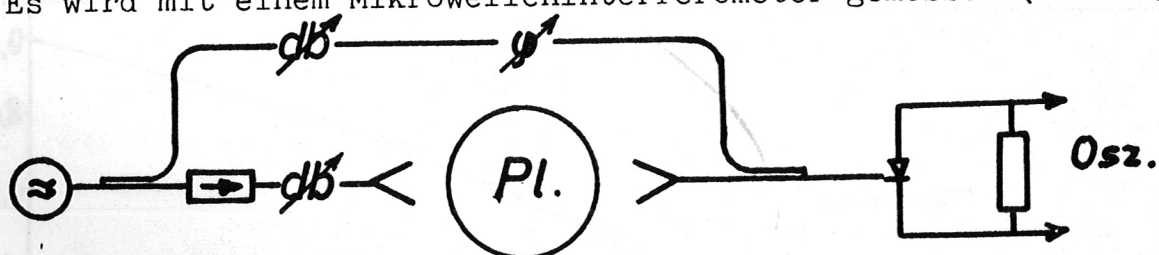


Bild 1: Prinzipschaltbild des Mikrowelleninterferometers

$db$  = Dämpfungsglied       $\psi$  = Phasenschieber

Von einem Klystron als Oszillator führt ein Messzweig durch das Plasma zur Messdiode, dem ein Vergleichszweig überlagert wird. Dämpfungsglieder und Phasenschieber dienen zur Abstimmung der einzelnen Zweige, Richtungskoppler und eine Einwegleitung sorgen dafür, dass sich beide Zweige nicht stören. Es wurden Transmissionmessungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Plasmafront gemacht.

Die Abmessungen der Mikrowellenhornantennen und ihre Geometrie bezüglich des Entladungsgefäßes wurden so gewählt, dass man in guter Näherung eine ebene Plasmaschicht und ebene Wellenfronten annehmen kann.

## 2. Ausbreitungsbedingungen

In mehreren Arbeiten werden die Ausbreitungsbedingungen einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma hergeleitet (z.B. [15]). Hier soll nur auf das Prinzip eingegangen werden. Für die spätere Anwendung ist nur der magnetfeldfreie Fall wichtig.

Der Brechungsindex  $n^*$  eines magnetfeldfreien Plasmas ergibt sich zu

$$(1) \quad n^{*2} = (n + i\alpha)^2 = 1 - \frac{1}{\omega^2/\omega_p^2 + i\nu\omega/\omega_p^2}$$

$$\omega_p = 2\pi \cdot 8,97 \cdot 10^3 \sqrt{N_e} \text{ [sec}^{-1}\text{]} = \text{Plasmafrequenz}$$

$N_e$  = Elektronendichte ( $\text{cm}^{-3}$ ),

$\nu$  = Stossfrequenz ( $\text{sec}^{-1}$ )

$\omega$  = Kreisfrequenz der eingestrahlten Welle ( $\text{sec}^{-1}$ )

Bild 2 zeigt den Verlauf von  $n^*$  in Abhängigkeit von  $\omega_p^2/\omega^2$  für verschiedene  $c = \nu\omega/\omega_p^2$ .

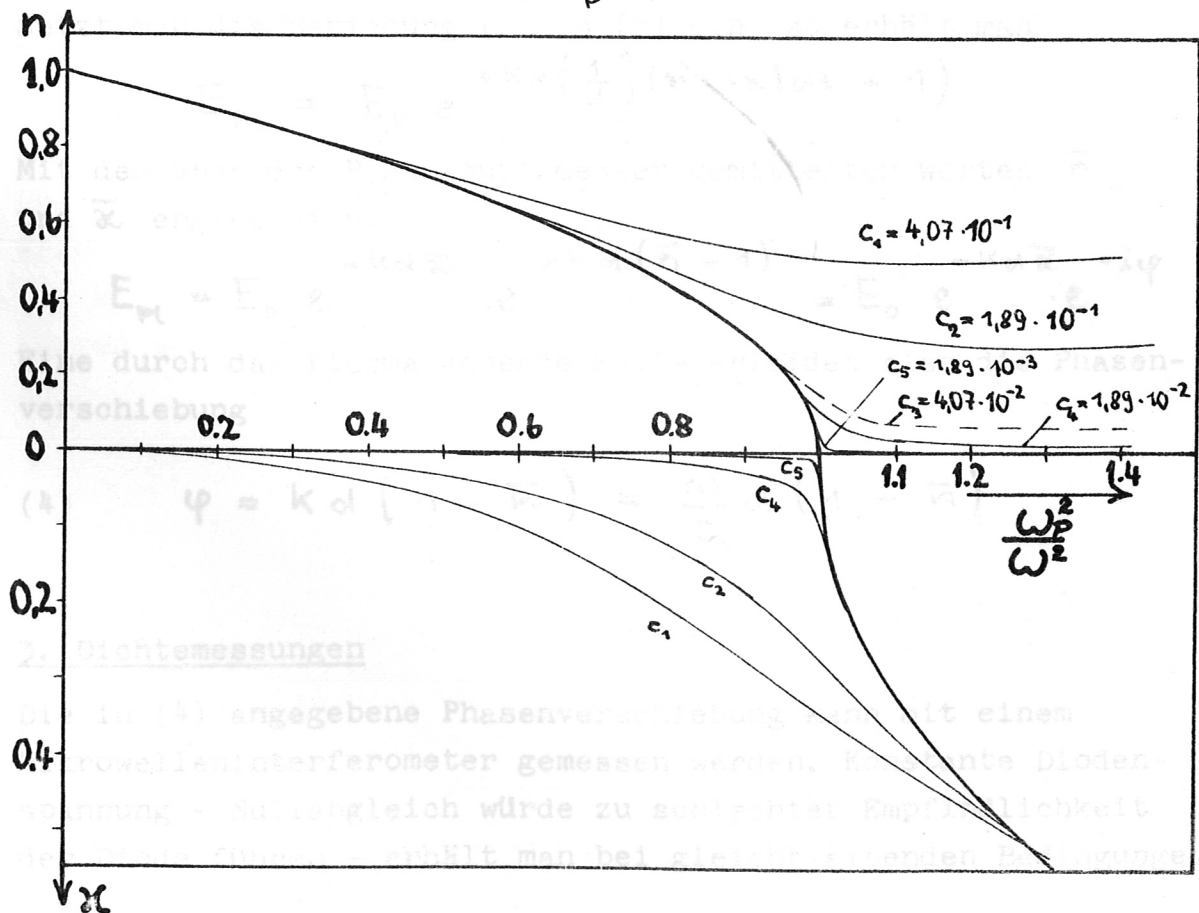


Bild 2: Abhängigkeit des Real- und Imaginärteils des Brechungsindex von  $\omega_p^2/\omega^2$  für verschiedene  $c = \nu\omega/\omega_p^2$

Beim Durchgang einer ebenen, linear polarisierten elektromagnetischen Welle durch ein Plasma der Dicke  $d$  und des vom Ort  $z$  abhängigen Brechungsindex  $n^*(z)$  wird der optische Weg  $\int_0^d n^*(z) dz$  durchlaufen. Es gilt also für die durch das Plasma gehende Welle:

$$(2) \quad \begin{aligned} E_{Pl} &= A e^{i(k \int_0^d n^*(z) dz - \omega t)} \\ &= A e^{i(k \int_0^d (n + i\kappa) dz - \omega t)} \end{aligned}$$

$A$  = Amplitude der Welle

$k = \frac{\omega}{c}$  = Ausbreitungskonstante im Vakuum

Ohne Plasma ist der optische Weg  $d$  und es gilt, falls Reflexionsverluste vernachlässigt werden können (Amplitude  $A$  bleibt gleich):

$$(3) \quad E_0 = A e^{i(kd - \omega t)}$$

Setzt man die Beziehung (3) in (2) ein, so erhält man

$$E_{Pl} = E_0 e^{i k d \left( \frac{1}{d} \int_0^d (n + i\kappa) dz - 1 \right)}$$

Mit den über den Plasmadurchmesser gemittelten Werten  $\bar{n}$  und  $\bar{\kappa}$  ergibt sich:

$$E_{Pl} = E_0 e^{-k d \bar{\kappa}} \cdot e^{i k d (\bar{n} - 1)} = E_0 e^{-k d \bar{\kappa}} \cdot e^{-i \varphi}$$

Eine durch das Plasma gehende Welle erleidet also die Phasenverschiebung

$$(4) \quad \varphi = k d (1 - \bar{n}) = \frac{\omega}{c} d (1 - \bar{n})$$

### 3. Dichtemessungen

Die in (4) angegebene Phasenverschiebung kann mit einem Mikrowelleninterferometer gemessen werden. Konstante Diodenspannung - Nullabgleich würde zu schlechter Empfindlichkeit der Diode führen - erhält man bei gleichbleibenden Bedingungen



im Plasma. Wenn sich aber der Brechungsindex mit der Zeit ändert, verändert die Messwelle ihre Phase  $\varphi(t)$  und überlagert sich mit der Vergleichswelle zu einer zeitlich veränderlichen Funktion.

Vergleichswelle:  $E_V(t) = E_{V_0} e^{-i\omega t}$

Messwelle:  $E_M(t) = E_{M_0} e^{-i(\omega t + \varphi(t))}$

$$E_V + E_M = (E_{V_0} + E_{M_0} e^{-i\varphi(t)}) e^{-i\omega t}$$

Wegen der Trägheit der Diode werden Schwingungen mit Mikrowellenfrequenz nicht registriert. Da die Diode eine quadratische Kennlinie hat, erhält man als Messsignal (siehe Bild 3,4,5)

$$|E_V + E_M|^2 = E_{V_0}^2 + E_{M_0}^2 + 2 E_{V_0} E_{M_0} \cos \varphi(t)$$

Durch Ausmessen der Frequenz dieser Cosinusfunktion bekommt man den zeitlichen Verlauf von  $\varphi(t)$ . Die Amplitude ergibt die Dämpfung der Welle.

In den Bildern 3 - 5 werden typische Oszillogramme von Mikrowellenmessungen gezeigt, die das vorher Gesagte veranschaulichen sollen.

Bei Bild 3 (2 cm Wellen) und 4 (4 mm Wellen) wurde die Precursorionisierung durch einen konischen z-Pinch (6,25 kJ) erzeugt, bei Bild 5 (4 mm Wellen) durch einen Theta-Pinch (32 kJ). Die zu den einzelnen Entladungen gehörenden  $dJ/dt$ -Kurven wurden mit einer Rogowski-Spule gemessen.

Konischer z-Pinch (6,25 kJ, Füllgas H<sub>2</sub>, Fülldruck p = 0,1 t)

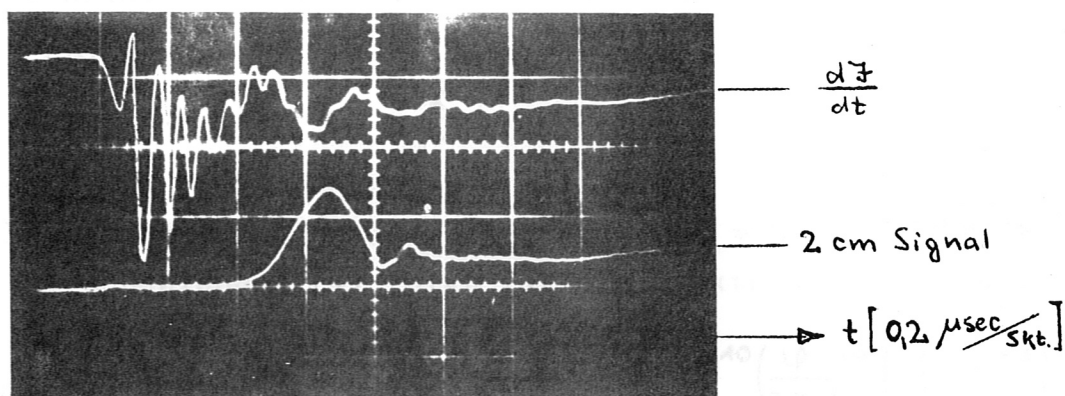


Bild 3:  $dJ/dt$  und 2 cm Mikrowellensignale der Precursorionisierung. Abstand von der Entladung  $x = 85$  cm.

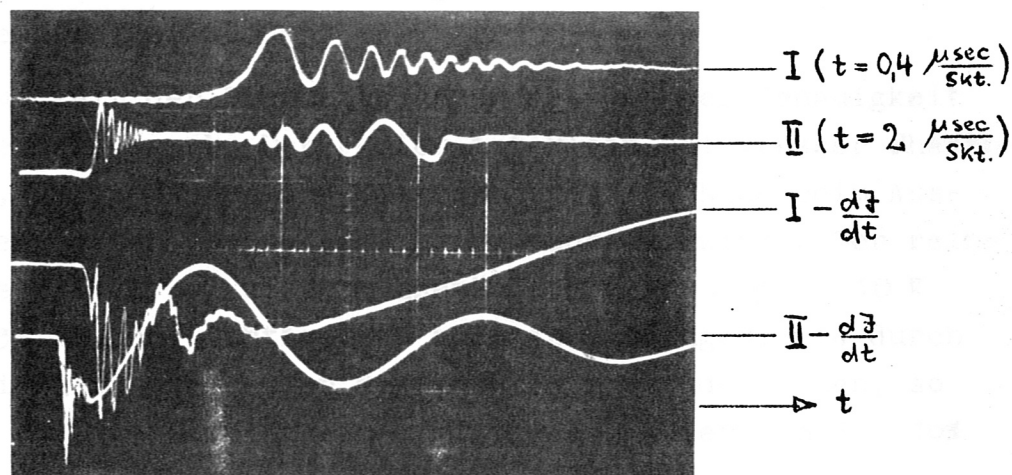


Bild 4:  $dJ/dt$  und 4 mm Mikrowellensignale für 2 Entladungen. Abstand  $x = 85$  cm.

32 kJ Theta-Pinch (Füllgas H<sub>2</sub>, p = 0,11 t)

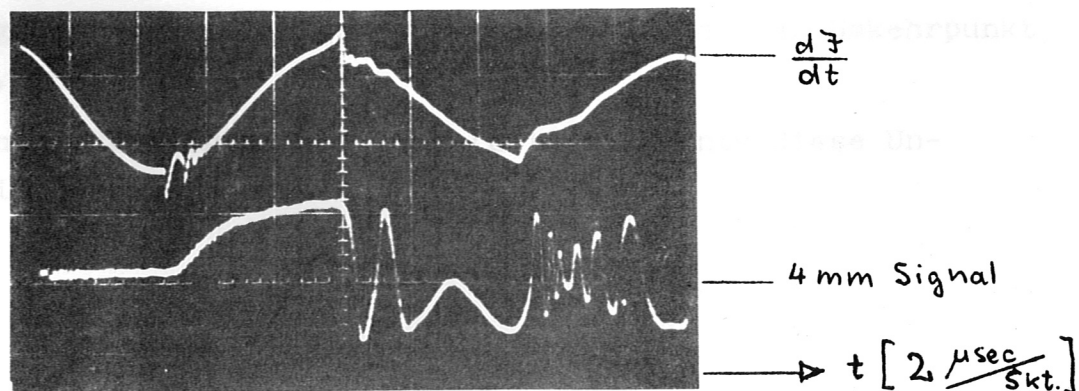


Bild 5:  $dJ/dt$  und 4 mm Mikrowellensignal der Precursorionisierung am Theta-Pinch.  $x = 90$  cm.

Mit der aus den Messkurven erhaltenen Phasenverschiebung kann die Elektronendichte des Plasmas bestimmt werden.

Aus Bild 2 sieht man, dass auch noch bei hohen Stossfrequenzen  $\nu$  für  $\omega_p^2/\omega^2 \lesssim 0,6$  als gute Näherung gilt:

$$\bar{n}^2 \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Dabei bleibt der Fehler unter 1%.

Mit der Beziehung für die Plasmafrequenz  $\omega_p/2\pi = 8,97 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{N_e}$  [sec<sup>-1</sup>] und der Phasenbeziehung (4) folgt für die Elektronendichte  $N_e$ :

$$(5) \quad N_e \approx 1/9 \cdot 10^4 \left\{ 2 \frac{\omega}{2\pi} \cdot \frac{\varphi}{2\pi d} - 3 \cdot 10^{10} \left( \frac{\varphi}{2\pi d} \right)^2 \right\} [\text{cm}^{-3}]$$

d = Plasmadurchmesser

$\varphi$  = gemessene Phasenverschiebung

$\frac{\omega}{2\pi}$  = eingestrahlte Frequenz

Die Genauigkeit der Dichtemessung hängt von der Genauigkeit der Phasenmessung ab. Der Fehler ist klein bei grosser Phasenänderung, da sich dann die Unsicherheit der Phase beim Ausmessen der ersten Cosinusschwingung nicht auswirkt. Der reine Messfehler liegt bei einer Phasenänderung von  $\varphi \approx 10\pi$  bei ca. 3%. Berücksichtigt man noch Abweichungen, die durch die vereinfachten Annahmen der Theorie zustande kommen, so kann man für die Dichtemessung mit einem Fehler von 5 - 10% rechnen.

Eine Schwierigkeit für die Phasenbestimmung tritt ein, wenn das "Precursorplasma", nachdem es einen Maximalwert der Elektronendichte erreicht hat, wieder rekombiniert. Die Phase  $\Delta\varphi$  ändert dabei ihre Richtung. Mit der einfachen Interferometerschaltung kann man im allgemeinen nur schwer diesen Umkehrpunkt erkennen.

Durch eine verbesserte Schaltung (Bild 6) konnte diese Unsicherheit beseitigt werden.

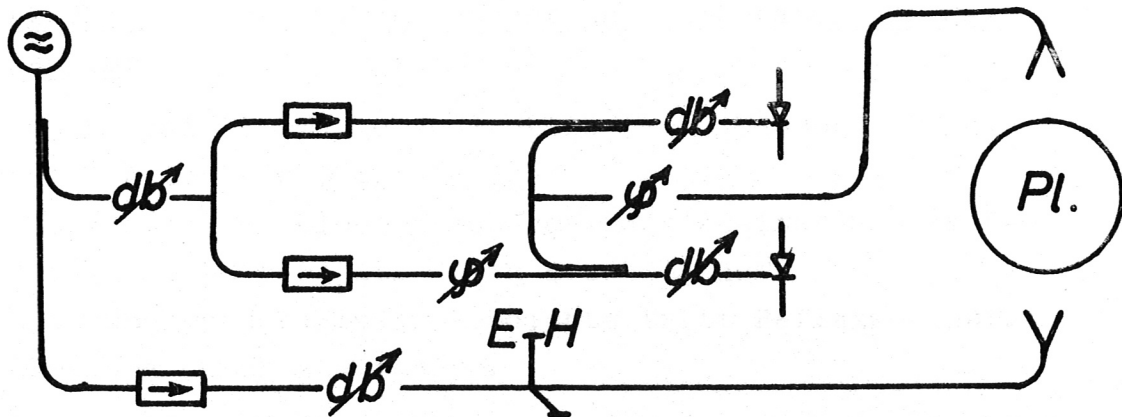


Bild 6: Prinzipschaltbild der verbesserten Interferometer-Schaltung

E - H - Tuner = Abstimmglied für minimale Reflexion.

Durch ein Klystron werden ein, durch einen E - H- Tuner optimal abgestimmter Messzweig, und zwei durch einen Phasenschieber um  $90^\circ$  verstimmt Vergleichszweige gespeist. Richtkoppler und Einwegleitungen entkoppeln die einzelnen Zweige. Durch Dämpfungsglieder werden die Amplituden einander angepasst. Vor den Dioden überlagern sich die Messwelle und die jeweilige Vergleichswelle wegen der Phasendifferenz der Vergleichswellen zu einer  $\cos$ - und  $\sin$ -Funktion. Man erhält also an den Dioden zwei um  $90^\circ$  phasenverschobene Messsignale, die auf einem Zweistrahl-Oszillographen aufgenommen werden. Zeichnet man aus diesen Messkurven ein Kreisdiagramm, so kann man den Umkehrpunkt der Phase recht gut erkennen.

In Bild 7 wird die Auswertung einer Messung mit der in Bild 6 angegebenen Schaltung gezeigt. Es ist dabei nur der für die Phasenumkehr in Frage kommende Bereich gezeichnet. Die Messpunkte liegen jeweils  $0,2 \mu\text{sec}$  auseinander.

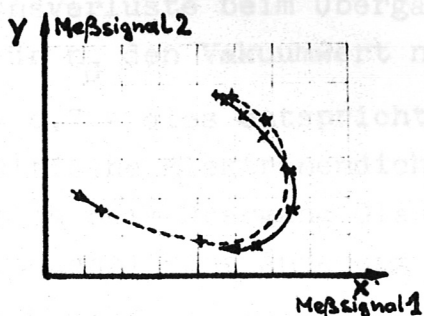


Bild 7: Beispiel für die Auswertung einer Messung mit der Interferometerschaltung nach Bild 6.

#### 4. Abschätzung der Stossfrequenz und Temperatur aus der Dämpfung

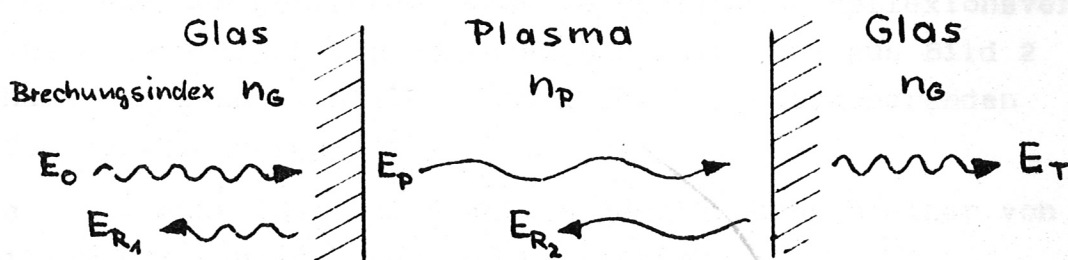
Die durch das Plasma gehende Welle wird gedämpft. Dabei treten 3 Arten von Dämpfung auf:

- Das Plasma hat einen Brechungsindex kleiner als 1. Dadurch treten Verluste durch Brechung auf.
- Mit zunehmender Elektronendichte tritt Reflexion auf.
- Dämpfung durch Absorption.

Da bei der verwendeten Anordnung fast nur senkrecht einfallende Strahlen zum anderen Horn gelangen ( $88^\circ < \vartheta < 92^\circ$ ), braucht der erste Effekt nicht berücksichtigt werden.

Reflexionsverluste werden erst bedeutend, wenn der Brechungsindex viel kleiner als 1 ist.

In folgender Skizze sind die reflektierenden Oberflächen, die nicht stationäre Reflexionsverluste ergeben, eingezeichnet.



Schliesst das Plasma unmittelbar an die Wand an, so ergibt sich für die Reflexionskoeffizienten  $R_1$  und  $R_2$ :

$$(6) \quad R_1 = \frac{E_{R1}^2}{E_0^2} = \frac{(n_g - n_p)^2}{(n_g + n_p)^2} ; \quad R_2 = \frac{E_{R2}^2}{E_p^2} = \frac{(n_p - n_g)^2}{(n_p + n_g)^2}$$

Der gesamte Reflexionsverlust ist  $R_1 + R_2 = 2 R$ .

Liegt das Plasma nicht an der Wand, so entstehen nichtstationäre Reflexionsverluste beim Übergang Vakuum-Plasma und man muss in (6) für  $n_g$  den Vakuumwert  $n = 1$  einsetzen.

Für  $n_p = 0,7$  - dies entspricht einer Dichte von  $N_e/N_k \approx 0,5$  ( $N_k =$  kritische Elektronendichte,  $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  bei 4 mm Wellen) - ergibt sich beim Übergang Glas-Plasma ( $n_g \approx 2 - 3,5$  bei Mikrowellenfrequenz) eine Änderung des Reflexionskoeffizienten

#### 4. Abschätzung der Stossfrequenz und Temperatur aus der Dämpfung

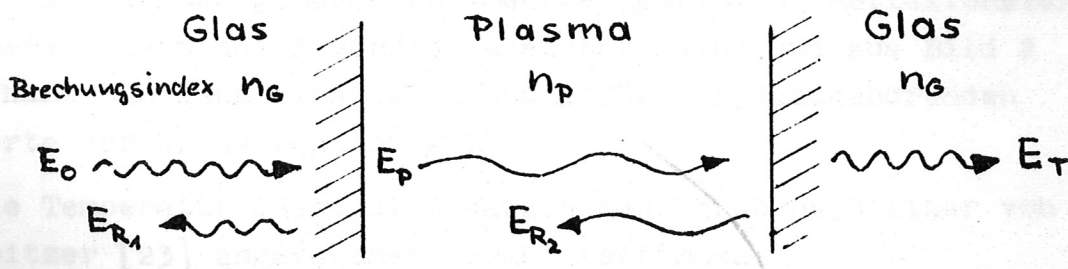
Die durch das Plasma gehende Welle wird gedämpft. Dabei treten 3 Arten von Dämpfung auf:

- Das Plasma hat einen Brechungsindex kleiner als 1. Dadurch treten Verluste durch Brechung auf.
- Mit zunehmender Elektronendichte tritt Reflexion auf.
- Dämpfung durch Absorption.

Da bei der verwendeten Anordnung fast nur senkrecht einfallende Strahlen zum anderen Horn gelangen ( $88^\circ < \vartheta < 92^\circ$ ), braucht der erste Effekt nicht berücksichtigt werden.

Reflexionsverluste werden erst bedeutend, wenn der Brechungsindex viel kleiner als 1 ist.

In folgender Skizze sind die reflektierenden Oberflächen, die nicht stationäre Reflexionsverluste ergeben, eingezeichnet.



Schliesst das Plasma unmittelbar an die Wand an, so ergibt sich für die Reflexionskoeffizienten  $R_1$  und  $R_2$ :

$$(6) \quad R_1 = \frac{E_{R_1}^2}{E_0^2} = \frac{(n_G - n_P)^2}{(n_G + n_P)^2} ; \quad R_2 = \frac{E_{R_2}^2}{E_P^2} = \frac{(n_P - n_G)^2}{(n_P + n_G)^2}$$

Der gesamte Reflexionsverlust ist  $R_1 + R_2 = 2 R$ .

Liegt das Plasma nicht an der Wand, so entstehen nichtstationäre Reflexionsverluste beim Übergang Vakuum-Plasma und man muss in (6) für  $n_G$  den Vakuumwert  $n = 1$  einsetzen.

Für  $n_P = 0,7$  - dies entspricht einer Dichte von  $N_e/N_k \approx 0,5$  ( $N_k =$  kritische Elektronendichte,  $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  bei 4 mm Wellen) - ergibt sich beim Übergang Glas-Plasma ( $n_G \approx 2 - 3,5$  bei Mikrowellenfrequenz) eine Änderung des Reflexionskoeffizienten

gegenüber einer Anordnung ohne Plasma von  $\Delta R \approx 0,1 - 0,13$ .  
Bei einem Übergang Vakuum-Plasma ergibt sich  $\Delta R \approx 0,05$ .  
Für Elektronendichten von  $N_e/N_k = 0,5$  betragen die Reflexionsverluste also bis zu 15%. Aus den Bildern 3 - 5 sieht man, dass Dämpfung durch Reflexion nicht für die starke Abnahme der Amplitude des Messsignals massgebend sein kann.

Die Dämpfung durch Absorption wird durch den imaginären Anteil im Brechungsindex beschrieben. Für die Amplitude der Welle gilt (siehe S. 5 ):

$$|E_{p1}| = |E_0| \cdot e^{-k \bar{x} d} = |E_0| \cdot e^{-\frac{\omega}{c} \bar{x} d}$$

Wegen der quadratischen Kennlinie der Diode erhält man daher für die Amplitude des Messsignals

$$|E_{p1}|^2 = |E_0|^2 \cdot e^{-2 \frac{\omega}{c} \bar{x} d}$$

Aus der Dämpfung des Messsignals kann man die zu bestimmten  $\omega^2/\omega^2$ -Werten gehörenden  $\bar{x}$ -Werte bestimmen (Reflexionsverluste müssen dabei vernachlässigbar sein) und aus Bild 2 erhält man dann eine Abschätzung für die dazugehörenden Werte der Stossfrequenz  $\nu$ .

Die Temperatur lässt sich daraus ganz grob nach einer von Spitzer [23] angegebenen Formel bestimmen:

$$(7) \quad \nu_e = \frac{\pi^{3/2} e^4 N_e \ln \Lambda}{2 \cdot 0,58 (2 k T_e)^{3/2} m_e^{1/2}} \approx 20 \cdot N_e \cdot T_e^{-3/2} [\text{sec}^{-1}]$$

$N_e$  = Elektronendichte ( $\text{cm}^{-3}$ )

$T_e$  = Elektronentemperatur ( $^{\circ}\text{K}$ )

$\ln \Lambda$  = eine in [23] tabellierte Funktion

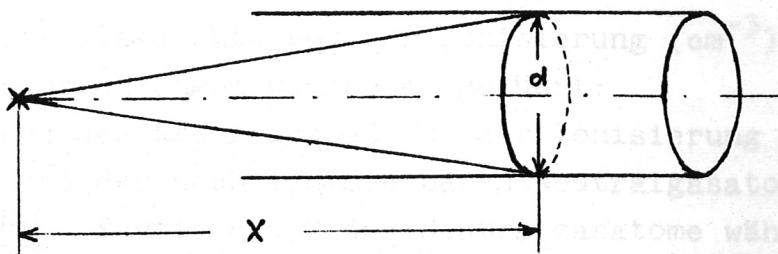
#### IV. Photoionisation durch Strahlung

Als Ursache der Precursorionisierung wird Photoionisation durch Linienstrahlung von ionisierten Verunreinigungsatomen angenommen.

Es wird die vereinfachte Annahme gemacht, dass die Photonenquelle isotrop und punktförmig ist. Die Punktförmigkeit gilt näherungsweise für grosse Entfernungen. Für die hier verwendete

ten Anordnungen ergibt sich daraus folgendes Modell:

Eine Punktquelle strahlt mit der Intensität  $\mathcal{J}$  in einen Zylinder des Durchmessers  $d$ , der mit Neutralgas gefüllt ist.



Wenn  $\mathcal{J}_0$  die Gesamtintensität der Punktquelle ist, so gilt für den in den Zylinder eintretenden Anteil:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \cdot \Omega \approx \mathcal{J}_0 \frac{d^2 \pi}{4 \cdot 4\pi x^2} = \mathcal{J}_0 \frac{d^2}{16 x^2}$$

Raumwinkel

$\mathcal{J}$  = Intensität = Anzahl der Photonen pro Flächen- und Zeiteinheit ( $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ ).

Durch Absorption gehen Photonen verloren. Bei einem monochromatischen parallelen Strahlenbündel gilt für die Abnahme der Intensität auf dem Weg  $\Delta x$ :

$$\Delta \mathcal{J} = -\mathcal{J}' \mu' \Delta x ;$$

$\mathcal{J}'$  = einfallende Intensität

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}'_0 e^{-\mu' \Delta x} ;$$

$\mu'$  = Absorptionskoeffizient ( $\text{cm}^{-1}$ )

Die x-Abhängigkeit der Intensität summiert über mehrere Linien für ein auf Normalbedingungen reduziertes  $\mu$  ist:

$$(8) \quad \mathcal{J}(x) = \sum_k \frac{d^2}{16 x^2} \mathcal{J}_{0k} \exp\left\{-\mu(\omega_k) x \frac{p}{760} \cdot \frac{273}{T}\right\} [\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}]$$

An einem festen Ort  $x$  gilt für die durch Photoionisation erzeugte Elektronendichte  $N_e$  - Rekombination kann bei kurzen Zeiten (einige  $\mu\text{sec}$ ) und hoher Intensität vernachlässigt werden -

$$(9) \quad \frac{dN_e}{dt} = \mathcal{J}(x,t) \cdot \sigma(\omega) (N_m^0 - N_e)$$

integriert: 
$$N_e = N_m^0 \left( 1 - \exp\left\{-\sigma(\omega) \int_0^t \mathcal{J}(x,t) dt\right\}\right)$$



$\sigma(\omega)$  = Wirkungsquerschnitt für Photoionisation für ein Atom

$$\sigma(\omega) = \mu_i / n_0 \text{ [cm}^2\text{]}$$

$\mu_i$  = Photoionisationskoeffizient für Normalbedingungen ( $\text{cm}^{-1}$ )

$n_0 = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  = Loschmidt-Zahl

$N_n^0$  = Neutralgasdichte vor der Ionisierung ( $\text{cm}^{-3}$ )

Als neue Bezeichnungen werden eingeführt:

$p_0$  = Druck des Neutralgases vor der Ionisierung (Torr)

$N_n$  = Dichte der noch ionisierbaren Neutralgasatome ( $\text{cm}^{-3}$ )

$p = p_0 \frac{N_n}{N_n^0}$  = Partialdruck der Neutralgasatome während der Ionisierung

$T$  = Temperatur des Neutralgases ( $^{\circ}\text{K}$ )

Man kann dann die Abnahme der Photoabsorption - das sog. "optisch dünner werden" - wegen des normierten Absorptionskoeffizienten  $\mu_i$  (Es wird nur der zur Ionisierung notwendige Spektralbereich für die Absorption betrachtet) mit dem Partialdruck des Neutralgases beschreiben. Wenn man obige Bezeichnungen und Gleichung (8) in (9) einsetzt, so erhält man

$$(10) \quad N_e = N_n^0 \left( 1 - \exp \left\{ - \frac{d^2}{16x^2} \sum_k \frac{\mu_i(\omega_k)}{n_0} \cdot e^{-\mu_i(\omega_k) \times \frac{p_0}{760} \cdot \frac{273}{T} \cdot \frac{N_n}{N_n^0}} \cdot \int_0^t J_{0k} dt \right\} \right)$$

Für einen Ionisationsgrad von  $\alpha \sim 10^{-2}$  ist der in geschweifeter Klammer stehende Exponent  $< 10^{-2}$  und man kann deshalb bis zum ersten Glied entwickeln.

Als Näherung für kleine Elektronendichten ergibt sich dann

$$(11) \quad N_e \approx N_n^0 \frac{d^2}{16x^2} \sum_k \frac{\mu_i(\omega_k)}{n_0} \cdot \exp \left\{ - \mu_i(\omega_k) \times \frac{p_0}{760} \cdot \frac{273}{T} \right\} \cdot \int_0^t J_{0k}(t) dt$$

Mehrfachstöße, die eine Erhöhung der Ionisierung bewirken, und Rekombination wurden hier nicht berücksichtigt.

Aus Gleichung (11) sieht man, dass die Elektronendichte direkt proportional der bis zur Zeit  $t$  eingestrahelten Intensität und dem Wirkungsquerschnitt ist. Aus der Precursorionisierung kann man also auf die im Photoabsorptionsbereich abgegebene Strahlung schließen. Ist die Intensität konstant, so wird die Elektronendichte linear mit der Zeit ansteigen.

Für die Ortsabhängigkeit folgt, dass die Ionisierung mit zunehmendem Abstand von der Entladung stärker als mit  $1/x^2$  abnehmen muss, da die Intensitätsabnahme durch Absorption noch hinzukommt.

Die Druckabhängigkeit steckt bei Gleichung (11) in der Neutralgasdichte  $N_m^0$  und in dem durch die Normierung von  $\mu_i$  entstandenen Faktor  $p_0$ . Ausserdem wird sich auch  $\mathcal{F}_0$  mit dem Druck ändern. Bei konstanter Intensität würde man für monochromatische Strahlung folgenden qualitativen Verlauf erwarten:

$$\sim C p e^{-Ap}$$

C und A sind von p unabhängige Konstanten.

Diese Funktion hat ein Maximum für

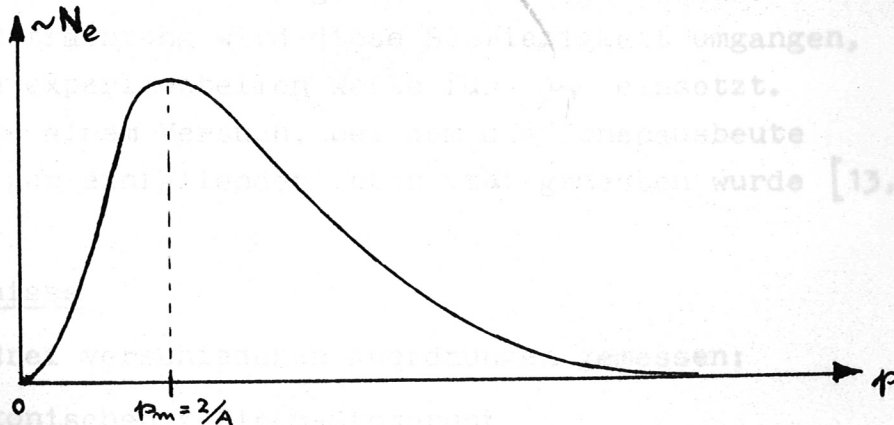
$$p_m = \frac{1}{A} [\text{Torr}] \quad \text{mit} \quad A = \mu_i \frac{x}{760} \cdot \frac{273}{T}$$

Macht man die vereinfachte Annahme, dass die Intensität in einem beschränkten Bereich linear mit p zunimmt, so erhält man

$$N_e \sim C p^2 e^{-Ap}$$

mit einem Maximum bei  $p_m = 2/A$  (Torr).

Der qualitative Verlauf für diesen Fall ist in folgender Skizze dargestellt:



Bei der Absorption mehrerer Linien mit verschiedenem  $\mu_i$  werden sich solche Kurven mit etwas verschobenem und verschieden hohem Maximum überlagern. Der Gesamtverlauf wird dadurch etwas flacher.

Es sei nun noch ein Beispiel angegeben:

Für  $\mu_1 \approx 200 \text{ cm}^{-1}$  und  $x = 50 \text{ cm}$  folgt  $p_m \approx 0,15 \text{ (Torr)}$

### Sekundäreffekte

Sehr kurzwellige Strahlung kann in mehreren ionisierenden Stößen ihre Energie abgeben.

Wollte man diesen Effekt in der Absorptionsformel berücksichtigen, so müsste man einen Emissionskoeffizienten  $j_\nu$  für jedes ionisierte Atom einführen, da es nach dem Stoss der Ausgangspunkt für Sekundärstrahlung ist. Man erhält dann

$$\begin{aligned}\frac{d\mathcal{F}_\nu}{dx} &= -\mu_\nu \mathcal{F}_\nu + j_\nu \\ \frac{d\mathcal{F}}{\mu_\nu dx} &= -\mathcal{F}_\nu + \frac{j_\nu}{\mu_\nu}\end{aligned}$$

Dies ist die Gleichung für "Radiative Transfer" nach Chandrasekhar, deren formale Lösung lautet

$$\mathcal{F}(x) = \mathcal{F}(0) \cdot e^{-\tau(x,0)} + \int_0^x j_\nu(x') \cdot e^{-\tau(x,x')} dx'$$

wobei  $\tau(x,x') = \int_{x'}^x \mu_\nu dx$  die optische Dicke ist.

Man müsste also den Emissionskoeffizienten  $j_\nu$  kennen, um die Abnahme der Intensität richtig beschreiben zu können.

Bei unserer Betrachtung wird diese Schwierigkeit umgangen, indem man die experimentellen Werte für  $\mu_\nu$  einsetzt.

Sie folgen aus einem Versuch, bei dem die Ionenausbeute proportional zur einfallenden Intensität gemessen wurde [13, 14].

### V. Messergebnisse

Es wurde an drei verschiedenen Anordnungen gemessen:

a) An einem konischen z-Pinch-Stossrohr

Energie:  $W = 6,25 \text{ kJ}$

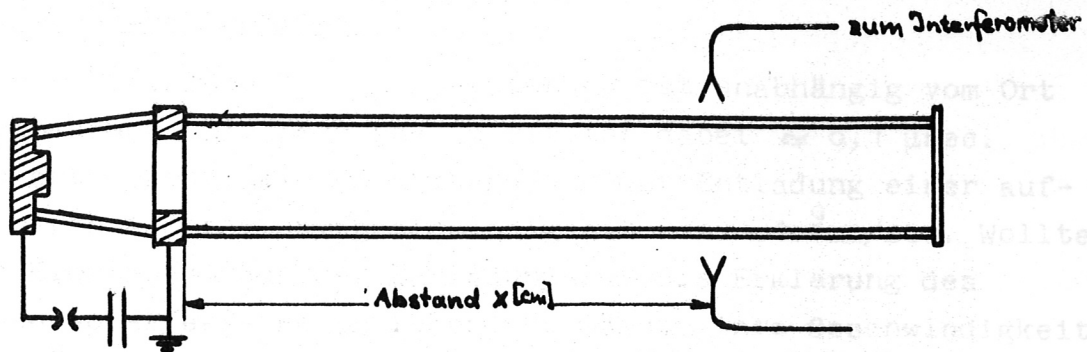
Ladespannung:  $U_0 = 18 \text{ kV}$

Schwingungsdauer:  $T = 8$

Stossrohr:  $l = 1 \text{ m}$ , Durchmesser =  $10 \text{ cm}$

Neigungswinkel des Konus  $\vartheta = 10^\circ$

Messanordnung beim konischen z-Pinch:



b) An einem schwachen Theta-Pinch

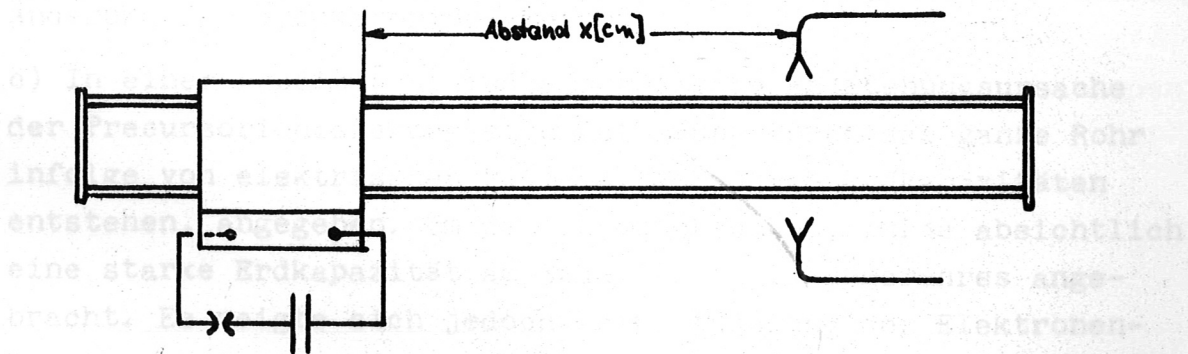
Energie:  $W = 6,25 \text{ kJ}$

Ladespannung:  $U_0 = 18 \text{ kV}$

Schwingungsdauer:  $T = 10,4 \text{ } \mu\text{sec}$

Spulenlänge:  $l = 10 \text{ cm}$

Spulendurchmesser:  $d = 12,5 \text{ cm}$



c) An einem stärkeren Theta-Pinch

Energie:  $W = 32 \text{ kJ}$

Ladespannung:  $U_0 = 40 \text{ kV}$

Schwingungsdauer:  $T = 10,2 \text{ } \mu\text{sec}$

Spulenlänge:  $l = 20 \text{ cm}$

Spulendurchmesser:  $d = 9 \text{ cm}$

1. Versuche, die zeigen, dass die Precursorionisierung durch Strahlung entsteht.

- a) Der Einsatzpunkt der Ionisierung ist unabhängig vom Ort der Messung. Die Messgenauigkeit ist dabei  $\approx 0,1 \mu\text{sec}$ . Das entspricht bei 1 m Abstand von der Entladung einer auflösbaren Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $\approx 10^9 \text{cm/sec}$ . Wollte man Elektronen aus der Entladung für die Erklärung des Precursoreffekts heranziehen, so müsste ihre Geschwindigkeit  $> 10^9 \text{cm/sec}$  (Energie  $\sim 300 \text{eV}$ ) sein. In ausreichender Anzahl sind so schnelle Elektronen sicher nicht vorhanden.
- b) Ein senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angebrachtes Magnetfeld würde schnelle Elektronen in ihrer Richtung ablenken (Larmorradius für 300 eV Elektronen bei einem Magnetfeld von  $1 \text{kT}$  :  $r_L \sim 1 \text{mm}$ ). Die gyrierenden Elektronen könnten dann nur noch mit Diffusionsgeschwindigkeit weiterfliegen. Versuche mit einem Magnetfeld von  $1,4 \text{kT}$  ergaben keine Änderung der Precursorionisierung.
- c) In einer Arbeit [11] wird als mögliche Entstehungsursache der Precursorionisierung eine Entladung durch das ganze Rohr infolge von elektrischen Feldern, die durch Erdkapazitäten entstehen, angegeben. Um das zu untersuchen, wurde absichtlich eine starke Erdkapazität am Ende des Entladungsrohres angebracht. Es zeigte sich jedoch keine Änderung der Elektronendichte. Ausserdem würde eine solche Entladung nur sehr wenig durch Plexiglasblenden gestört.
- d) Es konnte auch gezeigt werden, dass Bremsstrahlung von den Elektroden, wie es in [9] vermutet wird, nicht massgebend für den Precursor ist. Das charakteristische Bremsstrahlungsspektrum, das den Hauptanteil der Bremsstrahlung der Elektroden ausmacht, liegt zwischen 1 und  $2 \text{\AA}$ . Versuche mit dünnen Hostaphanfolien zwischen Entladung und Messort, die Strahlung von  $\leq 10 \text{\AA}$  gut durchlassen, ergaben keine messbare Ionisierung. Wegen des geringen Absorptionskoeffizienten - für  $\text{H}_2$  und He gilt bei  $68 \text{\AA}$   $\mu \approx 3 - 8 \cdot 10^{-1} \text{cm}^{-1}$ , bei kleineren Wellenlängen

noch viel kleiner - ist dies auch nicht anders zu erwarten.

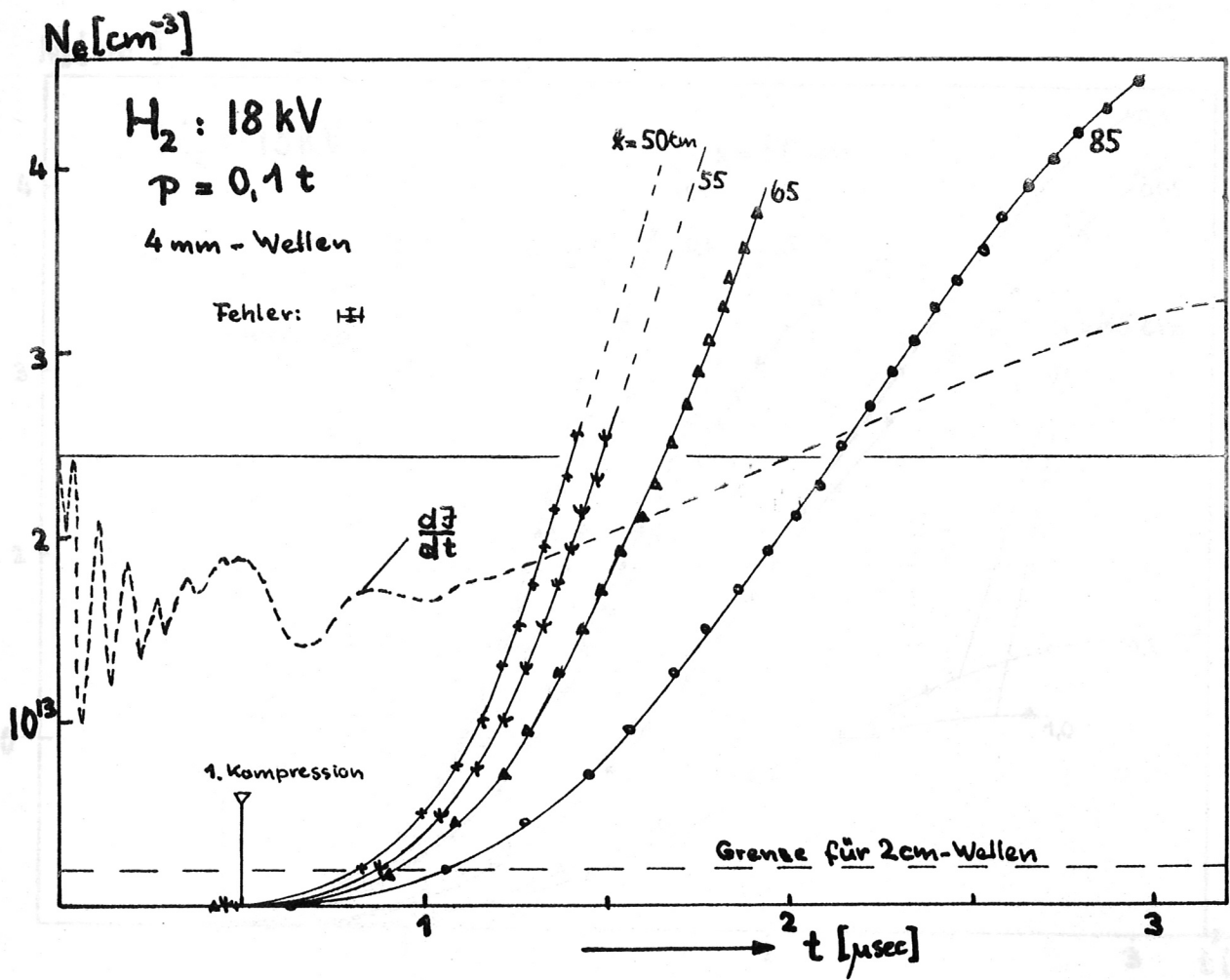
e) Durch eine Blendenanordnung konnte entschieden werden, dass die gemessene Elektronendichte durch Volumenionisation des Neutralgases, und nicht durch Sekundärelektronen aus der Gefäßwand entsteht. Zwei Plexiglasblenden (1 cm dick, 6 cm Bohrung) wurden in einem solchen Abstand voneinander angebracht, dass keine Strahlung am Messort auf die Wand treffen konnte. Im Mikrowellensignal zeigte sich dabei genau die Phasenverschiebung, die, entsprechend dem kürzeren Weg der Welle durch das Plasma, bei gleicher Elektronendichte entstehen sollte.

Die Versuche a) - e) zeigen, dass die Precursorionisierung durch ionisierende Strahlung aus der Entladung entsteht. Dabei kann mit einer Mikrowellen-Messmethode nicht entschieden werden, um welche Strahlungsart es sich handelt. Einen Hinweis erhält man aus [6]. In dieser Arbeit wird die Ionisierung in Abhängigkeit vom Ort mit einer Planck-Verteilung der Photonen berechnet. Es ergibt sich ein von den hier gemessenen Kurven abweichender Verlauf. Die hier gemessene Ortsabhängigkeit lässt sich durch Absorption von Linienstrahlung erklären.

## 2. Zeitabhängigkeit der Precursorionisierung

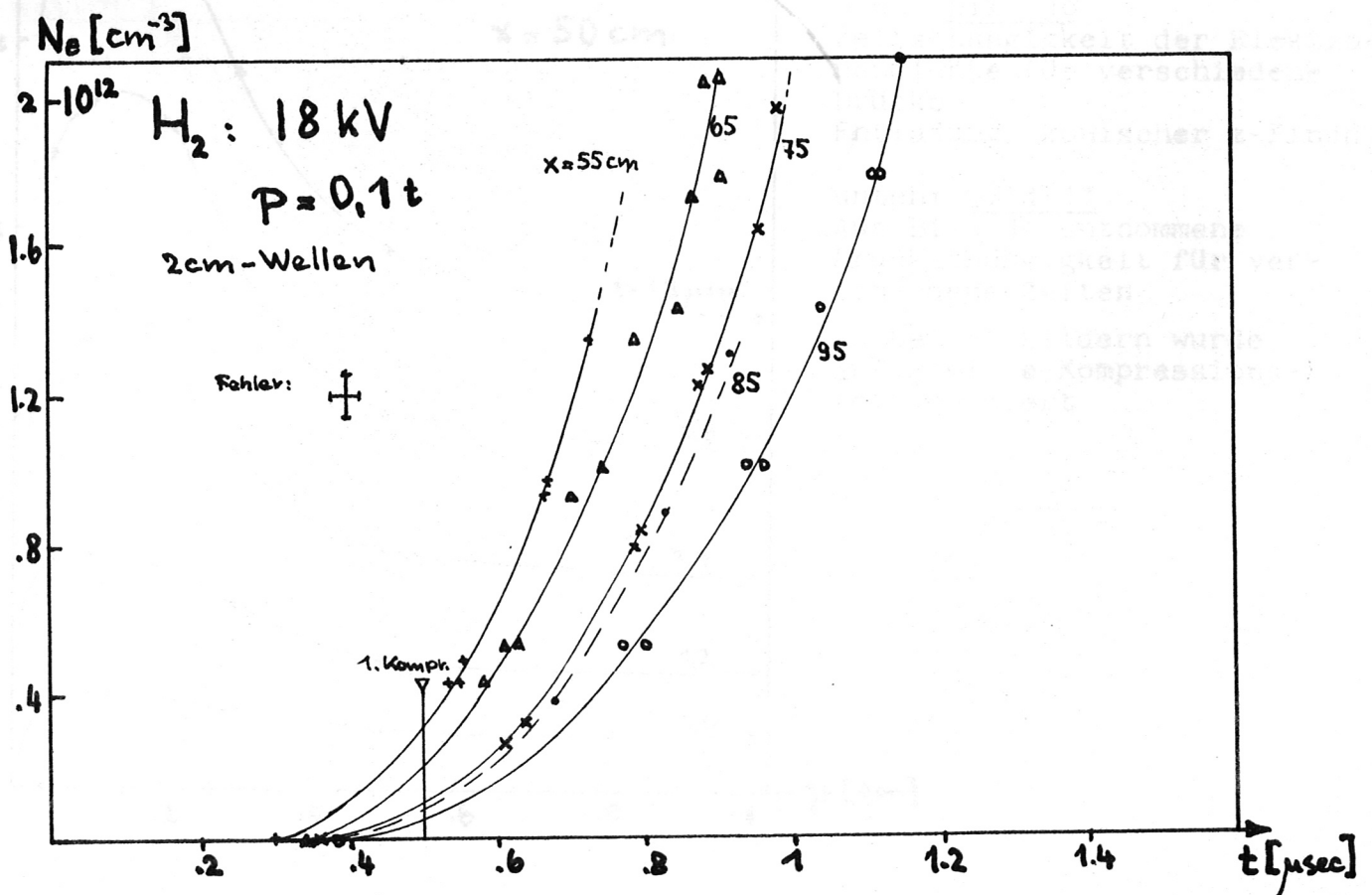
### a) Konischer z-Pinch

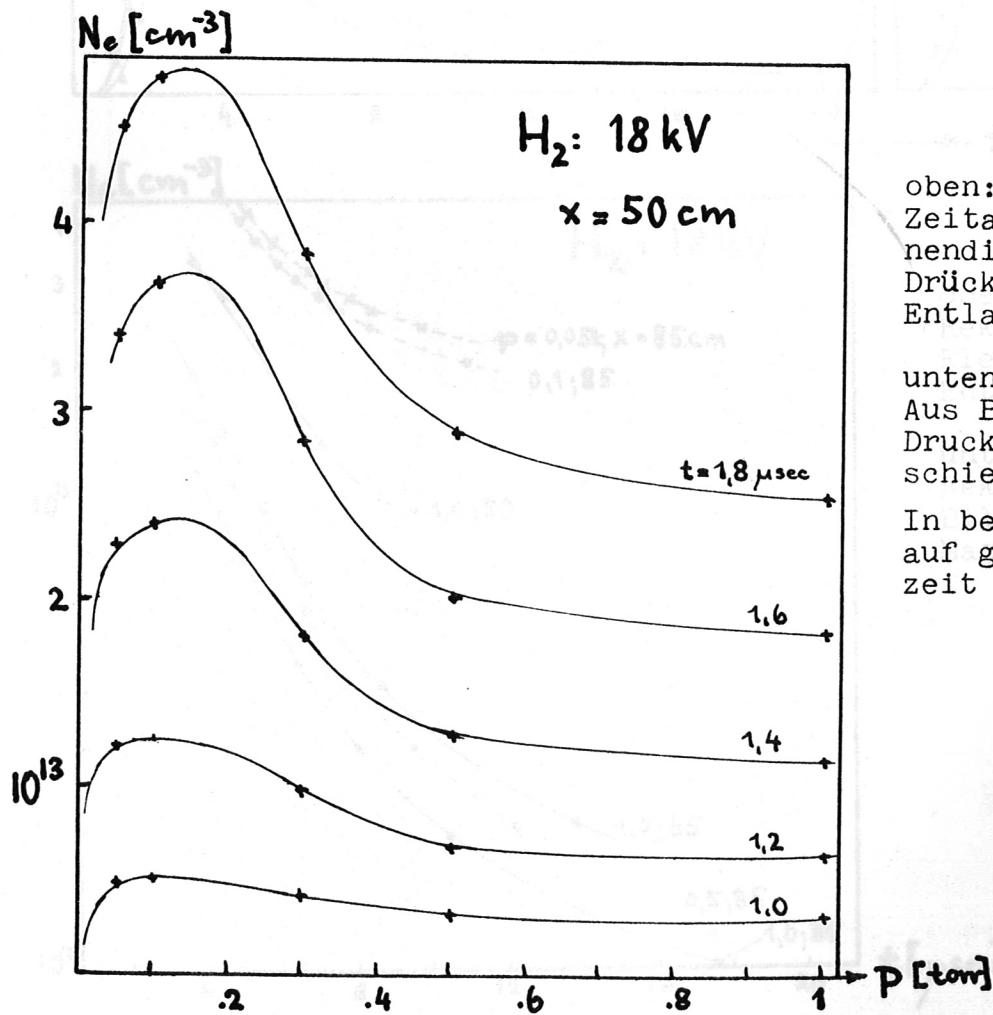
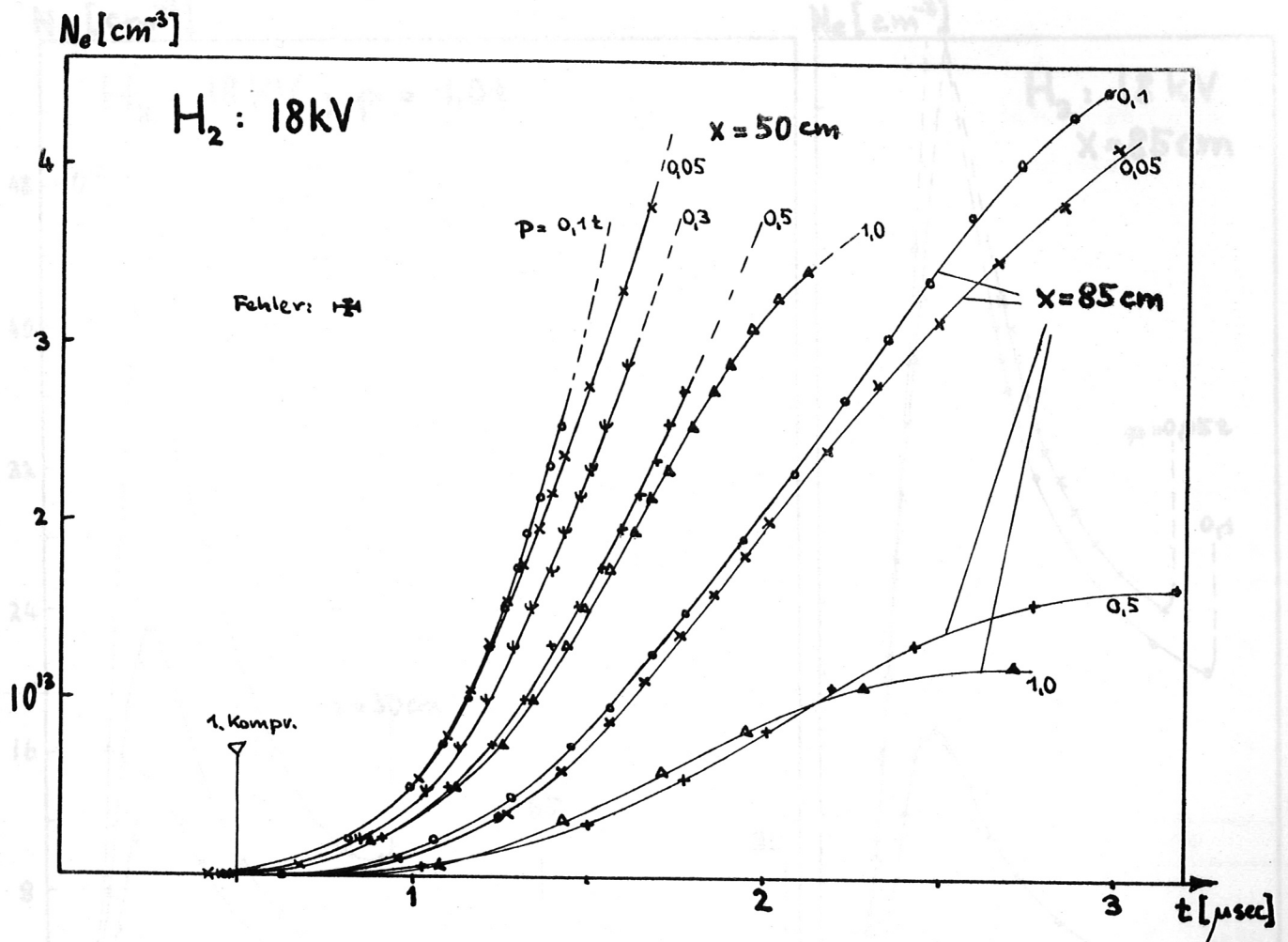
Die Bilder 8 - 11, 12, 13 zeigen die Zeitabhängigkeit der Precursorionisierung für verschiedene Orte und Drücke. Man sieht, dass während der Kompression des Pinches die Ionisierung einsetzt. Beim Pinchvorgang wird die Temperatur erreicht, bei der ionisierende Strahlung ausgesandt wird. Wie später noch gezeigt wird, hängt die Art der Strahlung (es ergibt sich, dass nur Linienstrahlung von Verunreinigungen den Precursor erzeugen kann) vom Ionisationsgrad der Verunreinigungen, also von der Temperatur ab, die Intensität von Temperatur und Dichte.



oben: Bild 8: Messung der bei der Precursorionisierung an verschiedenen Orten entstehenden Elektronendichte ( 4 mm Wellen)

unten: Bild 9: Messung mit 2 cm Wellen Entladung: z-Pinch



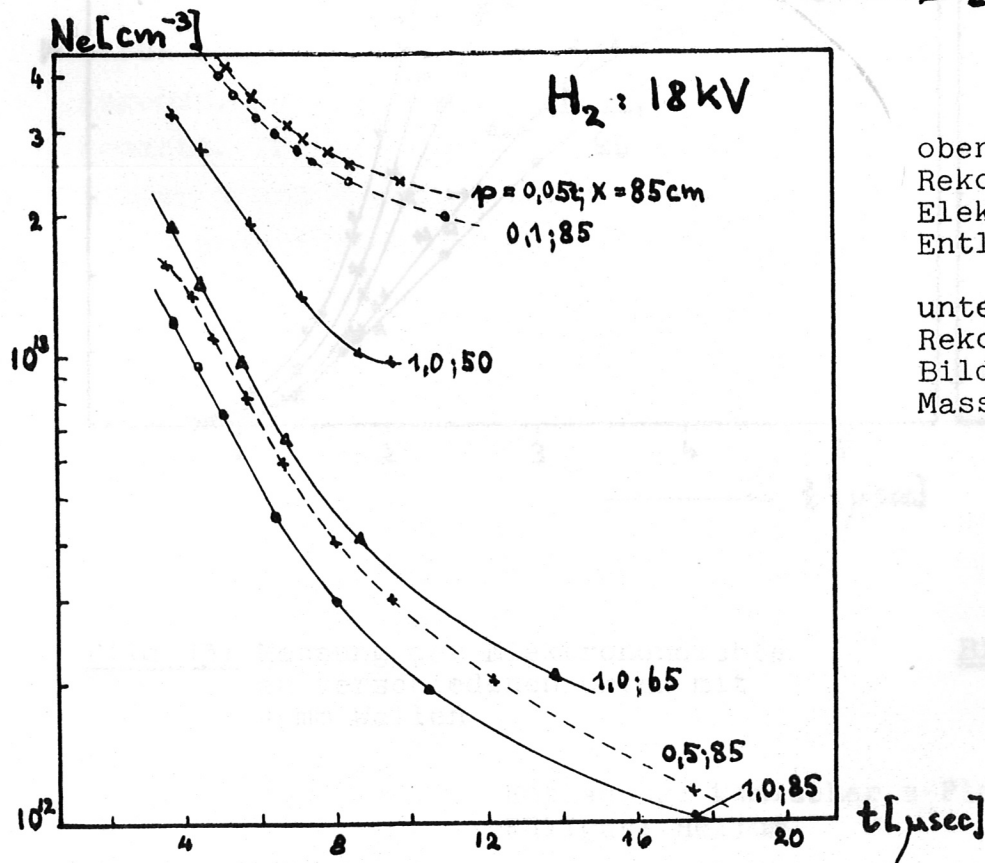
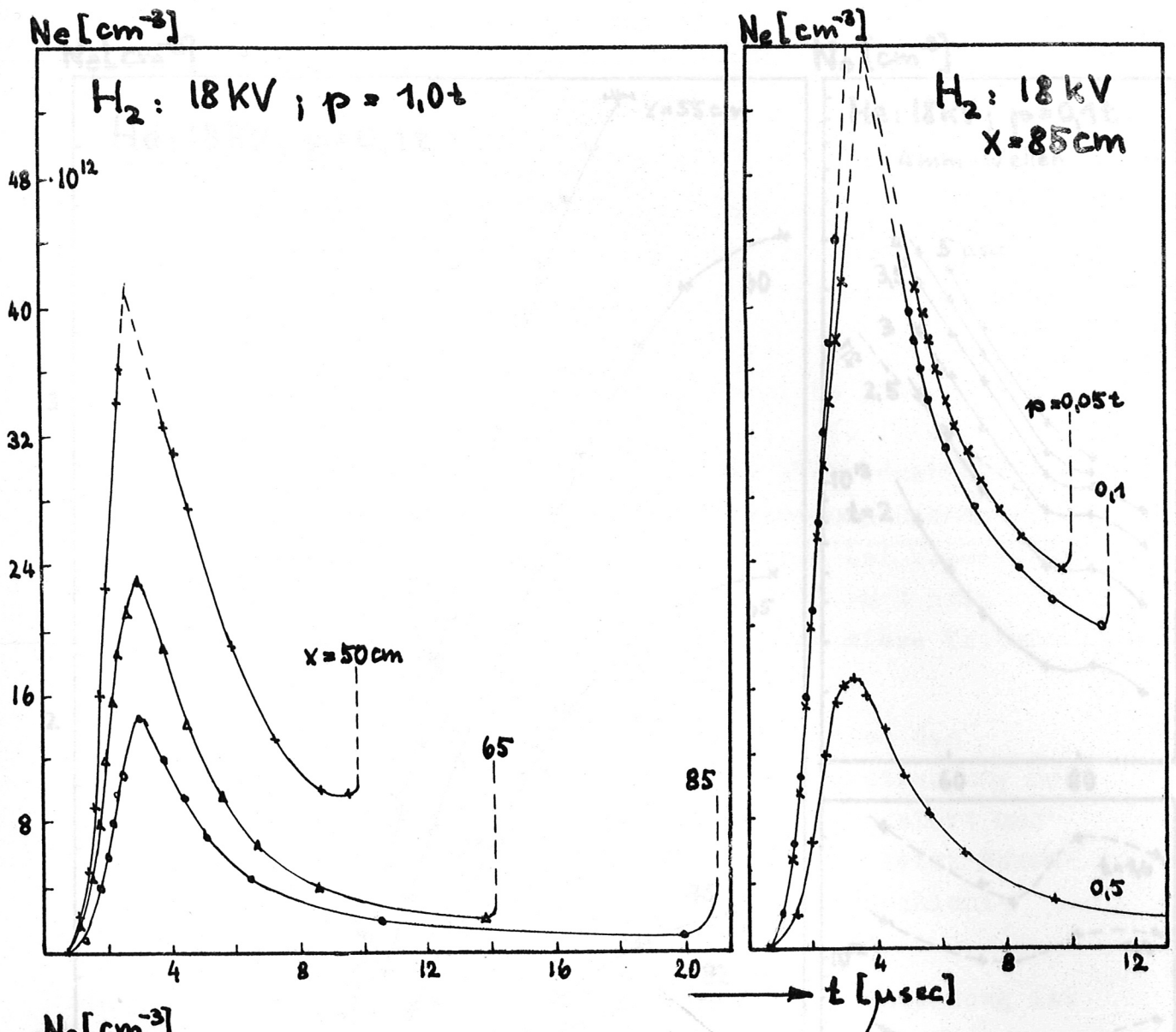


oben: Bild 10  
 Zeitabhängigkeit der Elektro-  
 nendichte für verschiedene  
 Drücke  
 Entladung: konischer z-Pinch

unten: Bild 11  
 Aus Bild 10 entnommene  
 Druckabhängigkeit für ver-  
 schiedene Zeiten

In beiden Bildern wurde  
 auf gleiche Kompressions-  
 zeit normiert





oben: Bild 12a  
 Rekombinationsverhalten der  
 Elektronendichte  
 Entladung: konischer z-Pinch

unten: Bild 12b  
 Rekombinationsverhalten nach  
 Bild 12a in logarithmischem  
 Masstab aufgetragen

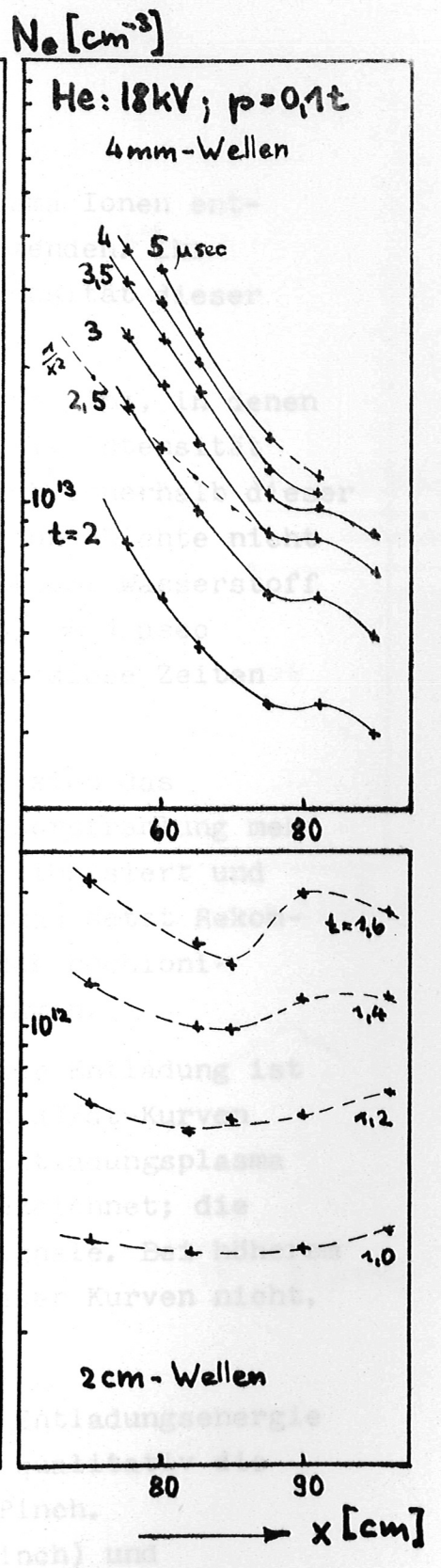
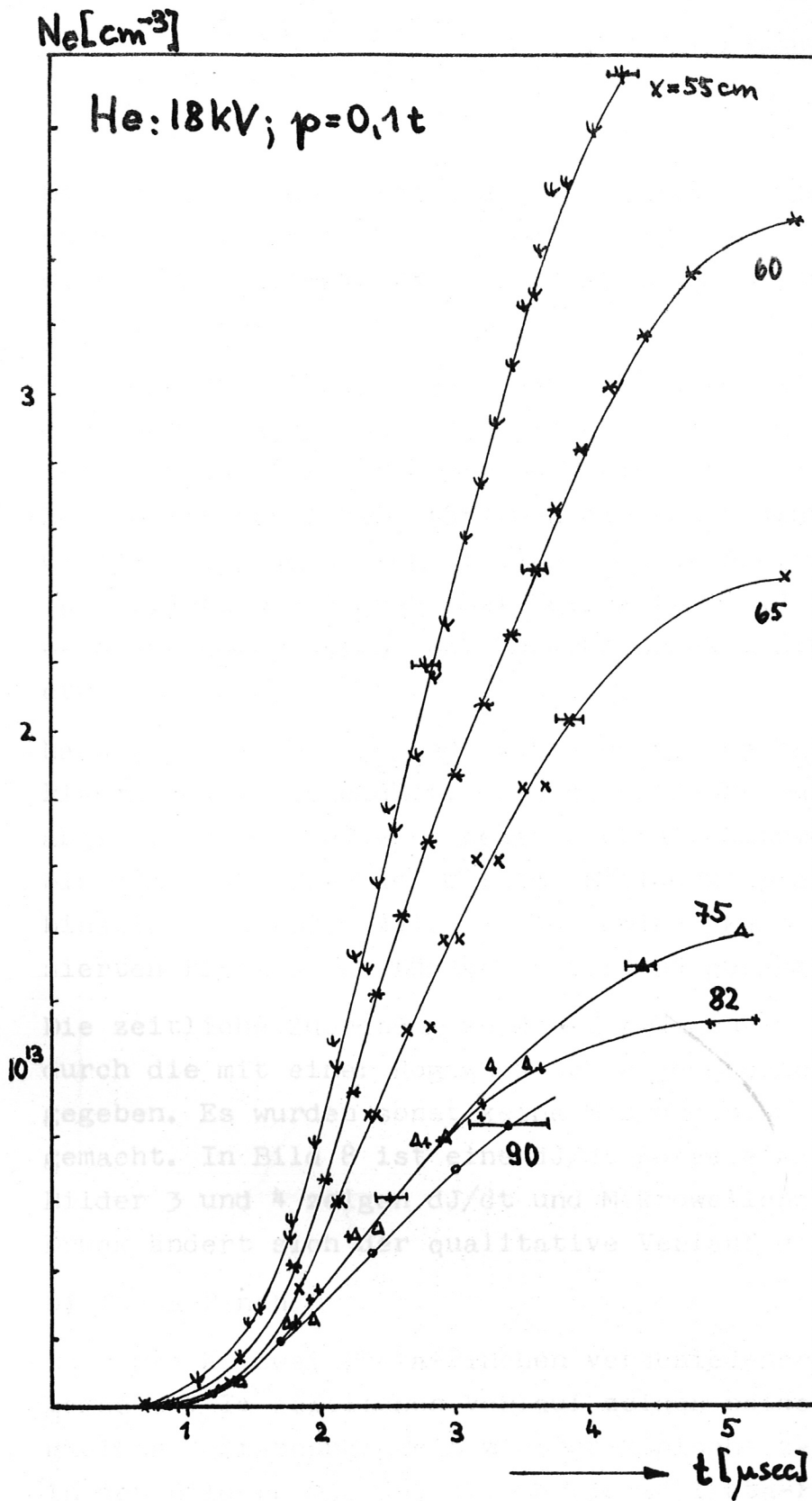


Bild 13: Messung der Elektronendichte an verschiedenen Orten mit 4-mm Wellen

Bild 14: Ortsabhängigkeit

Entladung: konischer z-Pinch  
 Füllgas: Helium

Die Precursorionisierung beginnt, wenn im Plasma Ionen entstehen, die starke ionisierende Strahlung aussenden. Ihr weiterer zeitlicher Verlauf hängt von der Intensität dieser Strahlung ab.

Die Messergebnisse zeigen, dass es Zeitbereiche gibt, in denen der Anstieg der Ionisierung linear verläuft. Die Intensität ist also konstant. Man darf annehmen, dass sich innerhalb dieser Zeiten mit der Intensität auch die Temperatur und Dichte nicht wesentlich ändern. Der lineare Anstieg beginnt bei Wasserstoff ( $p = 0,1 \text{ t}$ )  $\approx 0,5 \mu\text{sec}$ , bei Helium ( $p = 0,1 \text{ t}$ )  $\approx 1 \mu\text{sec}$  nach der Kompression. Bei höheren Drücken sind diese Zeiten etwas länger.

Nach  $\approx 3 \mu\text{sec}$  bei  $\text{H}_2$  und  $\approx 5 \mu\text{sec}$  bei He hat sich das Plasma soweit abgekühlt, dass es keine Precursorstrahlung mehr abgibt. Es werden keine neuen Neutralgasatome ionisiert und bis zum Eintreffen des dichten Entladungsplasmas setzt Rekombination ein (Bild 12). Die Geschwindigkeit des hochionisierten Plasmas ist für He in Bild 21 aufgetragen.

Die zeitliche Zuordnung zu den Vorgängen in der Entladung ist durch die mit einer Rogowski-Spule gemessenen  $dJ/dt$ -Kurven gegeben. Es wurden sonst keine Messungen am Entladungsplasma gemacht. In Bild 8 ist eine  $dJ/dt$ -Kurve eingezeichnet; die Bilder 3 und 4 zeigen  $dJ/dt$  und Mikrowellensignale. Bei höherem Druck ändert sich der qualitative Verlauf dieser Kurven nicht.

#### b) Theta-Pinch

Es wurde an zwei Theta-Pinchen verschiedener Entladungsenergie gemessen. Im zeitlichen Verlauf zeigen beide qualitativ die gleiche Zeitabhängigkeit wie der konische z-Pinch.

In den Bildern 15, 16, 17, 18 (32 kJ Theta-Pinch) und 19 (6,25 kJ Theta-Pinch) ist die Ionisierung für verschiedene Entladebedingungen aufgetragen. Der Zeitnullpunkt ist dabei jeweils der Zeitpunkt der ersten Zündung des Theta-Pinches. Die zeitliche Zuordnung ist wieder durch die mit einer Rogowski-Spule gemessenen  $dJ/dt$ -Kurven gegeben. In Bild 15 und 19 sind  $dJ/dt$ -Kurven eingezeichnet (für Drücke bis  $p = 0,3 \text{ t}$  bleibt

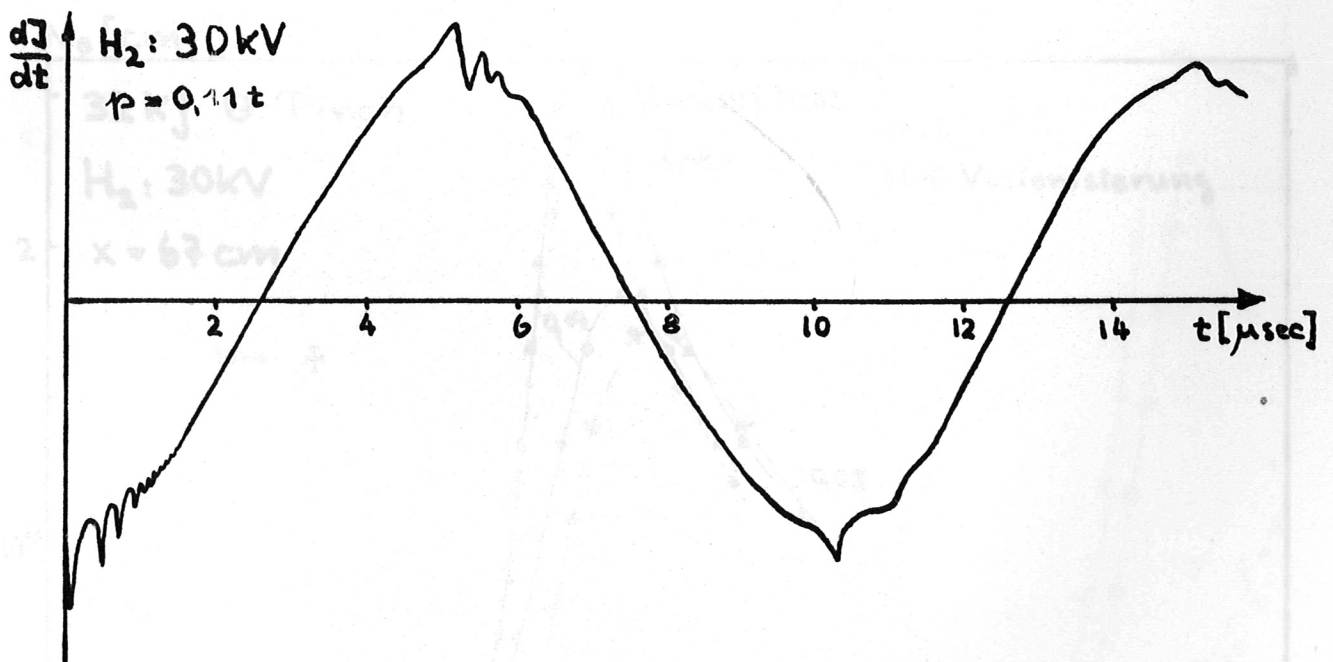
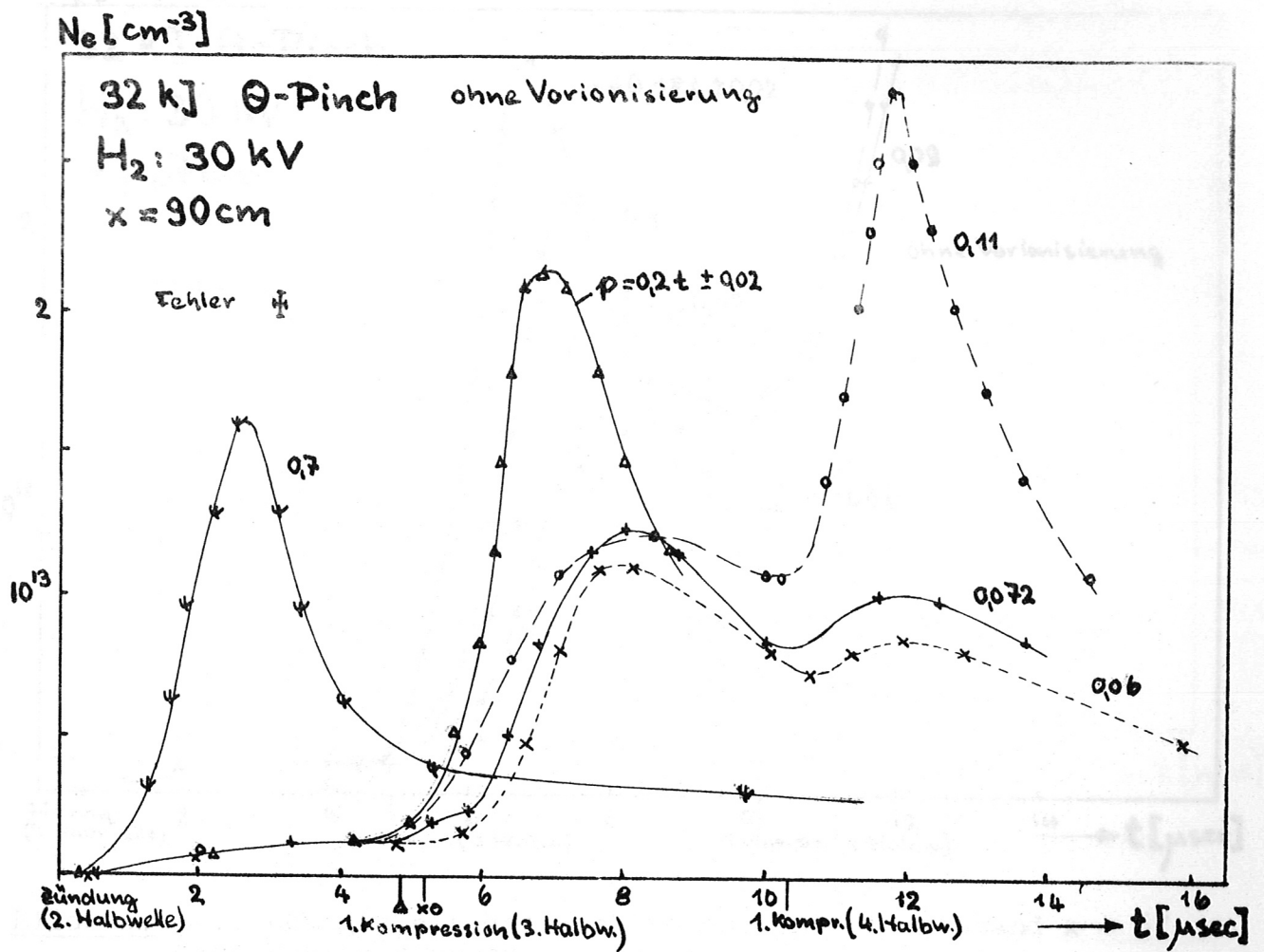


Bild 15: Messung der bei der Precursorionisierung entstehenden Elektronendichte am Theta-Pinch. Abstand  $x = 90 cm$   
 oben: Zeitabhängigkeit von  $N_e$   
 unten:  $dI/dt$  - Kurve

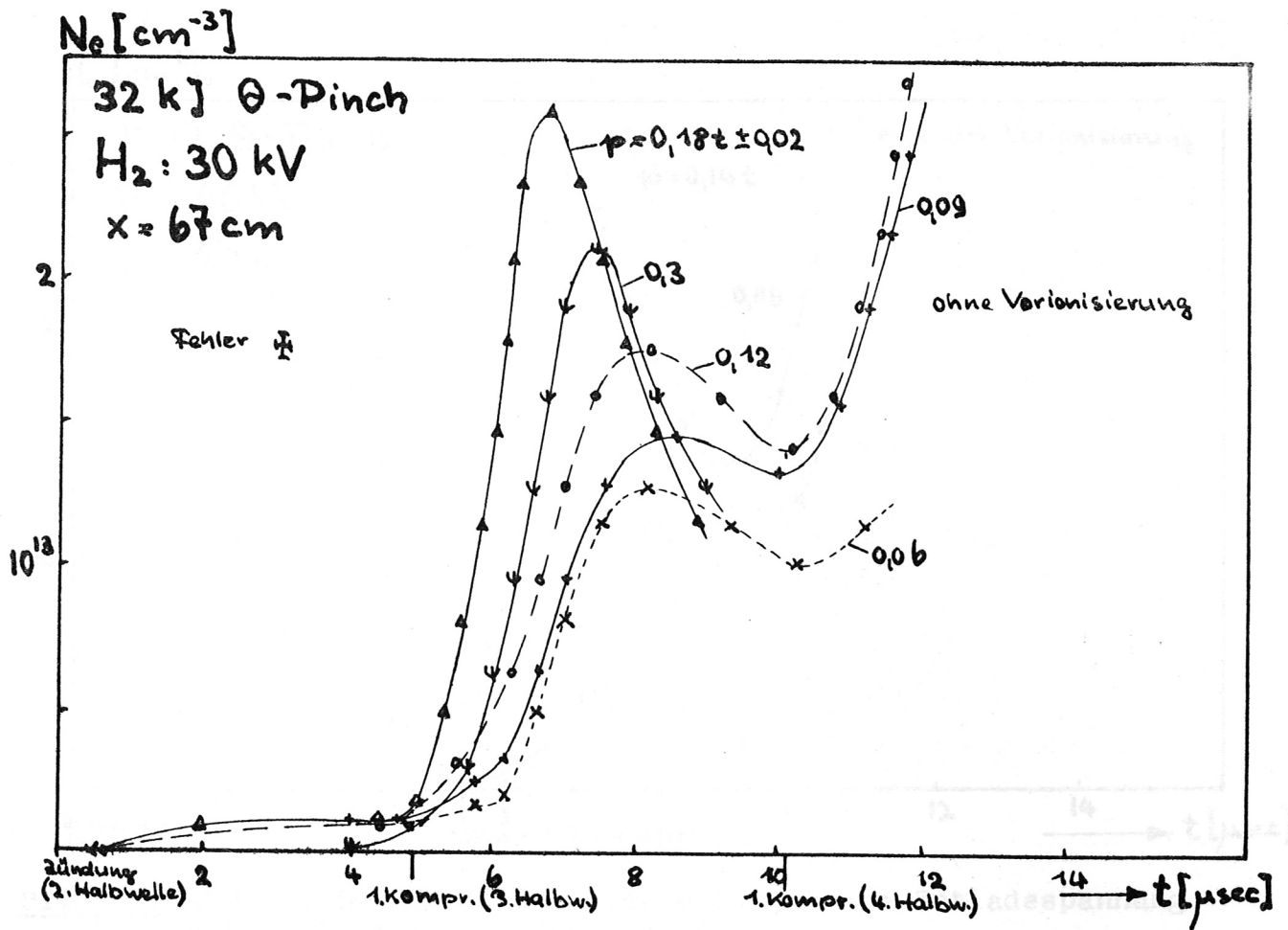


Bild 16: Zeitabhängigkeit der Elektronendichte im Abstand  $x = 67 cm$  ohne Vorionisierung

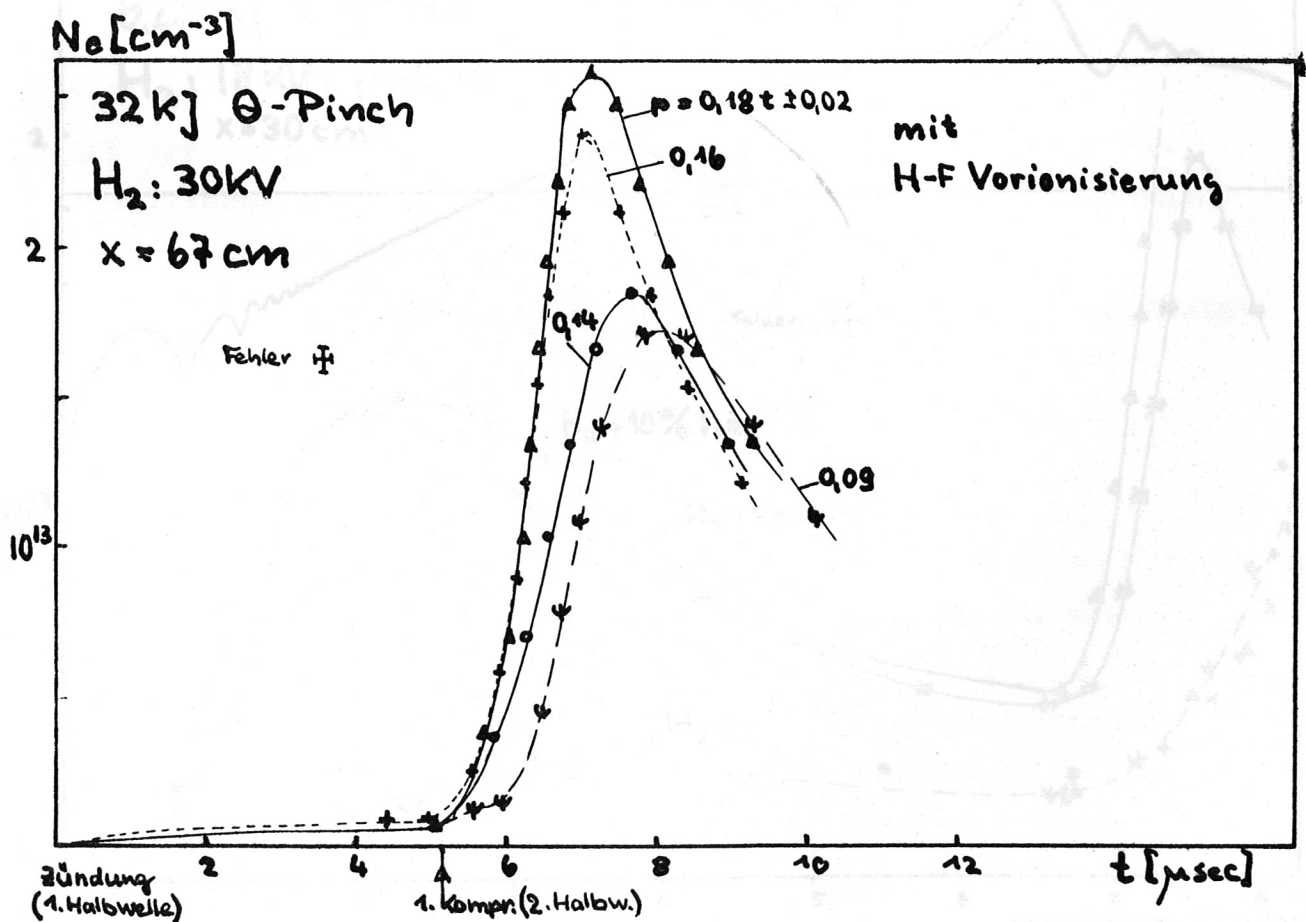


Bild 17: Messung mit HF-Vorionisierung: Abstand  $x = 67 cm$

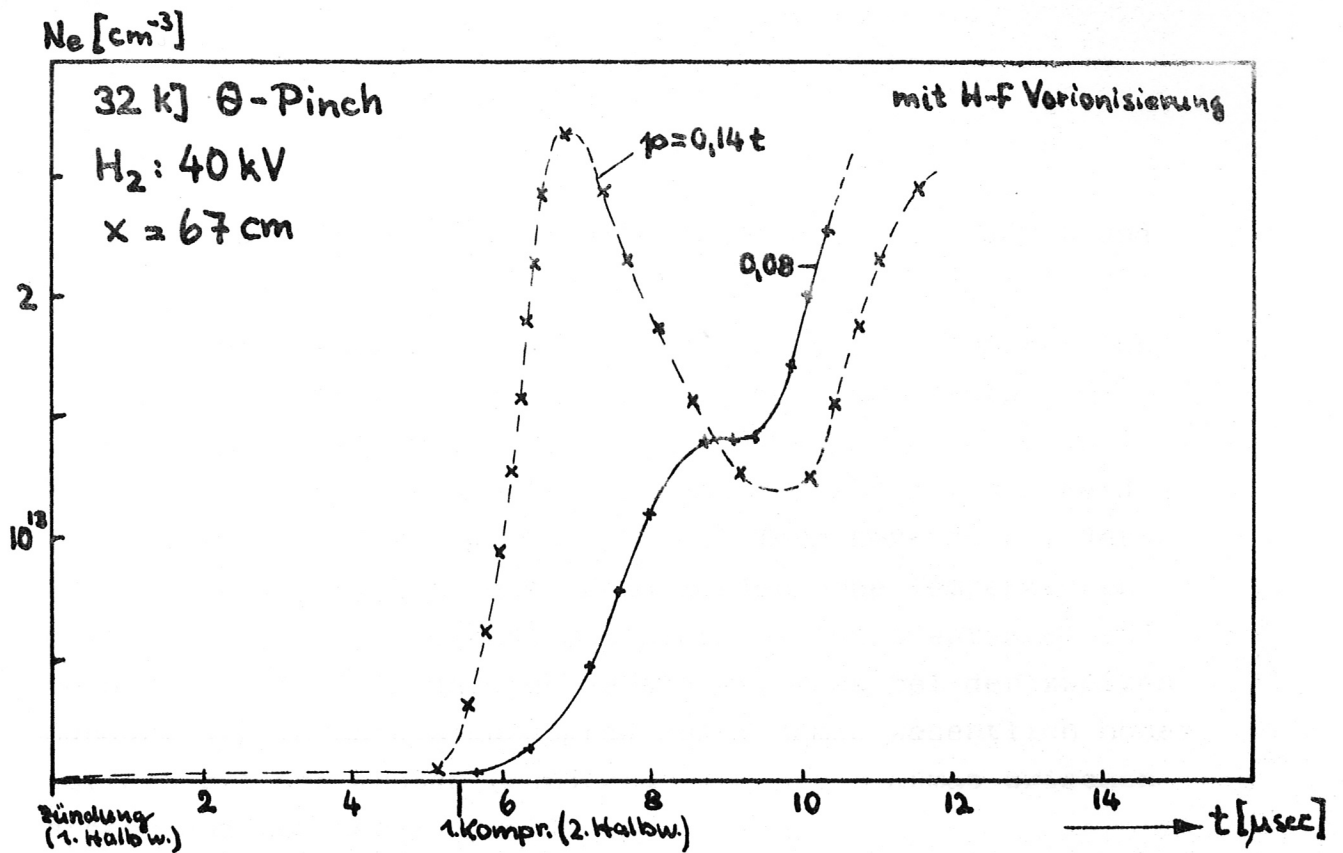


Bild 18: Messung der Elektronendichte für höhere Entladespannung bei zwei verschiedenen Drücken.

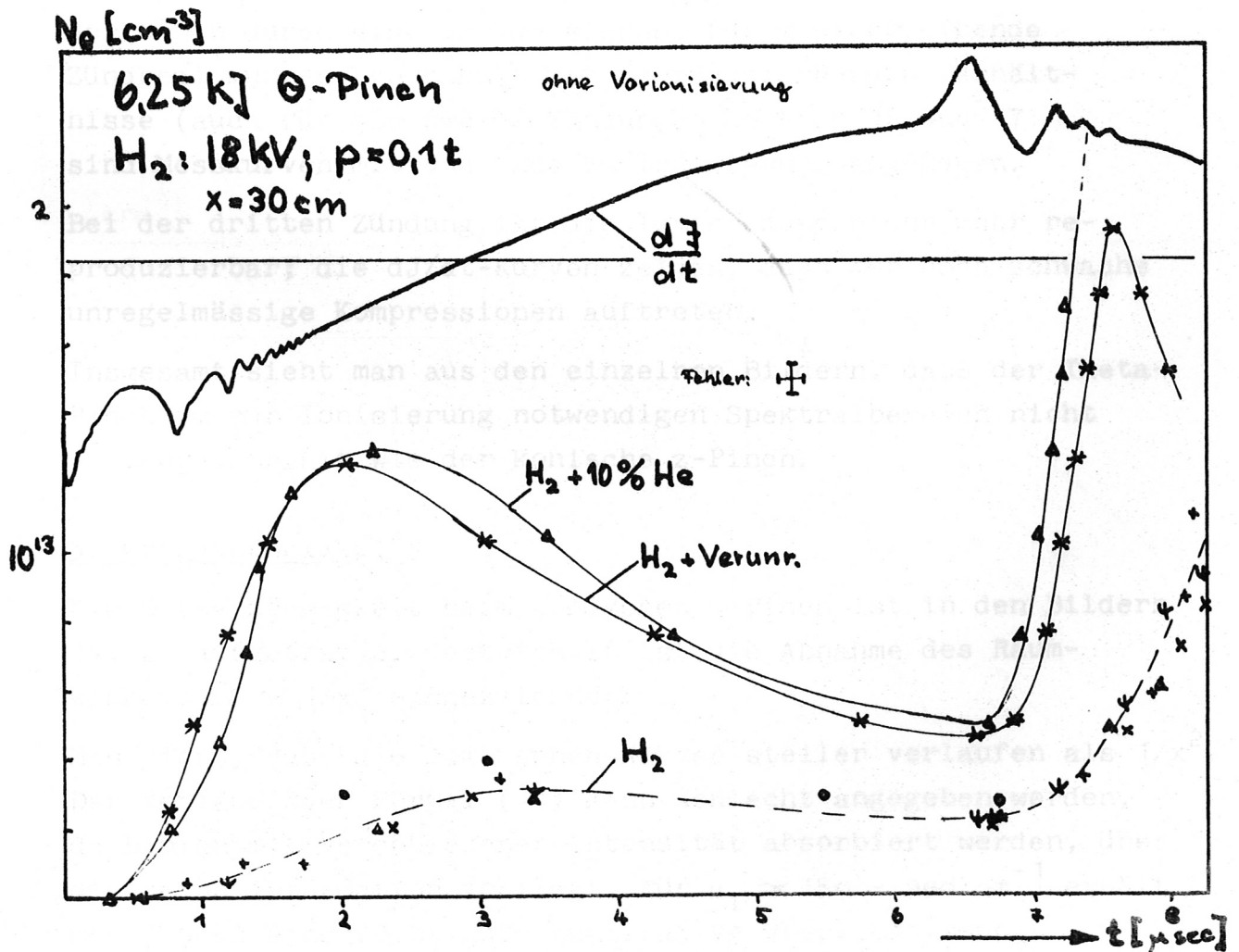


Bild 19: Messung der Elektronendichte am 6,25 kJ Theta-Pinch in Abhängigkeit vom Verunreinigungsgrad

ihr qualitativer Verlauf erhalten). Bild 5 zeigt  $dJ/dt$  und das Mikrowellensignal.

Die Messkurven zeigen, dass während der ersten Kompression nach der zweiten Zündung hohe Ionisierung einsetzt.

Dies ist gekoppelt mit einem antiparallel eingefangenen Magnetfeld (bis zu  $p \approx 0,3$  Torr entsteht ein solches Feld bei der zweiten Zündung, bei  $p \sim 0,7$  Torr bereits bei der ersten). Bei antiparallelem Feld werden hohe Temperaturen erreicht, die ionisierende Strahlung ist also entsprechend hoch. Sie wird noch dadurch verstärkt, dass bei der zweiten Zündung der Verunreinigungsgrad des Plasmas wesentlich höher ist als bei der ersten (Wandberührung des Plasmas zwischen erster und zweiter Zündung).

Bei der ersten Zündung entsteht wegen der geringen Temperatur eine kleine nicht reproduzierbare Ionisierung.

Sorgt man durch eine Vorionisierung für gleichbleibende Zündbedingungen, so erhält man reproduzierbarere Verhältnisse (auch für die zweite Zündung). In Bild 16 und 17 sind Messkurven mit und ohne Vorionisierung angegeben.

Bei der dritten Zündung ist die Ionisierung nicht mehr reproduzierbar; die  $dJ/dt$ -Kurven zeigen, dass nur noch schwache unregelmässige Kompressionen auftreten.

Insgesamt sieht man aus den einzelnen Bildern, dass der Theta-Pinch im zur Ionisierung notwendigen Spektralbereich nicht so lange strahlt wie der konische z-Pinch.

### 3. Ortsabhängigkeit

Die Ortsabhängigkeit beim konischen z-Pinch ist in den Bildern 14, 20 aufgetragen. Gestrichelt ist die Abnahme des Raumwinkels  $\Omega \sim 1/x^2$  eingezeichnet.

Man sieht, dass die gemessenen Kurven steiler verlaufen als  $1/x^2$ . Der Verlauf nach Formel (11) kann schlecht angegeben werden, da Linien mit verschiedener Intensität absorbiert werden, über die keine Information vorliegt. Für  $\mu_i \approx 150 - 200 \text{ cm}^{-1}$  erhält man jedoch eine recht gute qualitative Übereinstimmung.

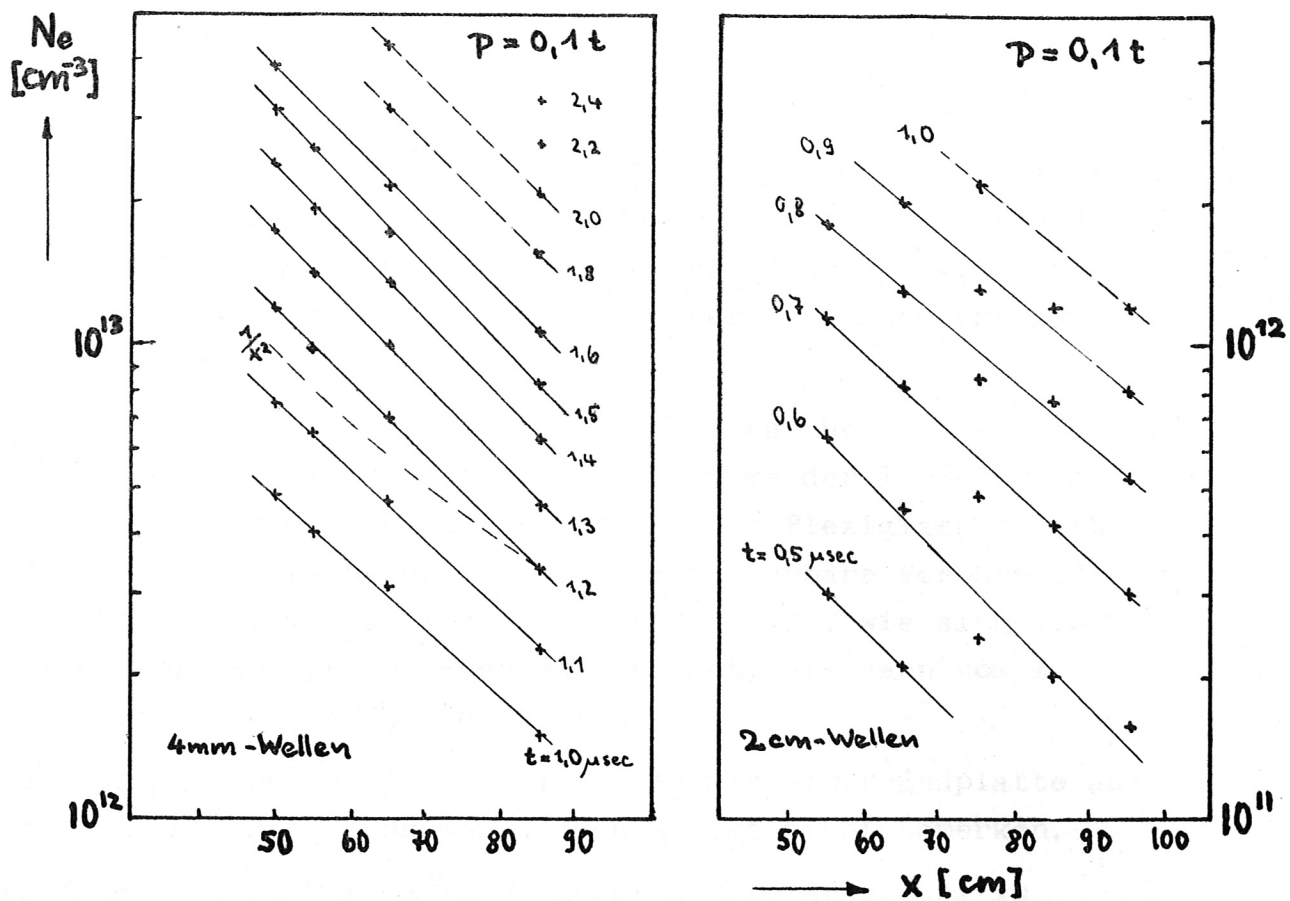
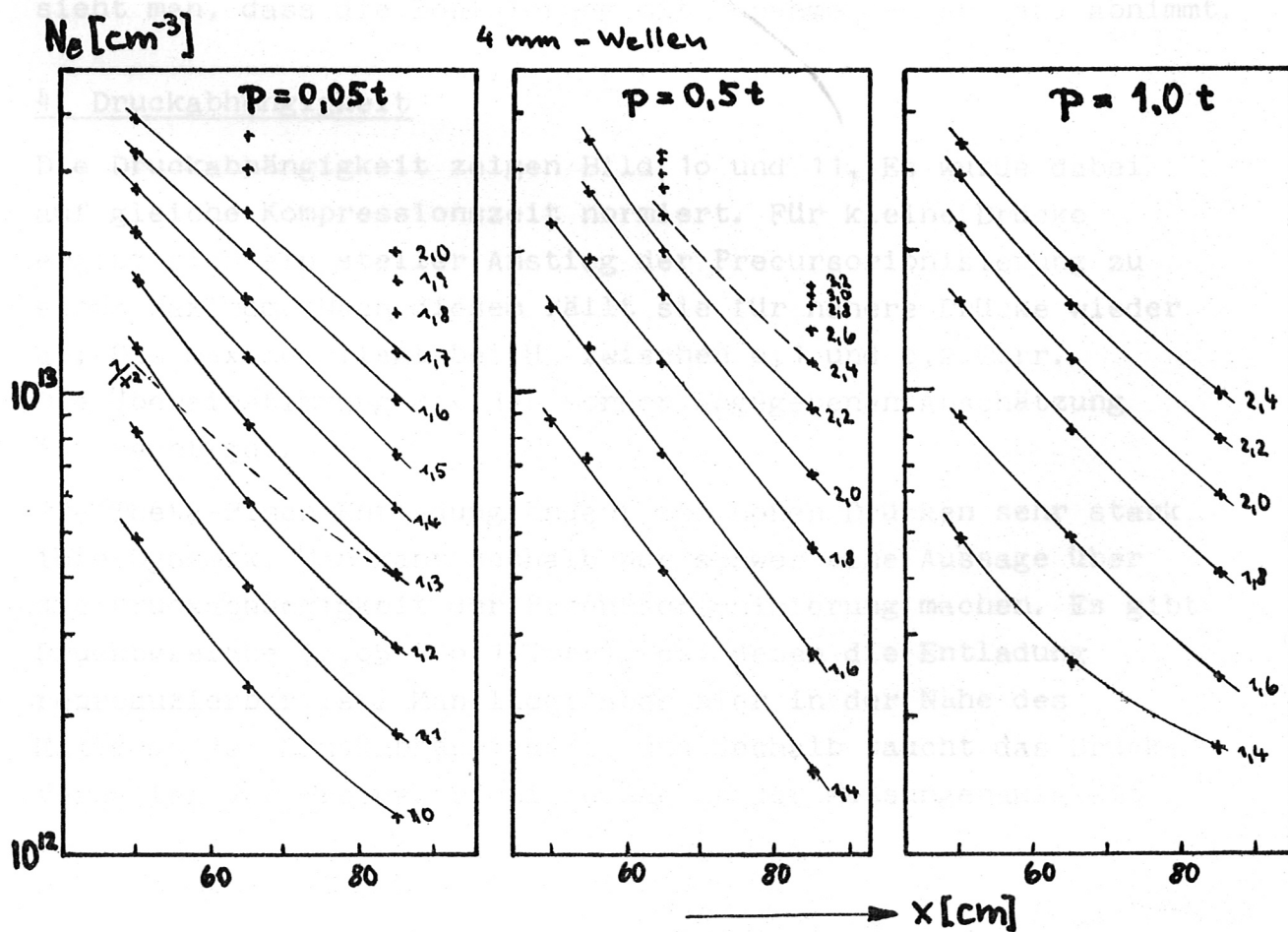


Bild 20: Ortsabhängigkeit der Elektronendichte für  $\text{H}_2$  bei verschiedenen Drücken, Entladung: konischer z-Finch





Der Fehler für die Ortsabhängigkeit dürfte eigentlich nicht grösser als 5 - 10% sein, da die Messpunkte aus Bild 8,9,10,13 entnommen sind. Man muss aber mit einer grösseren Abweichung rechnen, da die Ortsabhängigkeit aus verschiedenen Entladungen bestimmt wurde.

Bei den Messungen mit 2 cm-Wellen tritt bei He (siehe Bild 14) am Rohrende für kleine Zeiten eine Zunahme der Ionisierung auf. Dies liegt jedoch an der verwendeten Plexiglasendplatte, vor der sich wahrscheinlich leicht ionisierbare Verunreinigungsatome ansammeln. Bild 14 zeigt deutlich, wie sich eine Elektronenwolke vor der Endplatte bildet, die dann vom zunehmenden Precursor überdeckt wird.

Die Messungen bei  $H_2$  (Bild 20) wurden mit einer Endplatte aus Glas gemacht. Hier kann man diesen Effekt nicht bemerken.

Die Messungen am Theta-Pinch waren nur als Ergänzung zu denen am konischen z-Pinch gedacht und wurden deshalb nur an zwei verschiedenen Orten gemacht. Es wird darum hier auf eine genaue Ortsabhängigkeit verzichtet. Aus den Bildern 15, 16 sieht man, dass die Ionisierung mit zunehmendem Abstand abnimmt.

#### 4. Druckabhängigkeit

Die Druckabhängigkeit zeigen Bild 10 und 11. Es wurde dabei auf gleiche Kompressionszeit normiert. Für kleine Drücke ergibt sich ein steiler Anstieg der Precursorionisierung zu einem Maximum. Nach diesem fällt sie für höhere Drücke wieder ab. Das Maximum liegt bei  $H_2$  zwischen 0,1 und 0,2 Torr. Die Übereinstimmung mit der vorher angegebenen Abschätzung ist recht gut.

Die Theta-Pinch Entladung ändert bei hohen Drücken sehr stark ihre Dynamik. Man kann deshalb nur schwer eine Aussage über die Druckabhängigkeit der Precursorionisierung machen. Es gibt Druckbereiche (0,05 - 0,1 Torr), bei denen die Entladung reproduzierbar ist. Man liegt aber hier in der Nähe des Maximums der Druckabhängigkeit, und deshalb taucht das Druckverhalten der Precursorionisierung in der Messungenauigkeit

unter. In [12] wurde nur in diesem Druckbereich gemessen und deshalb auch ein nahezu druckunabhängiger Precursor festgestellt. Geht man aber zu höheren Drücken, so nimmt auch hier die Ionisierung wieder ab (siehe Bild 15, 16).

Beim schwachen Theta-Pinch (6,25 kJ), bei dem in einer Entfernung von 30 cm gemessen werden konnte (die Ionisierung blieb bereits bei diesem Abstand unter der kritischen Dichte), überwiegt, wegen der kleinen Absorption, die Intensitätszunahme mit dem Druck und man müsste bis zu höheren Drücken eine stetige Zunahme der Ionisierung erhalten. Die Mikrowellensignale zeigen, dass in einem Druckbereich von 0,03 - 0,6 Torr die Ionisierung ständig wächst.

#### 5. Abhängigkeit von der Entladungsenergie

Beim konischen z-Pinch wurde die Entladungsenergie durch Verändern der Entladungsspannung und der Kapazität variiert. Es ergab sich im Bereich von 12 - 20 kV eine mit der Spannung nahezu lineare Zunahme der Precursorionisierung. Dies liegt an der stärkeren Aufheizung des Plasmas bei hoher Entladungsenergie.

Eine beliebige Erhöhung der Energie und damit der Temperatur bringt aber keine grössere Precursorionisierung, wenn die optimale Temperatur schon erreicht ist. Dies zeigen die Versuche am 32 kJ Theta-Pinch, bei dem mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld Temperaturen von  $\sim 100$  eV erreicht werden. Wie man aus Bild 18 sieht, brachte eine Erhöhung der Entladespannung von 30 auf 40 kV bei kleinen Drücken ( $p \approx 0,08$  t) keine wesentliche Steigerung der Ionisierung. Erst bei höheren Drücken ( $p \approx 0,14$  t), bei denen starke Turbulenz des Plasmas einsetzt und damit bei der zweiten Zündung ein erhöhter Verunreinigungsgrad vorliegt (Druckanstieg nach der Entladung um einen Faktor 5 höher als bei 30 kV), erhält man eine Steigerung der Ionisierung. Die  $dJ/dt$ -Kurven unterscheiden sich vor allem nach der zweiten Halbwelle wesentlich von denen bei 30 kV.

## 6. Abhängigkeit von Verunreinigungen

Verunreinigungsatome im Neutralgas erhöhen die Absorption von Strahlung. Will man die Abhängigkeit der Intensität ionisierender Strahlung aus der Entladung vom Verunreinigungsgrad untersuchen, so muss in so geringer Entfernung von der Entladung gemessen werden, dass die Zunahme der Absorption durch Verunreinigungen vernachlässigbar ist.

Beim 6,25 kJ Theta-Pinch kann diese Bedingung erfüllt werden. In 30 cm Abstand von der Entladung ist die Zunahme der Absorption gering und ausserdem steht genügend Messzeit bis zum Eintreffen des dichten Entladungsplasmas zur Verfügung. Die Precursorionisierung bleibt dabei unter der kritischen Dichte.

Versuche am 6,25 kJ Theta-Pinch mit einem Gemisch von 10% He und 90% H<sub>2</sub> als Füllgas zeigen eine wesentliche Erhöhung der Ionisierung gegenüber einer Entladung mit Wasserstoff. Das gleiche gilt mit einem durch mehrere Entladungen verunreinigten H<sub>2</sub>-Gas (Bild 19). Beim 32 kJ Theta-Pinch wurde ein dünner Kupferdraht in die Entladungsstrecke gebracht, der bei der Zündung verdampfte. Er brachte eine Steigerung der Ionisierung um einen Faktor 4.

Diese Versuche sind jedoch nicht eindeutig, da der Zündmechanismus und die Dynamik des Pinchvorgangs vom Verunreinigungsgrad abhängen. Es kann sein, dass beim verunreinigten Gas schon bei der ersten Zündung ein antiparalleles Magnetfeld eingefangen und deshalb hohe Temperatur erreicht wird. Man kann daher höchstens die bei der zweiten Zündung entstehende Ionisierung beim verunreinigten Gas mit der beim reinen Gas vergleichen, da dann einigermaßen vergleichbare Feldverhältnisse vorliegen. Sie ist beim verunreinigten Gas wesentlich grösser (Bild 19).

Die Dynamik der z-Pinch Entladung ist weniger empfindlich gegenüber Verunreinigungen (dies zeigen die dJ/dt-Kurven), die erzeugte Precursorionisierung hängt jedoch stark vom Verunreinigungsgrad ab. Sie ist so reproduzierbar wie der Verunreinigungsgrad. (Beispiele: Veränderungen ergaben: Belüften und wieder auspumpen, längere Ruhe, Warten zwischen Füllen des Roh-

res und Entladen, "Sauberschiessen" des Rohres, neuer Gaseinlass). Man kann deshalb nur einzelne Serien von nacheinander gemachten Entladungen zur Auswertung hernehmen. Innerhalb solcher Serien konnte eine gute Reproduzierbarkeit erreicht werden.

### 7. Rekombination

Nach  $\approx 3 \mu\text{sec}$  bei  $\text{H}_2$  (Bild 12) und  $\approx 5 \mu\text{sec}$  bei He (Bild 13) tritt keine neue Ionisierung mehr auf und das "Precursorplasma" rekombiniert bis zum Eintreffen des dichten Entladungsplasmas.

Die Rekombinationszeit ist dabei gross gegenüber der Zeit, in der die Precursorionisierung entsteht.

Nach [24] sind folgende Prozesse für den Abbau der Elektronendichte massgebend:

1. Ambipolare Diffusion zu den Wänden (Wandrekombination)
2. Rekombination mit positiven Ionen (Volumenrekombination)
3. Bildung von negativen Ionen durch Anlagerung von Elektronen an Moleküle.

Berücksichtigt man die ersten beiden Prozesse, so gilt für die Abnahme der Elektronendichte:

$$(12) \quad \frac{dn^-(r,t)}{dt} = D_\alpha \Delta n^-(r,t) - \alpha n^+(r,t) \cdot n^-(r,t)$$

$D_\alpha$  = Koeffizient für ambipolare Diffusion

$\alpha$  = Koeffizient für Volumenrekombination

$n^-$  = Elektronendichte

$n^+$  = Ionendichte.

Am wahrscheinlichsten ist der Prozess, bei dem die Neutralisationsenergie von einem Neutralatom aufgenommen werden kann [24].

An der Wand ist daher der Rekombinationskoeffizient sehr gross.

Bei einem Vergleich von  $\alpha$  und  $D_\alpha$  ergibt sich, dass Volumenrekombination erst bei hohen Drücken bedeutend wird. Bei kleinen Drücken (etwa bis 20 mm Hg) rekombiniert das Plasma durch Diffusion zu den Wänden. Sind neutrale Verunreinigungsatome vorhanden, so bewirkt der dritte Prozess schnellere Rekombination.

Wird nur ambipolare Diffusion betrachtet, so erhält man aus (12):

$$(13) \quad n(r,t) = C \cdot e^{-t/\tau} \cdot f(r)$$

C und f(r) hängen von der Geometrie der Gefässwände,  $\tau$  vom Diffusionskoeffizienten ab. In Bild 12b ist die Elektronendichte logarithmisch über der Zeit aufgetragen. Man erkennt, dass die Elektronendichte am Anfang mit einer e-Funktion abfällt.

Die starke Rekombination ist also wahrscheinlich auf Diffusion zu den Wänden zurückzuführen.

### 8. Abschätzung der Stossfrequenz

Aus der Dämpfung  $\alpha$  der Mikrowellen beim Durchgang durch ein Plasma kann man die mittlere Stossfrequenz der Elektronen abschätzen (siehe S. 11). Dämpfung durch Reflexion kann bei den gemessenen Elektronendichten vernachlässigt werden.

Eine Auswertung für den Neutralgasdruck  $p_0 = 0,1$  Torr ergibt für  $\alpha$  :

	x = 50 cm				x = 85 cm			
$N_e/N_k$	0,04	0,2	0,28	0,37	0,04	0,2	0,33	0,48
$\alpha$	0	0,009	0,013	0,025	0	0,005	0,009	0,011

$N_k$  = kritische Elektronendichte (bei 70 GHz:  $N_k = 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ).

Aus einem Vergleich mit Bild 2 erhält man für den Wert

$$\omega_p^2/\omega^2 = N_e/N_k \approx 0,4 \text{ als Abschätzung für } \nu_e :$$

50 cm:  $\nu_e \approx 3,5 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$       85 cm:  $\nu_e \approx 1,7 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$

Es ergibt sich, dass die Stossfrequenz ortsabhängig ist (bei gleicher Dichte). Dies liegt daran, dass Strahlung, die knapp unter der Ionisierungsgrenze liegt, stärker absorbiert wird und daher mit kleinerer Intensität zu grösseren Abständen gelangt. Je grösser der Abstand, umso kurzwelliger ist die Strahlung. Sie erzeugt Elektronen mit einer höheren mittleren Geschwindigkeit und damit auch einer höheren Temperatur (kleineren Stossfrequenz).

Aus der Stossfrequenz kann man nach Formel (7) ganz grob die Temperatur abschätzen. Es ergibt sich

$$T_e \sim 6 \cdot 10^2 - 10^3 \text{ [}^\circ\text{K]}$$

Diese Abschätzung ist gültig innerhalb eines Faktors 5.

Man sieht, dass das ionisierte Gas relativ kalt ist. Schnelle Elektronen und schnelle Sekundärelektronen aus der Wand werden daher bei der Precursorionisierung nicht gebildet.

### 9. Sondenmessungen

Am konischen z-Pinch wurden Vergleichsmessungen mit elektrischen Doppelsonden [21] gemacht. Wegen der beim Aufbau mit einem Impulstransformator auftretenden Störungen wurde ein Mikrowellenübertrager zur Weiterleitung der Sondersignale versuchsweise aufgebaut [22].

Die in 80 cm Entfernung von der Entladung gemessenen Sondersignale, die im wesentlichen proportional zur Ionendichte sind, stimmen im zeitlichen Verlauf qualitativ gut überein mit den Mikrowellenmessungen.

### 10. Gleichzeitige Messung der Bremsstrahlungsintensität

Am 32 kJ Theta-Pinch wurden gleichzeitig Mikrowellenmessungen und Intensitätsmessungen der Bremsstrahlung aus dem Entladungsplasma ( $8 \text{ \AA} < \lambda \leq 20 \text{ \AA}$ ) gemacht. Die Bremsstrahlungsintensität wurde dabei durch Absorption in Al-Folien (5 $\mu$  und 10 $\mu$ ) gemessen.

Bild 22 zeigt den Verlauf der Bremsstrahlungsintensität in Abhängigkeit von der Zeit. Der Zeitnullpunkt liegt bei der ersten Zündung. Bei antiparallelem Magnetfeld (zweite Zündung) erhält man einige  $\mu\text{sec}$  lang hohe Intensität der Bremsstrahlung. Eine Abschätzung der erreichten Temperaturen ergibt  $\sim 100 \text{ eV}$ .

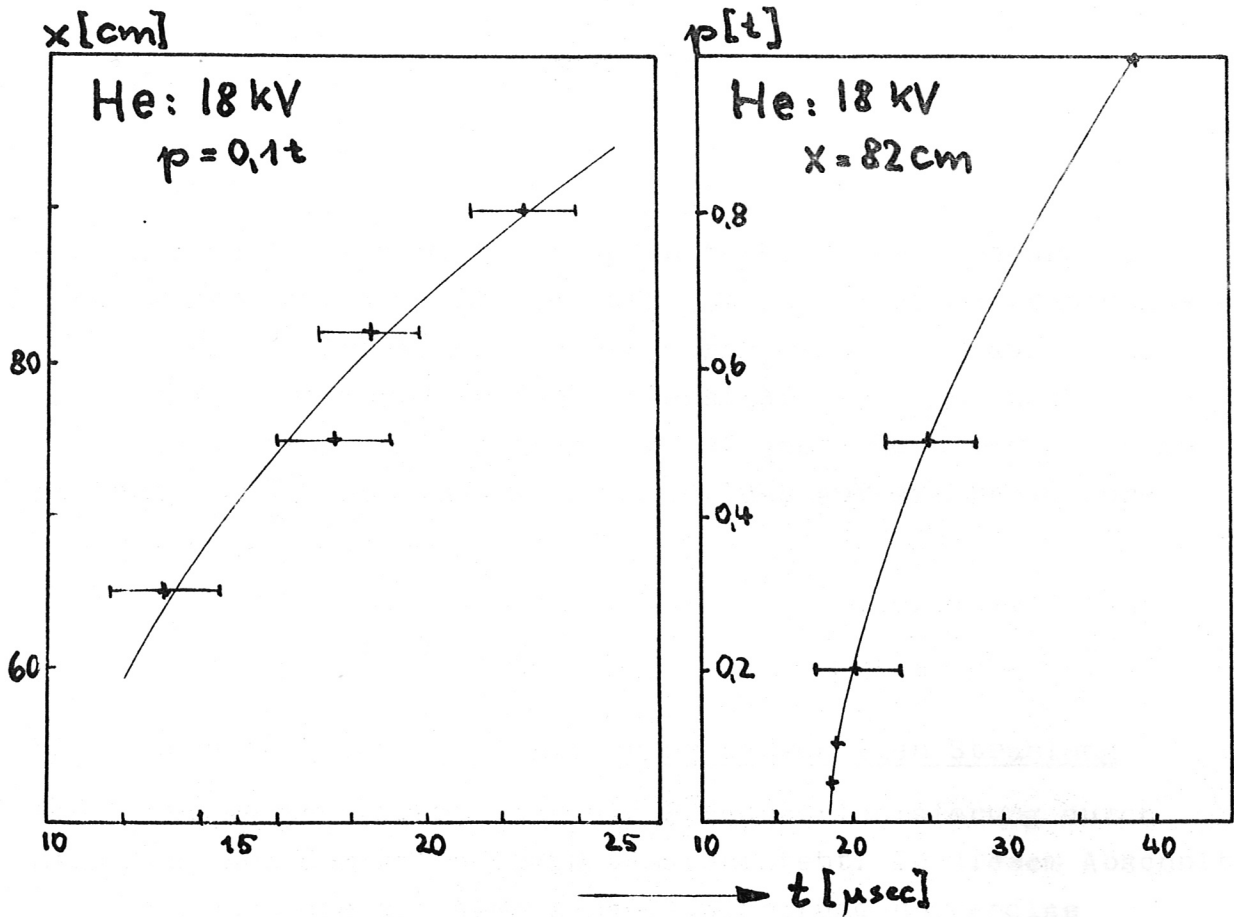


Bild 21: Zeit-Weg Diagramm für das hochionisierte Entladungsplasma (links), Druckabhängigkeit der Eintreffzeit des Entladungsplasmas (rechts). Entladung: Z-Pinch

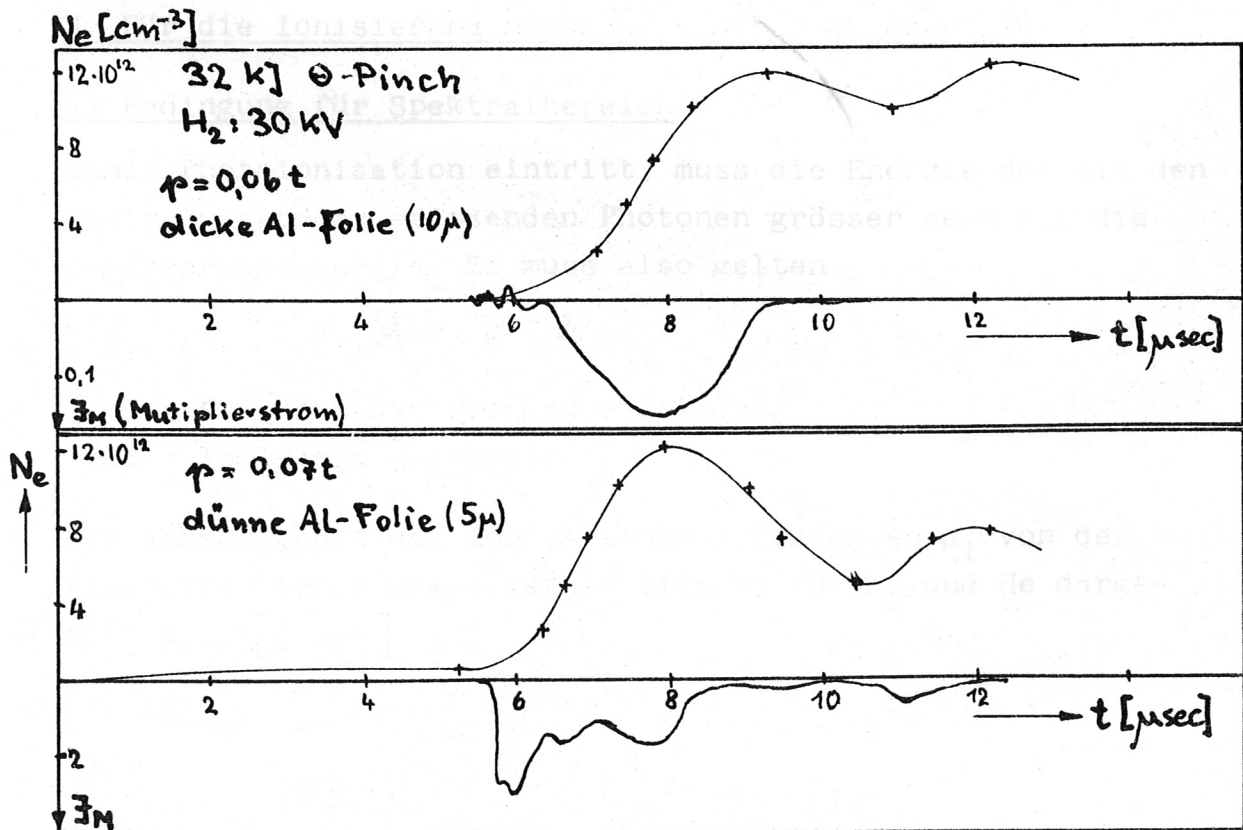


Bild 22: Gleichzeitige Messung der Bremsstrahlungsintensität und der Precursorionisierung

Aus Bild 22 sieht man, dass das Auftreten eines Precursors genau korreliert ist mit dem Auftreten hoher Bremsstrahlungsintensität. Es tritt solange "Precursorstrahlung" auf, als die Plasmatemperatur ( $\sim$  Intensität) genügend hoch ist. Die gemessene Bremsstrahlung hat aber wegen der geringen Absorption im Neutralgas keinen Einfluss auf die Precursorionisierung.

## VI. Abschätzung der zur Ionisierung notwendigen Strahlung

Die Experimente zeigen, dass die Precursorionisierung durch Strahlung aus dem Entladungsplasma entsteht. In diesem Abschnitt wird zunächst die zur gemessenen Ionisierung notwendige Strahlungsenergie abgeschätzt. Dann werden die einzelnen Strahlungsverluste des Entladungsplasmas untersucht und die für den Precursor wichtigen Beiträge diskutiert.

### 1. Für die Ionisierung notwendige Strahlungsenergie

#### a) Bedingung für Spektralbereich

Damit Photoionisation eintritt, muss die Energie der mit den Neutralgasatomen stossenden Photonen grösser sein als die Ionisierungsenergie. Es muss also gelten

$$h\nu \geq h$$

$\nu$  = Frequenz der Precursorstrahlung

$h\nu_i$  = Ionisierungsenergie

Die Abhängigkeit des Ionisationskoeffizienten  $\mu_i$  von der eingestrahlten Energie ist in Bild 23 für  $H_2$  und He dargestellt [13, 14].



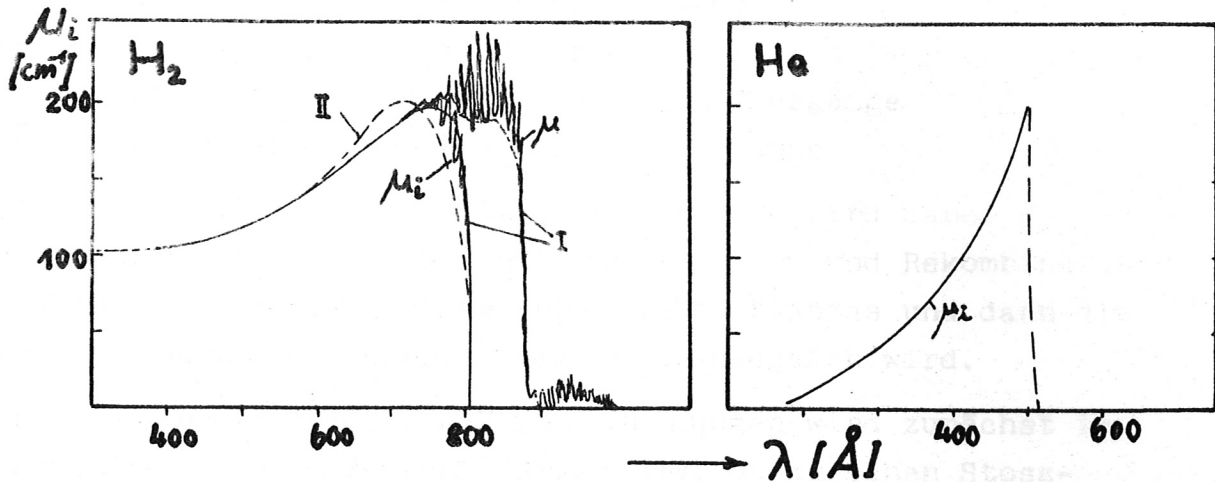


Bild 23: Experimentell bestimmter Verlauf des Ionisationskoeffizienten  $\mu_i$  für  $H_2$  und He und des Absorptionskoeffizienten  $\mu$  für  $H_2$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Kurve I nach [13], II nach [14].

b) Energieabschätzung für Wasserstoff

Es wird angenommen, dass eine punktförmige Strahlungsquelle durch Volumenionisation in einem Zylinder von 1 m Länge und 10 cm Durchmesser eine mittlere Elektronendichte von  $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  erzeugt. Dies entspricht etwa den Messergebnissen bei  $p \approx 0,1 \text{ t}$ . Als mittlere Photonenenergie werden 16 eV angenommen (es wird ein Energiewert oberhalb der Ionisierungsenergie von  $H_2$  genommen, da nicht gesichert ist, ob das  $H_2$ -Gas durch langwellige Strahlung dissoziiert wird). Berechnet man die Strahlungsintensität in 1 m Entfernung nach (8) mit einem mittleren  $\mu_i \approx 160 \text{ cm}^{-1}$ , so sieht man, dass 90% der Strahlung absorbiert werden.

Bei isotroper Strahlung erhält man mit dem mittleren Raumwinkel  $\langle \Omega \rangle = \frac{1}{(x_2 - x_1) x_1} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx^2}{16 x^2} dx \approx 1/200$  (für  $x_1 = 10 \text{ cm}$ ,  $x_2 = 100 \text{ cm}$ ) für die notwendige Strahlungsenergie

$$W \approx 360 \text{ [Wsec]}$$

Bei einer Strahlungsdauer von  $3 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$  entspricht dies einer konstanten Strahlungsleistung von

$$Q \approx 1,2 \cdot 10^8 \text{ [W]}$$

## 2. Strahlung aus dem Entladungsplasma

Es kommen drei Strahlungsarten in Frage:

Bremsstrahlung: frei-frei-Übergänge

Rekombinationsstrahlung: frei-gebunden-Übergänge

Linienstrahlung: gebunden-gebunden-Übergänge

Bei der Abschätzung der einzelnen Beiträge wird dabei so vorgegangen, dass zuerst die Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung des reinen und verunreinigten Plasmas und dann die Linienstrahlung von Verunreinigungen angegeben wird.

Der Strahlungsverlust von Verunreinigungen wird zunächst in einem Elwert-Gleichgewicht (Gleichgewicht zwischen Stossionisation und Strahlungsrekombination) angegeben - hier sind in der Literatur mehrere übereinstimmende Abschätzungen bekannt [16, 17, 18] - und dann werden Änderungen, die sich bei einem System ergeben, das nicht in diesem Gleichgewicht ist, diskutiert.

Es wird ein vollionisiertes Plasma angenommen, das zu einem geringen Prozentsatz durch schwere Atome verunreinigt ist.

### a) Rekombinations- und Bremsstrahlung

Die insgesamt abgegebene Bremsstrahlung aller Ionen der effektiven Kernladungszahl  $Z_{\text{eff}}$  beträgt [18]:

$$(14) \quad Q_{f-f} \approx 1,5 \cdot 10^{-25} \cdot T_e^{1/2} \cdot n_e \cdot \sum_k Z_{\text{eff}}^{(k)2} \cdot n_i^{(k)} \left[ \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \cdot \text{sec}} \right]$$

$n_e$  = Elektronendichte ( $\text{cm}^{-3}$ )

$n_i^{(k)}$  = Dichte der k-fach ionisierten Ionen ( $\text{cm}^{-3}$ )

$T_e$  = Elektronentemperatur (eV)

Für ein reines Wasserstoffplasma entfällt die Summation über höhere Ionisationszustände.

Die Rekombinationsstrahlung beträgt [17, 18]:

$$(15) \quad Q_{f-g} \approx 2,1 \cdot 10^{-24} \cdot T_e^{-1/2} \cdot n_e \cdot \sum_k Z_{\text{eff}}^{(k)4} \cdot n_i^{(k)} \cdot \frac{f_{n_0}}{n_0} \left[ \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \cdot \text{sec}} \right]$$

$f_{n_0}$  = Zahl der freien Plätze in der Schale mit der Hauptquantenzahl  $n_0$ .

Eine Berücksichtigung der Rekombination in höhere Schalen und des anschliessenden Strahlungsübergangs in den Grundzustand liefert für  $Q_{f-g}$  Korrekturen innerhalb eines Faktors 2 [17].

Für die in dieser Arbeit verwendeten Plasmen (Volumen  $\sim 10^2 \text{ cm}^3$ ,  $n_e \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \sim 20 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}} \sim 5$ , Verunreinigungsgrad  $\sim 1\%$ ) ergibt sich für die insgesamt abgegebene Rekombinations- und Bremsstrahlung

$$Q_{f-f} + Q_{f-g} \lesssim 10^4 \text{ [W]}$$

Die ionisierende Strahlung (begrenzter Spektralbereich) macht nur einen Teil dieser Strahlungsleistung aus. Sie ist viel zu klein, um die gemessene Precursorionisierung zu erzeugen.

#### b) Ionisationszustand von Verunreinigungsatomen

Die Strahlung eines verunreinigten Plasmas hängt vom Ionisationszustand der Verunreinigungen ab. Im Strahlungsgleichgewicht würde die Saha-Gleichung den Ionisationsgrad angeben. In ihm halten sich die vier Prozesse die Waage:

- |                    |   |                             |
|--------------------|---|-----------------------------|
| 1. Photoionisation | - | 2. Strahlungsrekombination  |
| 3. Stossionisation | - | 4. Dreierstossrekombination |

Bei einem begrenzten Plasma (Ausdehnung 10 - 20 cm) nicht zu hoher Dichte ist jedoch 1. vernachlässigbar (die Absorption ist auch im verunreinigten Plasma sehr klein), Prozess 4. wird klein für höherionisierte Ionen (nur solche Ionen geben einen Beitrag zu ionisierender Strahlung). Man hat also kein Strahlungsgleichgewicht. Bei der Abschätzung der Linienstrahlung wird angenommen, dass die Elektronendichte so gering ist, dass alle angeregten Zustände unter Ausstrahlung in den Grundzustand übergehen, bevor ein weiterer Elektronenstoss erfolgt. Die mittlere Zeit zwischen zwei Stossanregungen beträgt:

$$t_{\text{ex}} = \frac{1}{n_e \langle \sigma_{\text{ex}} v \rangle} \approx 10^{-8} \text{ sec} \quad (\text{für } n_e \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, T_e \approx 10-30 \text{ eV})$$

Bei spontaner Emission erhält man die Leuchtdauer  $t_L$  einer Linie (= Lebensdauer eines angeregten Zustandes) aus der Formel für die Strahlungsdämpfung

$$\gamma = \frac{1}{t_L} = \frac{2 \cdot e_0^2 \omega^2}{3 m_0 c^3}$$

Wenn  $\lambda$  (cm) die ausgestrahlte Wellenlänge bedeutet, so ergibt sich für  $t_L \sim 4,5 \cdot \lambda^2$  (sec). Bei  $800 \text{ \AA}$  beträgt die Leuchtdauer also  $3 \cdot 10^{-10}$  sec. Man sieht daraus, dass die obige Annahme bei den hier betrachteten Plasmen gut erfüllt ist.

Für die Änderung der Dichte der k-fach ionisierten Ionen durch Stossionisation und Photorekombination gilt folgende Ionisationsformel:

$$(16) \quad \frac{dn_i^{(k)}}{dt} = -n_i^{(k)} n_e \langle v \sigma_i^{(k)} \rangle + n_i^{(k+1)} n_e \langle v \sigma_r^{(k+1)} \rangle + n_i^{(k-1)} n_e \langle v \sigma_i^{(k-1)} \rangle - n_i^{(k)} n_e \langle v \sigma_r^{(k)} \rangle$$

$n_i^{(k)}$  = Dichte der k-fach ionisierten Ionen ( $\text{cm}^{-3}$ )

$n_e$  = Elektronendichte ( $\text{cm}^{-3}$ )

$\sigma_i^{(k)}$  = Stossionisierungsquerschnitt des k-fach ionisierten Ions

$\sigma_r^{(k)}$  = Photorekombinationsquerschnitt des k-fach ionisierten Ions.

Die Mittelung geht über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Nach Spitzer [23] ist die Relaxationszeit für Elektronen ("self collision time")

$$(17) \quad t_c = \frac{11,4 \cdot A_e^{1/2} \cdot T_e^{3/2}}{n_e \cdot \ln \Lambda} \quad [\text{sec}]$$

$A_e$  = Massenverhältnis =  $1/1823$ ,  $\ln \Lambda$  ist tabelliert in [23].

$n_e$  = Elektronendichte ( $\text{cm}^{-3}$ )

$T_e$  = Elektronentemperatur ( $^{\circ}\text{K}$ )

Für  $T_e = 5 \cdot 10^5$  ( $^{\circ}\text{K}$ ) ergibt sich für Dichten von  $n_e = 5 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

$$t_c \approx 2,5 \cdot 10^{-9} - 2,5 \cdot 10^{-10} \quad [\text{sec}]$$

Diese Zeit ist sehr klein gegenüber der Messzeit. Bei Vorgängen, die langsamer als  $10^{-8}$  sec sind, kann zu jedem Zeitpunkt eine Maxwellverteilung der Elektronen angenommen werden.

#### b 1) Elwert-Gleichgewicht

Im Elwert-Gleichgewicht halten sich Photorekombination und Stossionisation die Waage, es ist also in Gleichung (16)

$$\frac{dn_i^{(k)}}{dt} = 0 \quad \text{für alle k.}$$

Falls diese Bedingung erfüllt ist, so gilt für die einzelnen Ionisationszustände [18]:

$$(18) \quad \frac{n_i^{(k+1)}}{n_i^{(k)}} = \frac{\langle v \sigma_i^{(k)} \rangle}{\langle v \sigma_r^{(k+1)} \rangle} ; \quad k = 0, 1, 2 \dots Z$$

Diese Gleichung beschreibt den Ionisationszustand im Elwert-Gleichgewicht. Er kann angegeben werden, falls die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse bekannt sind.

In der Literatur werden Näherungswerte für  $\sigma_i$  und  $\sigma_r$  in Abhängigkeit von der Ordnungszahl und von  $E/\chi_i^{(k)}$  angegeben [16, 17] ( $E$  = Elektronenenergie,  $\chi_i^{(k)}$  = Ionisationsenergie des  $k$ -fach ionisierten Ions).

Um einen Überblick über die Zeiten zu erhalten, in denen ein solches Gleichgewicht aufgebaut wird, ist es nützlich, die Ionisations- und Rekombinationszeiten abzuschätzen.

Die Ionisationszeit - die Zeit, die im Mittel zwischen zwei Stossionisationen verstreicht - ist gegeben durch

$$t_i = \frac{1}{n_e \langle v \sigma_i^{(k)} \rangle}$$

Nach Post [16] gilt

$$(19) \quad \langle \sigma_i^{(k)} v \rangle = \frac{1,4 \cdot 10^{-10}}{T_e^{3/2} [\text{keV}]} \cdot b_k \cdot h\left(\frac{\chi_i^{(k)}}{kT}\right)$$

$b_k$  = eine für die Ionensorte typische Konstante ( $\sim 0,2$ )

$$h\left(\frac{\chi_i^{(k)}}{kT}\right) = h(x) = \frac{-2,72 \cdot Ei(-x)}{x}$$

Zur Abschätzung der Grössenordnung diene ein Beispiel:

Für  $n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 20 \text{ eV}$  erhält man für 0 V

$$t_i \approx 10^{-7} [\text{sec}]$$

Der Photorekombinationsquerschnitt gemittelt über eine Maxwellverteilung ist nach [16]:

$$(20) \quad \langle \sigma_r v \rangle = \frac{0,8 \cdot 10^{-16}}{T_e^{3/2} [\text{keV}]} Z_{\text{eff}}^4 \cdot k(y)$$

$k(y)$  ist eine in [16] tabellierte Funktion und hängt von der Art der Ionen ab.

Aus der  $Z^+$  Abhängigkeit sieht man, dass nur hochionisierte schwere Ionen einen wesentlichen Beitrag zur Rekombination liefern.

Die mittlere Rekombinationszeit - die Zeit, die zwischen zwei Elektroneneinfängen verstreicht - erhält man aus

$$t_r = 1 / n_e \langle \sigma_r v \rangle$$

Es sei auch hier ein Beispiel angegeben:

Für  $n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 20 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}} = 5$  erhält man

$$t_r \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ [sec]}$$

Die hier untersuchten Plasmen geben nur  $\sim 3 - 5 \mu\text{sec}$  lang ionisierende Strahlung ab. Es kann sich daher kein Elwert-Gleichgewicht aufbauen.

### b 2) Übergangseffekte zum Elwert-Gleichgewicht

Da die Lebenszeiten der in dieser Arbeit untersuchten Plasmen kleiner als die mittleren Rekombinationszeiten sind, kann die Rekombination vernachlässigt werden. Der neue, nicht stationäre Ionisationszustand kann dann folgendermassen beschrieben werden:

Ohne Rekombination wird aus Gleichung (16)

$$(21) \quad \frac{dn_i^{(k)}}{dt} = n_i^{(k-1)} n_e \langle \sigma_i^{(k-1)} \cdot v \rangle - n_i^{(k)} n_e \langle \sigma_i^{(k)} \cdot v \rangle$$

Führt man mit  $k = 0$  das Neutralatom ein, so erhält man das Gleichungssystem

$$\dot{n}^0 = -n^0 n_e \langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle$$

$$\dot{n}_i^{(1)} = n^0 n_e \langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle - n_i^{(1)} n_e \langle \sigma_i^{(1)} \cdot v \rangle$$

⋮

$$\dot{n}_i^{(k)} = n_i^{(k-1)} n_e \langle \sigma_i^{(k-1)} \cdot v \rangle - n_i^{(k)} n_e \langle \sigma_i^{(k)} \cdot v \rangle$$

Als Lösung ergibt sich [16]:

$$(22) \quad n^0(t) = n^0(t=0) \cdot e^{-n_e \langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle t} = n^0(0) \cdot e^{-a_0 t}$$

$$n_i^{(1)}(t) = n^0(0) \cdot a_0 \cdot (-1)^1 \left( \frac{e^{-a_0 t}}{a_0 - a_1} - \frac{e^{-a_1 t}}{a_1 - a_0} \right)$$

⋮

$$\begin{aligned}
 n_i^{(k)}(t) = n^0(0) \cdot a_0 a_1 \dots a_{R-1} \cdot (-1)^{R-k} \cdot & \left[ \frac{e^{-a_0 \tau}}{(a_0 - a_1)(a_0 - a_2) \dots (a_0 - a_R)} + \right. \\
 & \left. + \frac{e^{-a_1 \tau}}{(a_1 - a_0)(a_1 - a_2) \dots (a_1 - a_R)} + \dots + \frac{e^{-a_R \tau}}{(a_R - a_0) \dots (a_R - a_{R-1})} \right]
 \end{aligned}$$

Dabei ist  $a_0 = 1$ ,  $a_R = \frac{\langle \sigma_i^{(k)} \cdot v \rangle}{\langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle}$ ,  $\tau = n_e \langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle \cdot t$

Ändert sich die Elektronendichte mit der Zeit, so kann man das in der dimensionslosen Grösse  $\tau$  berücksichtigen

$$(23) \quad \tau = \langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle \int_0^t n_e(t') dt'$$

Der Wert für  $\langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle$  hängt vom Neutralatom und von  $T_e$  ab.

Nach Formel (19) erhält man für Sauerstoff:

$T_e$	:	25 eV	50 eV	100 eV
$\langle \sigma_i^0 \cdot v \rangle$	:	$1,77 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$2,75 \cdot 10^{-8}$

Obige Lösung der Ionisationsgleichung ist in Bild 24 für Sauerstoff angegeben. Da der Ionisationsquerschnitt im wesentlichen nur von der Ionisierungsenergie abhängt, gelten diese Kurven auch für Ionen ähnlicher Ionisierungsenergie.

Bild 24 zeigt, wie sich bei Vernachlässigung der Rekombination, Neutralatome mit der Zeit verändern, wenn sie in ein Elektronengas der Temperatur  $T_e$  gebracht werden. Dabei wächst die Dichte einer Ionensorte auf Kosten der nächstniedrigen Sorte - sie wird ionisiert - an. Da für OI und OII die Dreierstossrekombination nicht ganz vernachlässigbar ist, werden in Wirklichkeit diese Kurven etwas langsamer verlaufen. Diese Ionen sind jedoch für den Precursor ohne Bedeutung.

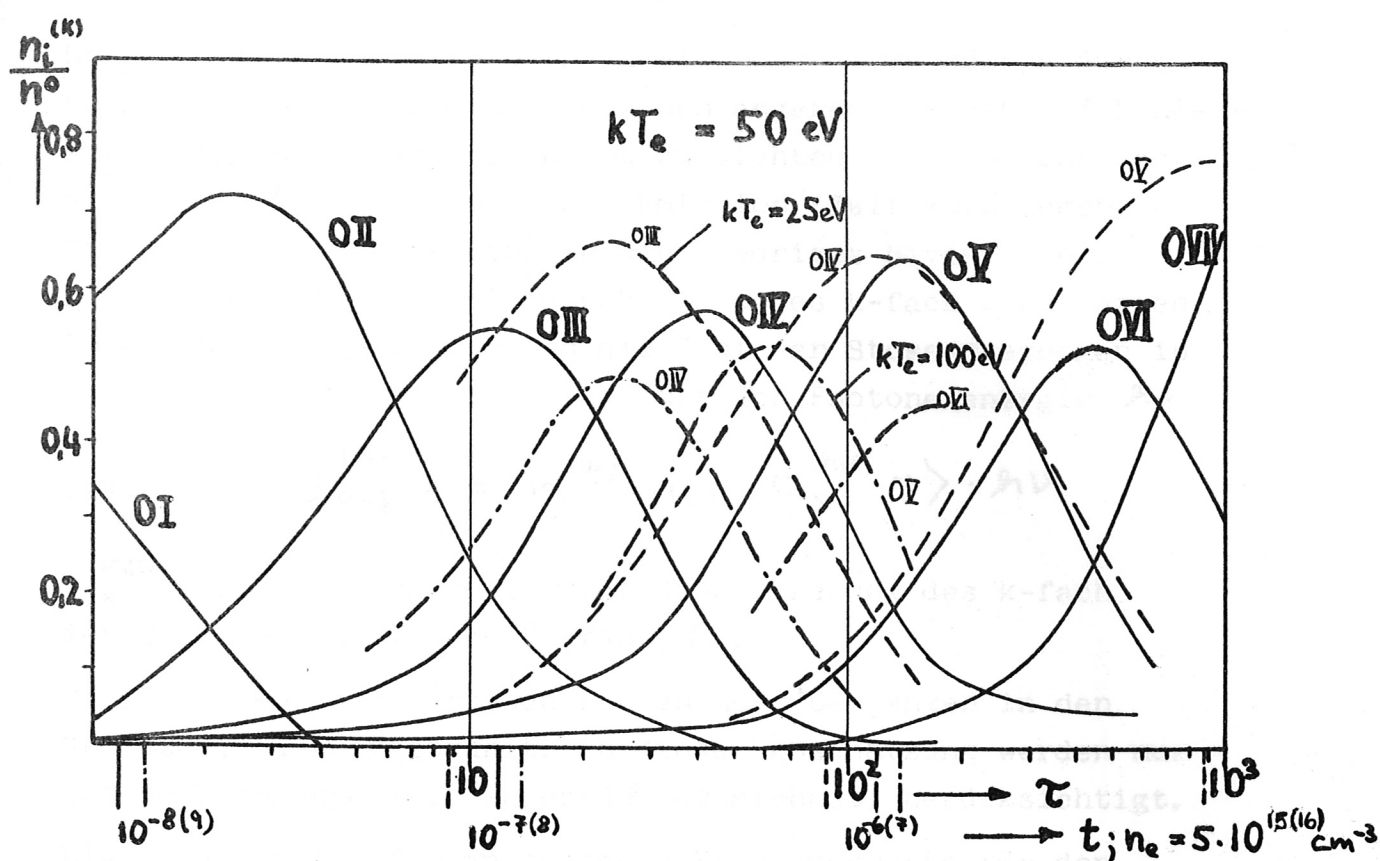


Bild 24 : "Entstehungsgeschichte" der Verunreinigungsionen in einem Plasma der Elektronentemperatur  $T_e$ ;  $\tau = \langle \sigma_i^0 v \rangle \int_0^t n_e dt$

Diese Modellvorstellung kann für die hier verwendeten Entladungen angewandt werden, da man wegen der kleinen Relaxationszeit der Elektronen (siehe S. 30) innerhalb sehr kurzer Zeit nach der Zündung der Entladung eine Gleichgewichtsverteilung der Elektronen, also eine bestimmte Elektronentemperatur, annehmen kann. In diesem "Elektronengas" werden höher ionisierte Verunreinigungsionen erzeugt. Man hat daher in Bild 24 ein Mass für die Bevölkerung der einzelnen Ionensorten bei bestimmten Zeiten. Das Verhalten für Temperaturänderungen kann man aus den Kurven für andere Elektronentemperaturen abschätzen. Dichteänderungen ergeben eine Änderung des Zeitmaßstabes  $\tau$ .

### c. Linienstrahlung

Die Linienstrahlung des reinen Plasmas vermag nicht zu ionisieren und ist deshalb für den Precursor unwichtig.



Unvollständig ionisierte Verunreinigungsatome können durch unelastische Stöße mit Elektronen angeregt werden und Linienstrahlung aussenden. Bei nicht zu dichten Plasmen geht das angeregte Ion unter spontaner Emission (Zeit kurz gegen Stosszeit der Elektronen) in ein niedriges Niveau über. Die Intensität einer einzelnen Linie des k-fach ionisierten Ions ist also gegeben durch die Zahl der Stossanregungen in den Zustand  $l$  multipliziert mit der Photonenenergie  $h\nu$

$$(24) \quad Q_{g-g}^{(k)} = n_i^{(k)} \cdot n_e \cdot \langle \sigma_{ex}^{(k)l} \cdot \nu \rangle \cdot h\nu$$

$\sigma_{ex}^{(k)l}$  = Wirkungsquerschnitt für Stossanregung des k-fach ionisierten Ions in den Zustand  $l$ .

Dabei werden die stärksten Linien bei Übergängen in den Grundzustand ausgestrahlt. In dieser Abschätzung werden nur solche Übergänge (mit Index  $l$  bezeichnet) berücksichtigt.

Die in der Literatur angegebenen Näherungswerte für den Wirkungsquerschnitt für Stossanregung  $\sigma_{ex}$  kann man in einer allgemeinen Formel zusammenfassen [18]:

$$(25) \quad \sigma_{ex}^{(k)l} = \frac{\pi e^4}{\chi_{ex}^{(k)l}{}^2} \cdot f_{1l} \cdot F\left(\frac{E}{\chi_{ex}^{(k)l}}\right)$$

$F$  = Funktion der Elektronenenergie  $E$  und der Anregungsenergie des k-fach ionisierten Ions in den  $l$ -ten Zustand  $\chi_{ex}^{(k)l}$

$f$  = Oszillatorenstärke

In [18] wird ein von Allen [20] angegebener Wirkungsquerschnitt verwendet. Nimmt man den Wert für  $n_i^{(k)}$  aus der Ionisationsgleichung des Elwert-Gleichgewichts, so erhält man nach einer Summation über alle  $l$ -Werte die in Bild 25 gezeichneten Kurven.

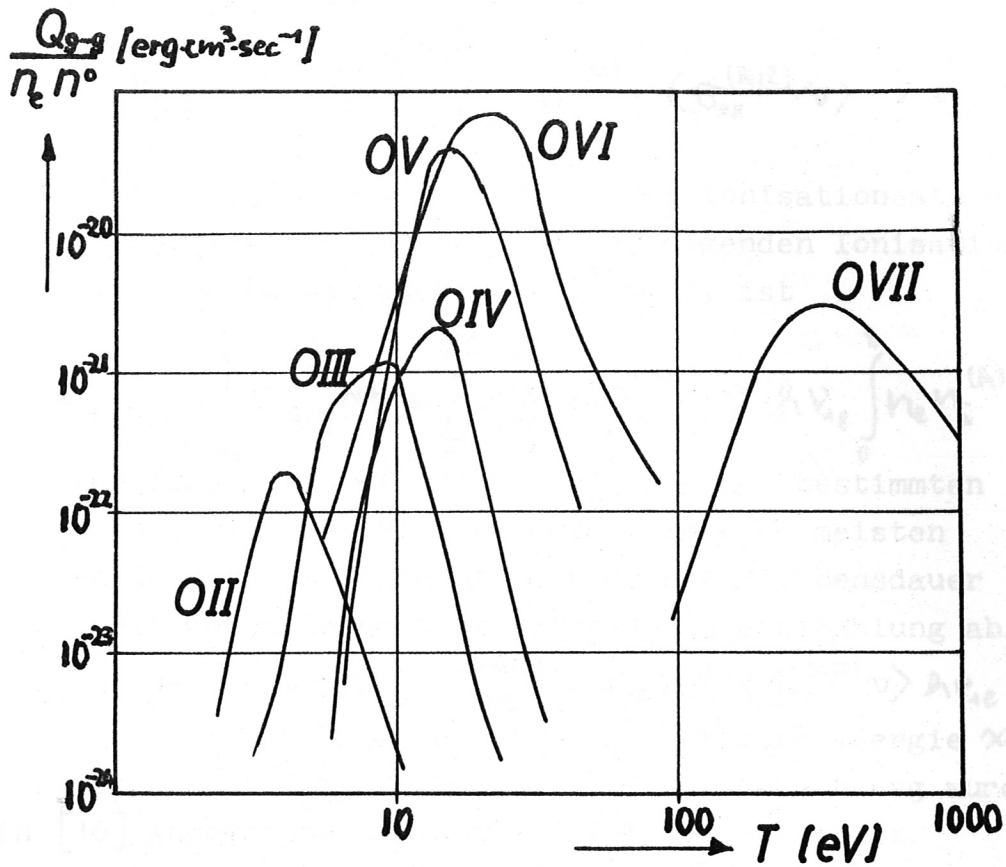


Bild 25: Pro Elektron und Verunreinigungsatom abgegebene Energie der Linienstrahlung im Elwert-Gleichgewicht [18].

Ein Vergleich mit den anderen Strahlungsarten zeigt, dass Linienstrahlung am meisten zum Strahlungsverlust eines Plasmas beiträgt. Bei einem Verunreinigungsgrad von 1% zum Beispiel und bei Temperaturen zwischen 10 und 100 eV ist nach der Abschätzung in Bild 25 die Gesamtintensität der Linienstrahlung um einen Faktor  $\sim 10^2$  stärker als die gesamte Rekombinations- und Bremsstrahlung.

Es genügt also bei einer Abschätzung der Precursorstrahlung, wenn nur Linienstrahlung berücksichtigt wird.

Die Linienstrahlung, die bei einem Übergangseffekt entsteht, hat die Intensität

$$(26) \quad Q_{q-q} = n_e \cdot \sum_{k=0}^m \sum_{\ell} n_i^{(k)} \cdot \langle \sigma_{ex}^{(k|\ell)} \cdot v \rangle \cdot h\nu_{i\ell}$$

$m$  bezeichnet die in der Zeit  $t$  erreichte Ionisationsstufe. Die Gesamtenergie, die von aufeinanderfolgenden Ionisationsstufen bei ihrem Aufbau ausgestrahlt wird, ist

$$(27) \quad W_{q-q} = \int_0^t Q_{q-q} dt = \sum_{k=0}^m \sum_{\ell} \langle \sigma_{ex}^{(k|\ell)} \cdot v \rangle \cdot h\nu_{i\ell} \int_0^t n_e n_i^{(k)} dt$$

Die Grössenordnung von  $n_i^{(k)}$  kann man für einen bestimmten Verunreinigungsgrad aus Bild 24 abschätzen. Am meisten Anregungen werden die Ionen mit der grössten Lebensdauer erfahren. Sie geben deshalb am meisten Linienstrahlung ab.

Die Intensität einer Linie  $Q_{q-q}^{(k|\ell)} = n_e n_i^{(k)} \langle \sigma_{ex}^{(k|\ell)} \cdot v \rangle h\nu_{i\ell}$  ist in Bild 26 in Abhängigkeit von der Anregungsenergie  $\chi_{ex}$  und der Temperatur  $T_e$  aufgetragen. Bei der Berechnung wurde der in [16] angegebene Wirkungsquerschnitt verwendet.

Eine grobe Abschätzung der abgestrahlten Energie der Linienstrahlung erhält man, wenn man in Gleichung(26) für  $n_i^{(k)}$  die Ionensorte, die am meisten Anregungen erfährt (aus Bild 24), und aus Bild 26 die Intensität für die betreffenden Linien mit der Anregungsenergie  $\chi_{ex}$  einsetzt. Die Summation über alle auftretenden Linien ergibt dann näherungsweise die Energie.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich für die Linienstrahlung eines Plasmas in einem z- oder Theta-Pinch folgende Modellvorstellung:

Bei der Entladung wird ein hochionisiertes Plasma erzeugt, das durch ohmsche Aufheizung und Kompressionen eine Temperatur von der Grössenordnung  $10 - 100$  eV erreicht. Hierbei werden Verunreinigungsatome ionisiert, die Linienstrahlung aussenden. Es werden bei der Aufheizung und Kompression die in Bild 24 dargestellten Zustände durchlaufen, wobei es von der Temperatur abhängt, welcher Zustand die längste Lebensdauer hat.

In Übereinstimmung mit den Messergebnissen wird daher die Precursorionisierung während der Kompression einsetzen, falls eine Temperatur erreicht wird, bei der ionisierende Strahlung entsteht, und sie wird solange andauern, als das Plasma genügend heiss ist.

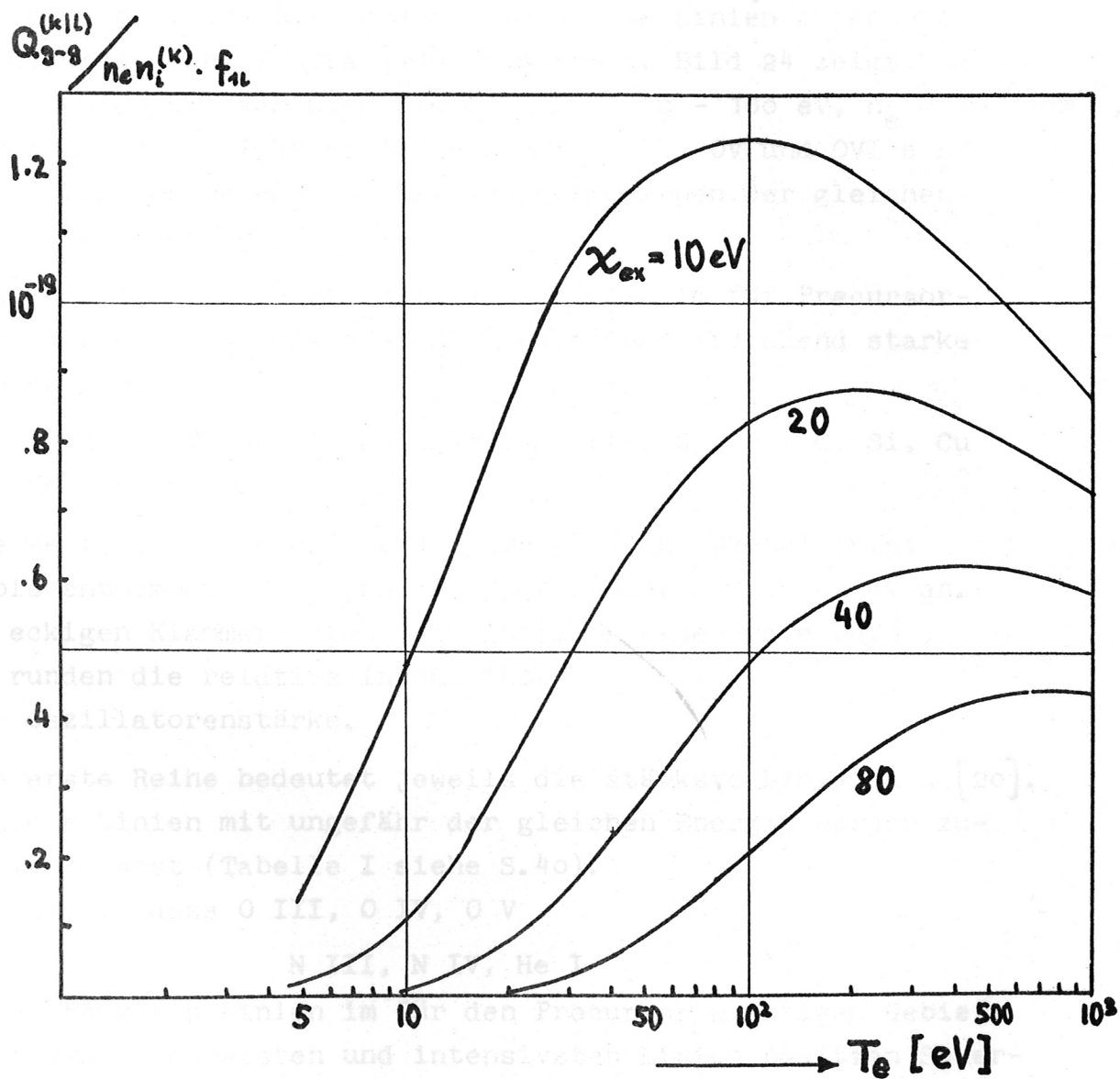


Bild 26: Intensität einer Linie pro Elektron und Ion in Abhängigkeit von  $T_e$  und der Anregungsenergie  $\chi_{ex}$ .  
 $f_{1l}$  = Oszillatorenstärke der betreffenden Linie

#### d) Folgerungen für die ionisierende Strahlung

Aus dem Vorhergehenden sieht man, dass Verunreinigungen in Plasmen in einem Temperaturbereich von 10 - 100 eV starke Linien ausstrahlen. Für die Precursorionisierung ist es dabei wichtig, dass bei den herrschenden Temperaturen solche Ionen angeregt werden, die starke Linien im Absorptionbereich des Neutralgases aussenden. Bild 24 zeigt, dass in den hier betrachteten Plasmen ( $T_e = 10 - 100$  eV,  $n_e = 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>, Lebensdauer 2 - 5  $\mu$ sec) hauptsächlich OIV, OV und OVI eine Rolle spielen. Ebenso natürlich andere Ionen der gleichen Ionisierungsenergie.

Folgende Tabelle zeigt, dass diese Ionen im für Precursorionisierung notwendigen Spektralbereich ausreichend starke Linien haben.

Als mögliche Verunreinigungsatome werden O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, C, Si, Cu und He angenommen.

Die Werte in Tabelle I wurden aus [20] und UV-Multiplet Table entnommen und geben die Energie der Linien in eV an. In eckigen Klammern steht die Ionisierungsenergie [eV], in runden die relative Intensität.

f = Oszillatorenstärke.

Die erste Reihe bedeutet jeweils die stärkste Linie nach [20]. Mehrere Linien mit ungefähr der gleichen Energie wurden zusammengefasst (Tabelle I siehe S.40).

Man sieht, dass O III, O IV, O V

N III, N IV, He I

ihre stärksten Linien im für den Precursor wichtigen Gebiet besitzen. Die meisten und intensivsten Linien besitzen Sauerstoff. Es ist also anzunehmen, dass Sauerstoff-Verunreinigungen den Hauptteil der Precursorstrahlung ausmachen. Berücksichtigt man bei einer Abschätzung nur den Sauerstoffanteil, so erhält man eine gute Näherung.

Bei Helium genügt jedoch eine Anregung der sehr starken He II Linien, um das vor dem Entladungsplasma liegende He-Neutralgas einmal zu ionisieren.

Tabelle I

Element	Ionisierungsstufe					
	I	II	III	IV	V	VI
O	[13,6]	[35]	[54]	[77]	[113]	[137]
	9 (10)	3x15(15)	4x15(16)	3x16(15)	20(15) f=0,75	12(10)
		2x17(17)	4x17(18)	5x20(15)	6x16(12)	82(10)
		19(12)	3x24(18)	4x22(17)	55(13)	2x72(13)
		23(10)	33(10)	44(11)	3x64(13)	f = 0,24
			20(15)	2x51(15)	71(12)	
N	[14]	[29]	[47]	[77]	[97]	
	5x10(10)	5x11(11)	3x13(16)	16(17) f=0,8	10(8)	
	3x12(10)	6x13(12)	2x16(15)	36(11)	2x50(10)	
		16(12)	3x16(12)	4x43(12)		
		19(10)	4x18(15)	50(10)		
		2x27(11)				
		3x32(12)				
C	[11]	[24]	[48]	[64]		
	7(20)	9(14)	13(18)	2x8(20) f=0,28		
	f=0,005	4x13(12)	4x23(12)	2x39(15)		
		2x18(11)	3x27(14)	2x30(14)		
			32(14)	2x32(17)		
		33(10)	50(10)			
Si	[8]	[16]	[33]	[45]		
	5	7	10(10)	9(10)		
		22(3)				
Cu	4, f=0,94	8				
He	21(10)	41, f=0,41				
	f = 0,355	48				
		52				

( ) = relative Intensität

Für die im Vorhergehenden gemachte Abschätzung der Linienstrahlung von Verunreinigungen aus einem Plasma liegen experimentelle Ergebnisse vor. In [19] wurde bei einem z-Pinch Experiment eine spektroskopische Untersuchung der UV-Strahlung aus dem Plasma gemacht. Es zeigen sich starke O IV - O VI Linien im Absorptionsbereich für  $H_2$ .

Abschätzung der Precursorstrahlung für eine Wasserstoffentladung

Aus Tabelle I sieht man, dass die hauptsächlich ausgestrahlte Energie für O IV und O V  $\chi_{ex} \approx 16 - 20 \text{ eV}$  beträgt. Für Oszillatorenstärke  $f$  kann man annehmen, dass sie für Linien der gleichen Intensität näherungsweise den gleichen Wert hat. Aus Bild 26 erhält man für  $T_e \approx 10 - 30 \text{ eV}$ , eine mittlere Linienenergie von 18 eV und eine mittlere Oszillatorenstärke von  $f \sim 0,6$  als Abschätzung (aus Gleichung (26))

$$Q_{q-g} \approx n_e \cdot n_i^{(k)} \cdot \ell \cdot 5 \cdot 10^{-20} [\text{erg cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}]$$

$\ell$  = Anzahl der Linien

Für  $n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und einen Verunreinigungsgrad von 1% ergibt sich für die vom Volumen  $\sim 50 \text{ cm}^3$  ausgesandte Precursorstrahlung (nach Tab. I ist  $\ell \sim 20$ )

$$Q_{q-g} \approx 6 \cdot 10^7 [\text{W}]$$

Bei einer Strahlungsdauer von 3  $\mu\text{sec}$  erhält man für die Strahlungsenergie:

$$W \approx 180 [\text{Wsec}]$$

Dieser Strahlungsverlust liegt in der Grössenordnung der benötigten Strahlung (Abschätzung auf S. 27 ergibt  $Q \approx 1,2 \cdot 10^8 [\text{W}]$ ). Bedenkt man, dass der Strahlungsverlust sicher zu klein abgeschätzt wurde, da nur die stärksten Linien und nur  $O_2$  als Verunreinigungsatom berücksichtigt wurde - auch 1% Verunreinigungsgrad ist wahrscheinlich eine untere Grenze - so ist die Übereinstimmung zufriedenstellend.

## VII. Allgemeine Betrachtungen

### 1. Vergleich der Ionisierung beim z-Pinch und Theta-Pinch

Die Messergebnisse zeigen, dass die Precursorionisierung des z-Pinch bei gleicher Energie der Kondensatorbatterie um einen Faktor 5 - 10 stärker ist als beim Theta-Pinch. Die Gründe hierfür sind die schwächere Energieankopplung beim Theta-Pinch und der verschiedene Verunreinigungsgrad. Vor allem beim z-Pinch, bei dem der Pumpstutzen und Leckstellen durch Gummidichtungen in unmittelbarer Nähe der Entladungsstrecke liegen, wird der Verunreinigungsgrad viel grösser sein als beim Theta-Pinch. Es kann auch nicht entschieden werden, ob Verunreinigungen, die während der Entladung entstehen, für die Precursorionisierung eine Rolle spielen. Zur Klärung solcher Fragen wäre eine spektroskopische Untersuchung der UV-Strahlung aus dem Entladungsplasma nötig.

Beim 32 kJ Theta-Pinch wird bei Temperaturen von 100 eV die Ergiebigkeit des z-Pinch bis auf einen Faktor 2 - 3 erreicht. Hier ist jedoch die Temperatur so hoch, dass die Intensität der ionisierenden Strahlung klein bleibt.

### 2. Vorionisierung durch Precursorstrahlung

Bei einer Vorionisierung durch Strahlung entsteht ein ruhiges, homogenes, feldfreies Plasma. Es soll nun abgeschätzt werden, inwieweit eine hohe Vorionisierung möglich ist

Da das zu ionisierende Neutralgas mit zunehmendem Ionisationsgrad weniger absorbiert, d.h. optisch dünner wird, kann eine 100-prozentige Ionisierung nicht erreicht werden.

Die Abnahme der Photoionisation mit zunehmender Ionisierung wird durch Gleichung (10) beschrieben:

$$(10) N_e = N_n^0 \left( 1 - \exp \left\{ - \frac{d^2}{16x^2} \sum_R \frac{\mu_i(\omega_{Ri})}{n_0} \cdot e^{-\mu_i(\omega_{Ri}) \times \frac{p_0 \cdot 273}{760 \cdot T} \cdot \frac{N_{n1}}{N_n^0}} \cdot \int_0^t F_{0R} dt \right\} \right)$$

Dabei muss die Zeit, in der ionisiert wird, klein sein gegenüber Zeiten, bei denen Rekombination wichtig wird.



Mit den Bezeichnungen

$$\frac{N_e}{N_n^0} = \frac{N_n^0 - N_n}{N_n^0} = 1 - \frac{N_n}{N_n^0} = \alpha ; \quad C = \mu_i \times \frac{P_0}{760} \cdot \frac{273}{T}$$

erhält man aus (10) falls nur eine Linie absorbiert wird

$$(28) \quad - \frac{N_n}{N_n^0} = \alpha - 1 = - \exp \left\{ - \frac{d^2}{16x^2} \frac{\mu_i(\omega_{02})}{n_0} \cdot e^{-C N_n / N_n^0} \cdot \int_0^t \mathcal{F}_0 dt \right\}$$

Für den Ionisationsgrad  $\alpha$  erhält man also die Beziehung

$$(29) \quad \frac{d^2}{16x^2} \cdot \frac{\mu_i(\omega_{02})}{n_0} \cdot \int_0^t \mathcal{F}_0(t) dt = - \ln(1-\alpha) \cdot e^{C(1-\alpha)}$$

In Bild 27 ist diese Kurve für  $C = 1$  dargestellt.

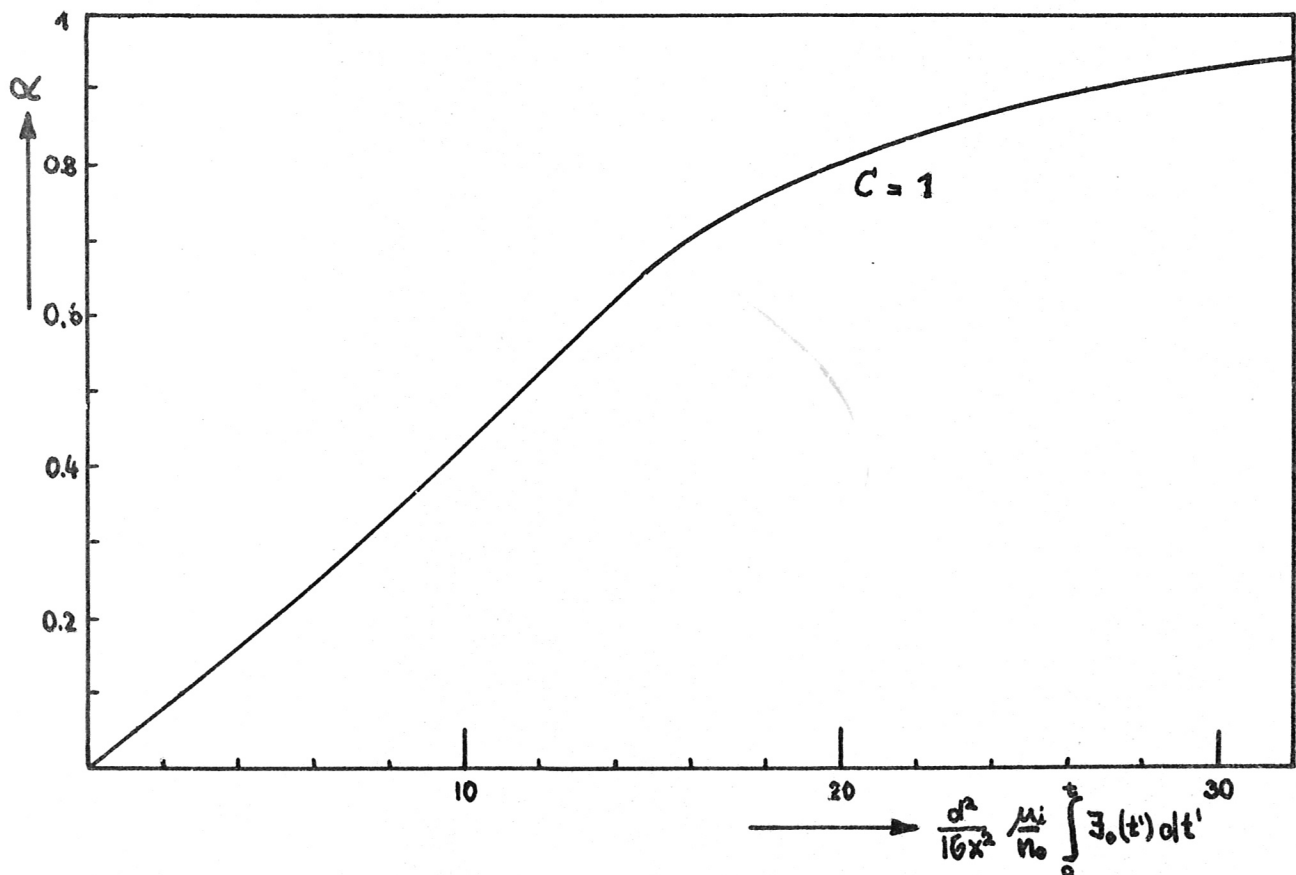


Bild 27: Abhängigkeit des Ionisationsgrades  $\alpha$  von der in der Zeit  $t$  in den Raumwinkel  $\Omega \sim 1/x^2$  eingestrahelten Photonenzahl  $\mu_i(\omega)/n_0 = \sigma(\omega) =$  Photoionisierungsquerschnitt für ein Atom.

Für mehrere Linien mit verschiedenem Absorptionskoeffizienten ändert sich die Grösse C und man muss zur Bestimmung des Ionisationsgrades Kurven mit verschiedenem C überlagern. Die Grösse C = 1 entspricht den Werten

$$p_0 = 0,1 \text{ t}, \quad x = 50 \text{ cm}, \quad T \approx 290^\circ \text{K}, \quad \mu_i \approx 160 \text{ cm}^{-1}.$$

Aus Bild 27 sieht man, dass es lohnend ist, einen Ionisationsgrad von 60 - 70% erreichen zu wollen. Eine weitere Steigerung würde hohe Intensität erfordern und wenig zusätzliche Ionisierung ergeben. Allerdings wäre zu einer 70-prozentigen Ionisierung eine um einen Faktor  $\sim 80$  stärkere Strahlungsquelle als bei den hier beschriebenen Anordnungen (erreichter Ionisierungsgrad  $\sim 2\%$ ) nötig.

## Literatur

- [1] H.G. Voorhies, F.R. Scott, Phys. Fluids, 2, 576 (1959)
- [2] E.A. McLean, C.F. Faneuff, A.C. Kolb, H.R. Griem, Phys. Fluids, 3, 843 (1960)
- [3] E.A. McLean, A.C. Kolb, H. R. Griem, Phys. Fluids, 3, 1055 (1961)
- [4] W. Wiese, H.F. Berg, H.R. Griem, Phys. Fluids, 4, 250 (1961)
- [5] H.D. Weymann, Phys. Fluids, 5, 824 (1962)
- [6] L. Wetzel, Phys. Fluids, 6, 750 (1963)
- [7] P. Glörsen, Phys. Fluids, 3, 857 (1960)
- [8] H. Grönig, Phys. Fluids, 6, 142 (1963)
- [9] I.B. Gerardo, C.D. Hendricks, Jr., L. Goldstein, Phys. Fluids, 6, 1222 (1963)
- [10] D.L. Jones, Phys. Fluids, 5, 1121 (1962)
- [11] N.J. Phillips, Proc. Phys. Soc., 83, 275 (1964)
- [12] I.M.P. Quinn, H.A.B. Bodin, VI Conf. Int. Phen. Ionization dans les Gaz, Paris, Vol IV, 287 (1963)
- [13] G.R. Cook, P.H. Metzger, VI Conf. Int. Phen. Ionization dans les Gaz, Paris, Vol. I, 149 (1963)
- [14] G.L. Weissler, Handbuch der Physik XXI, 323 und 328
- [15] V.L. Ginzburg, Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma North Holland Publishing Company, Amsterdam (1961)
- [16] R.F. Post. J. Nuclear Energy, 3, 273 (1961)
- [17] G. Knorr, Z. Naturf. 13a, 941 (1958)
- [18] A.P. Vasil ev, G.G. Dolgov-Savel ev, V.I. Kogan, Translation Series, Vol. II, 533 (1963)
- [19] V.D. Pismennyi, I.M. Podgorny, S.H. Sukever, Sov. Phys. JETP. 16, 1416 (1963)
- [20] Allen, Astrophysical Quantities, University of London, (1955)
- [21] G. Hofmann, Z. Naturf. 18a, 309 (1963)
- [22] H. Hermansdorfer, G. Hofmann, Z. Naturf. 18a, 1361 (1963)
- [23] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ (1956)
- [24] H.J. Oskam, Philips Res. Rep., 13, 335 (1958)