

SPEKTROSKOPISCHE MESSUNG DER ELEKTRONENDICHTE
UND TEMPERATUR BEI VORENTLADUNGSPLASMEN
FÜR THETAPINCHE

Peter-Michael Asam

IPP 1/22

Mai 1964

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

1. Zusammenfassung	11
2. Einleitung	1
3. THEMATISCHES ZUSAMMENFASSUNG	2
a) SPEKTROSKOPISCHE MESSUNG DER ELEKTRONENDICHTE	2
b) UND TEMPERATUR BEI VORENTLADUNGSPLASMEN	2
c) FÜR THETAPINCHE	3
d) Linien- und Kontinuumsstrahlung eines	6
neutralen Plasmas	
e) Peter-Michael Asam	15
4. Experimenteller Aufbau und Messung der Vor-	17
entladung mit einem schnellen	
IPP 1/22 Mai 1964	
a) Beschreibung des Thetapinches	17
b) Messanordnung	17
c) Voruntersuchung	21
d) Experimenteller Aufbau	24
e) Messergebnisse für Temperatur und Elektronen-	28
dichtebestimmung	
f) Diskussion der Plasmadiagnostik	49
5. Experimenteller Aufbau und Messung der Vor-	55
entladung mit einem schnellen	
IPP 1/22 Mai 1964	
a) Beschreibung des Thetapinches	55
b) Messanordnung	57
c) Voruntersuchung	58
6. Ergebnisse und Diskussion	60
a) Voruntersuchung	60
b) Spektroskopische Temperatur- und Elektronen-	63
dichtebestimmung	
7. Literaturverzeichnis	65

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.

INHALT

1.	Zusammenfassung	II
2.	Einleitung	1
3.	Theoretische Grundlagen der spektroskopischen Messung	2
	a) Einschränkende Voraussetzungen	2
	b) Verbreiterung einer Balmerlinie	3
	c) Linien- und Kontinuumsstrahlung eines Deuteriumplasmas	6
	d) Strahlungsnormal	15
4.	Experimenteller Aufbau und Messung der Vorionisation mit einem schnellen Thetapinch	17
	a) Beschreibung des Thetapinches	17
	b) Messanordnung	17
	c) Versuchsprogramm	21
5.	Ergebnisse und Diskussion	24
	a) Voruntersuchungen	24
	b) Spektroskopische Temperatur- und Elektronendichtebestimmung	28
	c) Diskussion der Plasmakonfiguration	49
6.	Experimenteller Aufbau und Messung der Vorionisation mit einem langen z-Pinch	55
	a) Beschreibung des z-Pinches	55
	b) Messanordnung	57
	c) Versuchsprogramm	58
7.	Ergebnisse und Diskussion	60
	a) Voruntersuchung	60
	b) Spektroskopische Temperatur- und Elektronendichtebestimmung	63
8.	Literaturverzeichnis	65

1. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe spektroskopischer Methoden der Zustand des Gases untersucht, der in einer Apparatur zur schnellen magnetischen Kompression von Plasma vor dem Einsatz der Hauptentladung besteht. In dieser Phase wird das Gas, einmal durch eine gepulste elektrodenlose Ringentladung, zum anderen mit einem langen Z-Pinch ionisiert. Die Kenntnis der charakteristischen Daten des so vorionisierten Gases ist für die Deutung der an der Hauptentladung durchgeführten Messungen wesentlich.

Die Beobachtungen wurden an einem Deuteriumplasma mit Anfangsdrucken von $1 \cdot 10^{-2}$; $5 \cdot 10^{-2}$; $6,5 \cdot 10^{-2}$; $8 \cdot 10^{-2}$; $1 \cdot 10^{-1}$; $2 \cdot 10^{-1}$, $6 \cdot 10^{-1}$ [Torr] durchgeführt.

Beim Thetapinch interessiert vor allem der Zeitpunkt der Zündung, die Werte für die Elektronendichte und die Temperatur des Plasmas.

Der zeitliche Verlauf der Temperatur wurde nach Griem [1] aus dem Quotienten der D_{β} - Linienintensität zur Kontinuumsintensität eines ausgewählten Wellenlängenbereiches ermittelt. Die gefundenen Temperaturwerte liegen zwischen $1 \leq kT \leq 3$ [eV]. Die Methode setzt die Gültigkeit der Saha-Gleichung für das Ionisationsgleichgewicht voraus.

Der zeitliche Verlauf der Elektronendichte wurde einmal aus der photoelektrisch gemessenen Linienbreite von D_{β} , zum anderen aus der absoluten Kontinuumsintensität eines von Verunreinigungslinien freien Wellenlängenbereiches ermittelt. Die gefundenen Werte zeigen innerhalb des Meßfehlers eine gute Übereinstimmung. Das Maximum von $2 \cdot 10^{16}$ [cm⁻³] wird bei dem Anfangsdruck $p = 5 \cdot 10^{-2}$ [Torr] auf der Achse 3,5 [µsec] nach der Zündung der Entladung erreicht. Zu diesem Zeitpunkt ist aber die Entladungsbatterie schon annähernd auf $1/e$ gedämpft.

Der Verlauf der Elektronendichte gibt die durch Trommelkammeraufnahmen gefundene Plasmakonfiguration wieder.

Die Werte der Elektronendichte und Temperatur beim langen Z-Pinch, die nach den oben erwähnten Methoden bestimmt wurden, geben wegen ihrer begrenzten räumlichen Auflösung nur Anhaltspunkte über die Größenordnung der zu erwartenden Elektronendichten und Temperaturen. Hierbei mußte aus meßtechnischen Gründen auf eine Elektronendichtebestimmung aus der Halbwertsbreite der D_{β} - Linie verzichtet werden.

2. EINLEITUNG

Das Verhalten des Plasmas einer Thetapinchentladung wird weitgehend von den im Entladungsgefäß vorherrschenden Anfangsbedingungen bestimmt. Durch eine Vorentladung wird in dem Entladungsvolumen ein Plasma erzeugt, dessen Elektronendichte und Temperatur die Anfangsbedingungen für die darauffolgende Thetapinchentladung sind.

Der Zweck dieser Untersuchungen liegt darin, für zwei verschiedene Möglichkeiten der Vorionisierung die erzielten Elektronendichten und Temperaturen zu bestimmen. Zur Vorionisierung wird einmal eine schnelle Thetapinchentladung verwendet, zum anderen dient dazu ein langer Z-Pinch.

Mit einer Anzahl spektroskopischer Meßmethoden lassen sich aus der emittierten Strahlung des Plasmas Aussagen über den räumlichen und zeitlichen Verlauf von Temperatur und Dichte der Elektronen, Ionen und Neutralteilchen im Plasma gewinnen. Dabei ist es von großem Vorteil, daß dadurch das Meßobjekt selbst nicht beeinflußt wird.

Spektroskopische Messungen umfassen Bestimmungen der absoluten und relativen Linien- oder Kontinuumsintensitäten der Plasmastrahlung, wie auch Feststellungen des Profils einer Emissionslinie.

3. THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER SPEKTROSKOPISCHEN MESSUNGEN

a) Einschränkende Voraussetzungen

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Plasmen sind Linienstrahler mit kontinuierlichem Untergrund. Das bedeutet, daß die von der Volumeneinheit emittierte Strahlungsleistung im allgemeinen die absorbierte Leistung überwiegt. Die emittierte Strahlung läßt sich nicht mit der Hohlraumstrahlung vergleichen, da sich kein vollständiges thermisches Gleichgewicht einstellt. Die hier angewandten spektroskopischen Methoden setzen aber zum Teil lokales thermisches Gleichgewicht voraus. Dieses Gleichgewicht liegt dann vor, wenn die kinetischen Temperaturen für Elektronen, Ionen und Atome und ebenfalls die Temperaturen, die die Verteilungen auf die gebundenen und die freien Zustände beschreiben, einander gleich sind. Das lokale thermische Gleichgewicht wird also durch die Saha-Gleichung beschrieben. Eine Abschätzung der Einstellzeiten dieses lokalen thermischen Gleichgewichtes - allgemein in der Literatur mit LTE (Local Thermal Equilibrium) bezeichnet - beispielsweise zwischen Elektronen und Ionen innerhalb des zu erwartenden Temperatur- und Dichtebereiches ($1 \leq T \leq 10$ [eV]; $10^{15} \leq N_e \leq 10^{16}$ [cm⁻³]) ergibt Zeiten $t \leq 10^{-8}$ [sec], die um den Faktor 100 kleiner sind, als die charakteristischen Zeiten der dynamischen Vorgänge im Plasma. Von Griem [1] ist ein umfassender Überblick der verschiedensten spektroskopischen Meßmethoden und deren Anwendungsbereiche in der Plasmaphysik ausgearbeitet worden. Nur die in dieser Arbeit verwendeten Methoden sollen im folgenden erläutert werden:

- 1) Aussagen über Elektronendichten werden mit Hilfe des gemessenen Profils einer Stark-verbreiterten Emissionslinie gewonnen.

- 2) Temperaturmessungen sind durch die Betrachtung des Verhältnisses der Intensität einer Spektrallinie zur Kontinuumsintensität eines ausgewählten Wellenlängenbereiches möglich.
- 3) Für eine Elektronendichtemessung ist entweder die Absolutintensität einer Spektrallinie, oder die der Kontinuumsstrahlung eines Wellenlängenbereiches zu bestimmen.

Dabei ist vorausgesetzt, daß nur Strahlung aus optisch dünnen Plasmen ausgenützt wird.

Im Experiment wurden nur Deuteriumplasmen untersucht. Da ferner nur bei Wasserstoff (bzw. Deuterium) die Unsicherheiten in der Berechnung der Atomparameter (Oszillatorenstärken und Dämpfungskonstante) zumeist vernachlässigbar gegenüber experimentellen Fehlern, oder wenigstens nicht größer als diese sind, werden sich alle weiteren Betrachtungen dieser Arbeit nur auf dieses Element beschränken.

Folgende kurze Darstellung soll die Beziehung der spektroskopisch gemessenen Größen zu den gewünschten Temperaturen T und Elektronendichten N_e im Bereich: ($1 \leq kT \leq 10$ [eV]; $5 \cdot 10^{14} \leq N_e \leq 10^{17}$ [cm⁻³]) zusammenstellen, die aus der Theorie für LTE - Plasmen folgen.

Die Abschätzung

b) Verbreiterung einer Balmerlinie

In einem dichten Wasserstoffplasma werden die Linien der Balmerreihe hauptsächlich durch den Stark - Effekt verbreitert. Das strahlende Atom befindet sich in einem starken elektrischen Mikrofeld, das sich aus den in unmittelbarer Nachbarschaft befindlichen Ionen und Elektronen aufbaut. In der Arbeit von Griem [2,3]

werden die Einflüsse der umgebenden Ionen und Elektronen statistisch erfaßt und daraus die Linienprofile der durch den linearen Stark - Effekt verbreiterten D_{β} - Linie ermittelt.

Da diese D_{β} - Profile eine starke Abhängigkeit von der Elektronendichte zeigen, die Temperaturabhängigkeit im Bereich ($1 \leq kT \leq 4$ [eV]) vernachlässigbar gering gegenüber dem auf 10% geschätzten theoretischen Fehler ist, leitet sich daraus eine praktische Methode zur Bestimmung der Elektronendichte ab.

Für die Halbwertsbreite der Stark - verbreiterten D_{β} - Linie gilt nach Griem [3]

$$\lambda_{st} = 2 \cdot 10^{-10} \cdot N_e^{2/3} \quad [\text{\AA}] \quad \begin{array}{l} \text{für: } N_e \text{ in } [\text{cm}^{-3}] \\ T \approx 20000 \text{ K} \end{array} \quad (1)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 1 aufgetragen.

Die Dopplerverbreiterung ist der einzige noch bedeutende Mechanismus in einem dichten Wasserstoffplasma. Sie beeinflusst vor allem den zentralen Bereich der Stark - verbreiterten Linie.

Die Halbwertsbreite der Doppler - verbreiterten D_{β} - Linie hat nach Cooper [4] den Wert:

$$\lambda_D = 1,74 \cdot 10^{-3} \sqrt{T} \quad [\text{\AA}] \quad (T \text{ in } ^\circ\text{K}) \quad (2)$$

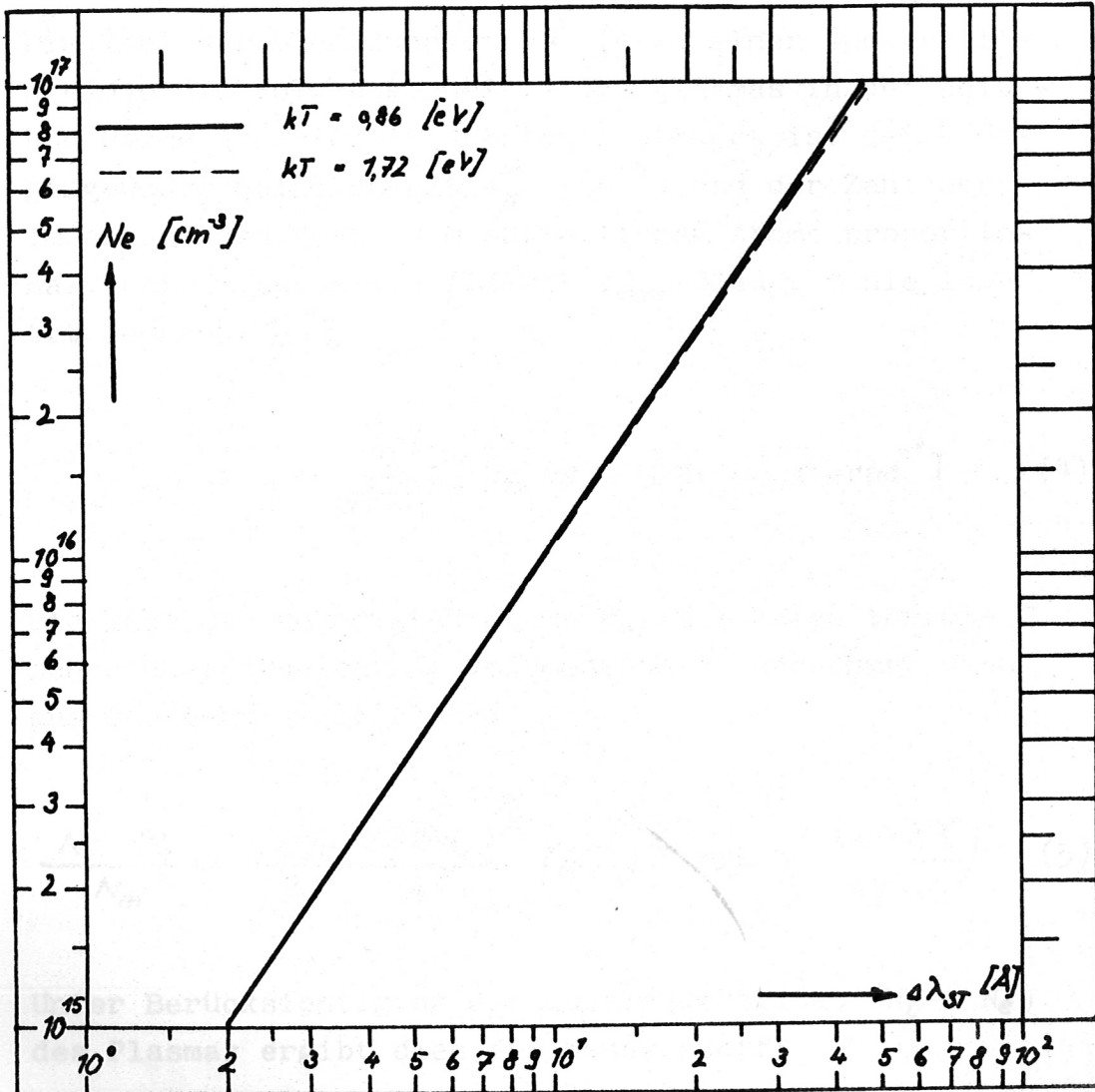
Die Abschätzung

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_{st}} \approx 1 \cdot 10^7 \frac{\sqrt{T}}{N_e^{2/3}} \ll 1 \quad (T \text{ in } ^\circ\text{K}; N_e \text{ in } \text{cm}^{-3}) \quad (3)$$

rechtfertigt eine Vernachlässigung der Doppler - Verbreiterung.

Die Theorie des Stark - Effektes erfordert kein LTE.

D_{β} - Linie in Abhängigkeit von der Elektronendichte



$$N_n = \frac{2m}{2g_n} \cdot h^3 (2\pi m_e kT)^{-3/2} \exp\left[-\frac{(X_n - \Delta\lambda)}{kT}\right] N_e^2 \quad (6)$$

[cm⁻³]

Abb. 1 Halbwertsbreite der Stark - verbreiterten D β - Linie in Abhängigkeit von der Elektrodendichte

c) Linien und Kontinuumsstrahlung eines Deuterium-
plasmas

1. Emissionskoeffizient der D_{β} - Linie:

Die Zahl der Lichtquanten $h\nu$ (erg) einer Spektrallinie, die die Volumeneinheit eines Plasmas in der Zeit- und Raumwinkeleinheit spontan emittiert, ist der Übergangswahrscheinlichkeit A_n^m (sec^{-1}) und der Zahl der im angeregten Zustand m befindlichen Atome proportional. Der Emissionskoeffizient i_{nm} dieser Linie lautet demnach: [5]

$$i_{nm} = \frac{10^{-7}}{4\pi} A_n^m N_m h\nu \quad [\text{W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sterad}^{-1}] \quad (4)$$

Die Zahl der angeregten Atome N_m im lokalen thermischen Gleichgewicht je Volumeneinheit errechnet sich aus der Saha - Gleichung:

$$\frac{N_i \cdot N_e}{N_m} = \frac{2g_i}{g_m} \cdot \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \cdot (kT)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\chi_m - \Delta\chi}{kT}\right) \quad (5)$$

Unter Berücksichtigung der Quasineutralität ($N_i = N_e$) des Plasmas ergibt dies für Wasserstoff:

$$N_m = \frac{g_m}{2g_i} \cdot h^3 (2\pi m_e \cdot kT)^{-3/2} \cdot \exp\left[\frac{(\chi_m - \Delta\chi)}{kT}\right] \cdot N_e^2 \quad (6)$$

wobei:

$g_i \equiv$ das statistische Gewicht des Wasserstoffions relativ zum Wasserstoffatom ist

(hier $g_i = 1$).

g_m = das statistische Gewicht des angeregten Atoms der Hauptquantenzahl m ($g_m = 2m^2$)

χ_m = Ionisationsenergie vom Term m aus. [eV]

$\Delta\chi$ = Erniedrigung der Ionisierungsenergie. [eV]

m_e = Elektronenmasse . [g]

A_n^m = Übergangswahrscheinlichkeit [sec⁻¹]

$\left. \begin{matrix} N_e \\ N_i \end{matrix} \right\} = [\text{cm}^{-3}]$

$h\nu$ = [erg]

Die Ionisierungsenergie eines im Plasma eingebetteten Atoms ist geringer als die eines isolierten Atoms. Infolge der Coulomb'schen Wechselwirkung mit den Nachbarionen wird die Ablösearbeit des Elektrons reduziert. Der freigesetzte Energiebetrag ist nach Griem [1] gegeben durch:

$$\Delta\chi = \frac{e^2}{g_D} (Z + 1) \text{ [eV]} \quad (7)$$

wobei g_D der Debye - Radius ist:

$$g_D = \left[\frac{kT}{(8\pi e^2 \cdot N_e)} \right]^{1/2} = 526 \left[\frac{kT}{N_e} \right]^{1/2} \text{ [cm]} \quad (8)$$

(kT in [eV]; N_e in [cm⁻³])

Von dieser Gleichung kann nur Gültigkeit erwartet werden, wenn g_D größer als der mittlere Elektronenabstand r_0 ist.

$$r_0 = \left[\frac{4\pi N_e}{3} \right]^{-\frac{1}{3}} = 0,62 N_e^{-\frac{1}{3}} \text{ [cm]} \quad (9)$$

Bei sehr hohen Elektronendichten N_e und tiefen Temperaturen ist der Debye - Radius kleiner als r_0 . Daher ist hierfür der mittlere Teilchenabstand in die Korrektur einzusetzen:

$$\Delta X = \Delta X(kT, N_e) = 2,16 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{1}{R} \text{ [eV]} \quad (10)$$

wobei: R = Abschirmradius (in [cm])

Diese Funktion liegt tabelliert vor [13]

Der Emissionskoeffizient der Wasserstofflinie D_β gewinnt nach Einsetzen aller Konstanten die Form:

$$i_{D_\beta} = 1,425 \cdot 10^{-33} \cdot N_e^2 \cdot (kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \exp\left[\frac{0,86 - \Delta X}{kT}\right] \quad (11)$$

$$\text{(für: } N_e \text{ in [cm}^{-3}\text{]; } kT \text{ in [eV])} \quad [\text{W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sterad}^{-1}]$$

Die Funktion: $i_{D_\beta} = i_{D_\beta}(N_e, kT)$; ist für kT als Parameter in der Abbildung 2 aufgetragen (Griem [1]).

Nach dem Diagramm ergibt sich bei einer Änderung der Temperatur von 1,0 auf 1,5 [eV] ein Fehler in der Elektronendichtebestimmung von $\approx 50\%$. Diese starke Temperaturabhängigkeit läßt allerdings diese Methode fraglich erscheinen.

2. Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung:

Weit weniger temperaturabhängig ist, wie in folgendem

Diagramm die Strahlungsintensität der D_β - Linie in Abhängigkeit von der Elektronendichte und der Temperatur der Temperatur

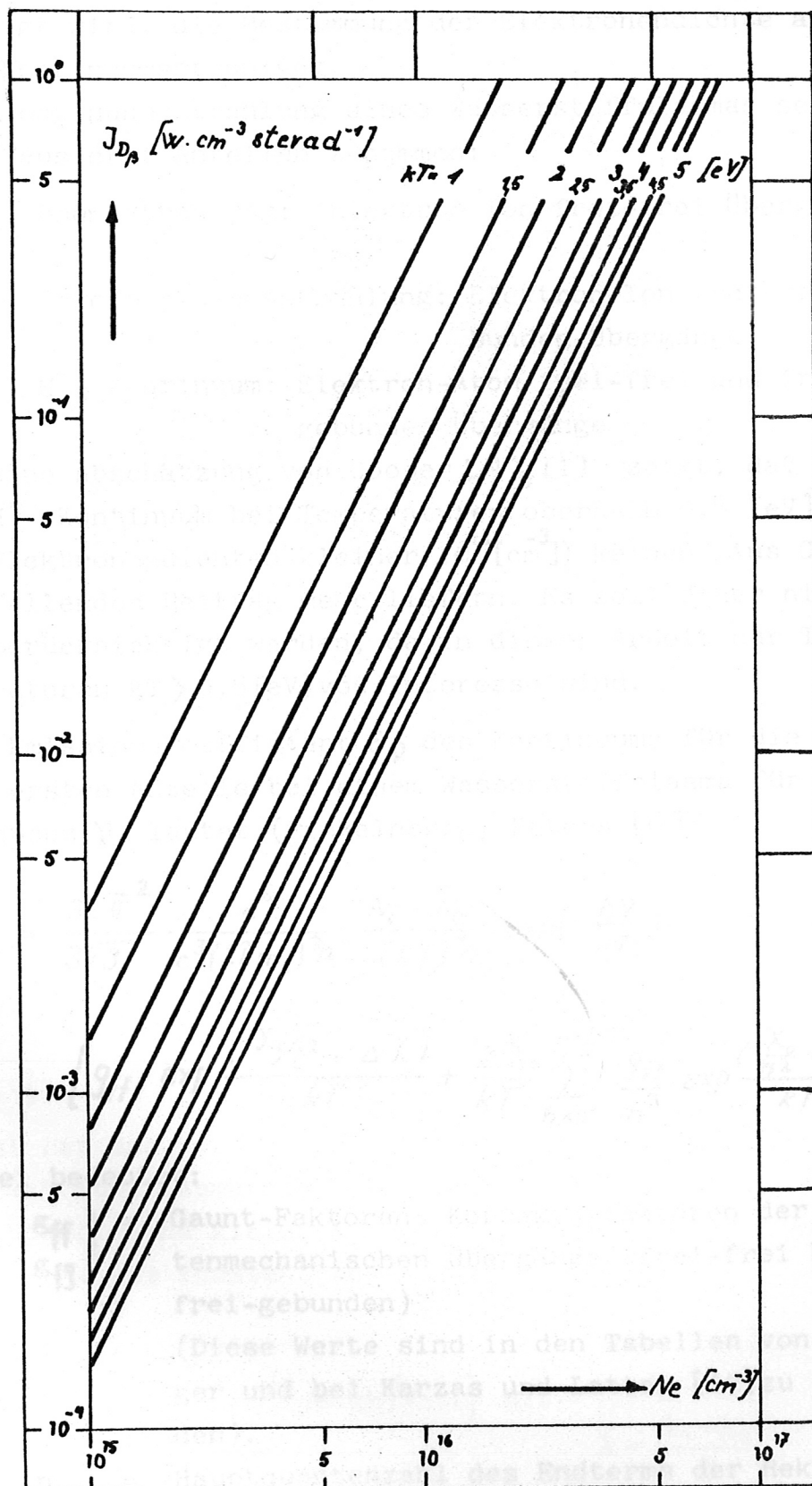


Abb. 2 Strahlungsintensität der D_{β} - Linie in Abhängigkeit von der Elektronendichte mit dem Parameter der Temperatur

gezeigt wird, die Bestimmung der Elektronendichte aus der Kontinuumsstrahlung.

Die Kontinuumsstrahlung eines Wasserstoffplasmas setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

- a) Bremsstrahlung: Elektron-Ion frei-frei Übergänge
- b) Rekombinationsstrahlung: Elektron-Ion frei-gebunden Übergänge
- c) H^- -Kontinuum: Elektron-Atom frei-frei und frei-gebunden Übergänge

Eine Abschätzung von Cooper [4], [1] zeigt, daß das H^- -Kontinuum bei Temperaturen oberhalb 0,8 [eV] (bei Elektronendichten kleiner 10^{15} [cm⁻³]) keinen ins Gewicht fallenden Beitrag mehr liefern. Es soll daher nicht berücksichtigt werden, da in dieser Arbeit nur Temperaturen $kT > 0,8$ [eV] von Interesse sind.

Der Emissionskoeffizient ϵ_{ν} des Kontinuums für die beiden ersten Anteile bei einem Wasserstoffplasma für die Frequenz ν lautet (Finkelnburg, Peters [6])

$$\epsilon_{\nu} = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{e^6}{c^3(2\pi m_e)^{3/2}} \cdot \frac{N_i \cdot N_e}{(kT)^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \cdot \left\{ g_{ff} \cdot \exp\left(\frac{\chi_0/2 - \Delta\chi}{kT}\right) + \frac{2\chi_0}{kT} \sum_{n=h}^{n=h-1} \frac{g_{fg}}{n^3} \cdot \exp\left(\frac{\chi_0 - \Delta\chi}{kT}\right) \right\} \quad (12)$$

dabei bedeutet:

$\left. \begin{matrix} g_{ff} \\ g_{fg} \end{matrix} \right\}$ = Gaunt-Faktoren: Korrekturfaktoren der quantenmechanischen Übergänge (frei-frei bzw. frei-gebunden)

(Diese Werte sind in den Tabellen von Berger und bei Karzas und Latter [12] zu finden).

n = Hauptquantenzahl des Endterms der Rekombination

- l = Hauptquantenzahl von der ab die Termfolge hinreichend dicht wird. (bei Wasserstoff $l = 6$)
 n' = Hauptquantenzahl des tiefsten Terms, dessen Grenzkontinuum bei der Beobachtungsfrequenz ν noch einen Intensitätsbeitrag liefert d. h. für den $\chi_{n'} < h\nu$ ist.
 ν = Beobachtungsfrequenz
 χ_0 = Ionisierungsenergie des Wasserstoffatoms im Grundzustand.
 $\Delta\chi$ = Erniedrigung der Ionisierungsenergie.

Die Strahlungsleistung des Kontinuums aus optisch dünnen Plasmaschichten bestimmt sich durch Integration über Raumwinkel, Volumen und Frequenz:

$$E_k = \iiint_{\Omega} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_V \epsilon_\nu \, dV \cdot d\nu \cdot d\Omega \quad [\text{Watt}] \quad (13)$$

bzw. bei $\nu = \frac{c}{\lambda}$

$$E_k = \iiint_{\Omega} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \int_V \epsilon_\nu \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot d\lambda \cdot dV \cdot d\Omega \quad [\text{Watt}] \quad (14)$$

Dabei ist das Volumen V das unter dem Raumwinkel Ω betrachtete Plasmavolumen.

Für hinreichend kleine Wellenlängenbereiche kann der Integrand als konstant angenommen werden:

$$E_k = \epsilon_\nu \cdot \frac{c}{\bar{\lambda}^2} \cdot \Delta\lambda \iint_{\Omega} dV \cdot d\Omega \quad [\text{Watt}] \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} \Delta\lambda &= \lambda_2 - \lambda_1 \\ \bar{\lambda} &= \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \end{aligned} \quad (15)$$

Die Funktion: $\epsilon_{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2}$ [$W \cdot cm^{-3} \cdot sterad^{-1}$] ist für kT als Parameter in Abbildung 3 aufgetragen. [1]

Die gewonnene Elektronendichte stellt einen Mittelwert über die Länge der beobachteten Plasmaschicht dar, der aus dem Quadrat der Elektronendichte gewonnen ist.

3. Temperaturbestimmung aus dem Quotienten: Linienintensität zu Kontinuumsintensität = $i_{Dp} / (\epsilon_{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2})$

Die Intensität einer Spektrallinie, wie auch die der Kontinuumsstrahlung ist proportional dem Produkt

$$N_e \cdot N_i.$$

Sie zeigt jedoch eine sehr verschiedene Temperaturabhängigkeit. Der Quotient aus der Intensität einer Spektrallinie zur Intensität der Kontinuumsstrahlung eines begrenzten Wellenlängenbereiches ist daher eine reine Temperaturfunktion. Aus diesem Verhältnis läßt sich die Temperatur des Plasmas unabhängig von der Dichte N_e bestimmen.

$$\frac{i_{Dp}}{\epsilon_{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2}} = \frac{const \cdot (kT)^{-1} \cdot \exp\left[\left(\chi_m + \frac{hc}{\lambda}\right) / kT\right]}{g_{ff} \cdot \exp\left(\frac{\chi_0}{kT}\right) + \frac{2\chi_0}{kT} \sum_{n=h'}^{n=L-1} \frac{g_{fg}}{n^3} \cdot \exp\left(\frac{\chi_0}{n^2 kT}\right)} \quad (16)$$

Diese Funktion ist nach Griem [1] in der Abbildung 4 dargestellt.



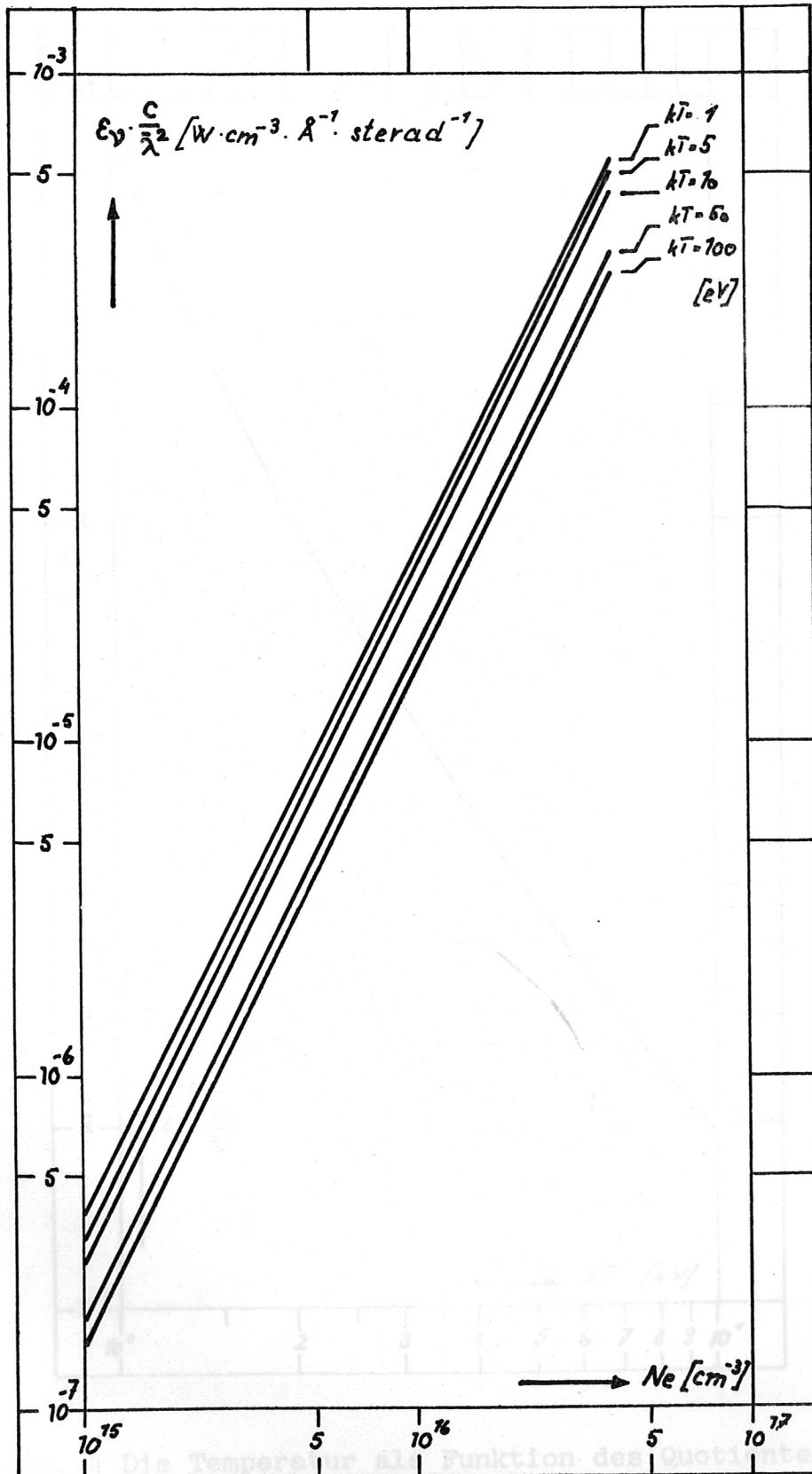


Abb. 3 Strahlungsintensität des Kontinuums der Bandbreite 1 [Å] in Abhängigkeit von der Elektronendichte mit dem Parameter der Temperatur bei $\bar{\lambda} = 5000$ [Å]

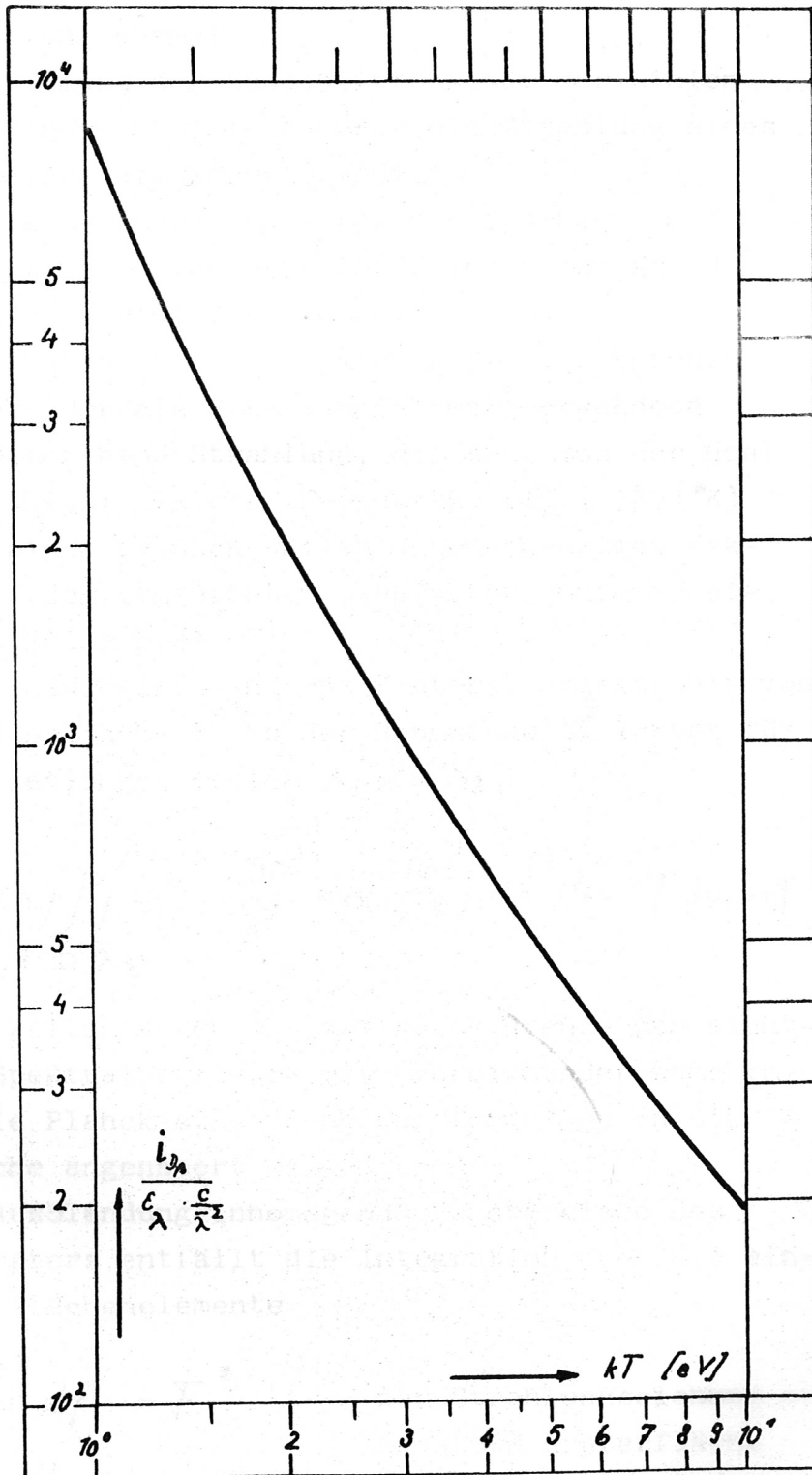


Abb. 4 Die Temperatur als Funktion des Quotienten der Intensitäten: D_β - Linie zu Kontinuum (Bandbreite 1 [Å]) bei $\bar{\lambda} = 5000$ [Å]

d) Strahlungsnormal

Zur Bestimmung der Absolutintensität der Linien- und Kontinuumsstrahlung wurde die Strahlung eines Kohlekraters als Normal benutzt.

Die optische Anordnung wurde von Eberhagen [13] aufgebaut und erläutert. Das Prinzip der Anordnung wird hier wiedergegeben:

Bei Stromstärken kurz unterhalb der Zischgrenze emittiert der als Strahlungsnormal verwendete Kohlekrater eine Strahlung, die sich von der Hohlraumstrahlung gleicher Temperatur ($T_{k_0} = 3995 \text{ }^\circ\text{K}$) nur um einen schwach wellenlängenabhängigen Faktor ϵ_v^* , dem sogenannten Graufaktor, unterscheidet (J. Euler [7])

Die Strahlungsleistung des Kraters, abgestrahlt von der Kraterfläche F^* in den Raumwinkel Ω^* lautet für den Wellenlängenbereich λ_1 bis λ_2 :

$$E_{\lambda_{1,2} k_0} = \iiint_{F^* \Omega^* \lambda_2}^{\lambda_1} \epsilon_v^* \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \cdot d\lambda \cdot d\Omega \cdot df \quad [\text{Watt}] \quad (17)$$

da für Wellenlängen bis zur roten Grenze des sichtbaren Spektralbereiches mit hinreichender Genauigkeit die Planck'sche Strahlungsformel durch die Wien'sche angenähert werden kann.

Durch Ausblendung inhomogener Randbereiche des Kohlekraters entfällt die Integration über die einzelnen Flächenelemente

$$\int_{F^*} \dots df = F^* \quad = \text{zur Strahlungseichung ausgenutzte Kraterfläche} \quad (17a)$$

Weiterhin kann mit ausreichender Genauigkeit angenähert werden:

$$\int_{\Omega^*} \dots d\Omega \approx \Omega^* \quad = \text{von der Abbildungsoptik er-} \quad (17b)$$

fasster Öffnungswinkel der
Kraterstrahlung

Für hinreichend kleine Wellenlängenbereiche wird der
Integrand als konstant angenommen.

$$\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} J(\lambda) d\lambda = J(\bar{\lambda}) \Delta\lambda \quad \text{mit} \quad \Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \quad (17c)$$
$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$$

Nach Einsetzen der Konstanten ergibt sich daher statt
obiger Gleichung:

$$E_{\bar{\lambda}k_0} = \epsilon_{\lambda}^* \cdot \frac{1,19 \cdot 10^{20}}{\bar{\lambda}^5} \cdot \exp\left(-\frac{3,6 \cdot 10^4}{\bar{\lambda}}\right) \cdot F^* \cdot \Omega^* \cdot \Delta\lambda \quad [\text{Watt}] \quad (18)$$

Die optische Anordnung des Strahlungsnormalis wird im
Einzelnen von H. Hemmerich [8] [13] beschrieben. Die
experimentelle Bestimmung der Strahlungsverluste des
optischen Aufbaues wurde in Zusammenarbeit mit H. Hem-
merich durchgeführt.

Für die gesamte hier verwendete optische Anordnung
(Eich- und Meßanordnung) beträgt der Korrekturfaktor:

$$Q = 0,251$$

Die entgeltige Formel zur Bestimmung der Absolutin-
tensitäten der vom Plasma im Wellenlängenbereich
($4800 \leq \bar{\lambda} \leq 5000$ [Å]) emittierten Strahlung lautet
also

$$E_{PL} = \frac{J_{PL}}{J_{k_0}} \cdot E_{k_0} \cdot Q \quad [\text{Watt}] \quad (19)$$

$\frac{J_{PL}}{J_{k_0}}$ Ist das Verhältnis der am Oszillographen gemes-
senen Impulshöhen.

E_{k_0} ist die oben angegebene Strahlungsleistung des
Kohlekraters.

4. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND MESSUNG DER VORIONISATION MIT EINEM SCHNELLEN THETAPINCH

a) Beschreibung des Thetapinches

Zur Erzeugung eines Vorionisierungsplasmas wurde ein schneller Thetapinch gebaut. Sechs parallel geschaltete Bosch - Hochspannungskondensatoren ($C_{ges} = 3 [\mu F]$) werden auf 25 [kV] (bzw. 15 [kV]) geladen und über sechs Funkenstecken auf die Thetapinchspule geschaltet. Die dabei erzielte Schwingungsdauer beträgt $T = 1,5 \cdot 10^{-6} [\text{sec}]$; das entspricht einer Frequenz von 666 [kHz]. Die wirksame Gesamtinduktivität von $L = 19 [\text{cm}]$ begrenzt den Stromanstieg auf $\frac{dJ}{dt} = 1,3 \cdot 10^{12} [\text{A/sec}]$ (bzw. $\frac{dJ}{dt} = 0,8 \cdot 10^{12} [\text{A/sec}]$). Das maximale Magnetfeld ist $B = 3,9 \cdot 10^3 [\text{V}]$ (bzw. $B = 2,4 \cdot 10^3 [\text{V}]$). Die Kupferspule des Thetapinches hat eine Länge von $l = 1 [\text{m}]$ und der Durchmesser beträgt 10 [cm]. Wie Abbildung 5 zeigt, ist die Spule jeweils an den Orten $l = -0,25 [\text{m}]$, $l = 0 [\text{m}]$, $l = 0,25 [\text{m}]$, von einem Schlitz (Breite $b = 2 [\text{mm}]$; Länge $l = \text{halber Spulenumfang}$) senkrecht zur Spulenchse durchsetzt, welche eine side-on-Beobachtung an diesen verschiedenen Orten zuläßt. Die Spule umschließt ein Glasrohr der Wandstärke = 3 [mm]. Das Gefäß ist über ein T-Stück an den Hochvakuumpumpstand angeschlossen.

b) Meßanordnung

Zur Bestimmung der Linien- und Kontinuumsintensitäten wird ein Bausch & Lomb Monochromator verwendet (1200 St/mm; Dispersion 16 Å/mm; max. Apertur 1/4,4) dessen optische Achse so justiert ist, daß sie parallel zur Achse der Spule verläuft und zwar im Abstand $r_1 = 0$; $r_2 = R/2$; $r_3 = R$. Die Abbildung 5 zeigt die optische Anordnung. Der Eintrittsspalt des Monochromators wird

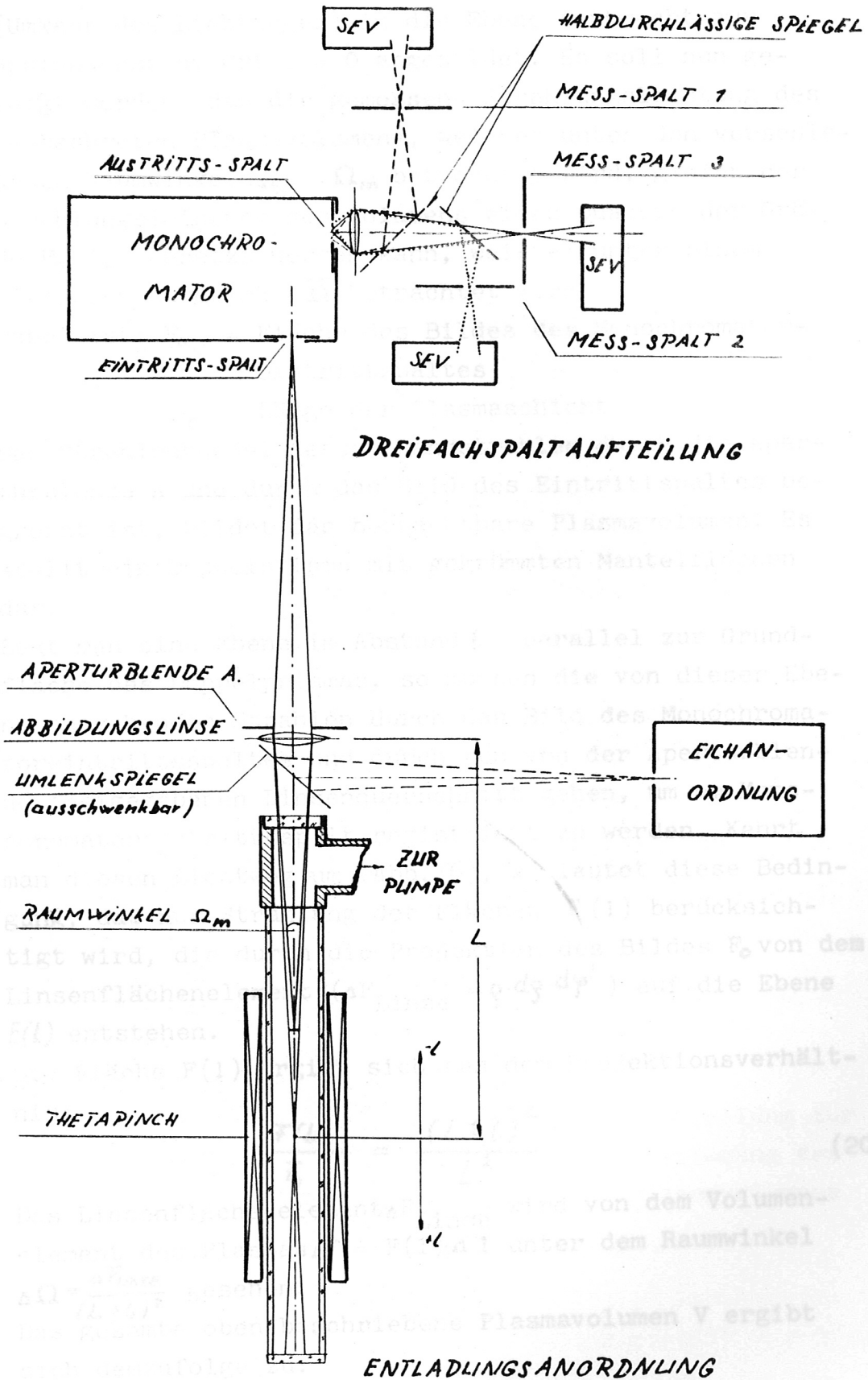


Abb. 5 Meß- und Versuchsanordnung

(Umkehr des Lichtweges) in die Ebene senkrecht zur Spulennachse am Ort $l = 0$ abgebildet. Es soll nun gezeigt werden, daß die gemessene Strahlungsleistung des beobachteten Plasmavolumens, welches unter den verschiedenen Raumwinkeln $\Omega_1 \dots \Omega_m$ betrachtet wird, gleich der Strahlungsleistung des Volumens eines Quaders der Größe $F_0 \cdot l_p$ gesetzt werden kann, welcher unter einem mittleren Raumwinkel $\bar{\Omega}$ betrachtet wird.

Dabei ist: F_0 = Fläche des Bildes des Monochromatoreintrittspaltes

l_p = Länge der Plasmaschicht

Das Strahlenbündel dessen Randstrahlen durch die Aperturblende A und durch das Bild des Eintrittspaltes begrenzt ist, bildet das beobachtbare Plasmavolumen. Es stellt ein Doppelprisma mit gekrümmten Mantelflächen dar.

Legt man eine Ebene im Abstand l parallel zur Grundfläche des Doppelprismas, so müssen die von dieser Ebene ausgehenden Strahlen durch das Bild des Monochromatoreintrittspaltes und durch den von der Aperturblende freigegebenen Linsenquerschnitt gehen, um am Monochromatoraustrittsspalt registriert zu werden. Kehrt man diesen Lichtweg um (Abb. 6), so lautet diese Bedingung, daß nur Strahlung der Flächen $F(1)$ berücksichtigt wird, die durch die Projektion des Bildes F_0 von dem Linsenflächenelement ($\Delta F_{\text{Linse}} = \rho \cdot d\rho \cdot d\varphi$) auf die Ebene $E(l)$ entstehen.

Die Fläche $F(1)$ ergibt sich aus dem Projektionsverhältnis:

$$\frac{F(l)}{F_0} = \frac{(L+l)^2}{L^2} \quad (20)$$

Das Linsenflächenelement ΔF_{Linse} wird von dem Volumenelement des Plasmas $\Delta V = F(1) \cdot \Delta l$ unter dem Raumwinkel $\Delta \Omega = \frac{\Delta F_{\text{Linse}}}{(L+l)^2}$ gesehen.

Das gesamte oben beschriebene Plasmavolumen V ergibt sich demzufolge zu:

$$\overline{\Omega \cdot V} = \iint_{l_p \overline{F_{Linse}}} \frac{\Delta F_{Linse}}{(L \pm l)^2} \cdot \frac{F_0 (L \pm l)^2}{L^2} \cdot dl \quad (21)$$

$$\overline{\Omega \cdot V} = \frac{\overline{F_{Linse}}}{L^2} \cdot F_0 \cdot l \quad (22)$$

Das heißt, daß die gemessene Strahlungsenergie dem quaderförmigen Plasmavolumen $F_0 \cdot l_p$ zugeschrieben werden kann, welches (hier bei einem Abbildungsverhältnis 1:1) unter dem Raumwinkel $\overline{\Omega} = \frac{\overline{F_{Linse}}}{L^2}$ gesehen wird, unter dem das Bild des Monochromatoreintrittsspalt betrachtet wird.

Voraussetzung für diese Betrachtung ist jedoch, weil die Querschnittsfläche F_0 des Quaders kleiner als die Grundfläche des Doppelprismas ist, daß über diese Grundfläche homogene Verteilungen des Plasmas vorherrschen, da andernfalls die Strahlungsleistung des Doppelprismas, betrachtet unter den Raumwinkeln $\Omega_1 \dots \Omega_m$, nicht gleich der des Quaders, betrachtet unter dem mittleren Raumwinkel $\overline{\Omega}$ gesetzt werden kann.

Es wird ein möglichst großes räumliches Auflösungsvermögen über dem Plasmaradius angestrebt. Daher ist der Durchmesser der Aperturblende ($\phi = 8 \text{ [mm]}$), die die Grundfläche des Doppelprismas bestimmt, sehr klein gehalten.

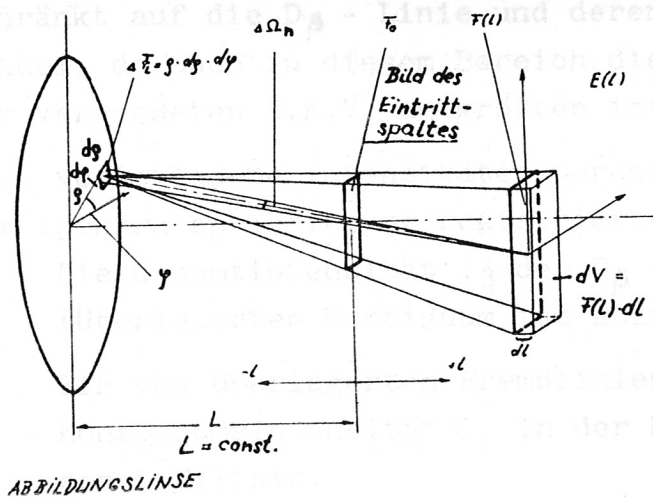


Abb. 6

Darstellung zur Bestimmung des Plasmavolumens

Damit wird auch erreicht, daß sich die Qualität der Abbildung des Monochromators wesentlich verbessert, die bei einer Ausleuchtung von $1 : 4,4$ nicht befriedigend ist. Die Apertur beträgt somit $\approx 1 : 98$.

Die Wellenlängenbereiche der untersuchten Plasmastrahlung werden mit Hilfe einer Dreifachspaltaufteilung wie in Abbildung 5 skizziert ausgeblendet. Der Austrittsspalt in der Bildebene des Monochromators wird über zwei halbdurchlässige Spiegel der Dreifach-Spaltaufteilung auf drei Ebenen vergrößert abgebildet. Durch die Vergrößerung beträgt dort die Dispersion $\approx 5 \left[\frac{\text{Å}}{\text{mm}} \right]$. In diesen Ebenen lassen sich innerhalb des Gesamtwellenlängenintervalls, welches durch die maximale Breite des Monochromatorsaustrittsspaltes auf 150 [Å] begrenzt ist, einzelne Wellenlängenbereiche mit den dort installierten Meßspalten erfassen. Der zeitliche Intensitätsverlauf dieser Bereiche wird mit Sekundär-Elektronenvervielfachern (S.E.V.) des Types RCA 1p21 registriert.

c) Versuchsprogramm

Das Meßprogramm hat die Bestimmung von Elektronendichten im Bereich $5 \cdot 10^{14} < \text{Ne} < 10^{17} \text{ [cm}^{-3}]$ und Temperaturen im Bereich: $0,8 < kT < 5 \text{ [eV]}$ zum Ziel. Die Untersuchung ist beschränkt auf die D_{β} - Linie und deren angrenzendes Kontinuum, da auch in diesem Bereich die Empfindlichkeit der verwendeten S.E.V. am größten ist.

Drei verschiedene Intensitäten werden gleichzeitig nach der spektralen Zerlegung registriert: (Abb. 7)

Die Gesamtintensität I_3 der D_{β} - Linie
(Überlagertes Kontinuum ist abzuziehen)

Ein von überlagerten Fremdlinien freier Bereich der Kontinuumsintensität I_1 in der Nachbarschaft der Wasserstofflinie.

Die Intensität I_2 eines engen Wellenlängenbereiches aus dem Profil der Wasserstofflinie.

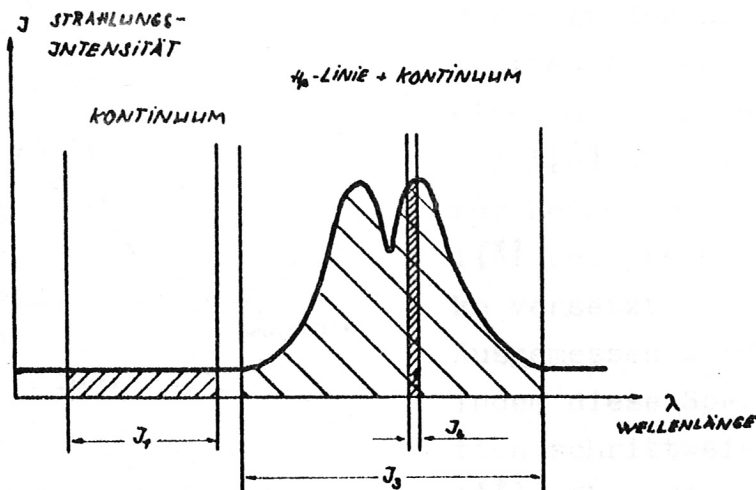


Abb. 7 Schematische Darstellung der gemessenen Wellenlängenbereiche.

Dann ergibt nach dem Vergleich der Strahlungsintensitäten mit der des Kohlekraters

I_1 die Elektronendichte bei annähernd bekannter Plasmatemperatur

I_3 : I_1 die Temperatur T

I_2 : I_3 ein Maß für die Verbreiterung der Wasserstofflinie, woraus bei Zugrundelegung der theoretischen Linienprofile die Elektronendichte aus deren Halbwertsbreiten ermittelt werden kann.

Außerdem soll das Profil der D_{β} - Linie als Funktion der Zeit t ausgemessen werden, um die Zugrundelegung der theoretischen Profile bei der Elektronendichtebestimmung zu rechtfertigen. Das Ziel ist dabei die charakteristische Einsattelung der D_{β} - Linie zu finden.

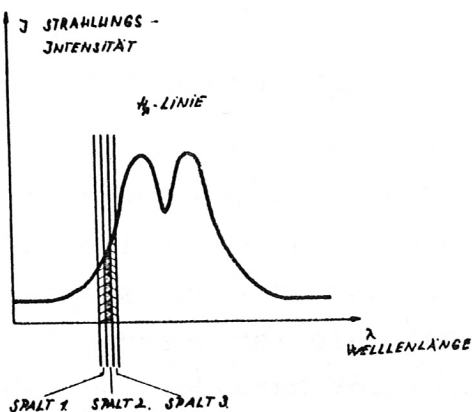


Abb. 8 Prinzip zur Bestimmung des D_{β} - Profils.

sukzessive für einen Punkt des Profils drei sich deckende Intensitätswerte.

Dazu erfassen (Abb. 8) die Meßspalt der Dreifach-Spaltaufteilung jeweils einen Spektralausschnitt von 1[Å] und sind in ihrer Reihenfolge um die 1[Å] entsprechende Strecken versetzt.

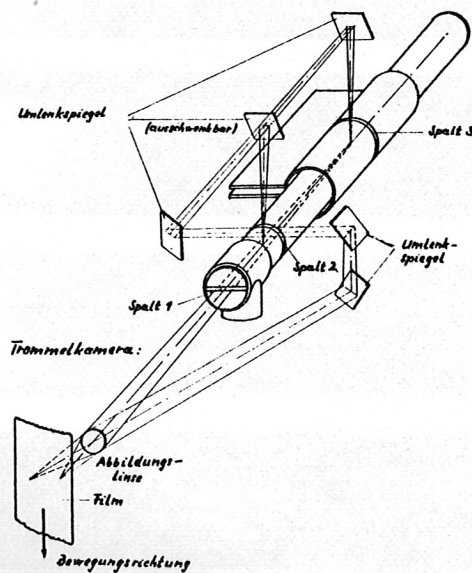
Ausgemessen wird das Profil indem diese Spaltkombination schrittweise ($ds \cong 1[\text{Å}]$) über die zu erwartende Basisbreite verschoben wird. Im Idealfall ergeben sich dann

5 ERGEBNISSE UND DISKUSSION

a) Voruntersuchung

Mit Hilfe von Trommelkameraaufnahmen soll zuerst geklärt werden, in wieweit die Annahme einer homogenen Verteilung des Plasmas über den Durchmesser des Entladungsgefäßes gerechtfertigt ist.

Bei achsenparalleler (end-on) Beobachtung ist die Tiefe des beobachteten Volumens durch die Spulenlänge des Thetapinches vorgegeben. In der Abbildung 9 ist die optische Anordnung der Trommelkamera chematisch dargestellt.



Die Spalte wurden senkrecht zur Bewegungsrichtung des Filmes angeordnet:

a) Spalt 1 über den Durchmesser des Entladungsgefäßes.

b) Spalt 2,3 über den halben Umfang des Entladungsgefäßes an den Orten $l = -0,80 \text{ [m]}$; $l = 0 \text{ [m]}$ (s. Abb. 5)

Abb. 9 Trommelkameraanordnung für 3 Beobachtungsspalte

Die Abbildung 10 zeigt qualitativ die Plasmakonfiguration — axial beobachtet durch Spalt 1 — bei einer Ladesspannung von 25 [kV] und den Füllgasdrücken $p = 1 \cdot 10^{-2}$, $p = 5 \cdot 10^{-2}$, $p = 6,5 \cdot 10^{-2}$, $p = 8 \cdot 10^{-2}$, $p = 1 \cdot 10^{-1}$, $p = 2 \cdot 10^{-1}$, $p = 6 \cdot 10^{-1}$, $[\text{Torr}]$. Die Wahl der Ladesspannung begründet sich ebenso wie die des Fülldruckbereiches durch die Versuchsbedingungen der vorgesehenen Hauptentladung.

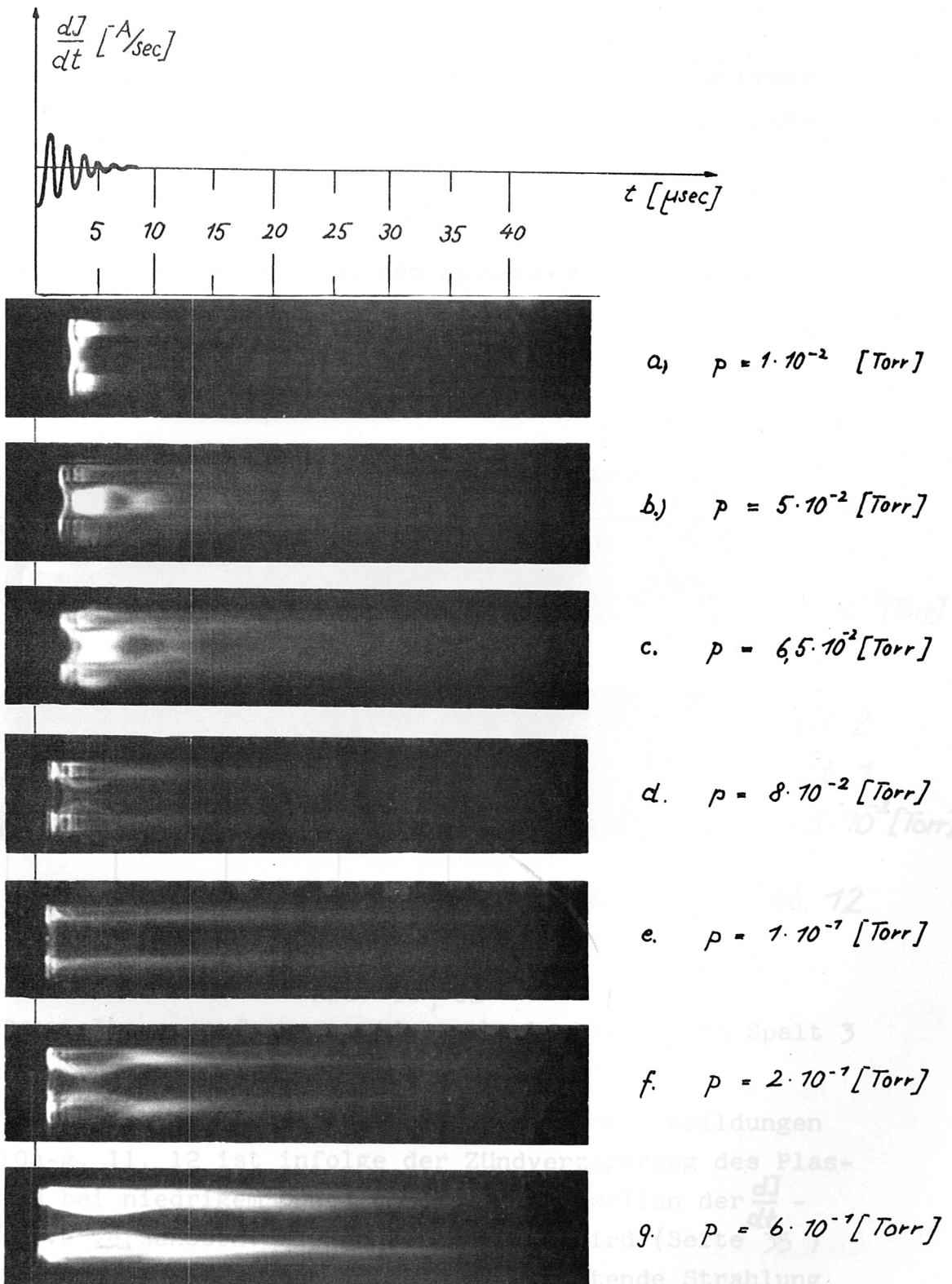


Abb. 10 Trommelkameraaufnahmen achsenparallel durch Spalt 1 beobachtet Ladespannung 25 [kV]

Die radiale (side-on) Beobachtung (nur für den Druck $p = 5 \cdot 10^{-2}$ [Torr] in Abb. 11 dargestellt) soll die gefundene Konfiguration innerhalb der Spule (Spalt 3) bestätigen, während Abbildung 12 von Spalt 2 zeigt, daß das Plasma erst nach $t > 30$ [μsec] ohne erkennbare Verteilung aus dem Spulenbereich heraustritt.

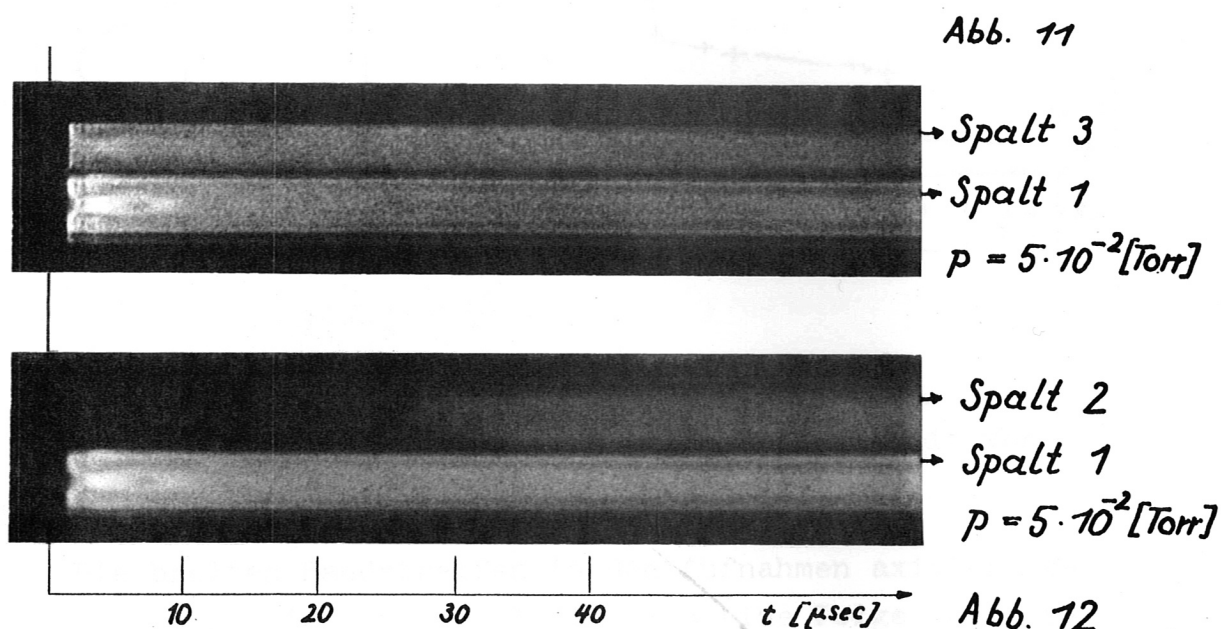


Abb. 11, 12

Trommelkameraaufnahmen side-on-beobachtet durch Spalt 3 bzw. Spalt 2 und Spalt 1

Der Beginn der Leuchterscheinungen in den Abbildungen 10a-g, 11, 12 ist infolge der Zündverzögerung des Plasmas bei niedrigem Druck um einige Halbwellen der $\frac{dJ}{dt}$ -Kurve verschoben. Wie später gezeigt wird (Seite 35) ist die zu Beginn der Entladung auftretende Strahlung eine Moleküllinienemission. Der Zeitpunkt der Auftretens der ersten mit Photomultipliern meßbaren Amplitude dieser Strahlung wird in der Abbildung 13 als Zündzeitpunkt in Abhängigkeit vom Fülldruck p aufgetragen

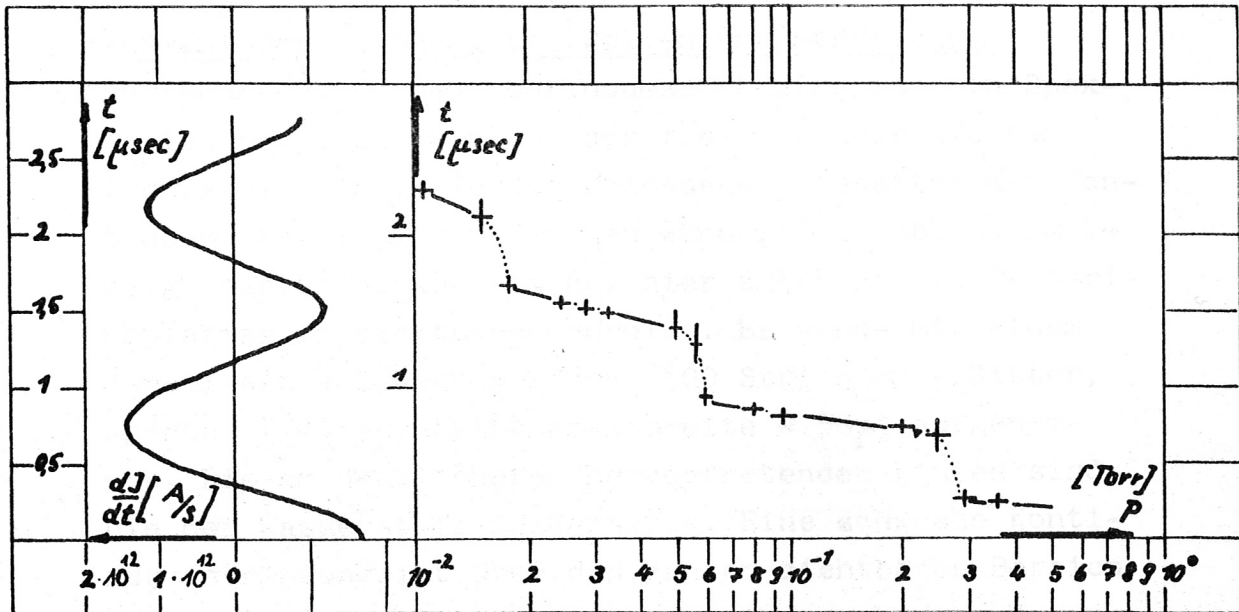


Abb. 13 Zündzeitpunktbestimmung in Abhängigkeit von Fülldruck p bei $U_0 = 25$ [kV]

Die breiten Randstreifen in den Aufnahmen axialer Beobachtungsrichtung (Spalt 1) sind eine Folge der perspektivischen Verzerrung des Entladungsrohres. Die Aufnahmen 10a-g zeigen eine Oszillation des Plasmas, die unabhängig von der Batteriefrequenz ist, deren Frequenz aber mit steigendem Fülldruck kleiner wird. Nur in den Randstreifen ist eine Ionisierung im Takt der Batteriefrequenz erkennbar, die bei kleinen Drucken (Abb. 10a-c) zu Beginn der Entladung bis zur Achse durchgreift.

Für das räumliche Auflösungsvermögen der spektroskopischen Untersuchungen dieser Konfigurationen kann ein Durchmesser der Aperturblende A (s. Abb. 5) von $\phi_A = 0,8$ [cm] ($\approx 1/10 \equiv$ Gefäßdurchmesser) als ausreichend klein angenommen werden.

b) Spektroskopische Temperatur- und Elektronendichtebestimmung

Auswahl der beobachteten Wellenlängenbereiche:

Zur Beobachtung der Kontinuumsstrahlung ist ein Spektralbereich auszuwählen, der frei von überlagerten Fremdlinien ist, die die gemessene Intensität der Kontinuumsstrahlung verfälschen können. Die Abbildung 14 zeigt das Standspektrum des hier untersuchten Deuteriumplasmas im sichtbaren Bereich. Es wurde mit einem Jarell-Ash - Spektrographen (600 Strich/mm - Gitter, Apertur 1/7,5, Eintrittsspaltbreite $\hat{=} 50\mu$) aufgenommen. Die am deutlichsten hervortretenden Linien sind die der Wasserstoff-Balmerserie. Eine schwache Kontinuumsstrahlung ist über den ganzen sichtbaren Bereich des Spektrums neben einigen schwachen schmalen Verunreinigungslinien, die auf O_I und C_I zurückzuführen sind, erkennbar.

Da der Austrittsspalt des Monochromators nur einen Spektralbereich von $150[\text{\AA}]$ zuläßt, wird ein Wellenlängenbereich des Kontinuums bei $4970 \pm 20[\text{\AA}]$ gewählt, um einen Vergleich der Intensität mit der der D_β - Linie $4860[\text{\AA}]$ bei einer Entladung zu ermöglichen. In diesem Kontinuumsbereich zeigen sich keine Verunreinigungslinien. Er ist jedoch nicht weit genug von der D_β - Linie entfernt und es ist daher möglich, daß bei hohen Elektronendichten die Linienflügel der D_β - Linie einen Beitrag zur Kontinuumsintensität liefern, der größer als 1% der Gesamtintensität des Kontinuums ist. Aus diesem Grund wird ein zweiter Wellenlängenbereich zur Kontinuumsmessung ausgewählt, der weit genug von der D_β - Linie und der D_γ - Linie entfernt ist und in dem sich ebenfalls keine Fremdlinien zeigen. Allerdings muß dazu eine gute Reproduzierbarkeit der Entladung gewährleistet sein, da eine gleichzeitige Be-

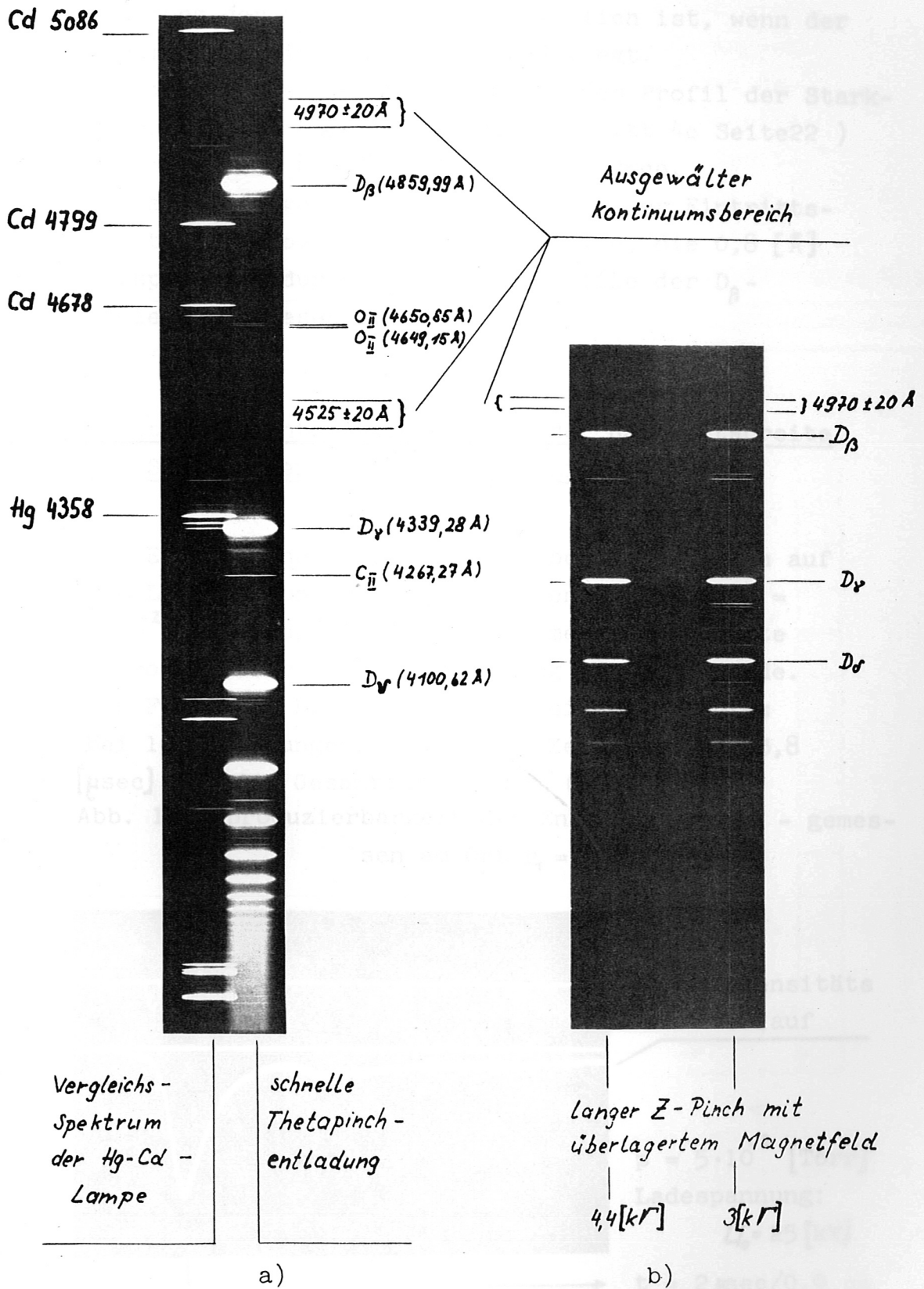


Abb. 14 Standspektren der Vorionisierungsplasmen

stimmung der D_{β} - Linie nicht möglich ist, wenn der Bereich wie hier bei 4525 ± 20 [Å] liegt.

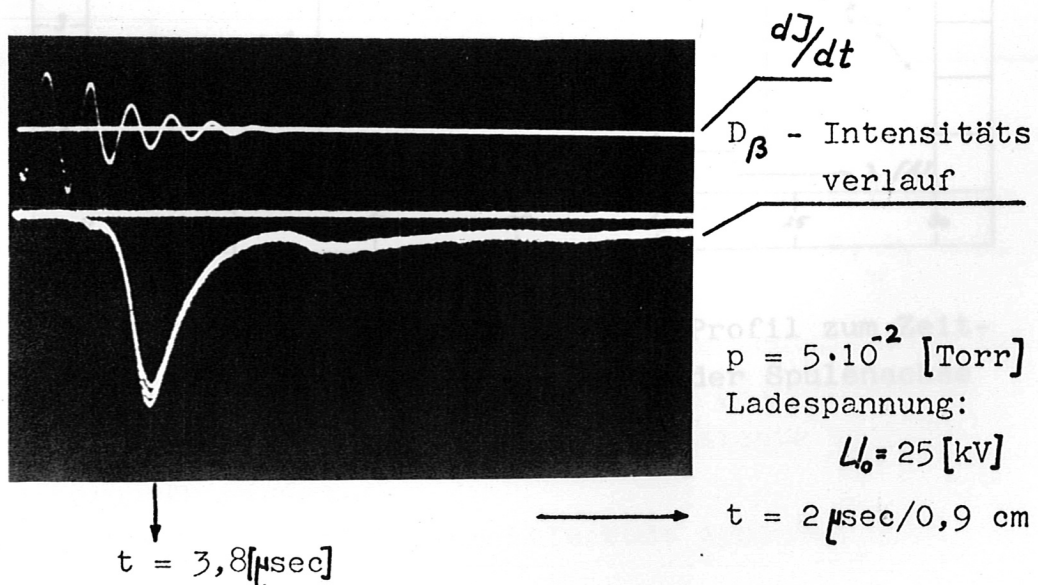
Der enge Wellenlängenbereich aus dem Profil der Starkverbreiterten D_{β} - Linie (s. Abschnitt 4c Seite 22) wird von 4862 [Å] bis 4864 [Å] genommen.

Bei allen folgenden Messungen hatte der Eintrittsspalt des Monochromators eine Breite, die $0,8$ [Å] entsprach. Dadurch wurden die Profile der D_{β} - Linie nicht wesentlich verzerrt.

Elektronendichtebestimmung aus der Halbwertsbreite der Stark - verbreiterten D_{β} - Linie:

Die Elektronendichtebestimmung beschränkt sich auf die Ladespannung 25 [kV] und den Fülldruck $p = 5 \cdot 10^{-2}$ [Torr], da mit diesen Parametern die beste Reproduzierbarkeit der Entladung erreicht wurde. Der Fehler z. B. des D_{β} - Intensitätsverlaufes bei 10 Entladungen beträgt zum Zeitpunkt $t = 3,8$ [µsec] $\pm 5\%$ der Gesamtintensität. (Abb. 15)

Abb. 15 Reproduzierbarkeit der Entladung axial - gemessen am Ort $r_1 = 0$



Die Anordnung der drei Meßspalte liefert bei einer Entladung jeweils drei aufeinanderfolgende Kurvenpunkte des Profils (Relativwerte), die durch Geraden miteinander verbunden werden. Durch schrittweises Verschieben der D_{β} - Linie über die Spaltkombination (s. Abschnitt 4 c Seite 23) wurde z. B. das Profil der D_{β} - Linie zum Zeitpunkt $t = 4,2 [\mu\text{sec}]$ nach der Zündung der Entladungsbatterie ermittelt (Abb. 16). Die optische Achse war dazu im Entladungsgefäß am Ort $r_1 = 0$ justiert.

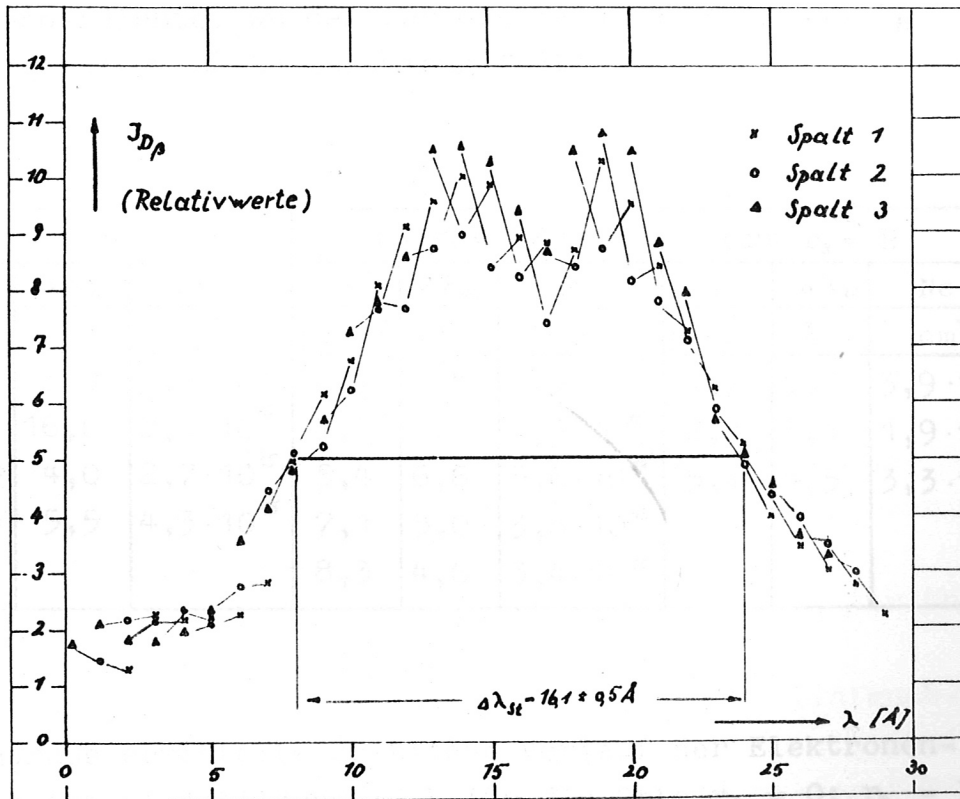


Abb. 16 Stark - verbreitertes D_{β} - Profil zum Zeitpunkt $t = 3,8 [\mu\text{sec}]$ längs der Spulenachse beobachtet.

Die Charakteristik des S.E.V., der den zeitlichen Intensitätsverlauf am Meßspalt 2 registriert weicht wesentlich von der der beiden anderen S.E.V. ab. Der Sättigungsstrom wird schon bei geringer Strahlungsintensität erreicht. Infolge geringer Intensität der Eichung konnte dieser Fehler nicht eliminiert werden. Das ist der Grund für die im Maximum des D_p - Profils systematisch zu tief liegenden Kurvenpunkte (o) des Spaltes 2 (s. Abb. 8)

Diesem hier gezeigten Profil entspricht eine Elektronendichte von $N = 2,1 \cdot 10^{16} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$

Die aus der Halbwertsbreite der Profile bestimmten Elektronendichten wurden für die Zeitpunkte $t_1 \dots t_n$ in folgender Tabelle zusammengefaßt:

Ort $r_1 = 0$			Ort $r_2 = R/2$			Ort $r_3 = R$		
t	$\Delta\lambda_{st}$	Ne	t	$\Delta\lambda_{st}$	Ne	t	$\Delta\lambda_{st}$	Ne
μsec	Å	cm^{-3}	μsec	Å	cm^{-3}	μsec	Å	cm^{-3}
2,4	3,9	$2,6 \cdot 10^{15}$	2,7	7,4	$6,6 \cdot 10^{15}$	1,7	5,2	$3,9 \cdot 10^{15}$
3,8	16,0	$2,1 \cdot 10^{16}$	4,3	7,0	$6,3 \cdot 10^{15}$	2,3	3,1	$1,9 \cdot 10^{15}$
8,0	4,0	$2,7 \cdot 10^{15}$	5,4	6,6	$5,6 \cdot 10^{15}$	5,4	4,5	$3,3 \cdot 10^{15}$
10,5	5,5	$4,3 \cdot 10^{15}$	7,1	5,0	$3,8 \cdot 10^{15}$			
			8,3	4,6	$3,4 \cdot 10^{15}$			

Der daraus ermittelte zeitliche Verlauf der Elektronendichte ist in Abbildung 17 b für die Orte $r_1 = 0$; $r_2 = R/2$ $r_3 = R$ aufgetragen.

Infolge der Meßspaltbreite ($b \hat{=} 1 \text{ [Å]}$) werden die Profile mit einer Halbwertsbreite kleiner 3 [Å] breiter gemessen, so daß daraus für die Elektronendichte zu hohe Werte gewonnen werden.

Der aus der Meßspaltbreite resultierende systematische

Fehler ergibt für Halbwertbreiten größer 3 [Å] mit dem Fehler der Reproduzierbarkeit eine experimentelle Ungenauigkeit von $\pm 5\%$. Zusammen mit dem von Griem [1,3] angegebenen theoretischen Fehler der D_{β} - Profile von $\pm 10\%$ errechnet sich der Fehler der Elektronendichtebestimmung zu:

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} = \pm \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta \lambda_{St}(exp)}{\lambda_{St}} + \frac{\Delta \lambda_{St}(theor.)}{\lambda_{St}} \right)$$

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} \approx \pm 25 \%$$

Elektronendichte- und Temperaturbestimmung aus der Linien- und Kontinuumsstrahlung:

Mit der in Abschnitt 4c beschriebenen und für eine axiale Beobachtung justierten optischen Meßanordnung ist (jeweils bei einer Entladung) die Strahlungintensität des ausgewählten Kontinuumsbereiches, der D_{β} - Linie und des D_{β} - Linienabschnittes gemessen worden. Nach dem Vergleich mit dem Strahlungsnormal - Anodenkraterfläche des Kohlebogens - wurden daraus folgende Ergebnisse gewonnen:

- a) Elektronendichten unter Zugrundelegung der theoretischen Linienprofile:

Der Quotient der Intensität des D_{β} - Linienabschnitts zu der Intensität der D_{β} - Linie stellt ein Maß für die Verbreiterung der Wasserstofflinie dar. Aus der Halbwertsbreite des entsprechenden theoretischen D_{β} - Linienprofils läßt sich somit die Elektronendichte bestimmen.

Dazu muß der Linienabschnitt bis auf $\pm 1/10$ [Å] genau ausgewählt werden.

Da eine Justierung dieses Meßspaltes nach dem Eisenspektrum (A. Gatterer [9]) des Wellenlängenbereiches 4862 - 4864 [Å] nicht möglich ist (es befinden sich darin keine ausreichend intensiven Eisenlinien) konnte dieser Spalt nur im Spektralbereich 5365,4 - 5367,4 [Å] des Eisenspektrums einjustiert werden und durch Änderung der Wellenlängeneinstellung auf den Bereich 4862 - 4864 [Å] gebracht werden.

Die Reproduzierbarkeit der Wellenlängeneinstellung war jedoch bei diesem Monochromator nicht ausreichend. Ein Fehler der Einstellung von $\pm 1/10$ [Å] verfälscht den Quotienten derart, daß dadurch infolge eines falschen zugrundegelegten theoretischen Profils der Fehler der Elektronendichte wesentlich größer als der ermittelte Meßfehler von 25% sein kann.

Darum ist eine Elektronendichtebestimmung dieser Art unter den gegebenen experimentellen Voraussetzungen nicht möglich.

- b) Temperatur aus dem Quotienten der D_{β} - Linienintensität zur Kontinuumsintensität der Bandbreite 1 [Å]
- c) Elektronendichten aus der Strahlungsenergie des Kontinuums der Bandbreite 40 [Å]

Der zeitliche Verlauf der Temperatur und der Elektronendichte ist in Abhängigkeit vom Fülldruck und vom Radius R des Entladungsgefäßes in den Abbildungen 17a-g aufgetragen.

Anmerkung:

Abb. 17a-g Elektronendichte und Temperatur als Funktion der Zeit, axial gemessen an den Radien $r_1 = 0$; $r_2 = R/2$; $r_3 = R$ mit dem Fülldruck p als Parameter, $U_0 = 25$ [kV]

Vergleicht man die aus dem Kontinuumsbereich 4970 ± 20 [Å] ermittelten Elektronendichten mit denen der Kontinuumsbereiches 4525 ± 20 [Å], so weichen die Ergebnisse um maximal $\pm 5\%$ voneinander ab. Diese Abweichung ist auf den Fehler der Reproduzierbarkeit der Entladung zurückzuführen. Daraus kann gefolgert werden, daß die Linienflügel der D_{β} - Linie bei hohen Elektronendichten und Temperaturen keinen Beitrag zum Kontinuum des Bereiches 4970 ± 20 [Å] liefern.

Der Beitrag des überlagerten Kontinuums läßt sich bei der Gesamtintensitätsbestimmung der D_{β} - Linie vernachlässigen, da dieser Beitrag 2% der Linienintensität nicht übersteigt.

Das Meßsignal der D_{β} - Linie, wie auch das des Kontinuums, weist zu Beginn der Ionisierung im Zeitintervall $0 < t \leq 2,0$ [μ sec] eine stark überhöhte Amplitude auf. Diese bei allen Druckparametern gemessene Strahlungsintensität rührt, wie in folgendem gezeigt werden soll, von H_2 - Molekülen her:

Moleküllinienstrahlung tritt im Temperaturbereich $kT \leq 0,4$ [eV] auf. Zu Beginn der Ionisierung durchläuft die Temperatur des Plasmas diesen Bereich. Laut Pearse-Gaydon [10] erstrecken sich die H_2 -Moleküllinien in dichter Folge über das ganze

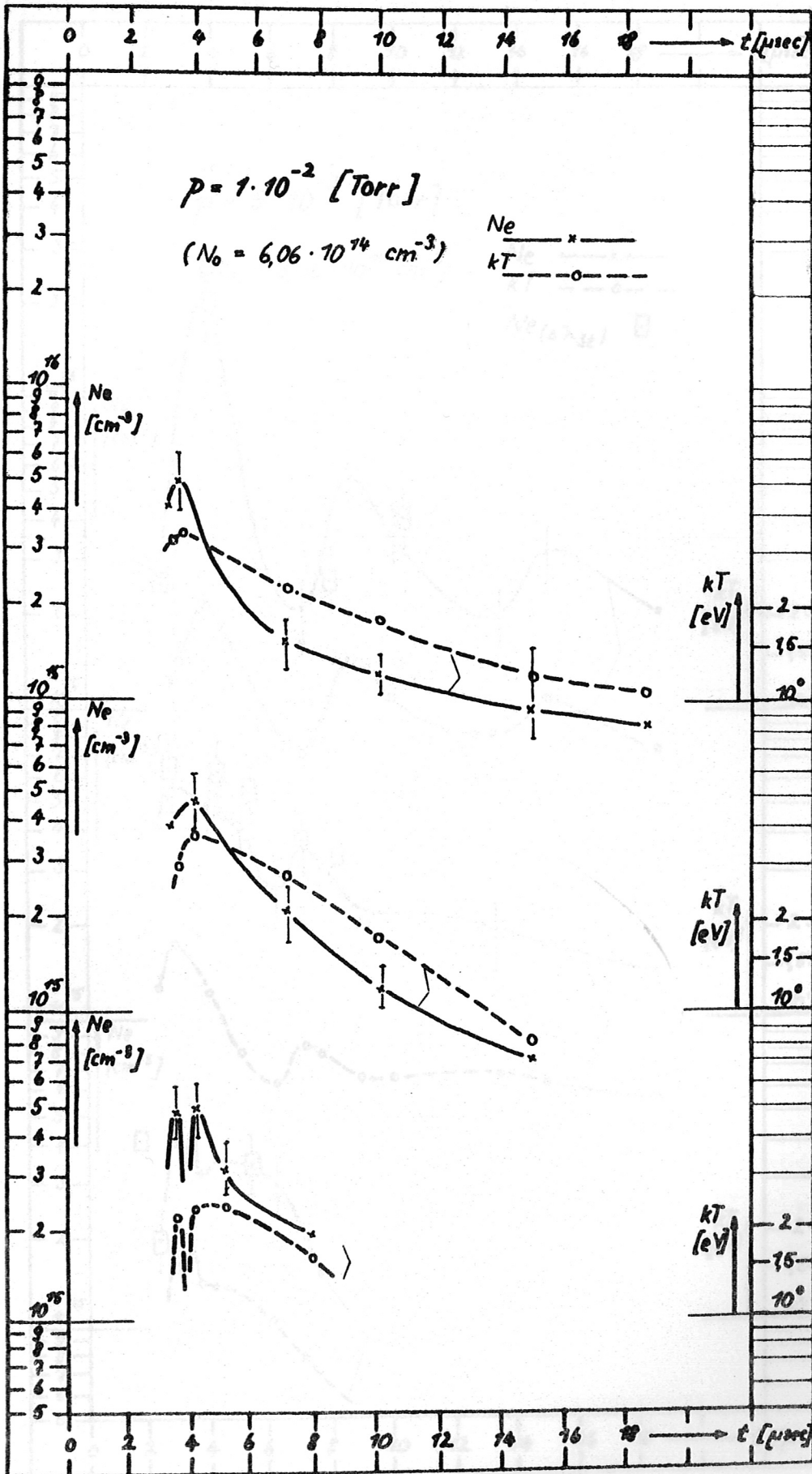
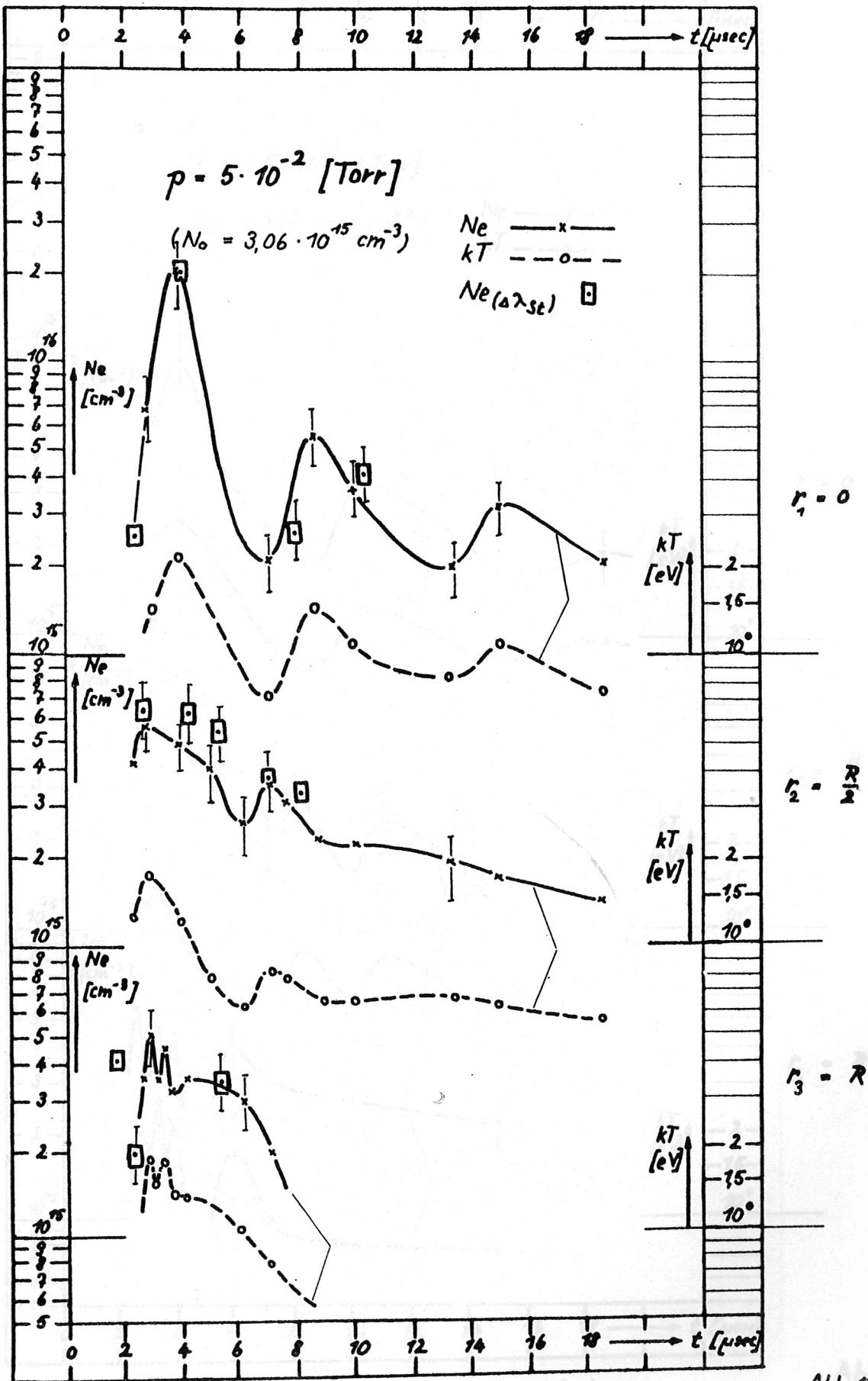


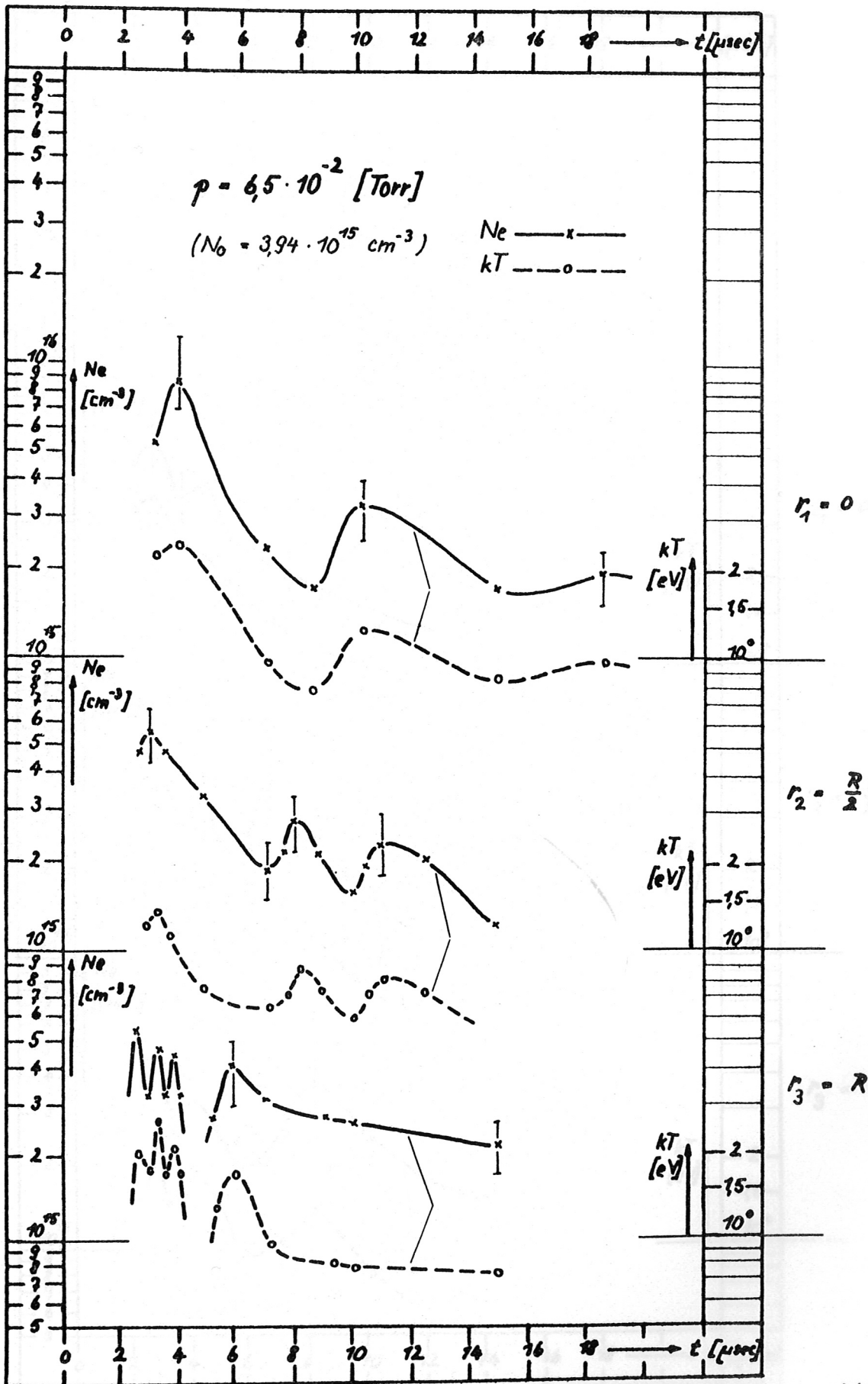
Abb 17a

(s. Anmerkung Seite 35)



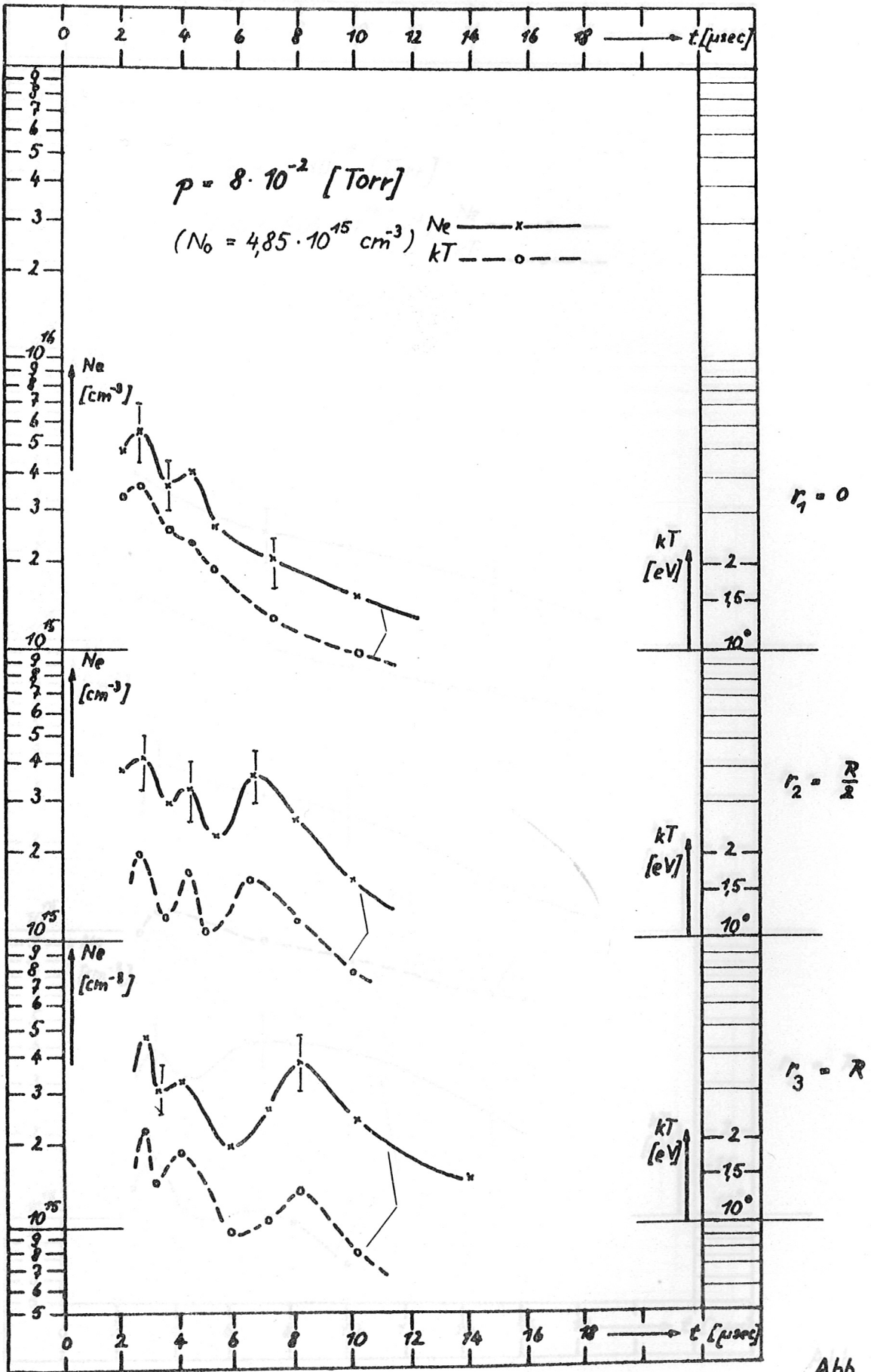
(s. Anmerkung Seite 35)

Abb. 17.b



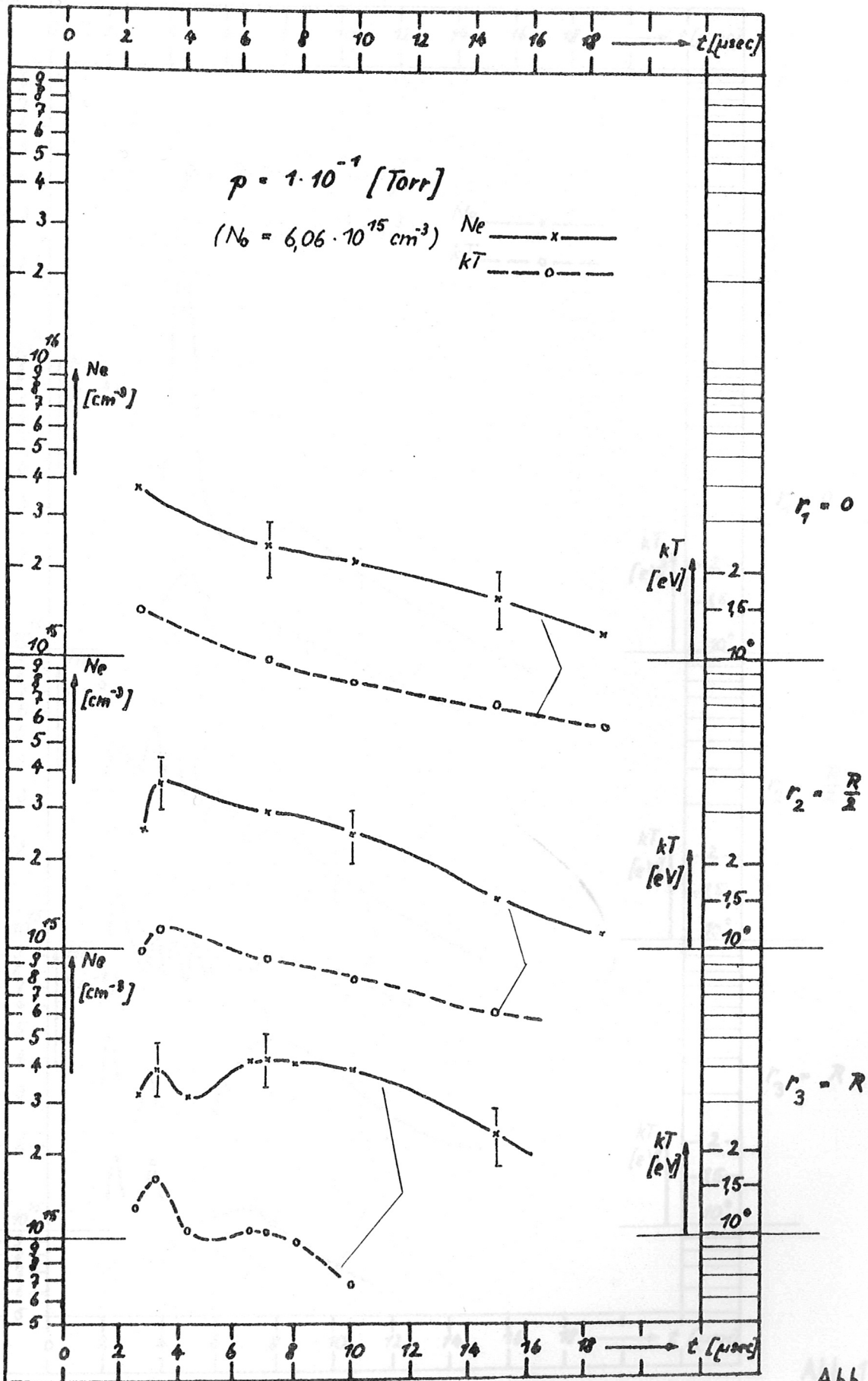
(s. Anmerkung 35)

Abb. 17c



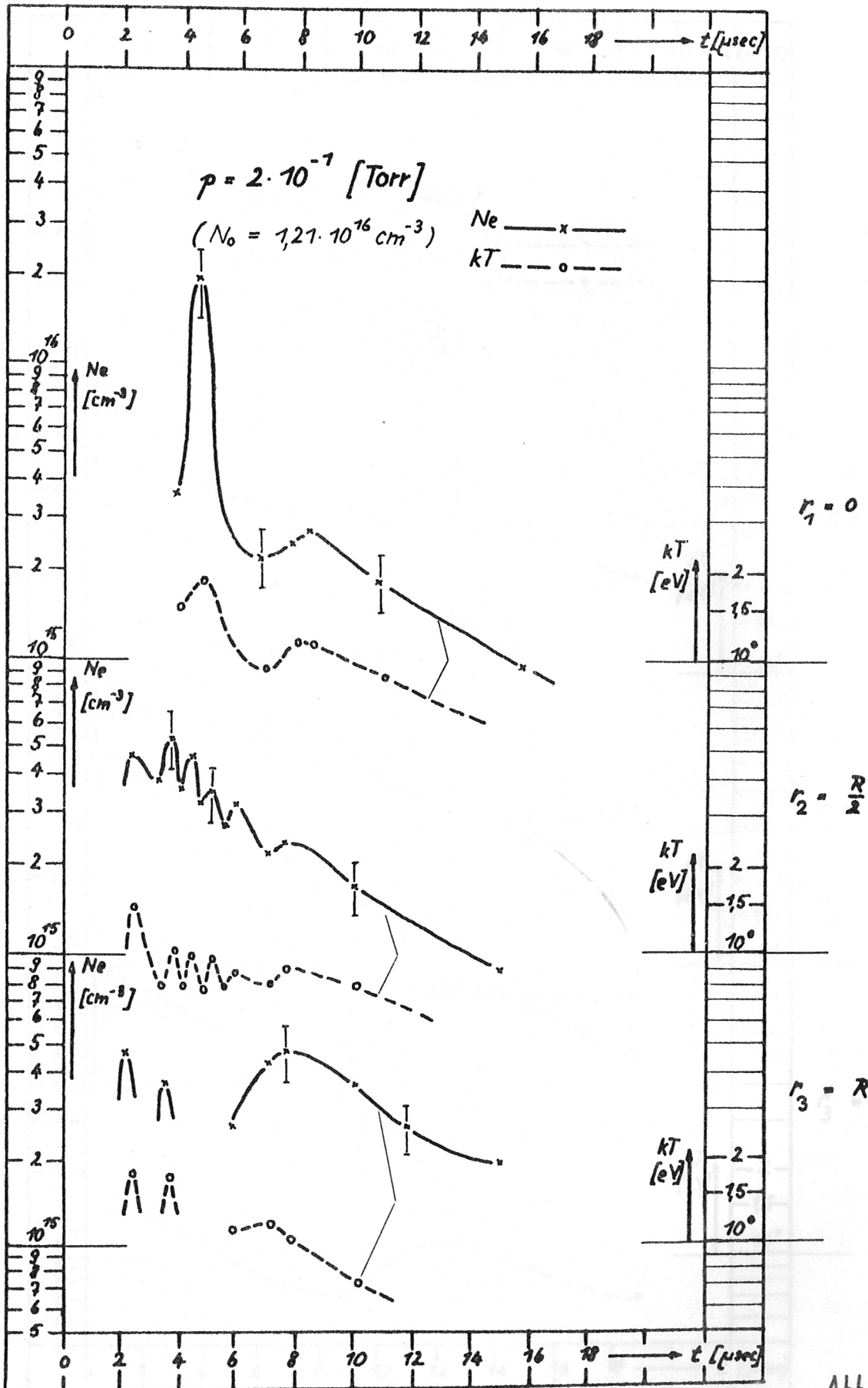
(s. Anmerkung Seite 35)

Abb. 17d



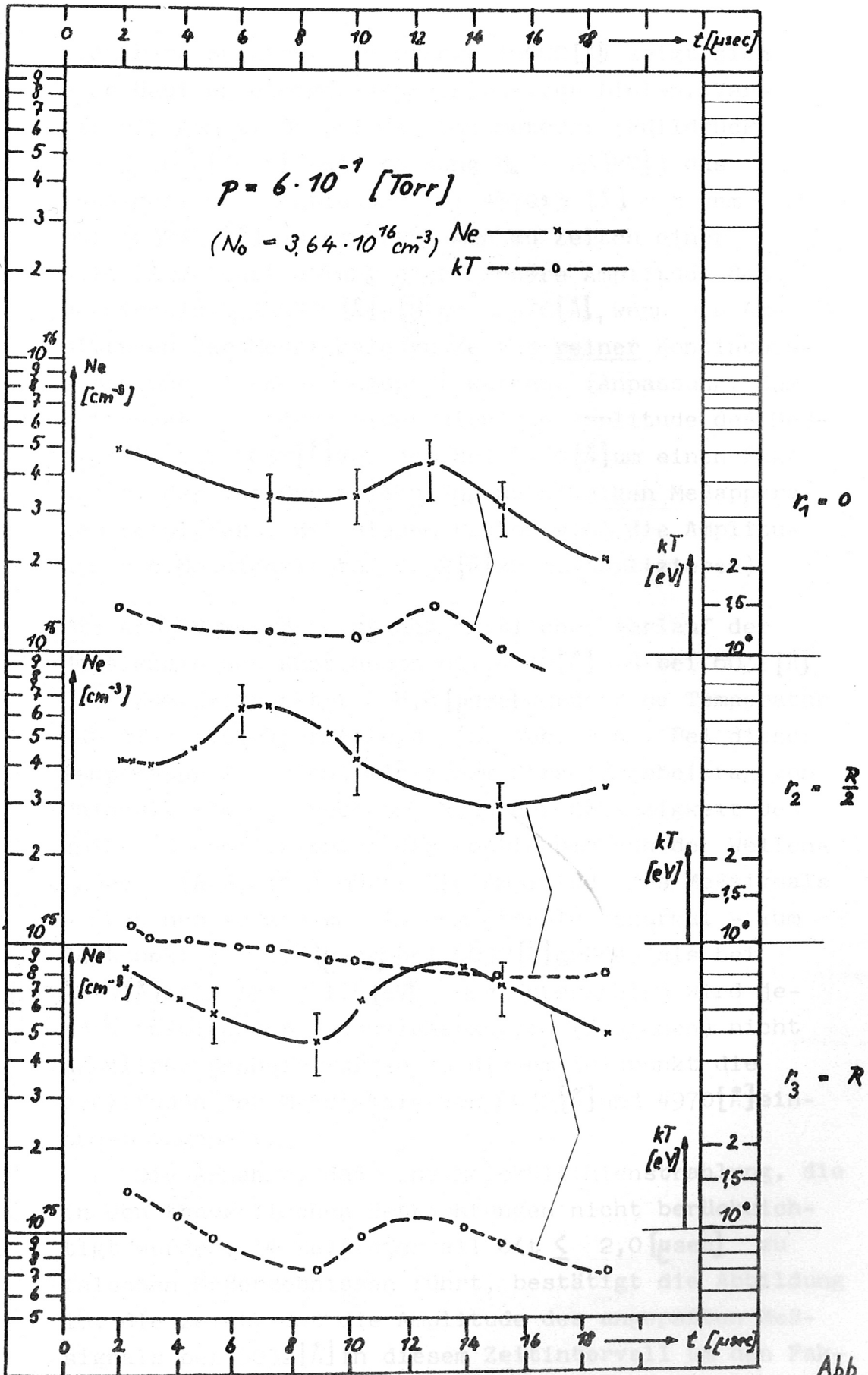
(s. Anmerkung Seite 35)

Abb 17e



(s. Anmerkung Seite 35)

Abb. 17f



(s. Anmerkung Seite 35)

Abb. 17g

sichtbare Spektrum. Im Orange (6000 [Å]) zeigt sich eine Häufung einiger sehr intensiver Linien. Vergleicht man z. B. bei den Parametern: (Fülldruck $p = 5 \cdot 10^{-2}$ [Torr] Ladespannung $U_0 = 25$ [kV]) das Meßsignal des Kontinuums bei 4970 ± 3 [Å] mit dem bei 6032 ± 3 [Å] so erwartet man zu Zeiten einer Moleküllinienstrahlung eine größere Amplitude des Meßsignals bei 6032 [Å] als bei 4970 [Å], wenn die Amplituden der Meßsignale zu Zeiten reiner Kontinuumsstrahlung einander angepaßt wurden. (Anpassung: Zum Zeitpunkt t unterscheidet sich die Amplitude des Meßsignals bei 6032 [Å] von dem bei 4970 [Å] um einen Faktor c , der aus der wellenlängenabhängigen Meßapparatur resultiert. Mit diesem Faktor sind die Amplituden des Meßsignals bei 6032 [Å] zu multiplizieren).

Die Abbildung 18 zeigt den zeitlichen Verlauf der Meßsignale des Kontinuums bei 4970 [Å] und bei 6032 [Å].

Zum Zeitpunkt $t = 8,8$ [µsec] wurde eine Temperatur von $kT = 1,5$ [eV] ermittelt. (s. Abb. 17b). Bei dieser Temperatur ist nicht mit einem Strahlungsbeitrag von Moleküllinien zu rechnen. Nach der Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten des Kontinuums von der Wellenlänge (Abb. 18a) müßte die Amplitude des Meßsignals - nach dem Vergleich mit dem Strahlungsnormal - zum Zeitpunkt $t = 8,8$ [µsec] bei 6032 [Å] größer als bei 4970 [Å] sein ($kT = 1,5$ [eV]). Der Unterschied wird jedoch infolge der Meßunsicherheiten (Rauschen) nicht deutlich. Deshalb wurden zu diesem Zeitpunkt die Amplituden der Meßsignale von 6032 [Å] und 4970 [Å] einander angepaßt.

Die Annahme, daß eine Moleküllinienstrahlung, die in den theoretischen Betrachtungen nicht berücksichtigt wurden, im Zeitintervall $0 < t \leq 2,0$ [µsec] zu falschen Meßergebnissen führt, bestätigt die Abbildung 18, die zeigt, daß die Amplitude des angepaßten Meßsignals bei 6032 [Å] in diesem Zeitintervall um den Fak-

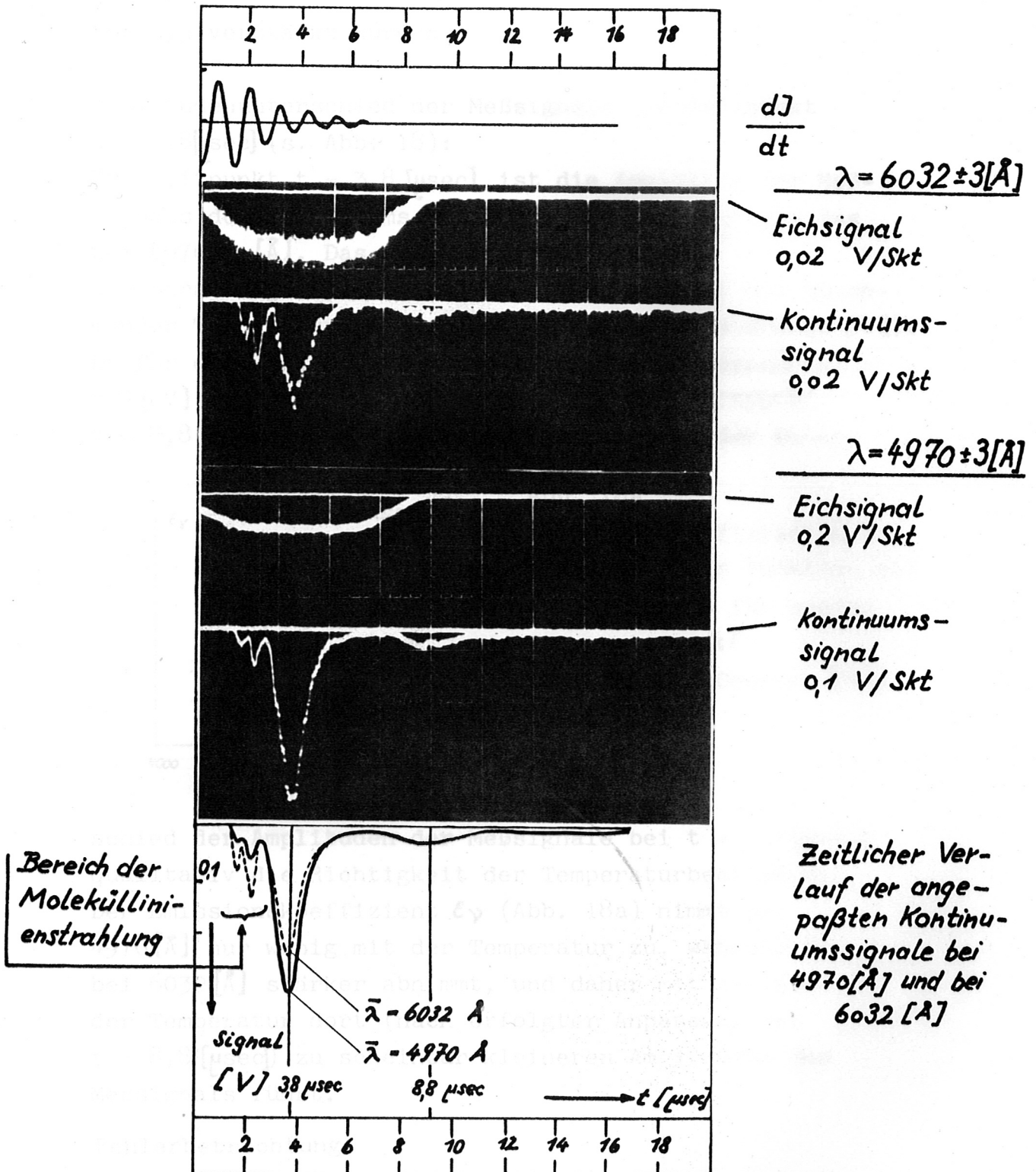


Abb. 18 Nachweis der Moleküllinienstrahlung im Zeitintervall $0 < t \leq 2,5 [\mu\text{sec}]$

tor 2,5 verstärkt wurden.

Amplitudenunterschied der Meßsignale zum Zeitpunkt $t = 3,8 [\mu\text{sec}]$ (s. Abb. 18):

Zum Zeitpunkt $t = 3,8 [\mu\text{sec}]$ ist die Amplitude des Meßsignals des Kontinuums bei $6032 \pm 3 [\text{Å}]$ kleiner als das bei $4970 \pm 3 [\text{Å}]$. Das erklärt sich wie folgt:

Die Strahlungsleistung des Kontinuums nimmt mit zunehmender Temperatur im Orange ab (s. Abb. 18a Cooper [4]).

Da für den Zeitpunkt $t = 3,8 [\mu\text{sec}]$ die Temperatur $kT = 2,5 [\text{eV}]$ ermittelt wurde, während für den Zeitpunkt $t = 8,8 [\mu\text{sec}]$ $kT = 1,5 [\text{eV}]$ beträgt, bestätigt der Unter-

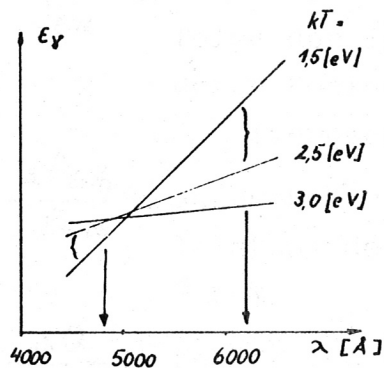


Abb. 18a

Emissionskoeffizient ϵ_γ des Kontinuums als Funktion der Wellenlänge λ für einige Temperaturen kT

(Skizze nach Cooper [4])

schied der Amplituden der Meßsignale bei $t = 3,8 [\mu\text{sec}]$ qualitativ die Richtigkeit der Temperaturbestimmung.

Der Emissionskoeffizient ϵ_γ (Abb. 18a) nimmt bei $4970 [\text{Å}]$ nur wenig mit der Temperatur zu, während er bei $6032 [\text{Å}]$ stärker abnimmt, und daher mit steigender Temperatur dort (nach erfolgter Anpassung bei $t = 8,8 [\mu\text{sec}]$) zu scheinbar kleineren Amplituden des Meßsignals führt.

Fehlerbetrachtung:

a) Fehler der Elektronendichtebestimmung

Die Strahlungsleistung des Kontinuums ist gegeben durch:

$$E_{\text{kont}} = \frac{J_{\text{kont}}}{J_{\text{Eich}} \cdot L} \cdot E_{\text{Eich}} \cdot Q \quad \sim \quad N_e^2$$

Der relative experimentelle Fehler der Elektronendicht errechnet sich zu:

$$\frac{\Delta N_{e \text{ Exp}}}{N_e} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta J_{\text{kont}}}{J_{\text{kont}}} + \frac{\Delta J_{\text{Eich}}}{J_{\text{Eich}}} + \frac{\Delta E_{\text{Eich}}}{E_{\text{Eich}}} + \frac{\Delta Q}{Q} + \frac{\Delta L}{L} \right\}$$

wobei:

$\frac{\Delta J_{\text{kont}}}{J_{\text{kont}}} \equiv$ Fehler des Kontinuumssignales infolge der Reproduzierbarkeit der Entladung, sowie des SEV - Rauschens
 $\hat{=} \pm 10\%$

$\frac{\Delta J_{\text{Eich}}}{J_{\text{Eich}}} \equiv$ Fehler des Meßsignals der Eichung infolge der Inhomogenität der ausgeblenden Kohlekraterfläche
 (vernachlässigbar)

$\frac{\Delta E_{\text{Eich}}}{E_{\text{Eich}}} \equiv$ angegebener Fehler [7] der Strahlungsleistung des Kohlekraters
 $\hat{=} \pm 5\%$

$\frac{\Delta Q}{Q} \equiv$ Fehler des experimentell bestimmten Korrekturfaktors der Eichanordnung
 $\hat{=} \pm 10\%$ (s. H. Hemmerich 8)

$\frac{\Delta L}{L} \equiv$ Die Trommelkameraaufnahme (s. Abb. 12 Seite 26) zeigt, daß das Plasma nach ca. 30 [µsec] um die Strecke $l = 30$ [cm] aus dem Spulenbereich herausgetreten ist. Der durch die Längenänderung des beobachteten Plasmavolumen zu Zeiten $t < 15$ [µsec] auftretende Fehler beträgt:
 $\hat{=} \pm 25\%$

Damit ergibt sich der experimentelle Fehler zu:

$$\frac{\Delta N_e \text{Exp}}{N_e} \approx \pm 25\%$$

Unsicherheiten in der Temperatur tragen zum Endfehler der Elektronendichtebestimmung etwa $\pm 5\%$ bei. (Griem [1])

Der Fehler der Elektronendichtebestimmung aus dem Kontinuum beträgt daher:

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} \approx \pm 30\%$$

Innerhalb des Meßfehlers stimmen die Werte der Elektronendichten, ermittelt aus dem Kontinuum mit denen der Halbwertsbreite der Stark-verbreiterten D_{β} - Linie überein (s. Abb. 17b), obwohl der Emissionskoeffizient der Kontinuums proportional N_e^2 , während die Halbwertsbreite proportional $N_e^{2/3}$ ist.

Die Übereinstimmung der gefundenen Mittelwerte der Elektronendichte deutet darauf hin, daß die D_{β} - Linie und die Kontinuumsstrahlung aus Raumelementen längs der Beobachtungsrichtung (\parallel Spulenachse) emittiert wird, die innerhalb der Meßfehler dieselbe Elektronendichte aufweisen.

Auch die gefundene Einsattelung des D_{β} - Profils (s. Abb. 16 Seite 31) läßt eine angenähert homogene Elektronendichte längs der Spulenachse vermuten. Diese Einsattelung würde durch D_{β} - Profile aus beobachteten Raumelementen geringerer Elektronendichte aufgefüllt werden.

Trotzdem sind inhomogene Verteilungen der Elektronendichte längs der Spulenachse denkbar, bei denen eine

Übereinstimmung der ermittelten Elektronendichtewerte ($N_{\text{kontinuum}} = N_{\text{stark}}$) möglich ist. Offen bleibt die Frage, in wie weit sich diese theoretischen Verteilungen im Experiment realisieren.

b) Fehler der Temperaturbestimmung

Die Temperatur ermittelt sich aus

$$\frac{J_{\text{Linie}}}{J_{\text{kont}}} \cdot \frac{J_{(\text{Eich kont})}}{J_{(\text{Eich Linie})}} \sim \frac{1}{kT}$$

der relative experimentelle Fehler der Temperatur ist damit

$$\frac{\Delta kT}{kT} = \frac{\Delta J_{\text{Linie}}}{J_{\text{Linie}}} + \frac{\Delta J_{\text{kont}}}{J_{\text{kont}}} + \frac{\Delta J_{(\text{Eich kont})}}{J_{(\text{Eich kont})}} + \frac{\Delta J_{(\text{Eich Linie})}}{J_{(\text{Eich Linie})}}$$

wobei:

$$\frac{\Delta J_{\text{Linie}}}{J_{\text{Linie}}} \equiv \text{Fehler des Liniensignales infolge der Reproduzierbarkeit} \\ \hat{=} \pm 5\%$$

$$\frac{\Delta J_{\text{kont}}}{J_{\text{kont}}} \equiv \text{Fehler des Kontinuumsignales infolge der Reproduzierbarkeit der Entladung sowie des SEV Rauschens} \\ \hat{=} \pm 10\%$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\Delta J_{(\text{Eich Linie})}}{J_{(\text{Eich Linie})}} \\ \frac{\Delta J_{(\text{Eich kont})}}{J_{(\text{Eich kont})}} \end{array} \right\} \equiv \text{Fehler der Meßsignale der Eichung des Kontinuums bzw. der Linie infolge der Inhomogenität der ausgeblendeten Kohlekraterfläche} \\ \hat{=} \pm 2\%$$

Die Ungenauigkeit der Temperaturbestimmung beträgt

$$\frac{\Delta kT}{kT} \hat{=} \pm 20\%$$

c) Diskussion der Plasmakonfiguration

Der zeitliche Verlauf der spektroskopisch ermittelten Elektronendichtewerte (s. Abb. 17a-g) bestätigt den in den Trommelkameraaufnahmen (s. Abb. 10a-g) gezeigten Verlauf der Entladung.

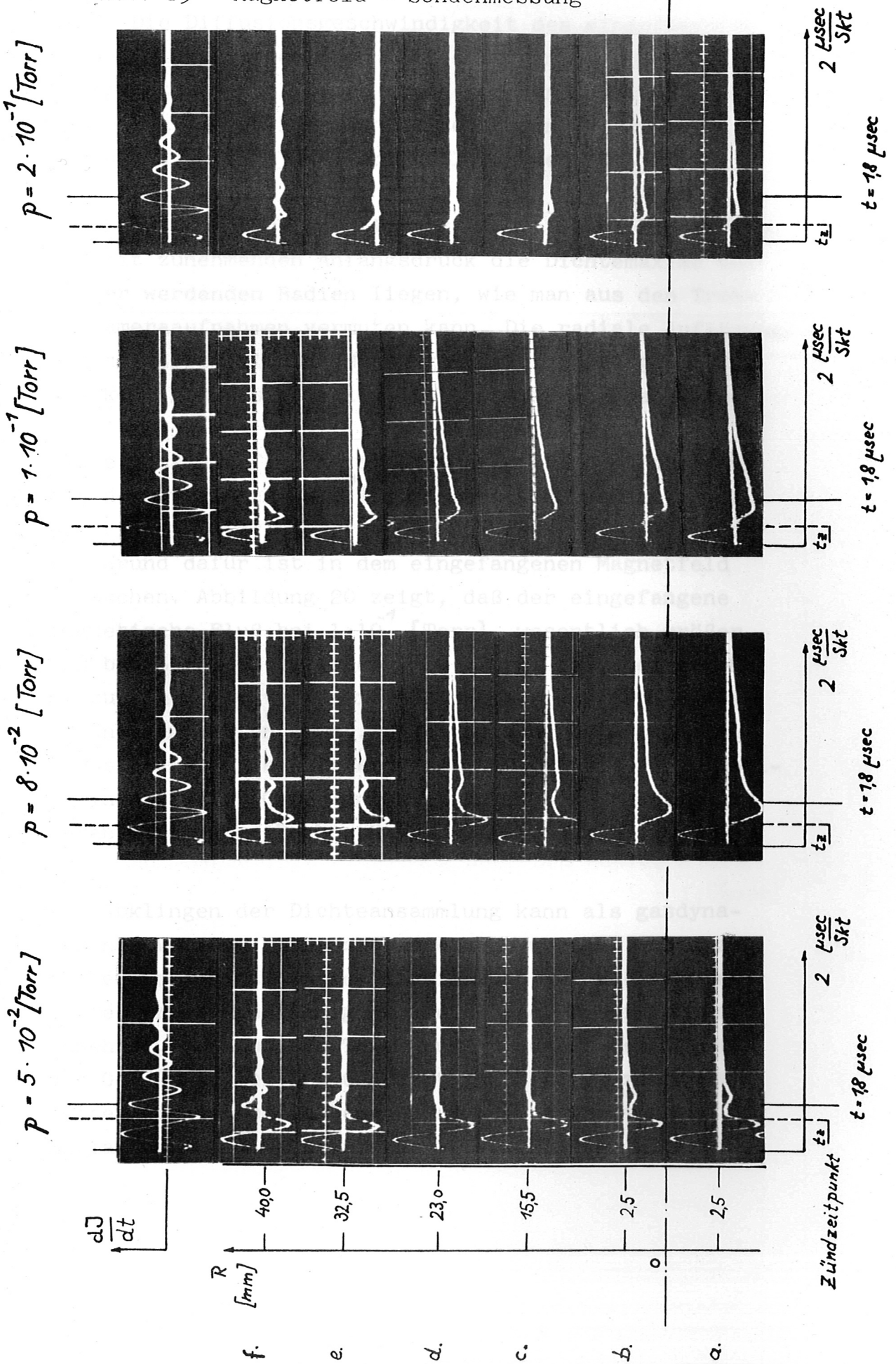
In folgendem wird versucht die Oszillation des Plasmas, deren Frequenz eine Funktion des Fülldruckes ist, zu beschreiben:

Nach der Zündung der Batterie werden infolge der hohen Entladungsfrequenz (666 [kHz]) im Takt der Nulldurchgänge des Stromes Plasmahohlzylinder erzeugt. (In den Randstreifen der Trommelkameraaufnahmen erkennbar). Diese werden durch den äußeren magnetischen Druck komprimiert. Der vorherrschende gaskinetische Druck und das eingefangene Magnetfeld wirken dieser Kompression entgegen.

Infolge der Massenträgheit des beschleunigten Gases folgt die Kompression der aufeinanderfolgenden Plasmahohlzylinder nicht den schnellen Schwingungen der Batterie. Die Kompressionszeit wird mit steigendem Druck größer (s. Abb. 10a-g). Die Radien der Plasmahohlzylinder werden soweit verkleinert, bis das beschleunigte Plasma den Gleichgewichtszustand mit dem inneren Druck (eingefangenes Magnetfeld und gaskinetischer Druck) überschritten hat.

Die Abbildung 19 zeigt radial aufgelöste Magnetfeldsondenmessungen mit dem Fülldruck als Parameter. Der Verlauf des inneren Magnetfeldes B_i gleicht bis zur Zündung dem des Vakuumfeldes B_a . Nach der Zündung des Plasmas zeigt sich ein eingefangenes Magnetfeld, welches noch weiter komprimiert wird. Im weiteren Verlauf der Entladung nimmt das innere Feld B_i ab (Abb. 19a), obwohl eine weitere Kompression des Plasmas beobachtet

Abb. 19 Magnetfeld - Sondenmessung



wird. Die Diffusionsgeschwindigkeit des eingefangenen Magnetfeldes ist demnach groß anzunehmen, zumal zum Zeitpunkt $t = 2,5 \text{ } [\mu\text{sec}]$ nach der Zündung des Plasmas bei allen Fülldrücken Temperaturen der Größenordnung $kT = 2 - 3 \text{ [eV]}$ ermittelt wurden.

Die Elektronendichtebestimmung (Abb. 17a-g) bestätigen, daß mit zunehmendem Anfangsdruck die Dichtemaxima bei größer werdenden Radien liegen, wie man aus den Trommelkammeraufnahmen vermuten kann. Die radiale Auflösung der spektroskopischen Messungen ist zu gering, so daß man kein genaues radiales Dichteprofil angeben kann.

Diese Plasmakonfiguration läßt sich bei der Entladung mit dem Fülldruck $1 \cdot 10^{-1} \text{ [Torr]}$ nicht beobachten, d. h. die Plasmahohlzylinder werden nur wenig komprimiert. Der Grund dafür ist in dem eingefangenen Magnetfeld zu suchen. Abbildung 20 zeigt, daß der eingefangene magnetische Fluß bei $1 \cdot 10^{-1} \text{ [Torr]}$ wesentlich größer als bei $5 \cdot 10^{-2}$, $8 \cdot 10^{-2}$ oder $2 \cdot 10^{-1} \text{ [Torr]}$ ist, bei denen es zu einer Elektronendichteansammlung auf Fülldruck-abhängigen Radien kommt. Bei $1 \cdot 10^{-1} \text{ [Torr]}$ wird also ein starkes Magnetfeld eingefangen, das die Plasmahohlzylinder an der Gefäßwand hält. Dies wird quantitativ durch Abbildung 17e bestätigt.

Das Abklingen der Dichteansammlung kann als gasdynamischer Vorgang im Plasma angesehen werden, wobei zu diesen Zeiten ($t > 5 \text{ } [\mu\text{sec}]$) die inneren und äußeren Magnetfelder vernachlässigbar klein sind. Dabei muß man annehmen, daß nur ein Teil des expandierenden Plasmas die Gefäßwand berührt und dort abkühlt, da zu späteren Zeiten Elektronendichteanhäufungen in der Umgebung der Entladungssachse nachgewiesen werden können. Die Fre-

quenz der sich einstellenden gedämpften Oszillation des Plasmas ist vom Fülldruck abhängig.

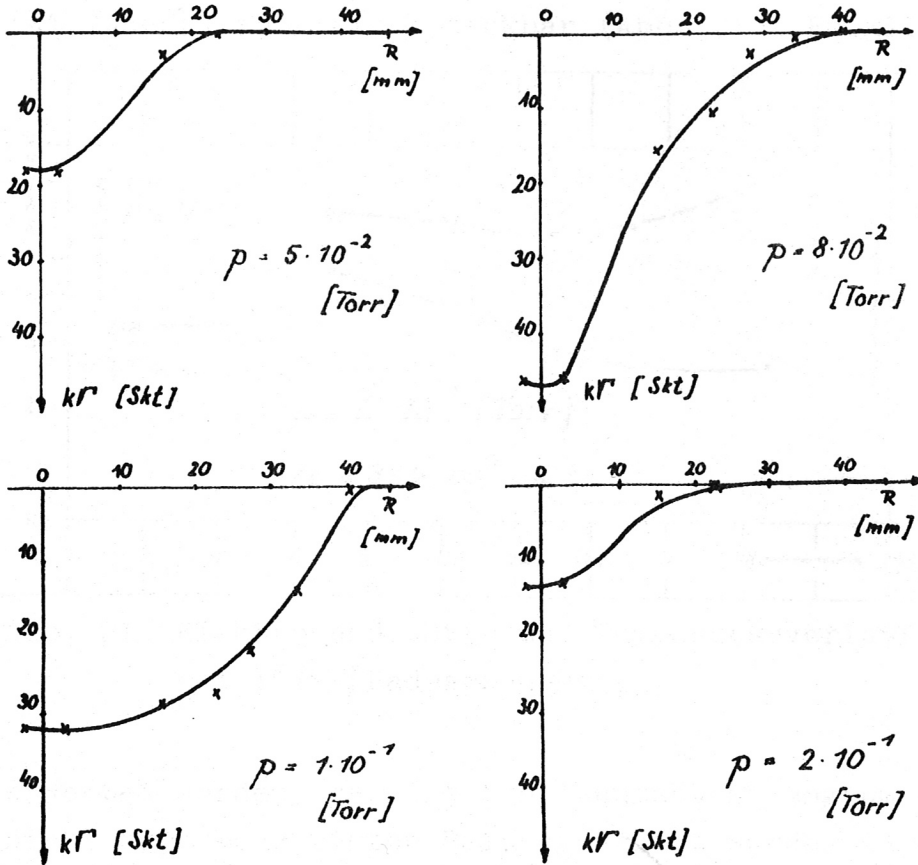


Abb. 20 Magnetfeldverteilung über den Radius R des Entladungsgefäßes zum Zeitpunkt $t = 1,8[\mu\text{sec}]$ mit dem Fülldruck p als Parameter
 $10 \text{ Skt} \cong 0,4 [\text{kV}]$

Elektronendichte und Temperaturbestimmung bei 15 [kV]

Ladespannung:

Der zeitliche Verlauf der ermittelten Elektronendichte

und besonders der der Temperatur zeigt eine Zunahme der Wert nach dem die Batterie auf $1/e$ gedämpft ist. Eine Zunahme der Temperatur, die nicht auf der Oszillation des Plasmas beruht, ist zu diesen Zeitpunkten ($t > 7 \mu\text{sec}$) aber nicht denkbar (Abb. 21). Folglich muß

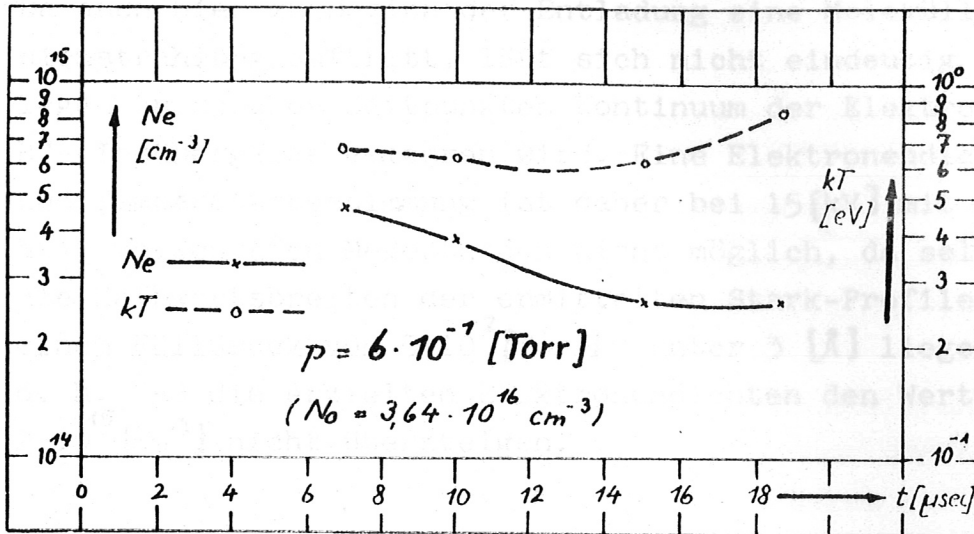


Abb. 21 Elektronendichte- und Temperaturverlauf bei 15 [kV] Ladespannung

erwartet werden, daß die Kontinuumsstrahlung um einen nicht berücksichtigten Beitrag erhöht wurde. Da die Temperatur im Bereich $0,5 < kT \leq 1,0 \text{ [eV]}$ scheinbar zunimmt, kann angenommen werden, daß der Beitrag vom H^- -Kontinuum herrührt.

Griem [1,4] zeigt, daß bei Temperaturen $kT \leq 0,8 \text{ [eV]}$ eine bedeutende Ursache für die Kontinuumsstrahlung die frei-frei Übergänge der Elektronen in den "Rest"-feldern der Wasserstoffatome und die frei-gebunden Übergänge in Bindungszustände des negativen Wasserstoffions sind.

Mit sinkender Temperatur nimmt der Beitrag des H^- -Kontinuums relativ zum Kontinuum der frei-frei und der frei-gebunden Übergänge Elektron - H^+ Jon zu. Das hat zur Folge, daß der Quotient: Linien- zu Kontinuumsintensität kleiner und damit die Temperatur

größer ermittelt wird.
Die Zunahme der Temperatur- und der Elektronendichtewerte zu Zeiten $t > 7 \text{ } [\mu\text{sec}]$ ist daher auf den wachsenden Strahlungsbeitrag des H^- -Kontinuums im abkühlenden Plasma zurückzuführen.
Da auch hier zu Beginn der Entladung eine Molekülionenstrahlung auftritt, läßt sich nicht eindeutig festlegen zu welchen Zeitpunkten Kontinuum der Elektron- H^+ - Ionübergänge gemessen wird. Eine Elektronendichte- und Temperaturbestimmung ist daher bei $15 \text{ } [\text{kV}]$ mit den hier verwendeten Meßmethoden nicht möglich, da selbst die Halbwertsbreiten der ermittelten Stark-Profile bei einem Fülldruck von $5 \cdot 10^{-2} \text{ } [\text{Torr}]$ unter $3 \text{ } [\text{Å}]$ liegen d. h. daß die erzielten Elektronendichten den Wert $2 \cdot 10^{15} \text{ } [\text{cm}^{-3}]$ nicht übersteigen.

6. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND MESSUNG DER VORIONISATION MIT EINEM LANGEN Z - PINCH

a) Beschreibung des Z - Pinches

Die Vorionisierung mit einer schnellen Thetapinchentladung stößt auf erhebliche technische Schwierigkeiten. Da die Kondensatorbatterie dieser Vorionisierungsentladung direkt auf die Thetapinchspule der Hauptentladung zu schalten ist, läßt sich z. B. eine ungewollte Zündung der Hauptentladung (Ladespannung $U_H = 30 \text{ [kV]}$) schon zum Zeitpunkt des ersten Durchschwingens der Vorionisierungsbatterie nur bei Spannungen kleiner 10 [kV] an der Spule verhindern.

Diese Schwierigkeiten werden bei der Vorionisierung mit einer Z - Entladung längs der Gefäßachse umgangen, da dieser Entladungskreis galvanisch von der Hauptbatterie getrennt ist. Verwendet man ringförmige Elektroden (in Abb. 22 : A, B, C,) mit an den Gefäßenden aufgesetzten Planglasplatten, so ist eine optische Beobachtung auch in Richtung der Entladungsachse möglich. Ein stabilisierendes Magnetfeld, dessen zeitlicher Verlauf aus der Abbildung 25 ersichtlich ist, wird der Vorentladung überlagert. Dieses B_z - Feld ist außerdem das Vorfeld für die Hauptentladung.

Die Frequenz der Ionisierungsbatterie soll jedoch nicht höher als 50 [kHz] sein, um eine möglichst große Eindringtiefe zu erhalten. Beim oben beschriebenen Thetapinch war dies allerdings nicht möglich, da damit kein zur Zündung ausreichendes $\frac{dB}{dt}$ erreicht wird.

Von M. Ulrich [11] wurde eine Laufzeitkette gebaut, die ~~einen~~ einmaligen Stromimpuls von $\tau = 15 \text{ [\mu sec]}$ Dauer liefert. (Das Kompensationsglied, welches bei der Zündung der Teilstrecke \overline{BC} (Abb. 22) zugeschaltet wird, hat die Aufgabe den induktiven Anteil des Abschlußwiderstandes (= Gefäßkreis) zu kompensieren.)

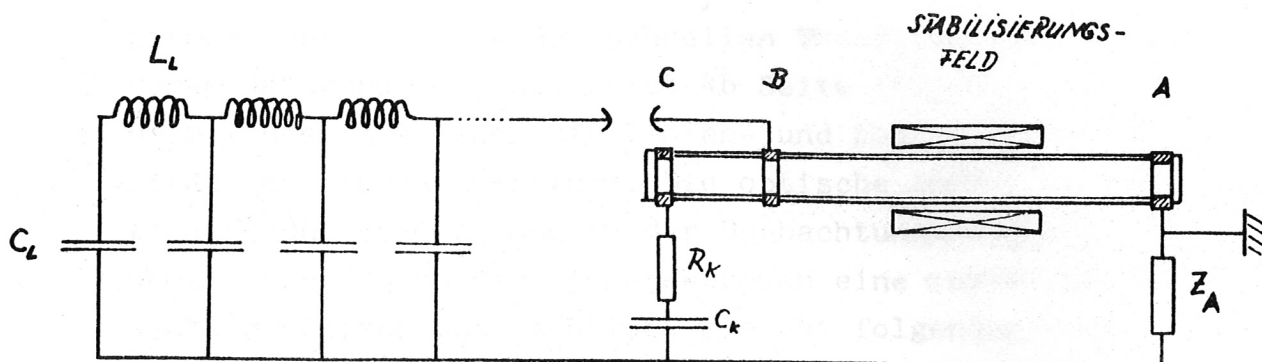


Abb. 22 Schaltbild des langen Z - Pinches

Die hier verwendeten Bauelemente haben folgende Größen:

Innendurchmesser des Entladungsgefäßes $\phi = 8 \text{ cm}$

Länge des Entladungsgefäßes AB $l_1 = 3 \text{ m}$

Länge des Entladungsgefäßes BC $l_2 = 13 \text{ cm}$

Die Laufzeitkette besteht aus 5 Gliedern

zu je:

$$C_L = 11 \text{ } \mu\text{F}$$

$$L_L = 1 \text{ } \mu\text{H}$$

mit dem Wellenwiderstand

$$Z = 1 \text{ } \Omega$$

Induktivität des Gefäßkreises (ohne Kompensationsglied von der Funkenstrecke aus gemessen)

$$L = 2,0 \text{ } \mu\text{H}$$

Abschlußwiderstand (Konstantanband)

$$Z_A = 1 \text{ } \Omega$$

Kompensationsglied

$$L_A = 25 \text{ } \mu\text{H}$$

$$R_k = 17 \text{ } \Omega$$

$$C_k = 1 \text{ } \mu\text{F}$$

Ferner sind gegeben:

Ladespannung

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

Strom

$$I = 20 \text{ kA}$$

Impulsdauer

$$\tau = 15 \text{ } \mu\text{sec}$$

b) Meßanordnung

Mit Hilfe derselben Meßtechnik, wie sie zur spektroskopischen Untersuchung der schnellen Thetapinchentladung verwendet wurde (s. Abschnitt 4b Seite 17), wird auch beim langen Z - Pinch die Linien- und Kontinuumsintensität des Plasmas bestimmt. Die optische Anordnung unterscheidet sich jedoch in der Beobachtungsrichtung. Obwohl hier durch die Ringelektroden eine end-on Beobachtung möglich ist, scheidet sie aus folgendem Grund aus:

Die Strahlungsleistung des Kontinuums ist proportional dem die Strahlung emittierenden Plasmavolumen (s. Seite 11). Da aber außerhalb des stabilisierenden Magnetfeldbereiches Instabilitäten des Plasmas auftreten, ist eine Bestimmung des beobachteten Plasmavolumens nicht mehr möglich.

Es bleibt nur die Möglichkeit der radialen Beobachtungsrichtung. Dabei muß zur räumlichen Auflösung der Meßergebnisse die Entabelungsmethode durchgeführt werden, wenn die radiale Verteilungsfunktion des Plasmas nicht bekannt ist, aber Zylindersymetrie angenommen werden kann. Die zur Entabelung notwendige Meßapparatur war jedoch nicht verfügbar. Daher wurde auf die räumliche Auflösung verzichtet und ein Volumenelement ausgewählt, bei dem die Bedingung, daß über der Grundfläche des Doppelprismas eine homogene Verteilung des Plasmas vorherrscht, (s. Seite 20) noch als angenähert erfüllt betrachtet werden kann, da die maximale Basislänge l_x des Doppelprismas noch klein gegenüber dem Durchmesser D des Entladungsgefäßes ist. $l_x \approx \frac{1}{10} D$ (s. Abbildung 23)

Das Meßergebnis ist

ein Mittelwert.

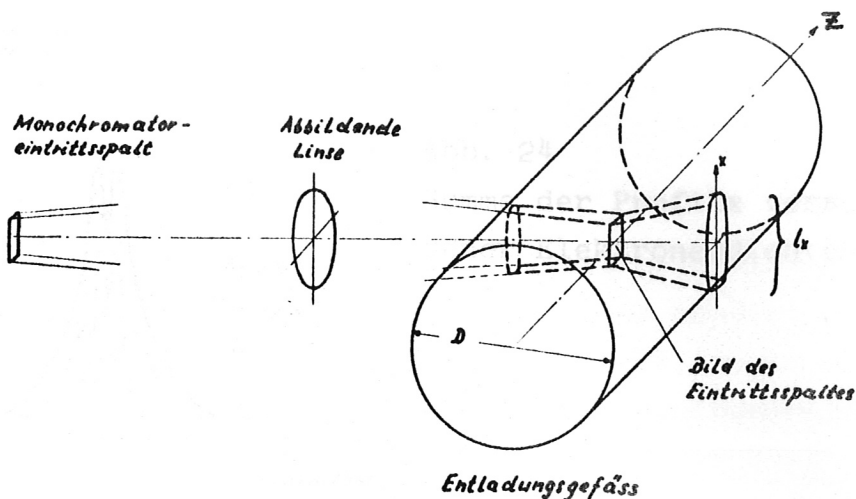


Abb. 23 Skizze des beobachteten Plasmavolumens
beim Z - Pinch

c) Versuchsprogramm

Das Meßprogramm sieht Elektronendichten- und Temperaturbestimmungen im Bereich $10^{15} \leq N_e \leq 10^{17} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$; $1 \leq kT \leq 10 \text{ [eV]}$ vor. Die Untersuchungen sind ebenfalls auf die D_β -Linie und deren angrenzendes Kontinuum beschränkt. Allerdings muß auf eine Bestimmung des D_β - Profils verzichtet werden, da die Verteilung des Plasmas über den Durchmesser (in der Beobachtungsrichtung) keine eindeutigen Profile mehr liefert, weil die Strahlung der D_β - Linie aus Raumelementen verschiedener Elektronendichte kommt, die nicht durch Entabelung aufgelöst werden. Es wird daher kein eindeutiges D_β - Profil, sondern die Überlagerungskurve mehrerer Profile gemessen. Eine Elektronendichtebestimmung aus der Halbwertbreite der Überlagerungskurve (Abb 24) ist infolgedessen nicht sinnvoll, da sich selbst bei Kenntnis der Verteilungsfunktion der Elektronendichte daraus keine räumliche Auflösung der Ergebnisse ermitteln läßt. Das Meßergebnis ist ein nicht definierbarer Mittelwert.

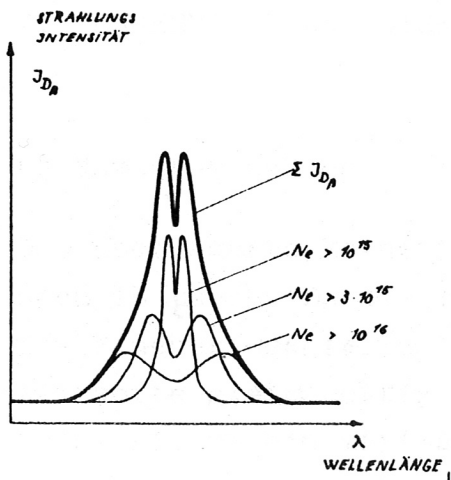


Abb. 24

Summe der Profile verschiedener Elektronendichten

Es werden daher:

- a) die Gesamtintensität I_3 der D_{β} - Linie und
- b) ein von überlagerten Fremdlinien freier Bereich der Kontinuumsintensität I_1 in der Nachbarschaft der Wasserstofflinie gemessen.

(s. Abschnitt 4c Seite 21)

Aus diesen beiden Intensitäten werden nach dem Vergleich mit der Strahlungsleistung des Kohlekraters Elektronendichten und Temperaturen bestimmt.

7. ERGEBNISSE UND DISKUSSION

a) Voruntersuchung

Das überlagerte Magnetfeld erreicht sein Maximum erst nach 15 [μsec]. Da die Impulsdauer der Laufzeitkette des Z - Pinches ebenfalls 15 [μsec] beträgt, wurde die Laufzeitkette gleichzeitig mit der Magnetfeldbatterie getriggert, um ein maximales Magnetfeld der Hauptentladung überlagern zu können. (Diese soll nach Abklingen der Vorionisierungsbatterie gezündet werden.)

Wie bei der schnellen Thetapinchanordnung wurde mit Trommelkameraaufnahmen die Plasmakonfiguration untersucht. Dazu ist ein Querschnittsvolumen der Höhe $h = 2\text{mm}$ innerhalb des Magnetfeldbereiches bei einem Füllgasdruck von $p = 1 \cdot 10^{-2}$; $p = 5 \cdot 10^{-2}$; $p = 1 \cdot 10^{-1}$ [Torr] beobachtet worden (Abb. 25)

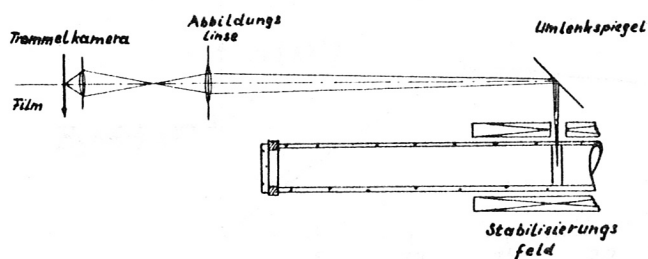


Abb. 25
Trommelkamera-
anordnung

Die Trommelkameraaufnahmen in Abbildung 26, 27 zeigen das dynamische Verhalten in den Magnetfeldern $B_1 = 3,0$ [kG] $B_2 = 4,4$ [kG]. Sie lassen selbst Instabilitäten des Plasmas innerhalb des Stabilisierungsfeldes erkennen. Unter diesen Voraussetzungen ist aber keine Elektrodendichtebestimmung möglich, da die Verteilung des Plasmas nicht reproduzierbar ist.

Um die Instabilitäten zu unterdrücken wurde der Z-Pinch erst zum Zeitpunkt des Maximums des überlagerten Magnetfeldes gezündet.

Diese Trommelkameraaufnahmen (Abb. 28, 29) zeigen zwar zu Beginn der Entladung ($0 < t \leq 5$ [μsec]) noch instabiles Verhalten des Plasmas, jedoch kann den Aufnahmen nach

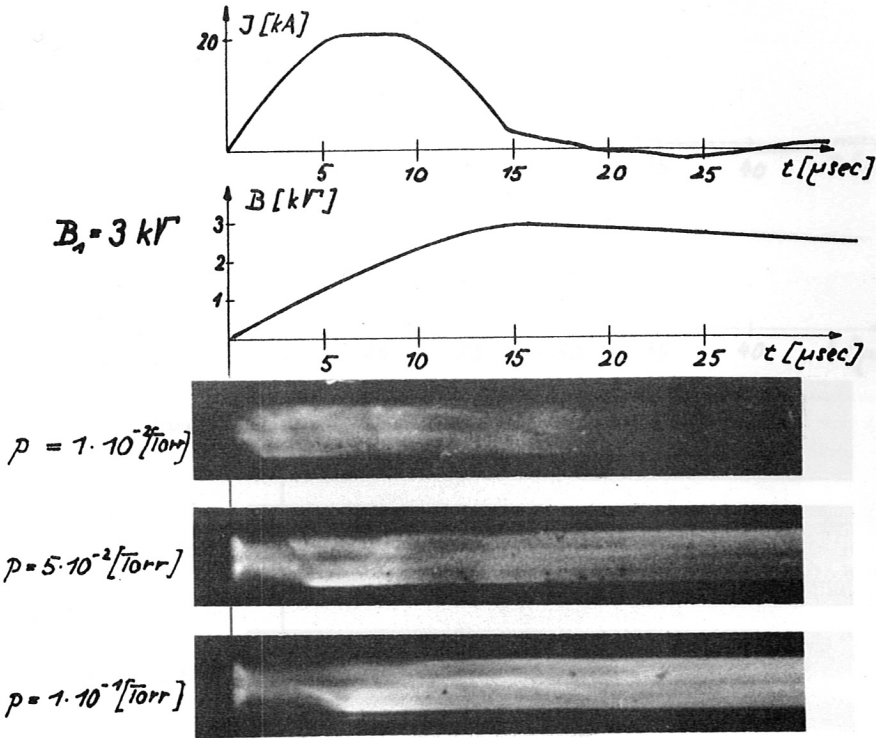


Abb. 26

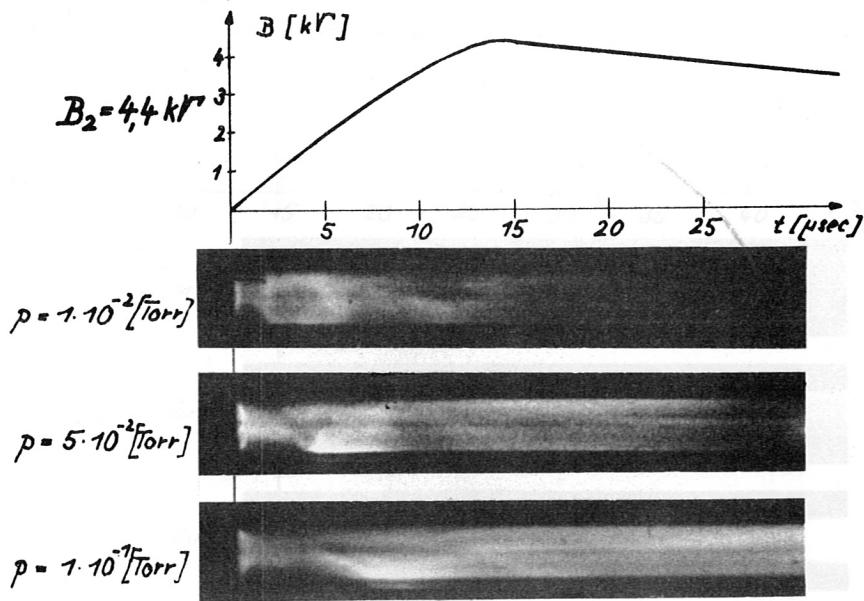
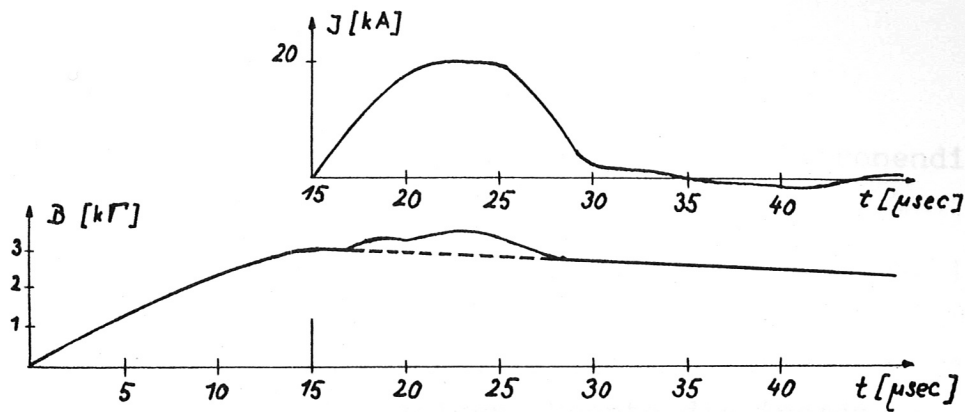


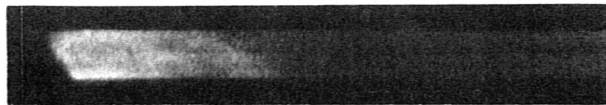
Abb. 27

Abb. 26, 27 Trommelkameraaufnahmen mit gleichzeitig getriggertem Magnetfeld und Z-Pinch

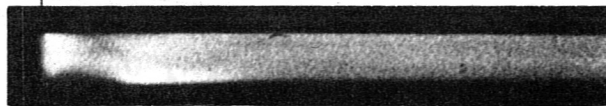


$B_1 = 3 \text{ kG}$

$p = 1 \cdot 10^{-2} \text{ [Torr]}$



$p = 5 \cdot 10^{-2} \text{ [Torr]}$



$p = 1 \cdot 10^{-1} \text{ [Torr]}$

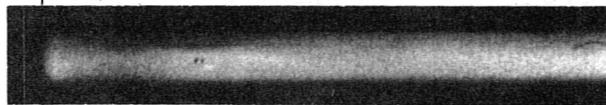
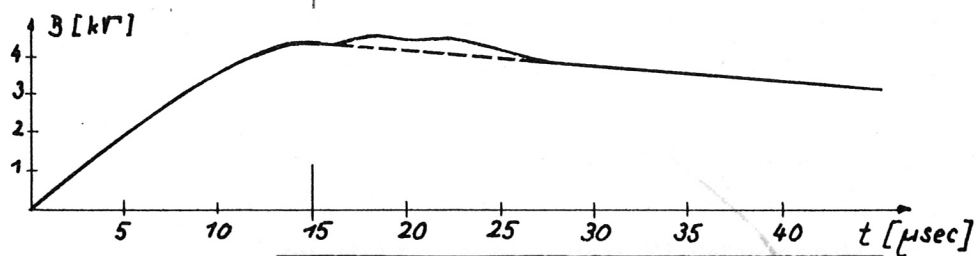
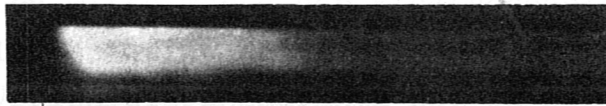


Abb. 28

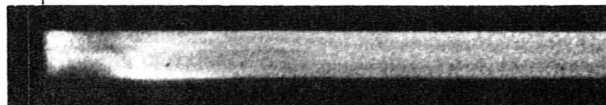


$B_2 = 4,4 \text{ kG}$

$p = 1 \cdot 10^{-2} \text{ [Torr]}$



$p = 5 \cdot 10^{-2} \text{ [Torr]}$



$p = 1 \cdot 10^{-1} \text{ [Torr]}$

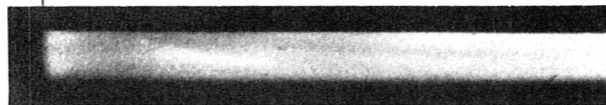


Abb. 29

Abb. 28, 29

Trommelkammeraufnahmen mit gegenüber dem Magnetfeld zeitverzögert getriggertem Z-Pinch

— zu den interessierenden Zeitpunkten ($t > 15$ $[\mu\text{sec}]$ vom Zündzeitpunkt des z - Pinches ausgehend) — mit einer reproduzierbaren Verteilung des Plasmas gerechnet werden.

b) Spektroskopische Temperatur- und Elektronendichtebestimmung

Das Standspektrum der Z - Pinchentladung (Abb. 14b) beeinflusst wiederum die Wahl des Wellenlängenbereiches der Kontinuumstrahlung. Da sich im Bereich 4970 ± 20 $[\text{Å}]$ keine Fremdlinien zeigen, konnte die Anordnung der Meßspalte wie in Abschnitt 4c Seite 21 beibehalten werden:

Kontinuumbereich: 4970 ± 20 $[\text{Å}]$

Der Meßspalt, der die D_{β} - Linie 4860 $[\text{Å}]$ erfaßt, hatte eine 40 $[\text{Å}]$ entsprechende Breite.

Monochromatoreintrittsspaltbreite: $3,5$ $[\text{Å}]$

Die Elektronendichte und Temperatur wurde als Funktion der Zeit in einem ausgewählten Plasmavolumen (s. Abschnitt 6b Seite 57) bestimmt und in Abbildung 30, 31 für die eingangs aufgezählten Parametern dargestellt.

Zu Zeitpunkten zu denen der Ionisierungsgrad 100% übersteigt, ist mit Sicherheit eine Kompression anzunehmen. Die gewonnenen Mittelwerte der Elektronendichte und Temperatur lassen keine weiteren Aussagen über das Verhalten des Vorionisierungsplasma zu, da auf eine räumliche Auflösung verzichtet werden mußte. Sie geben Anhaltspunkte über die Größenordnung der zu erwartenden Elektronendichten und Temperaturen dieser Vorionisierung.

Die auch zu Beginn dieser Entladung ($0 < t \leq 3$ $[\mu\text{sec}]$) auftretenden Wasserstoffmoleküllinien sind in der schon in Abschnitt 5b (Seite 35) besprochenen Weise nachgewiesen worden. (Abb. 32)

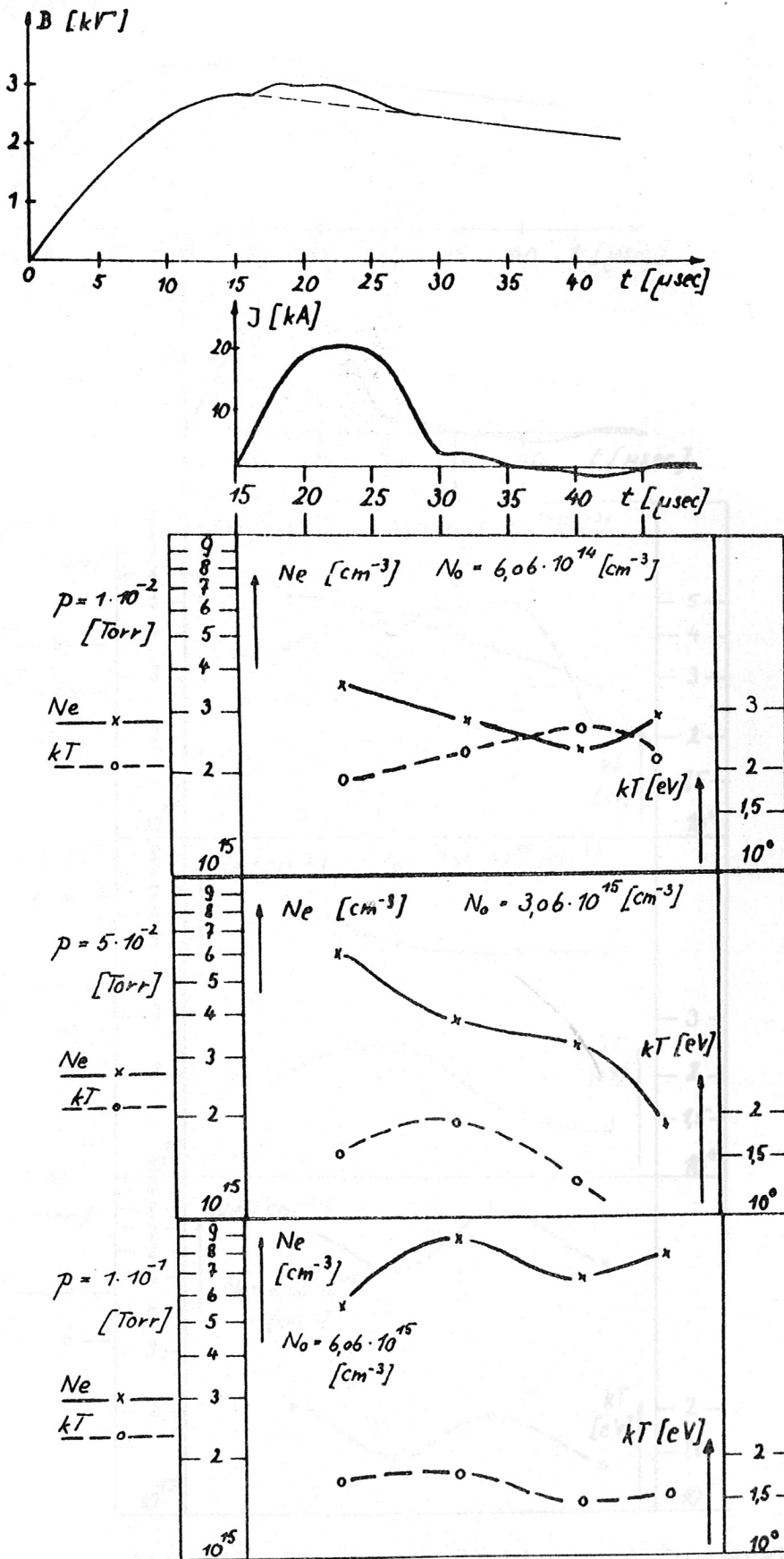


Abb. 30 Elektronendichten und Temperaturen des zeitverzögert getriggerten Z-Pinches bei einem Magnetfeld von 3,0 [kG]

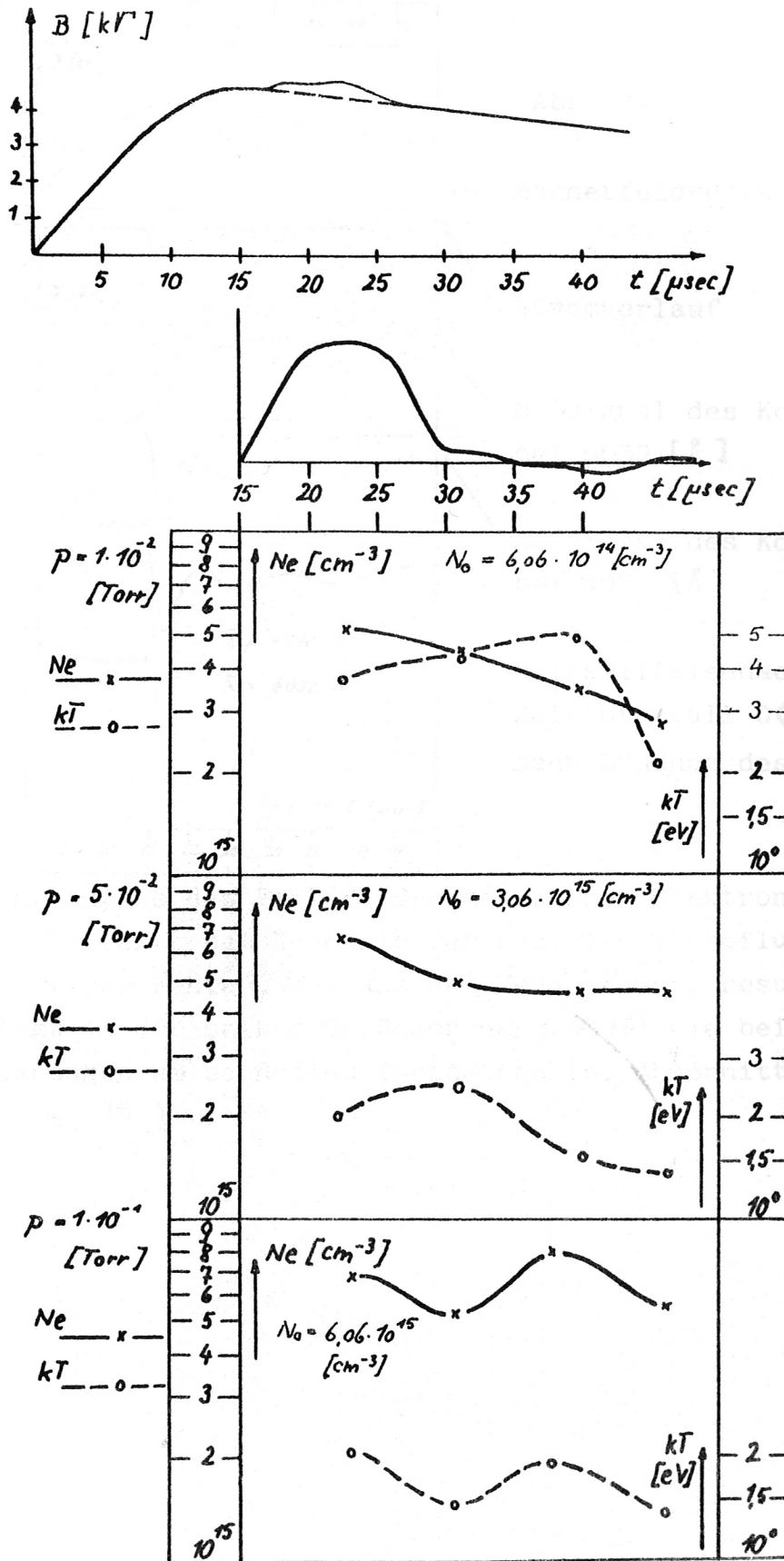


Abb. 31 Elektronendichten und Temperaturen des zeitverzögert getriggerten Z-Pinches bei einem Magnetfeld von 4,4 [kV]

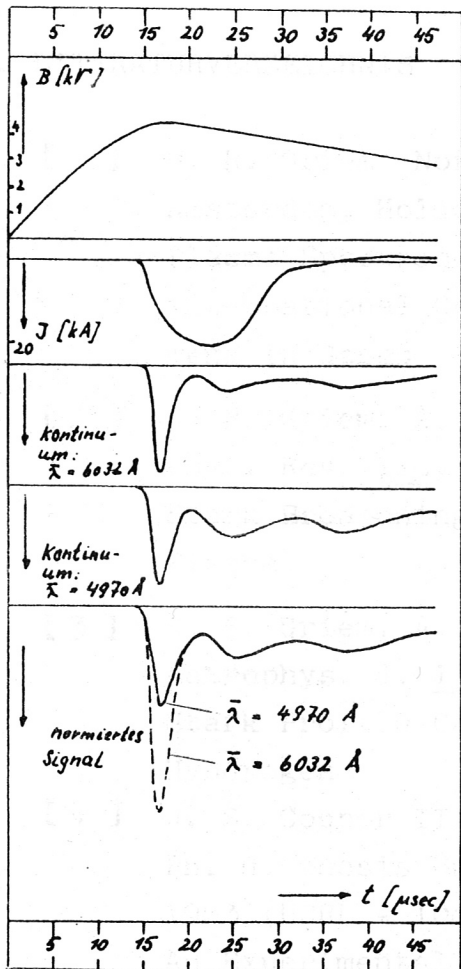


Abb. 32

— Magnetfeldverlauf

— Stromverlauf

— Meßsignal des Kontinuums
bei 6032 [Å]

— Meßsignal des Kontinuums
bei 4970 [Å]

— Molekülliniennachweis im
Zeitintervall $0 < t \leq 3$ [µsec]
nach Zündung des Z - Pinches

Eine Angabe des Fehlers der gemessenen Elektronendichten ist erst bei Kenntnis der radialen Verteilung sinnvoll. Der Fehler, der aus der Meßanordnung resultiert, liegt in der selben Größenordnung ($\pm 30\%$) wie bei den Messungen am schnellen Thetapinch (s. Abschnitt 5b Seite 46)

8. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] H. R. Griem North - Holland Publishing Co.,
Amsterdam, Holland, 1962
Plasma Spectroscopy, Proceedings fo the Fifth
International Conference on Ionisation Pheno-
mena in Gases
- [2] H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen
Phys. Rev. 116, 4, 1959
Stark Broadening of Hydrogen Lines in a
Plasma.
- [3] H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen
Astrophys. J. 135, 272, 1962
Stark Profile Calculation for the H - Line of
Hyodrogen
- [4] W. S. Cooper III
Ph. d. thesis Unversity of California, Berkely
1963 (UCRL - 10849)
An Experimental Investigation of the State of
a Highly Ionized Decaying Hydrogen Plasma
- [5] W. Finkelnburg, H. Maecker
Hdch. d. Phys. 22 353, 305 Berlin 1957
Elektrische Bögen und Thermisches Plasma
- [6] W. Finkelnburg, Th. Peters
Hdch. d. Phys. 28 139 Berlin 1955
Kontinuierliche Spektren.
- [7] J. Euler
Ann. Phys. 11 1953
Der Graphitbogen als Spektralphotometrisches
Strahlungsnormal.
- [8] H. Hemmerich
Laborbericht IPP 1/16 Januar 1964
Spektroskopische Messung der Elektronendichte
und Temperatur beim Hohlpinch.

- [9] A. Gatterer und J. Junkers
Specola Vaticana 1956
Arc Spektrum of Iron
- [10] R. W. Pearse A. G. Gaydon
Chapman and Hall LTD London 1950 135, 263
The Identification of Molekular Spectra.
- [11] F. Ullrich Laborbericht in Vorbereitung
- [12] W. J. Karzas, R. Latter
Hydrogen Bound - Free Gaunt Factord RM - 2091
- Aeg (1958)
Free - Free Gaunt Factors RM - 2010 - AEG (1957)
- [13] A. Eberhagen Laborbericht in Vorbereitung