

Die Strahlungsverluste eines Z-Pinches  
hoher Dichte

(Radiation Losses of a High Density Z-  
Pinch)

M. Kaufmann

IPP 1/86

August 1968

**INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

## Die Strahlungsverluste eines Z-Pinches hoher Dichte

Abstract

(Radiation Losses of a High Density Z-Pinch)

M. Kaufmann

IPP 1/86

August 1968

*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.*

Abstract

The radiative losses of a high density z-pinch ( $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) were investigated experimentally. When the compressed column has a temperature of 10 eV, the radiative losses were determined by a special measuring method in which the vacuum UV radiation was resolved in time and recorded by means of an open photodiode. This method also involved absolute, but time integrated measurement of the radiation by means of a thermopile. It was possible to achieve a certain resolution of the radiation wavelength by filling a volume between the light source and the detectors with various absorbing gases in succession. The radiative losses of the pinch were determined from these measurements by deconvolution. It was found that the major part of the internal energy of the plasma was lost by radiation.

## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die z-Pinch-Entladung bei hohen Drucken	3
3. Ein Messverfahren zur Strahlungsverlustmessung	8
4. Die zeitaufgelöste Messung	11
5. Die Absoluteichung durch eine Thermosäule	16
6. Ergebnisse der Fotozellenmessungen	22
7. Ergebnisse der Thermoelementmessungen	26
8. Auswertung der Messergebnisse, Ergebnisse der Strahldichtemessungen	30
9. Die Ermittlung der Strahlungsverluste und ihr Einfluss auf die Entladung	40

## Anhang

Zur Statistik dichter Plasmen

Literaturverzeichnis

47  
51

## 1. Einleitung

Bei Abschätzungen über die Möglichkeit, Plasmen in bestimmten Zustandsbereichen zu erzeugen, sind in einer Reihe von Arbeiten die Energieverluste durch Strahlung als begrenzendes Hindernis in Betracht gezogen worden [1,2,3]. Solche Abschätzungen betreffen insbesondere den Temperaturbereich oberhalb von 1 keV bei Teilchendichten bis zu  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Bei den bisher erreichten Halterungsdauern spielen in dem genannten Zustandsbereich die Strahlungsverluste wahrscheinlich noch keine entscheidende Rolle. Vorläufige Untersuchungsergebnisse am Theta-Pinch lassen vermuten, dass Verluste durch Wärmeleitung dominierend sind [4]. Es scheint jedoch notwendig, den Strahlungsverlusten in Zukunft erhöhte Aufmerksamkeit zu widmen, da sie mit zunehmender Halterungsdauer sicher stärkeren Einfluss erhalten werden.

Unabhängig hiervon wurden jedoch Plasmen auch in Zustandsbereichen erzeugt, bei denen starke Strahlungsverluste auftreten. Im allgemeinen nehmen die Strahlungsverluste bezogen auf die innere Energie bei zunehmender Dichte und abnehmender Temperatur zu. Es ist aber gerade interessant, Plasmen hoher Dichte von nicht besonders hoher Temperatur zu studieren, da hier besondere kollektive Effekte auftreten.

Der interessierende Zustandsbereich ist dadurch gekennzeichnet, dass nur wenige Teilchen oder weniger als ein Teilchen im Debye-volumen enthalten sind. Der Begriff des Debye-volumens verliert damit seinen Sinn. Durch den Fortfall der Voraussetzung, dass viele Teilchen im Debye-volumen enthalten sind, werden die Ergebnisse einer Reihe von theoretischen Herleitungen unsicher. Die theoretische Behandlung wichtiger Eigenschaften solcher Plasmen auf allgemeinerer Grundlage ist in der Entwicklung begriffen. Als wichtige Fragen, die für diesen Bereich gelöst werden müssen, seien hier die Korrelationsfunktionen genannt, damit verbunden die Zustandsgleichung und die Erniedrigung der Ionisierungsenergie

weiter die Theorie der Lichtstreuung, die Verbreiterung von Linien und die Abstrahlung aus dem Kontinuum.

Ein geeignetes Experiment, welches es gestattet, ein Plasma von etwa 10 eV im Bereich hoher Dichte zu erzeugen, wurde von H. Zwicker und U. Schumacher beschrieben [5]. Eine z-Pinch-Kompression relativ hoher Ausgangsdichte führt während der ersten maximalen Kompression zu einer Dichte von etwa  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Damit sind schon die Grenzen der Gültigkeit der Debyetheorie erreicht, wenn nicht schon überschritten<sup>+)</sup> . Es kann also daran gedacht werden, an solchen oder ähnlichen experimentellen Anordnungen Untersuchungen durchzuführen, die speziell Effekte hoher Dichte erfassen und den Vergleich mit theoretischen Ergebnissen zulassen.

Wie schon erwähnt, entstehen nun für Plasmen in solchen Zustandsbereichen hohe Strahlungsverluste. Grobe Abschätzungen zeigen, dass diese Verluste in der Größenordnung der inneren Energie liegen müssen. Damit ist aber schon eine starke Beeinflussung des Entladungsablaufes durch diese Verluste anzunehmen. Genaueres Verständnis des Entladungsablaufes, notwendig sowohl für den Vergleich mit theoretischen Vorstellungen als auch für die Erweiterung experimenteller Untersuchungen z.B. in dem Bereich noch höherer Dichte, machen also eine Kenntnis der Strahlungsverluste notwendig. Neben einer sicher aufwendigen numerischen Berechnung dieser Verluste, bietet sich der Weg einer experimentellen Untersuchung dieser Verluste an. In der vorliegenden Arbeit wurde ein nicht besonders aufwendiger Weg beschritten, diese Strahlungsverluste zu messen.

Das hierzu entwickelte Messverfahren ist auch über den engen Bereich der Zielsetzung hinaus anwendbar und kann nach entsprechenden Modifikationen auch zu Strahlungsverlustmessungen an extrem

---

<sup>+)</sup> Das untersuchte Heliumplasma ist bei einer Ionendichte von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und einer Temperatur von 10 eV doppelt ionisiert und enthält im Debyevolumen nur etwa ein Ion und zwei Elektronen (vgl. [8])

heissen Plasmen herangezogen werden.

Im folgenden wird die untersuchte Entladung kurz beschrieben, und das Messverfahren dargestellt. Anschliessend werden die gewonnenen Messresultate in ihrem Einfluss auf die Entladung diskutiert. Abschliessend werden einige theoretische Ergebnisse für den interessierenden Zustandsbereich kurz erörtert.

## 2. Die z-Pinch-Entladung bei hohen Drucken

H. Zwicker und U. Schumacher [5] haben für den z-Pinch gezeigt, dass bei gegebenen Parametern einer Stosstrombatterie für einen ausgezeichneten Anfangsdruck der Entladung eine maximale Dichte der komprimierten Säule erreicht wird. Dieser ausgezeichnete Anfangsdruck ist dadurch charakterisiert, dass die Zeit bis zur ersten Kompression nahezu die Dauer der ersten Halbwelle des Entladungsstromes erreicht. Die Batterie leistet damit während der ersten Halbwelle maximale Beschleunigungsarbeit am Plasma. Ein wesentlicher Teil der Batterieenergie wird in kinetische Energie des Plasmas überführt. Im Moment der ersten maximalen Kompression wird diese Energie in kinetische Energie des Plasmas umgewandelt. Der Entladungsverlauf der zitierten Untersuchung ist weiterhin dadurch gekennzeichnet, dass sich eine Stosswelle nicht deutlich von der stromführenden Schicht ablöst. Die stromführende Schicht komprimiert mit auf die Achse, ohne dass aussen eine Wiedertzündung einsetzt. Dieser Umstand dürfte wesentlich zur Erzielung der hohen Kompression beitragen.

In der vorliegenden Untersuchung wurde eine sehr ähnliche experimentelle Anordnung benutzt, sodass mit nahezu gleichem Entladungsablauf zu rechnen ist. Es wurde eine Batterie mit folgenden Parametern verwendet: Kapazität  $40 \mu\text{F}$ , Anfangsinduktivität  $62 \text{ nH}$ , Ladespannung  $30 \text{ kV}$  entsprechend einer Batterieenergie von  $18 \text{ kJ}$ . Das Entladungsgefäss hatte einen Durchmesser von  $20 \text{ cm}$  und eine

Länge von 50 cm. Die Untersuchung wurde mit Helium als Entladungsgas durchgeführt. Für diese Bedingungen liegt der ausgezeichnete Druck, bei dem während der Kompressionsphase eine maximale Dichte erreicht wird, bei 1,5 Torr entsprechend einer Füll-dichte von  $5,3 \cdot 10^{16}$  Atomen pro  $\text{cm}^3$ .

In der Abb. 1 sind Entladungstrom  $I_z$  und Spannung  $U$  am Entladungsgefäß für diese Bedingungen in ihrem zeitlichen Verlauf dargestellt. Ebenso sind zur Verdeutlichung der guten Ankopplung der Stosstrombatterie an die Entladung die Leistung  $N = I_z \cdot U$  und die Energie  $\int_0^t N dt$  wiedergegeben. In der ersten Halbwelle sind Strom und Spannung so weitgehend in Phase, dass nur ein unwesentlicher Energiebetrag wieder in die Kondensatoren der Batterie zurück-schwingt.

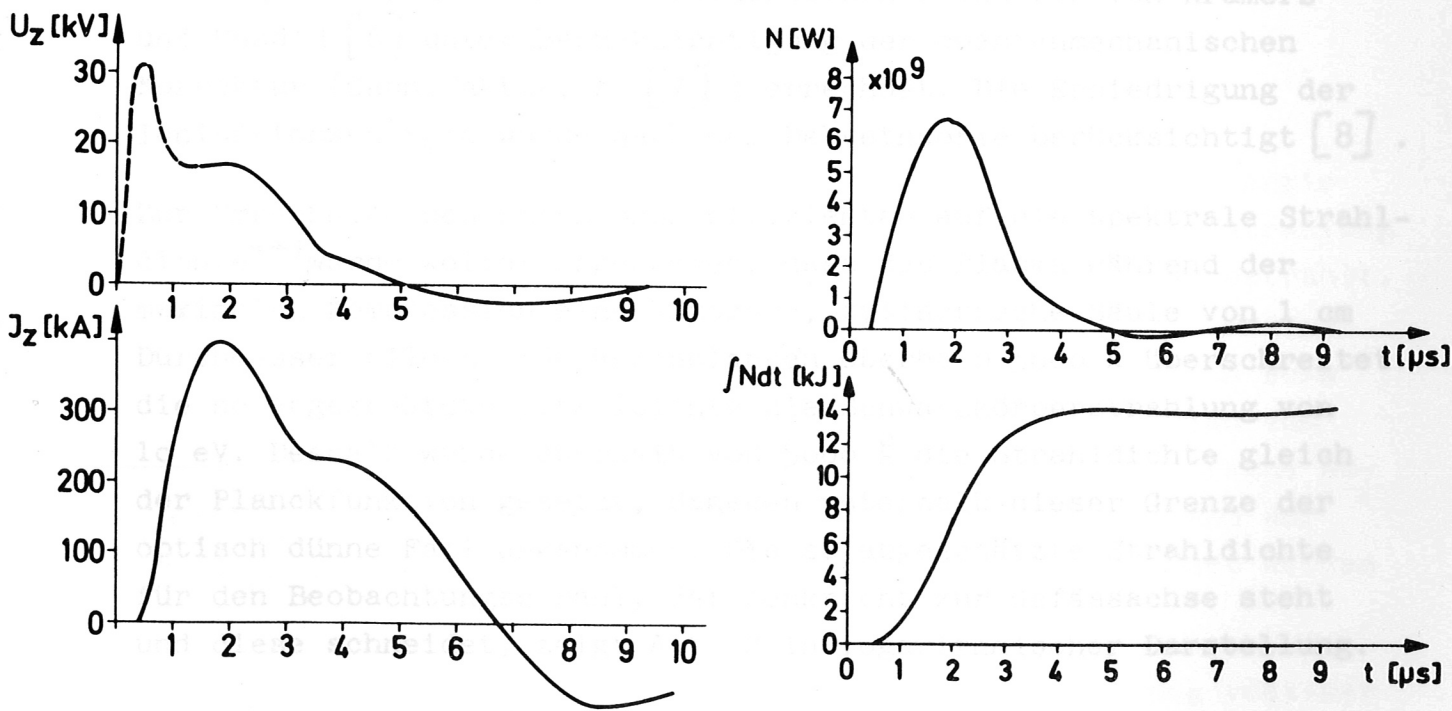


Abb. 1



Es soll im folgenden eine grobe Abschätzung durchgeführt werden, die verdeutlicht, dass in der untersuchten Entladung ein wesentlicher Teil der inneren Energie des Plasmas durch Abstrahlung verloren geht. Den Ausgangspunkt bilden spektroskopische Bestimmungen der Zustandsgrößen, die für ähnliche Entladungsparameter<sup>+</sup>) durch Messung der Kontinuumsstrahlung im Sichtbaren und im Quarz-UV durchgeführt wurden [5]. Die Messungen ergaben für den Zeitpunkt maximaler Kompression auf der Achse eine Temperatur von etwa 10 eV und eine Elektronendichte von ungefähr  $2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ .

Die Sahagleichung zeigt für diesen Zustandsbereich, dass praktisch nur doppelt ionisiertes Helium vorliegt. Die Abschätzung wurde auf die HeII-Kontinuumsstrahlung, verursacht durch frei-frei und frei-gebunden Übergänge der Elektronen, beschränkt. Der Emissionskoeffizient wurde nach der halbklassischen Theorie von Kramers und Unsöld [6] unter Berücksichtigung der quantenmechanischen Korrektur (Gauntfaktor, s. [7]) errechnet. Die Erniedrigung der Ionisationsenergie wurde nach der Debyetheorie berücksichtigt [8].

Zur Umrechnung des Emissionskoeffizienten auf die spektrale Strahldichte<sup>++)</sup> wurde weiter angenommen, dass das Plasma während der maximalen Kompression eine homogene, zylindrische Säule von 1 cm Durchmesser bildet. Für Wellenlängen oberhalb 5000 Å überschreitet die so abgeschätzte Strahldichte die Schwarzkörperstrahlung von 10 eV. Deshalb wurde oberhalb von 5000 Å die Strahldichte gleich der Planckfunktion gesetzt, dagegen unterhalb dieser Grenze der optisch dünne Fall angenommen. Die so abgeschätzte Strahldichte für den Beobachtungsstrahl, der senkrecht zur Gefässachse steht und diese schneidet, zeigt Abb. 2 in logarithmischer Darstellung.

<sup>+</sup>) Die Ladespannung betrug 31 kV, die Anfangsinduktivität 60 nH.

<sup>++)</sup> Energie pro Zeit, Senderfläche, Raumwinkel und Wellenlänge

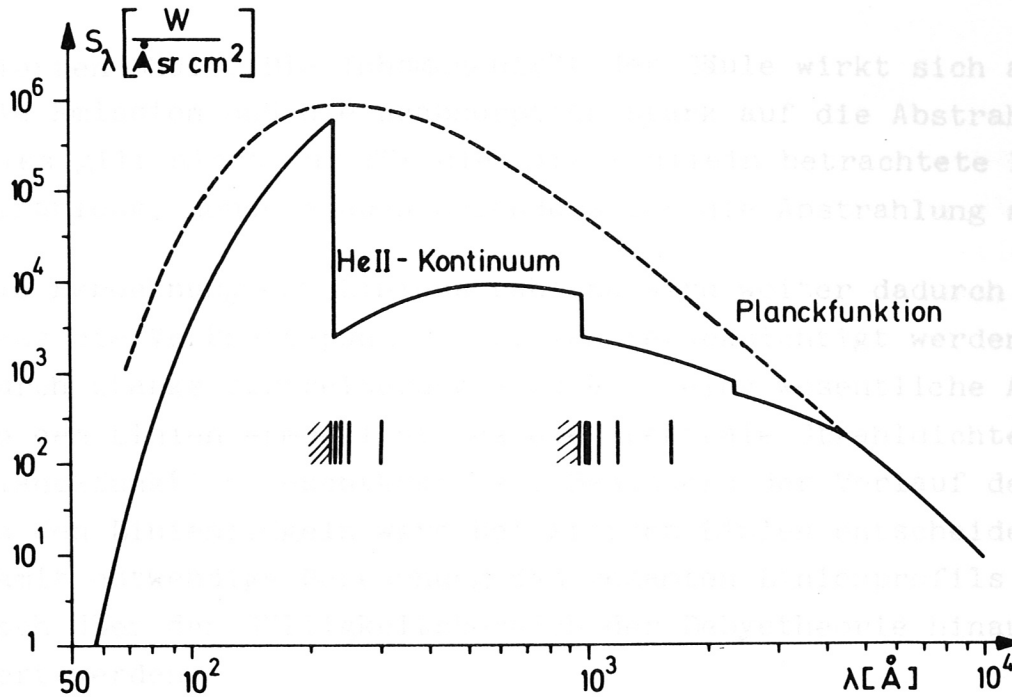


Abb. 2

Deutlich ist zu erkennen, dass der wesentliche Teil der Energie im Vakuum-UV abgestrahlt wird. Legt man eine Dauer der Abstrahlung von 200 ns zu Grunde, so wird eine Energie von 3,6 kJ abgestrahlt. Demgegenüber beträgt die innere Energie der betrachteten Plasmasäule 2,8 kJ in Form von thermischer Energie und 4,9 kJ in Form von Ionisierungsenergie. Die abgestrahlte Energie ist also von vergleichbarer Grösse mit der inneren Energie. Diese einfache Abschätzung zeigt bereits, dass der Entladungsablauf während der ersten Kompression stark durch die Abstrahlung beeinflusst werden muss.

Um die Beeinflussung der Entladung durch die Abstrahlung präziser erfassen zu können, ist es offensichtlich notwendig die Strahlungsverluste genauer zu ermitteln. Der Berechnung dieser Verluste stehen jedoch erhebliche Schwierigkeiten entgegen.

Zunächst bedarf es hierzu der Kenntnis der zeitlichen und räumlichen Verteilung von Temperatur und Dichte innerhalb der komprimierten

mierten Säule. Die Inhomogenität der Säule wirkt sich aber über die Emission und die Reabsorption stark auf die Abstrahlung aus. Dies gilt nicht nur für die bisher allein betrachtete Kontinuumsstrahlung, sondern auch besonders für die Abstrahlung aus Linien.

Die Berechnung der Linienstrahlung wird weiter dadurch erschwert, dass die Verbreiterung der Linien berücksichtigt werden muss. Nur durch starke Verbreiterung wird erst eine wesentliche Abstrahlung in den Linien ermöglicht, da die spektrale Strahldichte durch die Planckfunktion beschränkt ist. Besonders der Verlauf des Profils in den Linienflügeln wird bei starken Linien entscheidend. Die damit notwendige Berechnung des gesamten Linienprofils müsste jedoch über den Gültigkeitsbereich der Debyetheorie hinaus erweitert werden.

Bei der Bestimmung der Linienstrahlung darf der Anteil der Verunreinigungslinien nicht vernachlässigt werden. Zeitaufgelöste Spektren im Sichtbaren und im Quarz-UV lassen deutlich Sauerstoff, Silizium und Kohlenstoff als Verunreinigungen erkennen [9]. Diese Verunreinigungen werden bevorzugt in der Zündphase und während der Kompression in das Füllgas gelangen und infolge der geringen freien Weglänge im Grundgas nicht gleichverteilt sein.

Diese Aufzählung der wichtigsten Punkte lässt erkennen, dass zur Berechnung der Strahlungsverluste genaue Kenntnis der Entladung, eine umfangreiche theoretische und eine nicht minder umfangreiche numerische Arbeit erforderlich sind. Hierin wird eine Rechtfertigung für eine experimentelle Bestimmung der Strahlungsverluste gesehen. Es war das Ziel der vorliegenden Untersuchung, eine solche Bestimmung durchzuführen und dabei nach einer relativ einfachen Methode zu suchen. Im folgenden Abschnitt wird das Messverfahren beschrieben.

### 3. Ein Messverfahren zur Strahlungsverlustmessung

Bei der Festlegung des Messverfahrens musste davon ausgegangen werden, dass unabhängig von genaueren Vorstellungen über das Spektrum im einzelnen allein auf Grund der Planckfunktion der Hauptbeitrag der Strahlungsverluste im Vakuum-UV erwartet werden kann. Es wurde deshalb angestrebt, die Vakuum-UV-Strahlung räumlich und zeitlich aufgelöst zu messen.

Eine zusätzliche Wellenlängenauflösung der Strahlung war zwar zum besseren Verständnis erwünscht, stand aber nicht im Mittelpunkt des Interesses. Das naheliegende Verfahren, die UV-Strahlung nach einer Zerlegung durch Gitterspektrographen in Rowland-aufstellung und mit schrägem Einfall absolut und zeitaufgelöst zu messen, erschien daher zu aufwendig.

Der wellenlängenintegrierte aber zeitlich aufgelöste und absolute Wert der Strahlung ist bei einem solchen Gitterspektrographen nur schwierig zu erhalten. Bei fotografischer Registrierung der Strahlung bereitet die Zeitauflösung und die mangelnde Linearität der Schwärzung Schwierigkeiten. Bei Registrierung durch Fluoreszenz und SEV muss das Spektrum schrittweise abgetastet werden. Für die Ermittlung der Absolutwerte muss in jedem Fall neben der Empfindlichkeit des Detektors die Durchlässigkeit des Spektrographen bekannt sein, oder es muss die zu messende Strahldichte mit der im ganzen Wellenlängenbereich bekannten Strahldichte einer Eichlichtquelle verglichen werden.

Für die hier beschriebenen Messungen wurde dagegen der im folgenden beschriebene Weg beschritten. Um eine grobe Auskunft über die spektrale Verteilung der Strahlung zu erhalten, wurde ein Absorptionsverfahren benutzt. Hierzu wurden verschiedene Schichten mit einem Absorptionsvermögen, welches stark von der Wellenlänge abhing, zwischen die Entladung und den Detektor gebracht. Aus der Abhängigkeit des Detektorsignals von Art und Stärke der absorbierenden Schicht konnte dann auf die spektrale Verteilung der

Strahlung geschlossen werden. Derartige Messungen sind an heissen Plasmen im weichen Röntgengebiet zur Bestimmung des Abfalls der Kontinuumsstrahlung bereits durchgeführt worden [10] .

Für die Messung in einem hier wesentlich langwelligeren Bereich ergaben sich spezielle Anforderungen an die Durchführung des Verfahrens. Als absorbierende Schicht erwiesen sich Folien als ungeeignet. Ausreichend dünne Metallfolien sind mechanisch zu wenig stabil, da Schichtdicken von weniger als  $1000 \text{ \AA}$  für gute Durchlässigkeit notwendig gewesen wären. Einigermassen stabile, dünne organische Häutchen liessen sich zwar herstellen, sie zeigten jedoch Alterungserscheinungen, die sich auf Stabilität und Durchlässigkeit auswirkten. Nachteilig ist ausserdem bei Benutzung einer Folie die mangelnde Kenntnis der Absorptionskoeffizienten. Es ist in diesem Wellenbereich nicht wie im härteren Röntgengebiet möglich, die Koeffizienten aus der chemischen Summenformel zu berechnen, da die Hüllenelektronen für die Absorption entscheidend werden.

Um die genannten Schwierigkeiten zu vermeiden, wurde auf eine feste Trenn- und Absorptionsschicht zwischen Entladung und Detektor ganz verzichtet und es wurden Edelgase als absorbierendes Medium benutzt. Der Absorptionskoeffizient der Edelgase ist bis auf wenige Ausnahmen bekannt und das Absorptionsvermögen lässt sich leicht aus der Flächendichte bestimmen.

Die im Vakuum-UV übliche Registrierung der Strahlung durch eine Fluoreszenzschicht und SEV konnte bei Benutzung einer gasförmigen Absorptionsschicht allerdings nicht eingesetzt werden, da hierbei die nicht absorbierte sichtbare Strahlung störte. Eine Fotozelle, deren Kathode ein Metall mit hoher Austrittsarbeit bildet, stellte dagegen eine Detektor mit geeigneter Selektion dar. Die Empfindlichkeit gereinigter Metalloberflächen hoher Austrittsarbeit fällt

oberhalb  $1000 \text{ \AA}$  stark ab. Eine solche Fotozelle arbeitet mit sehr guter Zeitauflösung und mit einer für die vorliegende lichtstarke Entladung ausreichenden Empfindlichkeit.

Die Quantenausbeute ist für viele Metalle im interessierenden Wellenlängenbereich ungefähr bekannt, aber stark von Verunreinigungen der Oberfläche abhängig. Daher ist ein zusätzliches absolutes Messverfahren erforderlich. Wegen der leichten Absorbierbarkeit der Strahlung im Vakuum-UV an geschwärzten Oberflächen bietet sich die absolute Messung der Strahlung durch eine Thermosäule an. Stationäre Messungen im Vakuum-UV wurden mehrfach [11,12] mit einer Thermosäule durchgeführt. Die Nachteile derartiger Messungen liegen in der schlechten Zeitauflösung und der geringen Empfindlichkeit. Auf eine Zeitauflösung wurde daher bei dieser absoluten Messung verzichtet und die Strahlung der Entladung ballistisch registriert. Dadurch bestand auch die Möglichkeit, die sehr kleine Thermospannung zu einem Zeitpunkt zu messen, zu dem die elektromagnetischen Störungen der Entladung weitgehend abgeklungen waren.

Zusammenfassend resultierte folgendes Messprinzip. Der Fotozellenstrom  $I_F$  ergibt sich aus der Strahldichte  $S$  bei Kenntnis des Streuquerschnitts  $\sigma$  und der Flächendichte  $N$  durch die Integralbeziehung:

$$I_F(n, N, t) = \int E(\lambda) S(\lambda, t) e^{-\sigma(\lambda) N} d\lambda \quad (1)$$

Dabei bedeuten  $t$  die Zeit,  $\lambda$  die Wellenlänge, der Index  $n$  kennzeichnet die Gasart und  $E(\lambda)$  stellt einen wellenlängenabhängigen Eichfaktor dar. Durch Lösung dieser Integralgleichung erhält man aus dem gemessenen Strom  $I_F$  das Produkt  $E(\lambda) \cdot S(\lambda, t)$ . Der Eichfaktor lässt sich durch eine zusätzliche Integralgleichung eliminieren:

$$U_T(n, N) = A \int S(\lambda, t) e^{\sigma_2(\lambda) N} d\lambda dt \quad (2)$$

Dabei ist  $U_T$  die Thermospannung und A der Eichfaktor des Thermo-  
elementes, der sich durch Bestrahlung mit einer Eichlichtquelle  
im Sichtbaren bestimmen lässt.

Im folgenden werden die beiden Messungen, die zeitaufgelöste  
Registrierung und der Absolutanschluss, genauer beschrieben. Das  
Verfahren zur Lösung der Integralgleichungen wird im Zusammenhang  
mit der Auswertung der Messwerte erörtert.

#### 4. Die zeitaufgelöste Messung

Die Entladung wurde von der Seite beobachtet. Dazu wurden an zwei  
gegenüberliegenden Seiten des Gefäßes Bohrungen von 15 mm Durch-  
messer angebracht<sup>+)</sup>. Abb. 3 zeigt den prinzipiellen Aufbau der  
gesamten Messanordnung. Die Vorrichtung war um den Eintrittsspalt  
schwenkbar angeordnet, so dass die komprimierte Säule senkrecht  
zur Achse abgetastet werden konnte.

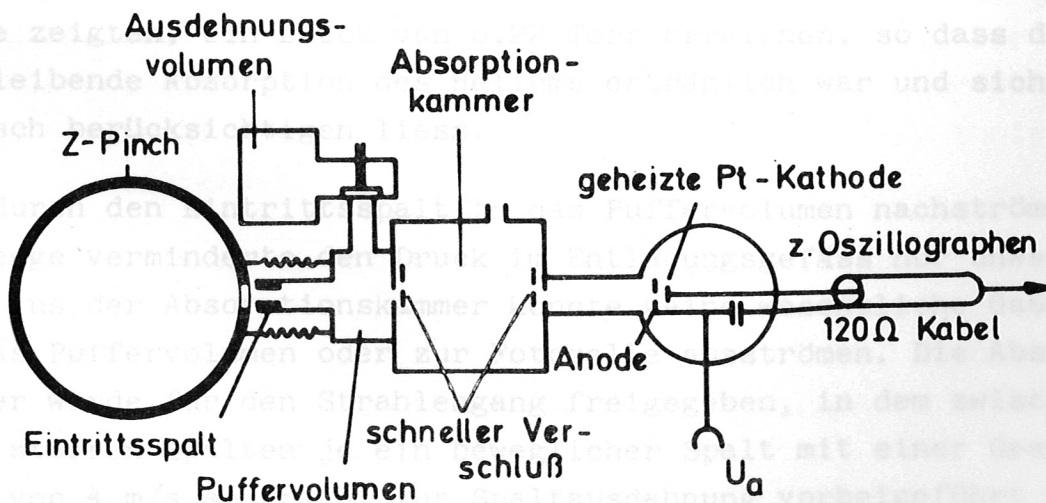


Abb. 3

<sup>+)</sup> Von U. Schumacher durchgeführte photographische Momentaufnahmen  
zeigten keinen starken Einfluss solcher Bohrungen auf die kom-  
primierte Säule.

Der Eintrittsspalt von  $0,5 \times 2$  mm und ein zweiter Spalt am Ausgang der Absorptionskammer (in Richtung zur Fotozelle) von  $0,8 \times 8$  mm ergaben eine Ortsauflösung senkrecht zur z-Achse von  $1,1$  mm. Die Spaltoptik hatte zur Folge, dass der Öffnungswinkel nicht über die ausgeblendete Senderfläche von  $1,1 \times 7$  mm konstant war. Abb. 4 zeigt für einzelne Punkte und Bereiche eines Viertels der Senderfläche den Öffnungswinkel. Der mittlere Öffnungswinkel betrug  $1,08 \times 10^{-5}$  sr.

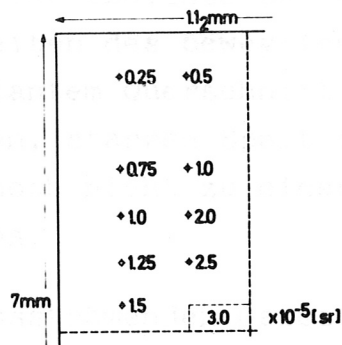


Abb. 4

Um die Absorption durch das Entladungsgas Helium im Puffervolumen<sup>+)</sup> zwischen Eintrittsspalt und Absorptionskammer niedrig zu halten, wurde dieses Volumen kurz vor der Entladung evakuiert. Durch plötzliches Ausströmen in ein ausreichend evakuiertes, grosses Volumen liess sich, wie Rechnung und Messung mit einer Ionisationsröhre zeigten, ein Druck von  $0,22$  Torr erreichen, so dass die verbleibende Absorption des Heliums erträglich war und sich rechnerisch berücksichtigen liess.

Die durch den Eintrittsspalt in das Puffervolumen nachströmende Gasmenge verminderte den Druck im Entladungsgefäss nur unwesentlich. Auch aus der Absorptionskammer konnte keine wesentliche Gasmenge in das Puffervolumen oder zur Fotozelle ausströmen. Die Absorptionskammer wurde für den Strahlengang freigegeben, in dem zwischen je zwei starren Spalten je ein beweglicher Spalt mit einer Geschwindigkeit von  $4$  m/s senkrecht zur Spaltausdehnung vorbeigeführt wurde.

<sup>+) Neben technischen Gründen war dies Puffervolumen notwendig, um mit Sicherheit ein Eindringen des Absorptionsgases in das Entladungsgefäss zu verhindern.</sup>



In der Öffnungszeit von maximal 0,7 ms konnten bei Helium<sup>+)</sup> als Füllgas etwa 2 cm<sup>3</sup> ins Vakuum ausströmen. Dieser Wert wurde sowohl experimentell als auch durch Abschätzung für die reibungsbehaftete Strömung erhalten<sup>++)</sup>. Bei guter Justierung wurde der Strahlengang schon etwa 0,2 ms nach dem ersten Öffnen der Spalte freigegeben und die Entladung ausgelöst, so dass bis zum Zeitpunkt der Messung eine wesentlich geringere Gasmenge ausgeströmt war.

Um einen Einfluss des Ausströmens des Gases auf die für die Absorption massgebliche Flächendichte zu unterdrücken, wurden die starren Spalte zu beiden Seiten des beweglichen Spaltes mit in Beobachtungsrichtung konstantem Querschnitt ausgebildet. Ein Überströmen aus dem gasgefüllten, starren Spalt in den evakuierten, starren Spalt führte also noch nicht zu einer Änderung der Flächendichte des Absorptionsgases.

Eine Auswirkung ausströmenden Gases auf die Fotozelle konnte nicht beobachtet werden. Bis zu einer Arbeitsspannung von 1,0 kV zeigte sich keine Gasverstärkung, so dass bei der normalen Arbeitsspannung von 0,8 kV ein Einfluss ausgeschlossen werden konnte.

Als Absorptionsgase wurden die Edelgase Helium bis Xenon benutzt. Diese Gase sind besonders für den vorliegenden Zweck geeignet, da sie auf Grund ihrer atomaren Struktur und der aufgefüllten äusseren Schale einen weitgehend kontinuierlichen Verlauf des Absorptionskoeffizienten zwischen den Kanten besitzen. Der Verlauf des Absorptionskoeffizienten gestattet mit ansteigender Ordnungszahl stufenweise die Teile des Spektrums zwischen den Ionisationsgrenzen auszublenden.

Die der Auswertung zu Grunde liegenden Absorptionskoeffizienten wurden den neueren Untersuchungen von Samson und anderen Autoren entnommen [13-18]. Sie sind in Abb. 5 dargestellt. Absorption in Linien wurde vernachlässigt, da wegen der geringen Verbreiterung

<sup>+) Helium hat den niedrigsten Widerstand der benutzten Gase.</sup>

<sup>++) Durch die Ausdehnung der Spalte in Beobachtungsrichtung war die Strömung wesentlich reibungsbehaftet.</sup>

kein wesentlicher Beitrag zur Absorption zu erwarten ist. Ebenso wurden besondere Strukturen des Absorptionsspektrums, die zum Beispiel auf Autoionisation zurückzuführen sind, nicht berücksichtigt<sup>+</sup>). (siehe Abb. 5, Seite 15)

Der vom Hersteller angegebene Reinheitsgrad der Gase liess keine Beeinflussung des Absorptionskoeffizienten durch Verunreinigungen zu.

Die Kathode der Fotozelle bildete ein Platinband. Es wurde beobachtet, dass in der Folge zahlreicher Entladungen Verunreinigungen durch die Messanordnung hindurchdiffundierten. Um trotzdem eine reproduzierbare Quantenausbeute der Kathodenfläche zu sichern, wurde die Platinkathode bei einem Vakuum von mindestens  $10^{-5}$  Torr ständig auf beginnende Rotglut erhitzt. Die Konstanz der Temperatur wurde durch Heizstrom- und Heizspannungsmessung gesichert.

Das fotoelektrische Messsignal wurde von der erhitzten Kathode abgegriffen, da es sich gezeigt hatte, dass die Anode auch Fotoelektronen registrierte, die an anderen Stellen erzeugt waren. Besonders die letzte, bündelbegrenzende Blende vor der Anode erwies sich hier als Störquelle. Um die gute Zeitauflösung der Messung nicht zu beeinträchtigen, wurde die Heizung der Kathode unmittelbar vor der Entladung abgetrennt. Die Temperatur der Kathode hatte sich bis zur Messung praktisch noch nicht geändert.

Die hohe Anodenspannung von 800 V schloss Raumladungseffekte aus. Der Fotostrom bewegte sich in der Grössenordnung von einigen Milliampere, sodass keine Verstärkungsprobleme auftraten und eine Zeitauflösung von mindestens 20 ns erreicht wurde.

Die zeitliche Zuordnung der fotoelektrischen Signale einzelner Entladungen wurde durch gleichzeitige Registrierung der zweiten Ableitung des Entladungsstromes erreicht, die während der Kompression einen charakteristischen Verlauf aufwies.

---

<sup>+</sup>) Ausgenommen das Verhalten des Absorptionskoeffizienten von Xenon bei der Ionisationsgrenze.

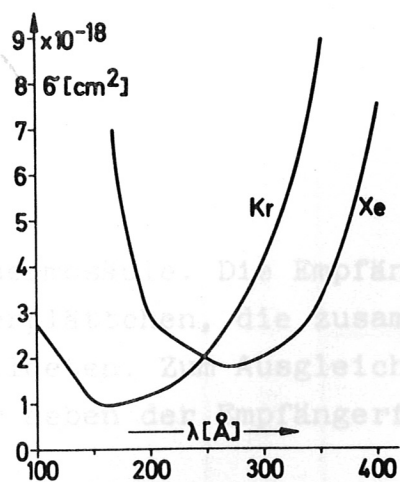
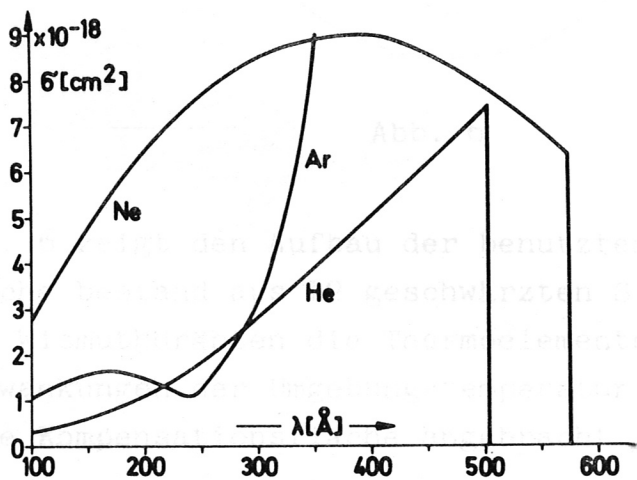
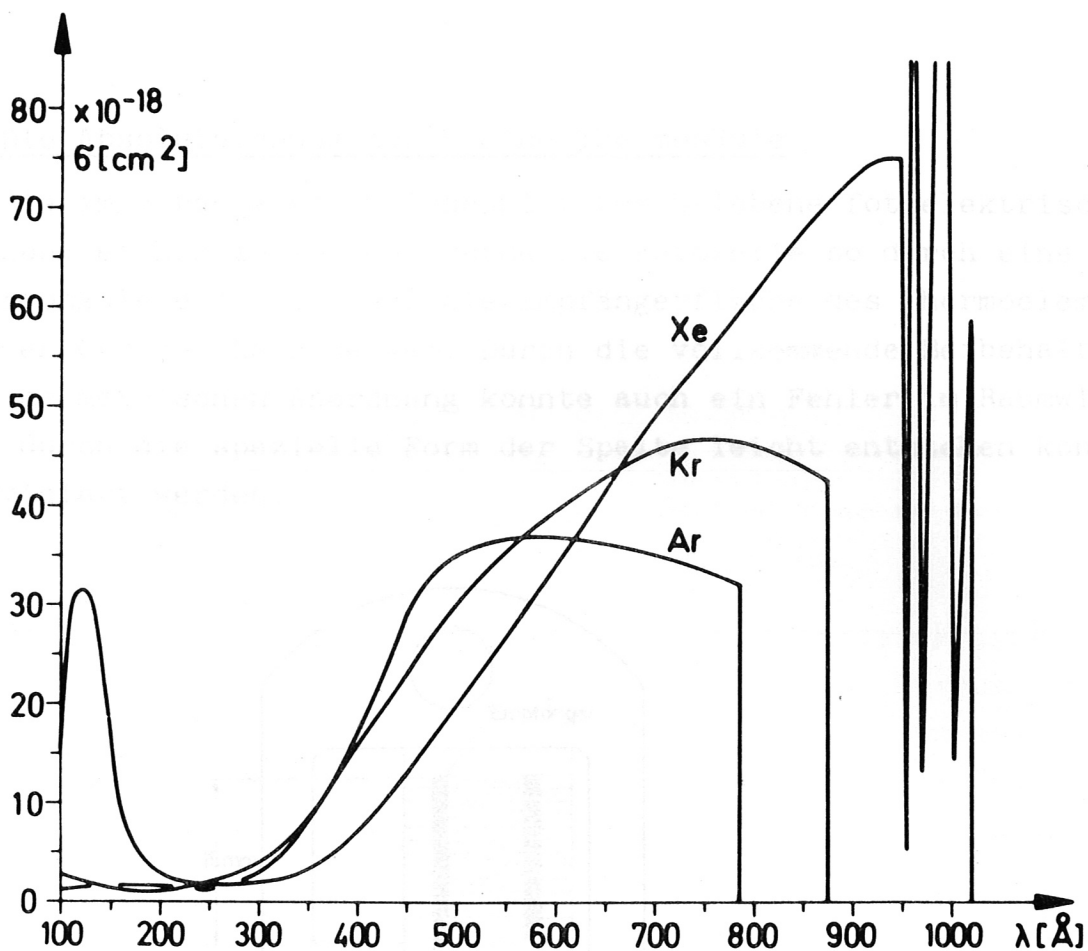


Abb. 5

Eine gewisse Schwierigkeit lag in der Messung der niedrigen Thermospannung, die im Bereich von  $0,1$  bis  $1,0 \mu\text{V}$  erwartet werden konnte. Dies wird besser deutlich, wenn man den zeitlichen Verlauf des Thermosignals betrachtet. Das Thermoelement wird an sonnenbestrahlter Stelle innerhalb einer Zeit von  $1 \mu\text{s}$  erhitzt. Nach dem Abschalten der Bestrahlung wird sich die zugeführte Wärme auf der Empfängerfläche ausgeglichen haben. Die sich dann

### 5. Die Absoluteichung durch eine Thermosäule

Um die im vorangehenden Abschnitt beschriebene fotoelektrische Messung eichen zu können, wurde die Fotozelle so durch eine Thermosäule ersetzt, dass die Empfängerfläche des Thermoelementes an den Ort der Kathode kam. Durch die vollkommene Beibehaltung der geometrischen Anordnung konnte auch ein Fehler im Raumwinkel, der durch die spezielle Form der Spalte leicht entstehen konnte, eliminiert werden.

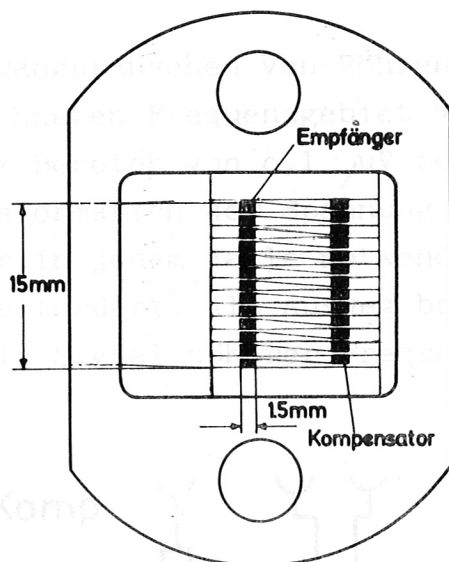


Abb. 6

Abb. 6 zeigt den Aufbau der benutzten Thermosäule. Die Empfängerfläche bestand aus 12 geschwärzten Silberplättchen, die zusammen mit Wismuthdrähten die Thermoelemente bildeten. Zum Ausgleich von Schwankungen der Umgebungstemperatur war neben der Empfängerfläche eine Kompensationsfläche angebracht.

Eine gewisse Schwierigkeit lag in der Messung der niedrigen Thermospannung, die im Bereich von  $0,1$  bis  $1,0 \mu\text{V}$  erwartet werden konnte. Dies wird besonders deutlich, wenn man den zeitlichen Verlauf des Thermosignals betrachtet. Das Thermoelement wird an seiner Oberfläche innerhalb einer Zeit von  $1 \mu\text{s}$  erhitzt. Nach einer Zeit von einigen Millisekunden wird sich die zugeführte Energie auf der Empfängerfläche ausgeglichen haben. Die sich dann

einstellende Thermospannung fällt mit einer Zeitkonstanten in der Grössenordnung 0,5 s durch weitere Wärmeleitung ab.

Eine Messung der Thermospannung innerhalb des ersten Zeitabschnitts von einigen zehn Millisekunden nach der Entladung erschien nicht sinnvoll, weil neben den erst zu klärenden Einstellvorgängen mit starken elektromagnetischen Störungen gerechnet werden musste. Verzichtet man aber auf eine Messung im Bereich des relativ steilen Anstiegs des Signals, so stellt sich die Aufgabe, ein sehr niederfrequentes Signal im Bereich von 1 Hz zu messen, wie es dem langsamen Abfall des Signals entspricht.

Das hohe Eingangsrauschen von Röhren- und Transistorverstärkern in dem bezeichneten Frequenzgebiet verbietet die Messung von Spannungen im Bereich von 0,1  $\mu$ V bei Frequenzen von etwa 1 Hz. Die Hochtransformation der Spannung hätte bei der niedrigen Frequenz und der in jedem Falle notwendigen Abschirmung einen grossen Aufwand erfordert. Als Ausweg bot sich die Umformung des Signals in ein Signal höherer Frequenz an.

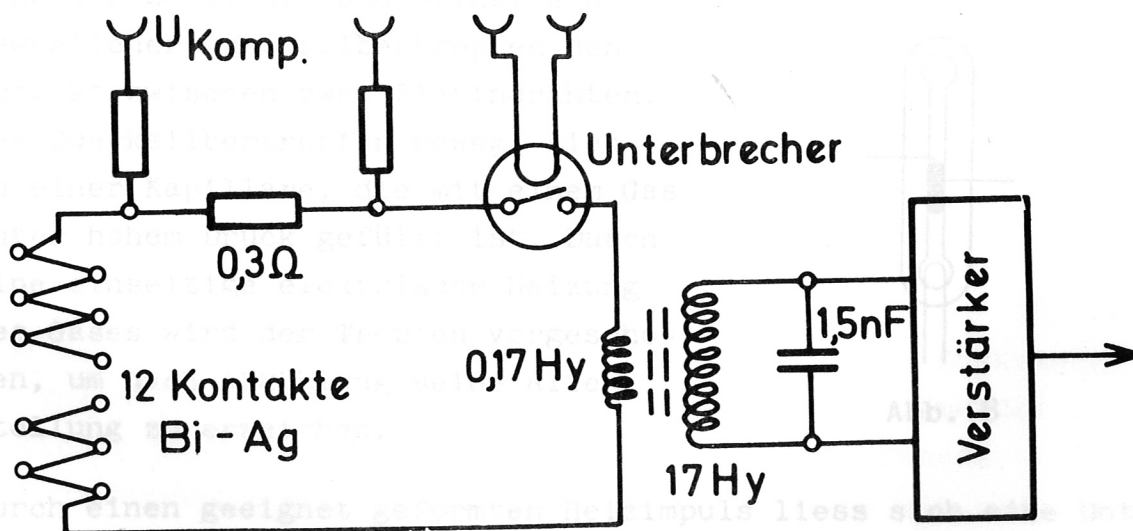


Abb. 7

Das Schaltbild Abb. 7 macht das im Prinzip einfache Verfahren deutlich [19]. Ist der Unterbrecher geschlossen, so fließt nach einer Einstellzeit ein durch die Thermospannung und die Kreiswiderstände bestimmter Strom durch die Primärseite des Transformators. Wird der Unterbrecher geöffnet, so wird durch die in der Induktivität gespeicherte Energie in dem sekundärseitigem Schwingkreis eine Schwingung angeregt. Neben der leicht weiter zu verstärkenden Schwingung von ca. 1 kHz wurde gleichzeitig eine Spannungsverstärkung von ca. 1 : 600 erreicht. Nach dem Abklingen dieser Schwingung, erneutem Schliessen des Unterbrechers und Abwarten der Einstellzeit, kann ein weiterer Zeitpunkt des **niederfrequenten** Signals abgefragt werden.

Eine Kompensationsspannung konnte zur Beseitigung von Thermofremdspannungen unmittelbar vor der Messung und zur Eichung der Verstärkung in den Kreis eingekoppelt werden.

An den Unterbrecher mussten besondere Anforderungen der Störfreiheit gestellt werden. Ein käuflicher Schalter hatte eine ausreichend niedrige Störspannung. In dem in Abb. 8 skizzierten Schalter schliesst und öffnet ein beweglicher Quecksilbertropfen den Kontakt zwischen zwei Platindrähten. Der Quecksilbertropfen bewegt sich in einer Kapillare, die mit einem Gas unter hohem Druck gefüllt ist. Durch eine einseitige elektrische Heizung des Gases wird der Tropfen vorgeschoben, um nach Abkühlung seine alte Stellung zu erreichen.

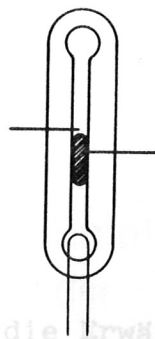


Abb. 8

Durch einen geeignet geformten Heizimpuls liess sich eine Unterbrecherfrequenz von nahezu 10 Hz erreichen. Zur Unterdrückung von Netzstörungen wurde die Unterbrechung mit 50/60 Hz betrieben und mit dem Netz synchronisiert. Wurde durch die Kompensationsspannung optimal abgeglichen, so verblieb, durch den Unterbrecher verursacht, eine Störspannung von weniger als 20 nV. Abb. 9 zeigt den typischen Verlauf des Messsignals  $U_s$  für die Thermospannung, wie

er sich nach der beschriebenen Umformung ergab. Mit einem Zeitabstand von 120 ms öffnete der Unterbrecher und regte die Schwingung von 1 kHz an. Die stark gedämpfte Schwingung ist durch Hellsteuerung des Oszillographen nur in der oberen Hälfte sichtbar.

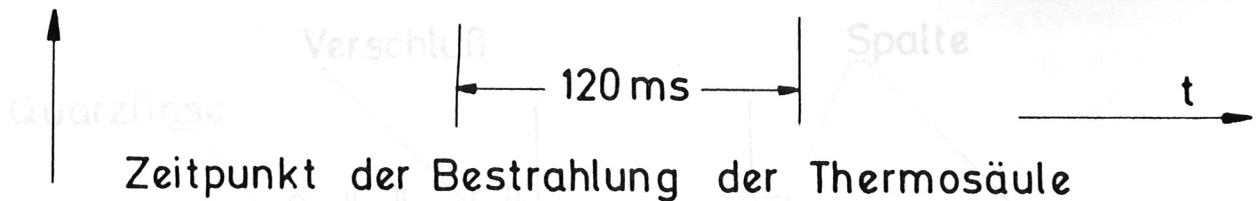
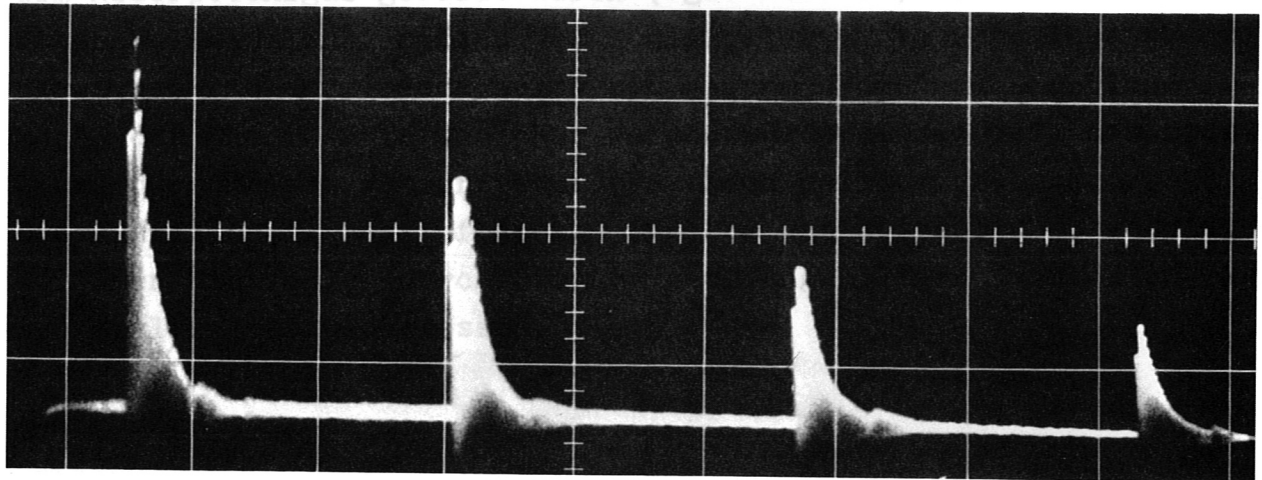


Abb. 9

Eine besondere Störung beeinflusst unmittelbar die Erwärmung der Thermosäule. Aus der Absorptionskammer ausströmendes Gas erreichte nach der Entladung innerhalb der Auflösungszeit der Thermospannung die Thermosäule und bewirkte eine unkontrollierbare Temperaturänderung. Zur Abhilfe wurde die Absorptionsstrecke bis zur Thermosäule hin verlängert, das Absorptionsgas wurde also auch in den Abschirmbehälter der Thermosäule unter gleichem Druck eingefüllt. Wegen der veränderten Zeitkonstanten für die Abkühlung der Thermosäule, musste die im folgenden beschriebene Eichung der Säule für die verschiedenen Gase und verwendeten Drucke wiederholt werden.

Die Thermosäule wurde im eingebauten Zustand durch einen Kohlebogen geeicht. Die Strahldichte der Anode des Kohlebogens ist unter bestimmten Betriebsbedingungen reproduzierbar und ausreichend genau vermessen [20]. Die Anode des Kohlebogens wurde an den Ort der Plasmasäule abgebildet, während das Entladungsgefäß und die Messanordnung mit dem Thermoelement evakuiert bzw. mit dem Absorptionsgas gefüllt waren (vgl. Abb. 10). Da im Infraroten das Emissionsvermögen des Kohlekraters, die Durchlässigkeit der Linse und der Trennscheibe zum Vakuum und das Absorptionsvermögen der Thermosäule unsicher waren, wurde dieser Teil des Spektrums durch einen Wasserfilter praktisch vollkommen unterdrückt. Die Ausfilterung des infraroten Lichtes war ausserdem notwendig, um einen Eichfehler durch Beugung des langwelligen Lichtes an den Spalten auszuschliessen.

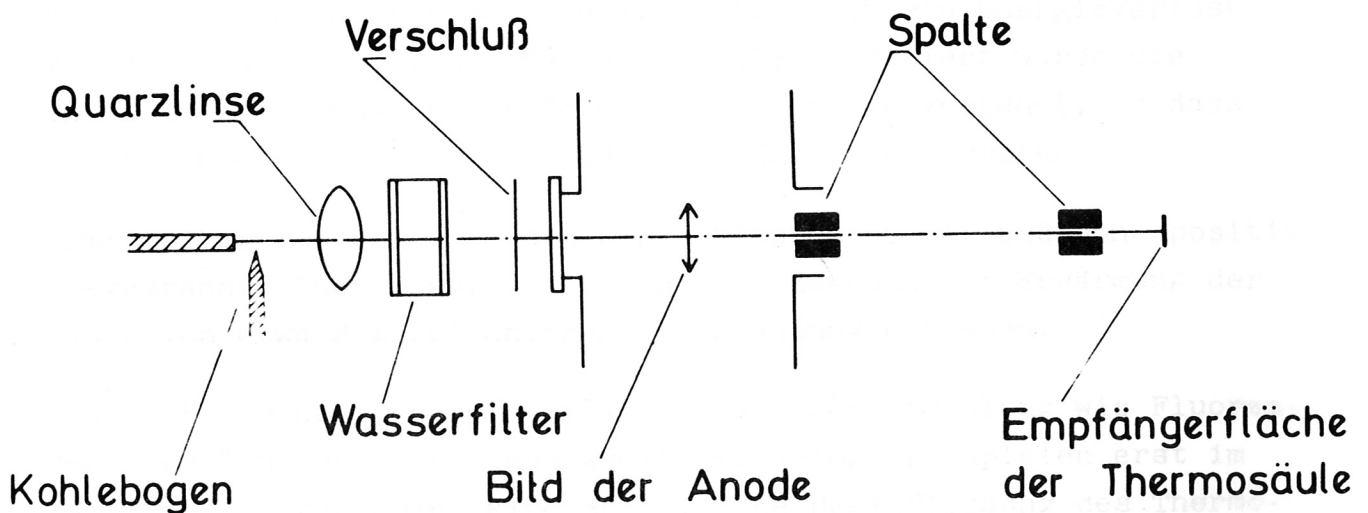


Abb. 10



Trotz der starken Beschneidung des Bündels durch die Spalte reichte die Intensität der Eichlichtquelle aus, die Thermosäule auch bei der Eichung nahezu ballistisch zu bestrahlen. Bei Belichtungszeiten von 0,02 bis 0,07 s brauchten nur geringe Korrekturen für die Abweichung von der exakt ballistischen Bestrahlung angebracht zu werden.

Als wesentlicher, systematischer Fehler verbleibt die unterschiedliche Absorption, einerseits der sichtbaren Eichstrahlung, andererseits der Messtrahlung im Bereich 100 bis 1000 Å, an der Oberfläche des Thermoelements. Die sichtbare Strahlung wurde zu etwa 96 % absorbiert. Ausgehend von diesem Wert nimmt die Absorption mit fallender Wellenlänge zu. Etwa ab 1000 Å steigt die Quantenausbeute des Fotoeffektes stark an, die erzeugten Fotoelektronen führen einen Teil der absorbierten Energie wieder ab. Bei Quantenausbeuten in der Größenordnung von 5 bis 10 % und einer Umsetzung der Photonenenergie in kinetische Energie des Elektrons von der gleichen Größenordnung, ergibt sich ein Energieverlust von einigen Prozent. Zur Vermeidung dieses Fehlers wurde die Thermosäule gegenüber der Umgebung positiv vorgespannt, so dass die Fotoelektronen zur Oberfläche zurückkehren mussten.

Unmittelbar aufeinander folgende Entladungen, mit und ohne positiv vorgespannte Thermosäule, liessen eine Zunahme der Erwärmung der Säule von etwa 2 % bei Anlegen der Spannung erkennen.

Andere Fehlerquellen bei der Absorption der Strahlung wie Fluoreszenzstrahlung und Durchlässigkeit des Absorbers spielen erst im härteren Röntgengebiet eine Rolle. Eine Beeinflussung des Thermo-effektes durch Erzeugung von Fotoelektronen in dem Halbleiter Wismuth, der ja ein Teil des Elementes bildete, ist denkbar, dürfte aber in jedem Fall bis zur Messung abgeklungen sein.

Insgesamt betrachtet darf angenommen werden, dass die Eichung der Thermosäule im Sichtbaren und die Eichung der fotoelektrischen

Messungen mit der Thermosäule zuverlässig sind. Die Eichung der Thermosäule selbst hat maximal einen Fehler von 7 %, der Fehler der fotoelektrischen Messungen entsteht durch die Streuung der Entladungen. Er kann hier nicht in einfacher Form angegeben werden und wird in Zusammenhang mit den Messungen diskutiert.

## 6. Ergebnisse der Fotozellenmessungen

Die fotoelektrischen Messungen wurden für verschiedene Absorptionsgase unter Variation des Druckes in der Absorptionsstrecke durchgeführt. Der Beobachtungsstrahl wurde ausserdem auf verschiedene Abstände  $x$  von der Symmetrieachse des Entladungsgefässes ausgerichtet. Bei dieser Mitte-Rand-Variation zeigte sich, dass nur bis zu Abständen von  $x = 10$  mm Signale erhalten wurden, die in der Höhe mit den Signalen auf dem Mittelstrahl vergleichbar waren. Wegen dieses starken Abfalls des Signales bei Vergrösserung des Abstandes  $x$ , wurde die Messung auf Abstände bis zu 10 mm beschränkt. (siehe Abb. 11, Seite 23)

Ebenso wie eine starke örtliche Beschränkung zeigte sich eine zeitliche Beschränkung des fotoelektrischen Signals. Abb. 11 zeigt den typischen, zeitlichen Verlauf des fotoelektrischen Signals für 3 verschiedene Mitte-Rand-Stellungen. Der auf den Oszillogrammen wiedergegebene Zeitausschnitt entspricht nur einem Teil des Entladungsablaufes. Nur innerhalb dieses Zeitabschnittes in der Nähe des Maximums der ersten Kompression ist für etwa 600 ns ein wesentlicher Beitrag der UV-Strahlung erkennbar<sup>+)</sup> . Zur Verdeutlichung sind der Zeitabstand von der Zündung der Entladung und der mit der Kompression verbundene Zeitpunkt des Minimums von  $i$  eingezeichnet. Die Gegenüberstellung der verschiedenen Mitte-Rand-Stellungen zeigt den starken Abfall des Signals mit wachsendem Abstand zu Achse.

<sup>+)</sup>  Unreproduzierbar war gelegentlich eine schwach ausgeprägte 2. Kompression erkennbar. In Übereinstimmung mit Magnetfeldmessungen und photographischen Momentaufnahmen [21,22] darf angenommen werden, dass nach der ersten Kompression Instabilitäten einsetzen.

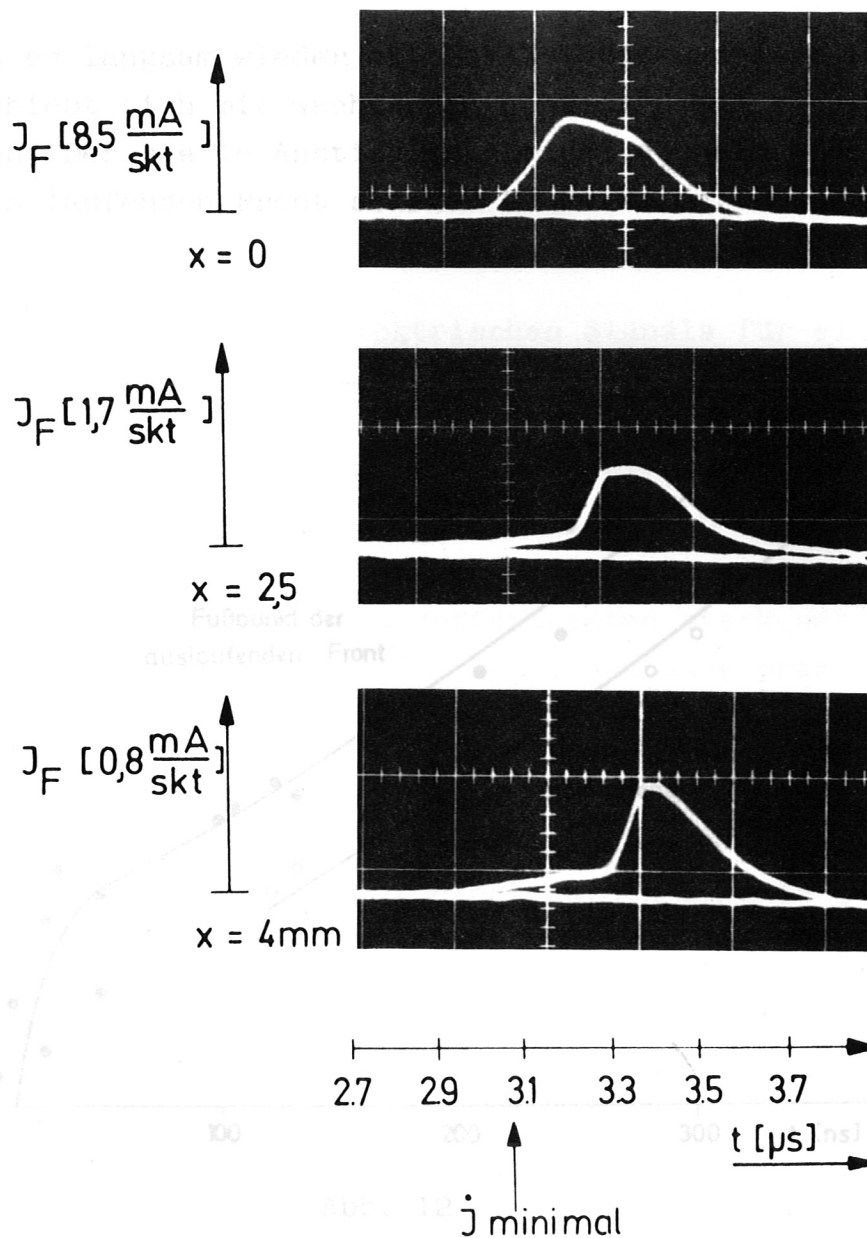


Abb. 11

Um eine klarere Vorstellung über auslaufende Front zu erhalten, wurde sie in Abb. 12 in einer Weg-Zeit-Diagramm dargestellt. Die Im zeitlichen Verlauf des fotoelektrischen Signals zeigen sich für die verschiedenen Mitte-Rand-Stellungen ausserdem charakteristische Unterschiede. Man erkennt in Abb.11, dass das Signal auf dem Mittelstrahl nahezu eine Dreieckskurve beschreibt, wobei die Abfallszeit ungefähr gleich der doppelten Anstiegszeit ist. Weiter aussen steigt das Signal zunächst langsam an, um dann mit relativ steilem Anstieg den Maximalwert zu erreichen. Anschliessend Es liegt nahe, eine Stesswelle anzunehmen, die diese auslaufende

fällt es langsam wieder ab. Der Zeitpunkt des steilen Anstiegs verschiebt sich mit wachsendem Achsenabstand  $x$  zu immer späteren Zeiten. Der steile Anstieg entspricht deshalb einer steilen, nach aussen laufenden Front starker UV-Emission.

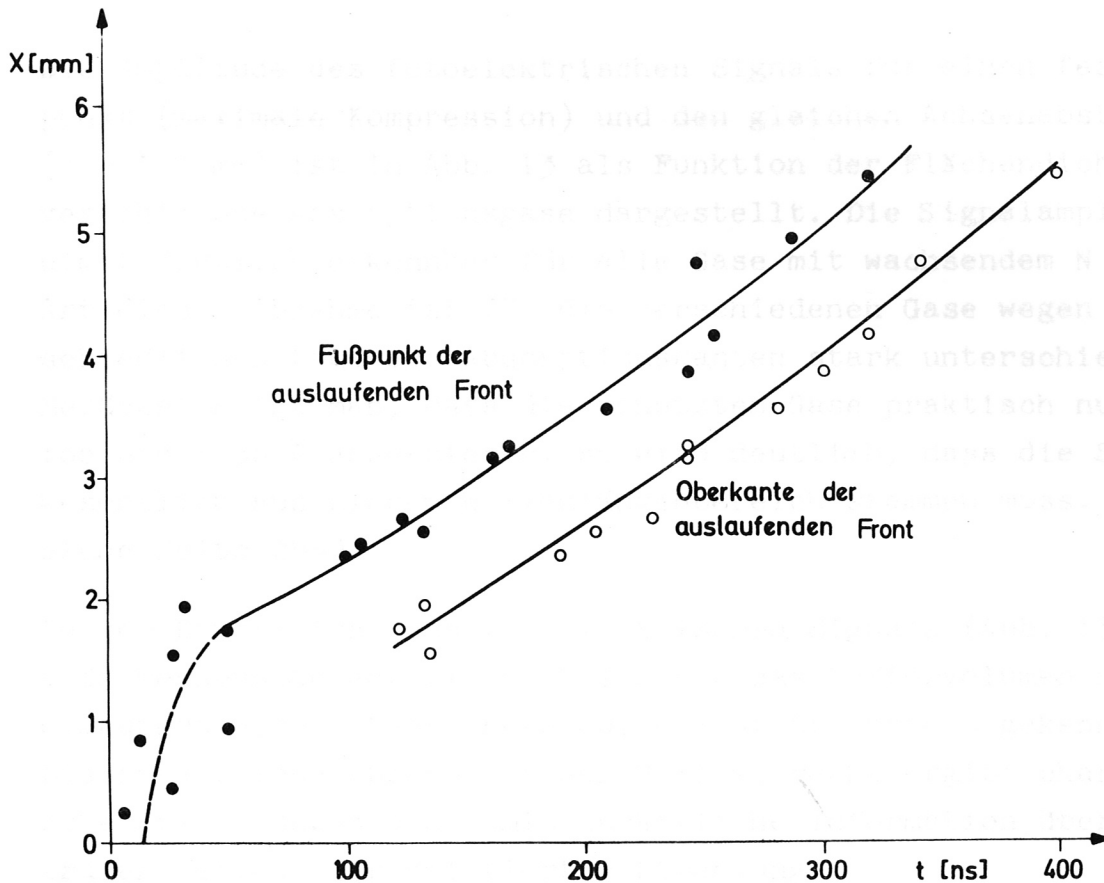


Abb. 12

Um eine klarere Vorstellung dieser auslaufenden Front zu erhalten, wurde sie in Abb. 12 in einem Weg-Zeit-Diagramm dargestellt. Die in den Oszillogrammen (Abb. 11) erkennbaren Knickpunkte zu Beginn und am Ende des steilen Anstiegs sind in das Diagramm eingetragen ("Fußpunkt" und "Oberkante" der auslaufenden Welle). Der Ortsabstand dieser beiden charakteristischen Punkte entspricht ziemlich genau der Ortsauflösung der Messanordnung (vgl. Abschnitt 4). Hieraus darf man folgern, dass die Steilheit der Front wesentlich höher ist, als es sich unmittelbar aus den Oszillogrammen ergibt. Es liegt nahe, eine Stosswelle anzunehmen, die diese auslaufende

Grenzfläche zwischen den Bereichen hoher und niedriger Abstrahlung erzeugt. Die Geschwindigkeit der Front beträgt über den beobachteten Bereich ziemlich konstant  $1,4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Im Gegensatz zu diesem Befund war eine einlaufende Stosswelle nicht nachweisbar.

Die Amplitude des fotoelektrischen Signals für einen festen Zeitpunkt (maximale Kompression) und den gleichen Achsenabstand ( $x = 1,7 \text{ mm}$ ) ist in Abb. 13 als Funktion der Flächendichte  $N$  für verschiedene Absorptionsgase dargestellt. Die Signalamplitude nimmt deutlich erkennbar für alle Gase mit wachsendem  $N$  ab. Die Art dieser Abnahme ist für die verschiedenen Gase wegen der unterschiedlichen Lage der Absorptionskanten stark unterschiedlich. Berücksichtigt man, dass die benutzten Gase praktisch nur zwischen  $100$  und  $1000 \text{ \AA}$  absorbieren, so wird deutlich, dass die Strahlung wesentlich aus diesem Wellenlängenbereich stammen muss. (Abb. 13, siehe Seite 25a)

In der Darstellung des fotoelektrischen Signals (Abb. 13) sind auch Messpunkte enthalten, bei denen das Puffervolumen nicht evakuiert wurde (Messpunkte durch  $x$  statt durch  $o$  gekennzeichnet). Die zusätzliche Absorption der Heliumstrecke ergibt charakteristische Abweichungen und damit zusätzliche Information über den spektralen Verlauf der emittierten Strahlung.

Für jedes Absorptionsgas wurde die Flächendichte soweit vergrössert, dass für alle Wellenlängen zwischen  $100$  und  $1000 \text{ \AA}$  mindestens eine Absorption in der Grössenordnung  $75 \%$  auftrat, soweit in diesem Bereich überhaupt kontinuierlich absorbiert wurde. Nimmt man einmal als erste Näherung an, dass bei grösster Flächendichte das Gas in seinem Absorptionbereich eine Absorption von  $100 \%$  hatte, so entspricht das Signal bei höchster Absorption gerade der Strahlung die langwelliger ist, als es der Ionisationskante entspricht.

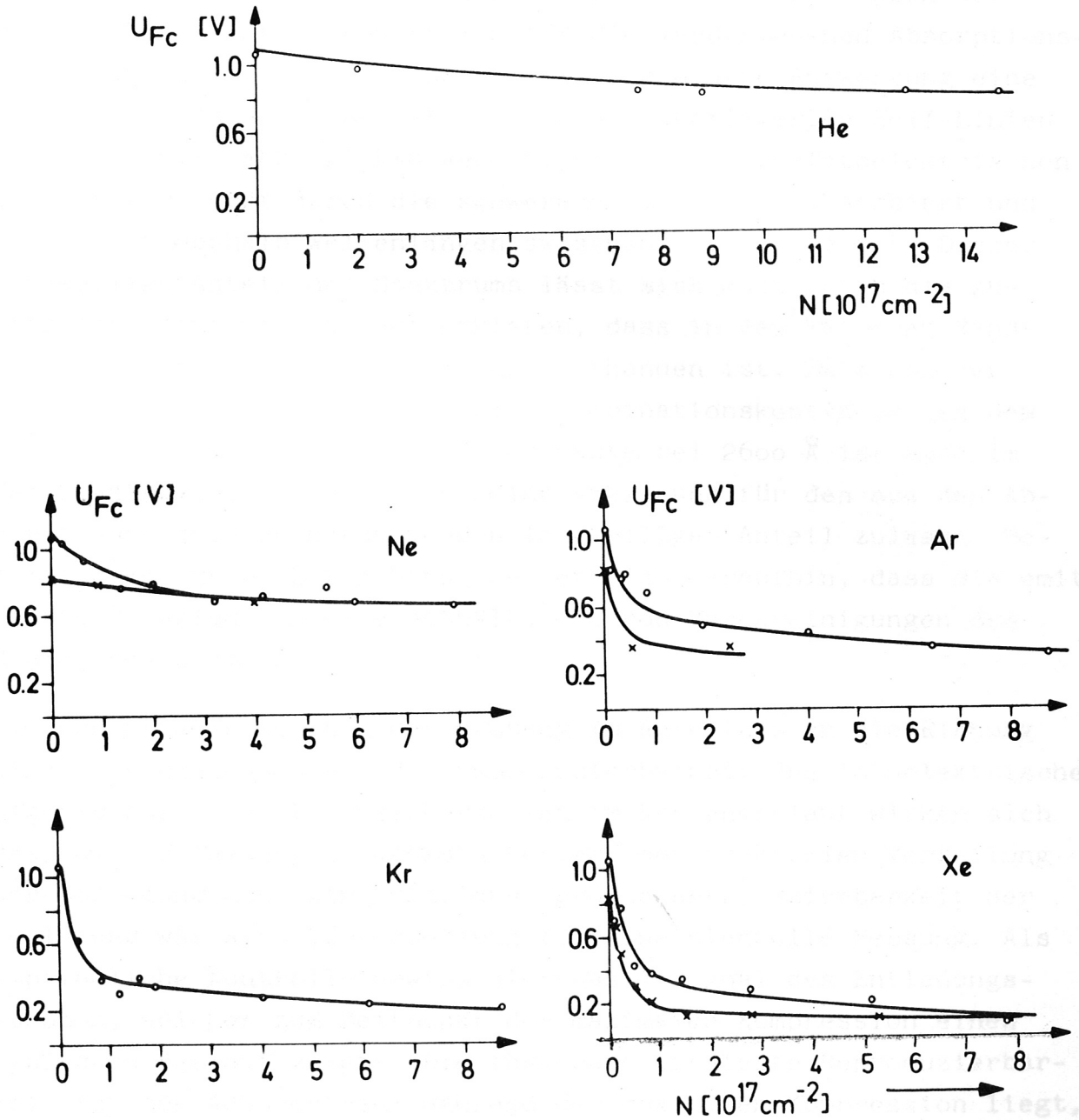


Abb. 13

Betrachtet man unter diesem Gesichtspunkt die Differenzen der Signale bei höchster Absorption für die verschiedenen Absorptionsgase, so lässt sich bereits ohne eine genauere Auswertung eine Abweichung von einem HeII-Kontinuum mit überlagerten HeII-Linien erkennen (vgl. Abb. 2). Ein wesentlicher Teil des fotoelektrischen Signals wird erst durch die schwereren Edelgase absorbiert und entspricht deshalb Wellenlängen zwischen 500 und 1000 Å. Dieser langwellige Anteil des Spektrums lässt sich auch durch die zusätzliche Annahme schlecht erklären, dass in den kälteren Randzonen der komprimierten Säule HeI vorhanden ist. Zwischen der Resonanzlinie bei 584 Å und dem Rekombinationskontinuum in dem ersten angeregten Zustand mit der Kante bei 2600 Å ist auch im HeI-Spektrum eine Lücke, die keine Erklärung für den aus den Absorptionskurven zu entnehmenden langwelligen Anteil zulässt. Bereits diese grobe Betrachtung deutet also daraufhin, dass die emittierte Strahlung Anteile enthält, die von Verunreinigungen des Grundgases stammen.

Die genauere Auswertung der Messung im Anschluss an die Eichung wird entscheidend durch die Reproduzierbarkeit des fotoelektrischen Signals beeinflusst. Unsicherheiten im Kurvenverlauf wirken sich über die Entfaltung in grossen Fehlern der spektralen Verteilung der Strahlung aus. Eine möglichst grosse Reproduzierbarkeit der Entladung war also Voraussetzung für eine sinnvolle Messung. Als empfindliche Kontrolle erwies sich das  $\dot{I}$ -Signal des Entladungsstromes, welches zum Zeitpunkt der maximalen Kompression einen typischen Verlauf zeigte. Die insgesamt erreichte Reproduzierbarkeit für den Achsenstrahl während der maximalen Kompression liegt, wie aus Abb. 12 erkennbar ist, bei  $\pm 10\%$ .

## 7. Ergebnisse der Thermoelementmessungen

Zur Eichung der Fozelle wurde die in Abschnitt 5 beschriebene Messung mit einer Thermosäule vorgenommen. Im folgenden wird zunächst eine solche thermoelektrische Messung allein betrachtet. Sie kann bereits ein ungefähres Bild der Abstrahlung ergeben. An-

schliessend wird eine Kontrollmessung beschrieben, die gewährleisten soll, dass thermoelektrische und fotoelektrische Messungen tatsächlich dieselbe Strahlung erfassen. Zum Schluss werden in einem Beispiel die Resultate beider Messungen als Funktion des Druckes für ein Absorptionsgas gegenübergestellt.

Für den Mittelstrahl durch die Achse des Entladungsgefässes wurde durch Vergleich mit der Strahldichte des Kohlebogens eine Energiedichte<sup>+) der Strahlung von  $9,2 \frac{\text{Ws}}{\text{sr} \cdot \text{cm}^2}$  erhalten. Diese Messung wurde bei evakuiertem Puffervolumen und ohne Absorptionsgas durchgeführt, sie gibt also abgesehen von einer geringen Absorption des restlichen Heliums die gesamte Abstrahlung auf dem Mittelstrahl wieder. Nimmt man eine mittlere Abstrahlungsdauer von 400 ns an, so ergibt sich eine Strahldichte von  $3,1 \cdot 10^7 \text{ W/sr} \cdot \text{cm}^2$ . Dies entspricht der über die Wellenlänge integrierten Strahldichte eines schwarzen Körpers von 5,2 eV.</sup>

Bevor die Messungen mit dem Thermoelement zur Eichung der fotoelektrischen Messungen benutzt werden können, muss noch eine wesentliche Frage geklärt werden. Bei den Thermoelementmessungen wird über die Zeit von einigen Zehntelsekunden integriert. Soll diese Messung zur Eichung des fotoelektrischen Signals etwa von der Dauer  $0,7 \mu\text{s}$  benutzt werden, so muss sichergestellt sein, dass kein wesentlicher Beitrag durch zeitliche Integration über die späten Phasen der Entladung hinzukommt. Der naheliegende Gedanke durch entsprechende Integration über eine Zeit von einigen Zehntelsekunden das fotoelektrische Signal gleichartig wie das thermoelektrische zu messen, führt nicht zum Ziel. Es ist kaum anzunehmen, dass Beiträge der Strahlung in späteren Zeiten im fernen UV auftreten werden, sondern entsprechend der niedrigen Temperaturen werden bevorzugt längere Wellenlängen abgestrahlt, die zwar von der Thermosäule, nicht jedoch fotoelektrisch registriert werden.

---

<sup>+) Energie pro Senderfläche und Raumwinkel</sup>



Eine einfache Kontrolle der Theromelementmessung liess sich allerdings auf anderem Weg erzielen. Der enge Bereich der komprimierten Säule mit einem Durchmesser von einigen Millimetern wie er aus den fotoelektrischen Messungen erkennbar ist, zeichnet sich nur während der kurzen Dauer der ersten maximalen Kompression durch hohe Dichte und hohe Temperaturen aus. Vorher, während die stromführende Schicht nach innen läuft, und vor allem anschliessend, nach dem Instabilitäten eingesetzt haben, ist nicht anzunehmen, dass in einem engen Bereich um die Mitte der Achse des Entladungsgefässes eine höhere Strahldichte als in benachbarten Gebieten auftritt. Die zeitliche Begrenzung der Abstrahlung ist also eng an eine örtliche Begrenzung geknüpft. Zeigt sich nun für die Mitte-Rand-Verteilung der Thermoelementmessungen eine ähnlich starke Auszeichnung des Mittelbereiches, wie bei den fotoelektrischen Messungen, so kann geschlossen werden, dass auch diese Messung im wesentlichen nur Strahlung der Kompressionsphase erfasst.

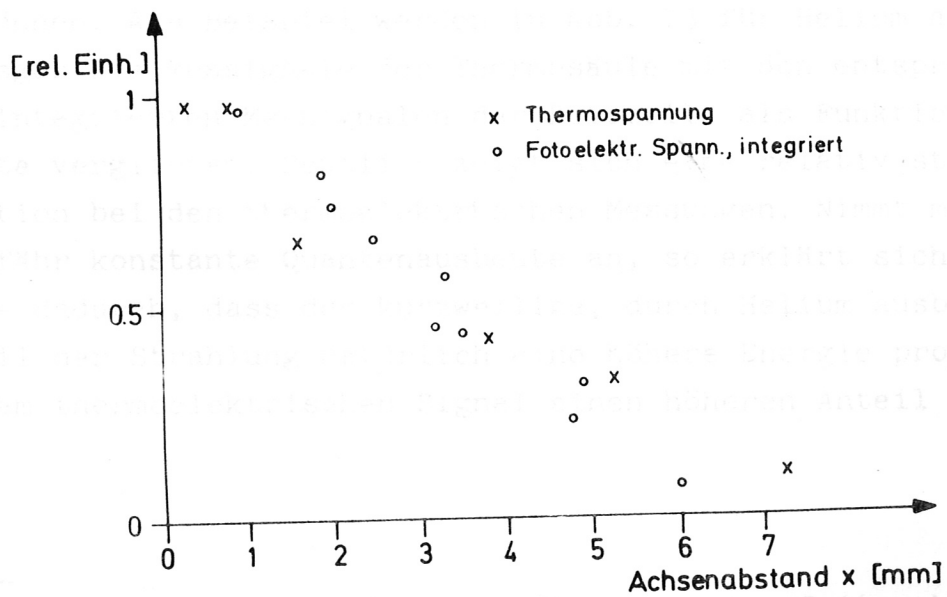


Abb. 14

Die Signale der thermoelektrischen Messung sind in Abb. 14 in relativen Einheiten zusammen mit zeitintegrierten<sup>+)</sup> fotoelektrischen Signalen über dem Achsenabstand  $x$  aufgetragen. Es ist erkennbar, dass beide Signalamplituden mit wachsendem Achsabstand stark abfallen. Allerdings ist der Abfall des thermoelektrischen Signals etwas geringer. Dies kann entweder darauf zurückzuführen sein, dass die mittlere Empfindlichkeit der Fotozelle für die Strahlung aus Bereichen ausserhalb der Achse geringer war, oder dass tatsächlich durch zeitliche Integration über spätere Phasen ein Beitrag registriert wurde.

Zur Verminderung der Unsicherheit wurde etwa die Hälfte des unsicheren Betrages in Höhe von 5 % des Signals auf dem Achsenstrahl von dem thermoelektrischen Signal abgezogen.

Die thermoelektrische Messung auf dem Achsenstrahl wurde für verschiedene Absorptionsgase unter verschiedenen Drucken wiederholt, um die notwendige wellenabhängige Eichung durch die Kombination der Integralbeziehungen (1) und (2) (vgl. Abschnitt 3) auführen zu können. Als Beispiel werden in Abb. 15 für Helium als Absorptionsgas die Messsignale der Thermosäule mit den entsprechenden, zeitintegrierten Messsignalen der Fotozelle als Funktion der Flächendichte verglichen. Deutlich zeigt sich eine relativ stärkere Absorption bei den thermoelektrischen Messungen. Nimmt man einmal ungefähr konstante Quantenausbeute an, so erklärt sich diese Tatsache dadurch, dass der kurzwellige, durch Helium ausblendbare Anteil der Strahlung natürlich eine höhere Energie pro Quant hat und am thermoelektrischen Signal einen höheren Anteil hat.

<sup>+) Integriert über eine Zeit von 850 ns um den Zeitpunkt maximaler Kompression.</sup>

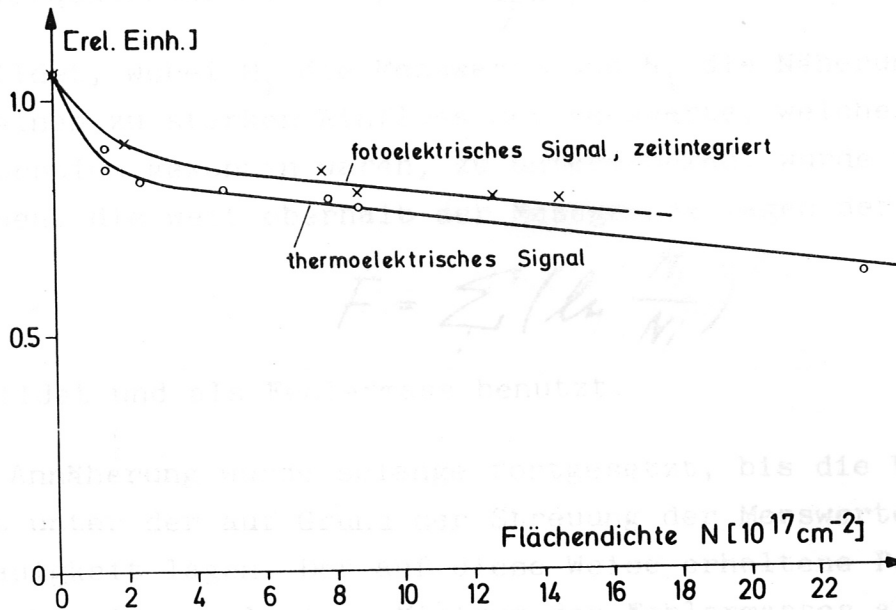


Abb. 15

Im folgenden werden die Ergebnisse beider Messverfahren kombiniert ausgewertet und die gewonnene Strahldichte diskutiert.

### 8. Auswertung der Messergebnisse, Ergebnisse der Strahldichtemessungen.

Zur Entfaltung der Integralbeziehungen (1) und (2) aus Abschnitt 3 nach der Wellenlänge  $\lambda$  wurde ein systematisches Näherungsverfahren benutzt, das im folgenden kurz beschrieben wird.

Liegt der Integralwert als Funktion der Flächendichte, bzw. des Druckes des Absorptionsgases genau vor (i.f. als Druckfunktion bezeichnet), so lässt sich die Entfaltung nach der Wellenlänge exakt durchführen, wenn man von Eindeutigkeitsfragen einmal absieht. Eine durch Messfehler bedingte Unschärfe in der Kenntnis der Druck-

Fehlerquadratsumme  $F = \sum_i (M_i - N_i)^2$

gebildet, wobei  $M_i$  die Messwerte und  $N_i$  die Näherungswert sind. Um einen zu starken Einfluss der Messwerte, welche bei geringer Absorption gewonnen waren, zu unterdrücken, wurde in den Messreihen, die weit oberhalb der Messgrenze lagen der Ausdruck

$$F = \sum_i \left( \ln \frac{M_i}{N_i} \right)^2$$

gebildet und als Fehlermass benutzt.

Die Annäherung wurde solange fortgesetzt, bis die Veränderungen weit unter der auf Grund der Streuung der Messwerte zu erwartenden Genauigkeit lagen. Der auf diese Weise erhaltene Polygonzug entspricht einem relativen Minimum des Fehlermasses als Funktion der Stützwerte des Polygonzuges. Es bleibt die Frage, ob nicht das angestrebte absolute Minimum anderen Stützwerten entspricht. Ohne diese Möglichkeit mit Sicherheit ausschliessen zu können, wurde eine bedingte Prüfung dadurch erreicht, dass das Verfahren mit verschiedenen, sehr unterschiedlichen Anfangsbedingungen gestartet wurde. Jedesmal konvergierte das Verfahren gegen die gleichen Stützwerte.

Eine weitere Kontrolle ergibt sich aus folgender Überlegung. Ein relatives Minimum, welches wesentlich grösser als das absolute Minimum des Fehlers ist, muss daran erkenntlich sein, dass die Druckfunktion, die diesem relativen Minimum entspricht, deutlich von den Messwerten abweicht. Liegt dagegen die Abweichung innerhalb der Streuung der Messwerte, so kann sowieso auf Grund der vorliegenden Messungen keine genauere Entscheidung getroffen werden. Damit aber wird die Suche nach einem abweichenden, absoluten Minimum hinfällig.

Um den Einfluss der Streuung der Messwerte auf die gewonnene spektrale Verteilung zu erhalten, wurden aus den vorliegenden Messungen willkürlich Messwerte fortgelassen und die Auswertung mehrfach mit

derartig reduzierten Messwertsätzen wiederholt und so eine Vertrauensgrenze der entfalteten Funktion erhalten.

Um den günstigsten Abstand der Stützstellen zu ermitteln, wurden verschiedene Probeauswertungen durchgeführt. Sie ergaben als sinnvollen Kompromiss zwischen der Auflösung des Spektrums und dem mit der Auflösung zunehmenden Fehler in der Angabe der einzelnen Stützwerte einen Abstand von etwa 100 Å.

Zunächst wurde nun die Entfaltung auf die Thermosäulenmessungen und die zeitintegrierten fotoelektrischen Signale angewandt. Das Verhältnis ergab unmittelbar den Eichfaktor  $E(\lambda)$  der fotoelektrischen Messung wie er durch Gleichung (1) definiert ist.  $E(\lambda)$  liess sich ausreichend genau durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} E \left[ \text{sr} \cdot \text{cm}^2 \text{A/W} \right] &= 1,35 \cdot 10^{-12} \cdot \lambda \left[ \text{Å} \right] && \text{für } 100 \text{ Å} < \lambda < 800 \text{ Å} \\ E \left[ \text{sr} \cdot \text{cm}^2 \text{A/W} \right] &= 1,0 \cdot 10^{-12} \cdot \lambda \left[ \text{Å} \right] && \text{für } 800 \text{ Å} < \lambda < 1020 \text{ Å} \end{aligned}$$

darstellen. Berücksichtigt man den mittleren Öffnungswinkel  $\Omega$  und die Senderfläche  $F_s$  (vgl. Abschnitt 4), so folgt die Quantenausbeute  $q$  der Platinkathode nach der Beziehung

$$q = \frac{E}{\Omega \lambda F_s} \frac{h \cdot c}{e}$$

Für den Bereich 100 bis 800 Å ergibt sich daraus eine Quantenausbeute von  $q = 2.1 \%$  in guter Übereinstimmung mit Werten für gereinigte Oberflächen bei einer Temperatur von 900°C von  $q = 2.3 \dots 2.5 \%$  [23]. Für den nicht wellenlängenaufgelösten Anteil  $\lambda > 1020 \text{ Å}$  ergab sich ein analog definierter Eichfaktor<sup>+) )</sup>  $E = 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ sr} \cdot \text{cm}^2 \text{A/W}$ .

Der Fehler des Eichfaktors wurde bis auf bestimmte Wellenlängenbereiche mit 20 % abgeschätzt. Für die Bereiche  $\lambda < 150 \text{ Å}$ ,  $400 \text{ Å} < \lambda < 500 \text{ Å}$  und  $\lambda > 900 \text{ Å}$  musste wegen des geringen Anteils dieser Strahlung an der Gesamtstrahlung ein Fehler von etwa 50 % angenommen werden.

+) 
$$\tilde{f}(t) = E_{\lambda > 1020} \cdot \int_{\lambda > 1020} (t)$$

+) Die zugehörigen Messwerte sind in Abb. 13 dargestellt.

Das zeitaufgelöste, fotoelektrische Signal wurde nun für den Achsenstrahl für verschiedene Zeitpunkte entfaltet. Bei Kenntnis des Eichfaktors  $E(\lambda)$  war damit auch die absolute Strahldichte erhalten. In Abb. 16 sind Ergebnisse der Strahldichtebestimmung für den achsennahen Strahl für einen Zeitpunkt vor der ersten, maximalen Kompression und zum Zeitpunkt der maximalen Kompression<sup>+</sup>) dargestellt. Für einige Stützstellen sind die Vertrauensgrenzen der Messung auf Grund der Streuung der Messwerte eingezeichnet.

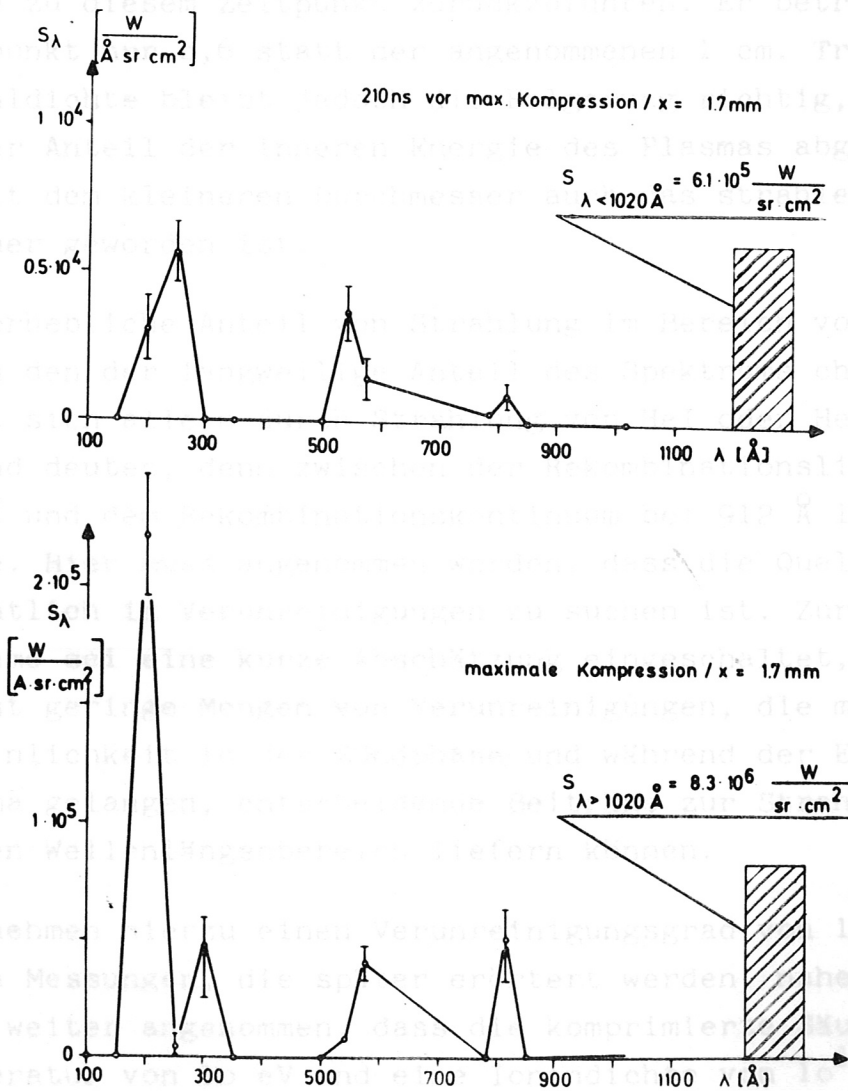


Abb. 16

<sup>+</sup>) Die zugehörigen Messwerte sind in Abb. 13 dargestellt.

Zur Deutung der in Abb. 16 dargestellten spektralen Verteilung der Strahldichte betrachten wir zunächst die Strahlung unterhalb von  $350 \text{ \AA}$ . Sie lässt sich in ihrem relativen Verlauf mit einiger Sicherheit der Rekombinationsstrahlung in den Grundzustand von  $\text{HeII}$  und den vorgelagerten, stark verbreiterten Linien zuordnen. Der Absolutwert dieses Rekombinationskontinuums ist jedoch, wie Vergleich mit Abb. 2 zeigt, auch für den Zeitpunkt maximaler Kompression im Mittel um etwa  $50\%$  kleiner, als es nach den Abschätzungen der Abb. 2 zu erwarten wäre. Dies ist im wesentlichen auf den im Vergleich zur Abschätzung geringeren Durchmesser der Plasma-säule zu diesem Zeitpunkt zurückzuführen. Er beträgt zu diesem Zeitpunkt nur  $0,6$  statt der angenommenen  $1 \text{ cm}$ . Trotz der geringeren Strahldichte bleibt jedoch die Folgerung richtig, dass ein wesentlicher Anteil der inneren Energie des Plasmas abgestrahlt wird, da mit dem kleineren Durchmesser auch das strahlende Volumen kleiner geworden ist.

Der erhebliche Anteil von Strahlung im Bereich von  $500$  bis  $900 \text{ \AA}$ , durch den der langwellige Anteil des Spektrums charakterisiert ist, lässt sich allein durch Strahlung von  $\text{HeI}$  oder  $\text{HeII}$  nicht befriedigend deuten, denn zwischen der Rekombinationslinie von  $\text{HeI}$  bei  $584 \text{ \AA}$  und dem Rekombinationskontinuum bei  $912 \text{ \AA}$  liegen keine Übergänge. Hier muss angenommen werden, dass die Quelle der Strahlung wesentlich in Verunreinigungen zu suchen ist. Zur Begründung dieser Annahme sei eine kurze Abschätzung eingeschaltet, die zeigt, dass selbst geringe Mengen von Verunreinigungen, die mit grosser Wahrscheinlichkeit in der Zündphase und während der Entladung in das Plasma gelangen, entscheidende Beiträge zur Strahlung im fraglichen Wellenlängenbereich liefern können.

Wir nehmen hierzu einen Verunreinigungsgrad von  $1\% \text{ O}_2$  an, wie durch Messungen, die später erörtert werden, nahegelegt wird. Es wird weiter angenommen, dass die komprimierte Säule homogen eine Temperatur von  $10 \text{ eV}$  und eine Ionendichte von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  besitzt und sich im thermischen Gleichgewicht bezüglich der Anregung befindet. Die Verunreinigungsatome seien im wesentlichen im Grundzustand von

OIV. Hier betrachten wir das starke Multiplett, das dem Übergang  $2p^2\ ^2P \rightarrow 2p^3\ ^2P$  bei einer Wellenlänge von  $554 \text{ \AA}$  entspricht. Nimmt man den optisch dünnen Fall an, so ist die Gesamtstrahldichte des Multipletts gegeben durch

$$S \left[ \frac{W}{\text{sr} \cdot \text{cm}^2} \right] = 1,05 \frac{f N_{\text{OIV}} [\text{cm}^{-3}] e^{-\frac{U_a}{kT}} d [\text{cm}]}{Z \cdot \lambda^3 [\text{\AA}]}$$

Dabei ist  $f$  die Oszillatorenstärke,  $N_{\text{OIV}}$  die Dichte der OIV-Ionen,  $U_a$  die Anregungsspannung des oberen Terms,  $d$  die Schichtdicke und  $Z$  die Zustandssumme. Setzt man für  $f$  den Wert  $0,38$ , ein, für  $U_a$   $22,8 \text{ eV}$  und schätzt die Zustandssumme mit  $10$  und die Schichtdicke mit  $0,6 \text{ cm}$  ab, so ergibt sich für die Strahldichte ein Wert von  $S \approx 2,8 \cdot 10^6 \text{ W/sr cm}^2$ .

Für die Abstrahlung stellt dieser Wert eine obere Grenze dar. Es ist sogar anzunehmen, dass durch die Reabsorption innerhalb der Plasmasäule ein wesentlich geringerer Betrag abgestrahlt werden wird. Entscheidend für die tatsächliche Abstrahlung ist die Verbreiterung der Linie. Als untere Grenze für die Verbreiterung und damit auch für die Abstrahlung sei einmal nur Dopplerverbreiterung angenommen. Mit dieser Annahme lässt sich die spektrale Strahldichte der 4 Linien des Multipletts leicht für den optisch dünnen Fall angeben. Zur Berücksichtigung der Reabsorption wird dann einfach die Planckfunktion von  $10 \text{ eV}$  als spektrale Strahldichte für die Wellenlängenbereiche angesetzt, in denen die spektrale Strahldichte für den optisch dünnen Fall die Planckfunktion übertrifft. Ausserhalb dieser Bereiche wird die Strahldichte null gesetzt. Auf diese Weise gewinnt man als untere Grenze für die Abstrahlung aus diesem Multiplett einen Wert von etwa  $10^5 \text{ W/sr} \cdot \text{cm}^2$ .

Wesentlich ist nun aber, dass ein sehr viel schwächerer Übergang nahezu dieselbe Abstrahlung ergibt. Ist die Abstrahlung bei Annahme



des optisch dünnen Falles um den Faktor 100 geringer, so vermindert sich die Abstrahlung aus dicker Schicht, wie sie oben abgeschätzt wurde, nur etwa um den Faktor 2,5.

Bisher wurde nur die Dopplerverbreiterung betrachtet. Besonders für die Übergänge mit einem oberen Term nahe der Ionisierungsgrenze übertrifft die Starkverbreiterung bei weitem die Dopplerverbreiterung. Damit wird die Abstrahlung dieser Übergänge stark erhöht. Bei der grossen Anzahl von Verunreinigungslinien im Vakuum-UV und einer Abstrahlung pro Linie in der Grössenordnung von  $10^5$  W/sr·cm<sup>2</sup> kann der Integralwert der Strahldichte im fraglichen Wellenlängenbereich in der Grössenordnung von einigen  $10^6$  W/sr·cm<sup>2</sup> leicht durch die Strahlung dieser Verunreinigungslinien erklärt werden.

Ein Versuch, die Strahlung oberhalb von 500 Å auf bestimmte Verunreinigungen (z.B. O<sub>2</sub>) zurückzuführen, indem nach Zusatz dieser Verunreinigungen das Spektrum erneut vermessen wurde, führte nicht zum Ziel. Es zeigte sich, dass schon geringe Zusätze den Entladungsablauf so stark veränderten, dass der Vergleich der Spektren sinnlos wurde.

Um trotzdem einen Anhaltspunkt für den Grad der Verunreinigung zu erhalten, wurden ebenfalls bekannte Mengen O<sub>2</sub> zugesetzt, und diesmal das Anwachsen einer optisch dünnen Linie im Sichtbaren verfolgt. Durch Extrapolation auf den Zusatz null wurde daraus ein Verunreinigungsgrad von etwa 1% erhalten. Da auch hier die Änderung des Entladungsverlaufes störte, kann dieser Betrag nur als grober Richtwert angesehen werden.

Der starke Einfluss der Verunreinigungen auf die Entladung entsteht wahrscheinlich schon während der Ausbildung der stromführenden Schicht in den frühen Phasen. Die Ionisierung, die in frühen Phasen die Leitfähigkeit festlegt, wird praktisch durch die Anregungsrate für den ersten, angeregten Zustand bestimmt. Bei Helium liegt dieser bei 20 eV, während die Verunreinigungsatome wesentlich tiefer liegende, angeregte Zustände haben, die bei den relativ niedrigen

Temperaturen sehr viel leichter angeregt werden können.

In Abb. 16 waren zwei Spektren auf einem achsennahen Strahl für zwei verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Die Spektren für andere Achsenabstände und Zeitpunkt zeigen einen ähnlichen Verlauf. Diese Spektren sind jedoch im Allgemeinen mit stärkeren Fehlern behaftet. Die Gründe hierfür liegen einmal in den kleineren Signalen der Randstrahlen. Ausserdem hatte die steile nach aussen laufende Front zur Folge, dass sich kleinste Ortsverschiebungen der komprimierten Säule und Unsicherheiten in der Zeitzuordnung in grossen Fehlern auswirkten. Die aus diesen Fehlern resultierende Unsicherheit in der Wellenlängenzuordnung der Strahlung machte sich jedoch nach Integration über die Wellenlänge nur schwach bemerkbar. Deshalb liessen sich auch aus diesen Spektren brauchbare Werte für die integrierte Strahldichte erhalten.

Die Mitte-Rand-Verteilung der integrierten Strahldichte, wie sie sich aus den Spektren ergibt, ist für verschiedene Zeitpunkte in Abb. 17 (Seite 39) dargestellt. Der Fehler liegt bei  $\pm 25\%$  für grössere und  $\pm 40\%$  für kleinere Werte. Man erkennt, dass eine nennenswerte Abstrahlung nur für den Zeitraum von 3,1 bis 3,6  $\mu\text{s}$  nach Zündung der Entladung stattfindet. Der Bereich starker Abstrahlung ist in der Kompressionphase sehr scharf begrenzt und konzentriert sich auf eine Säule von wenigen Millimetern Ausdehnung in der Achse des Entladungsgefässes mit einem Durchmesser von 20 cm. Die bereits unmittelbar aus den fotoelektrischen Messungen erkennbare auslaufende Front wird auch in dieser Darstellung deutlich.

Abb. 17 bildet den Ausgangspunkt für die Ermittlung der Strahlungsverluste, die im folgenden Abschnitt behandelt werden.

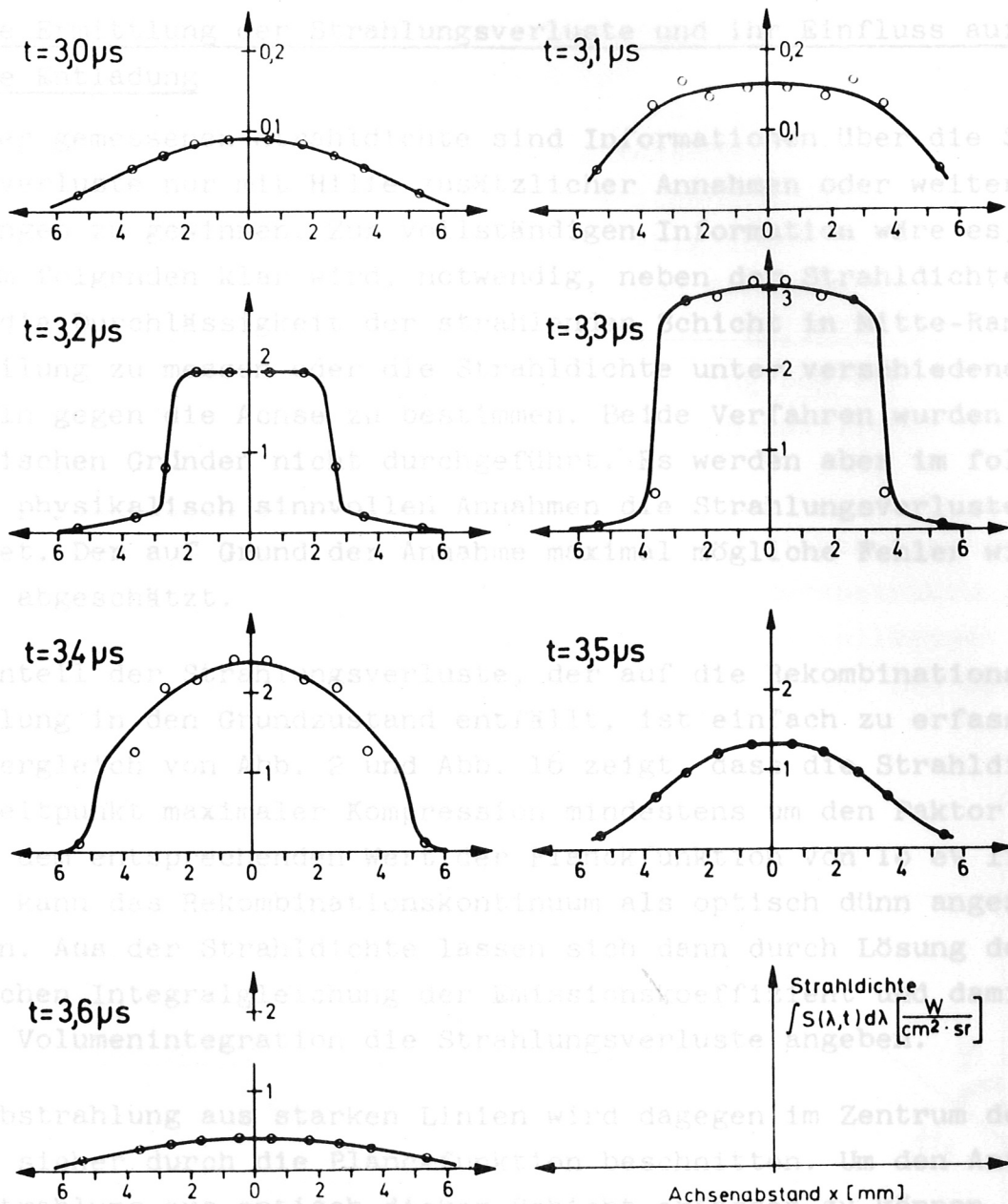


Abb. 17

Die Abstrahlung aus starken Linien wird dagegen im Zentrum der Linie abstrahiert. Die Abstrahlung aus optisch dicker Schicht erfassen zu können, wird als Grenzfall beliebig dicker Schicht folgendes Modell angenommen: Für eine bestimmte Wellenlänge erfolgt die Abstrahlung aus einem vollkommen undurchsichtigen Zylinder. Die Abstrahlung der Oberfläche dieses Zylinders wird von den weiter aussen liegenden Schichten nicht mehr absorbiert. Diese letztere Annahme ist sinnvoll, da mit zunehmendem Radius die Dichte stark abnimmt. Damit geht die Anzahl der absorbierenden Atome zurück und gleichzeitig ist die

## 9. Die Ermittlung der Strahlungsverluste und ihr Einfluss auf die Entladung

Aus der gemessenen Strahldichte sind Informationen über die Strahlungsverluste nur mit Hilfe zusätzlicher Annahmen oder weiterer Messungen zu gewinnen. Zur vollständigen Information wäre es, wie im folgenden klar wird, notwendig, neben der Strahldichte auch die Durchlässigkeit der strahlenden Schicht in Mitte-Rand-Verteilung zu messen oder die Strahldichte unter verschiedenen Winkeln gegen die Achse zu bestimmen. Beide Verfahren wurden aus technischen Gründen nicht durchgeführt. Es werden aber im folgenden unter physikalisch sinnvollen Annahmen die Strahlungsverluste berechnet. Der auf Grund der Annahme maximal mögliche Fehler wird dabei abgeschätzt.

Der Anteil der Strahlungsverluste, der auf die Rekombinationsstrahlung in den Grundzustand entfällt, ist einfach zu erfassen. Ein Vergleich von Abb. 2 und Abb. 16 zeigt, dass die Strahldichte zum Zeitpunkt maximaler Kompression mindestens um den Faktor 3 unter dem entsprechenden Wert der Planckfunktion von 10 eV liegt. Damit kann das Rekombinationskontinuum als optisch dünn angesehen werden. Aus der Strahldichte lassen sich dann durch Lösung der Abelschen Integralgleichung der Emissionskoeffizient und damit durch Volumenintegration die Strahlungsverluste angeben.

Die Abstrahlung aus starken Linien wird dagegen im Zentrum der Linie sicher durch die Planckfunktion beschnitten. Um den Anteil der Strahlung aus optisch dicker Schicht erfassen zu können, wird als Grenzfall beliebig dicker Schicht folgendes Modell angenommen: Für eine bestimmte Wellenlänge erfolgt die Abstrahlung aus einem vollkommen undurchsichtigen Zylinder, die Abstrahlung der Oberfläche dieses Zylinders wird von den weiter aussen liegenden Schichten nicht mehr absorbiert. Diese letztere Annahme ist sinnvoll, da mit zunehmendem Radius die Dichte stark abnimmt. Damit geht die Anzahl der absorbierenden Atome zurück und gleichzeitig ist die

Verbreiterung der Linie wesentlich geringer. Ausserdem liegen wegen der niedrigeren Temperatur nicht mehr die gleichen Ionisationsstufen wie im Kern der Säule vor.

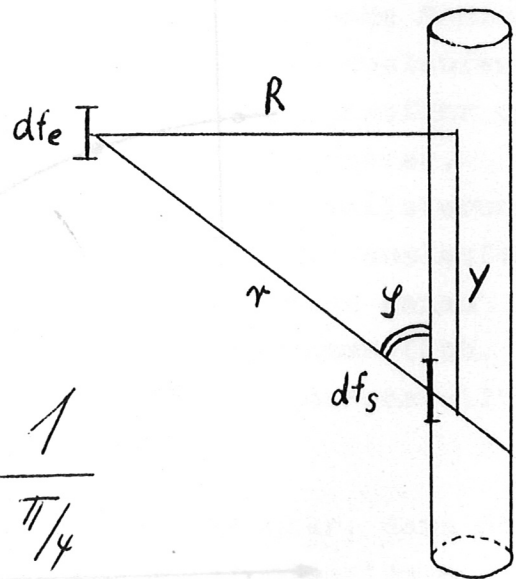
Zeigt die Mitte-Rand-Verteilung der gemessenen Strahldichte kein Rechteckprofil sondern einen davon abweichenden Verlauf, so kann man sich trotzdem diesen Grenzfall beliebig hoher Schichtdicke realisiert denken. Man hat sich hierzu den Strahldichteverlauf aus der Überlagerung sehr vieler, optisch dicker Zylinder von verschiedenem Radius vorzustellen, die nur in eng begrenzten jeweils voneinander verschiedenen Wellenlängenbereich emittieren und absorbieren.

Bei gegebener Mitte-Rand-Verteilung der Strahldichte lässt sich nun ein Spielraum angeben, in dem sich die Gesamtabstrahlung der Säule bewegen muss, wenn man die Abstrahlung aus vollkommen dünner und vollkommen dicker Schicht als Grenzfall annimmt. Der Beitrag

der Senderfläche  $df_s$  zur Strahlung auf der Empfängerfläche  $df_e$  ist im optisch dicken Fall  $\sim \frac{\sin^2 \varphi}{r^2}$ .

Dagegen ist für den optisch dünnen Fall der Beitrag  $\sim \frac{\sin \varphi}{r^2}$ , da die Strahldichte mit  $\frac{1}{\sin \varphi}$  zunimmt. Integration über die Senderfläche und Verhältnisbildung ergibt:

$$\frac{\int_0^\infty \frac{\sin^2 \varphi}{r^2} dy}{\int_0^\infty \frac{(\sin \varphi)^2}{r^2} dy} = \frac{\int_0^\infty \frac{dy}{(R^2 + y^2)^{3/2}}}{\int_0^\infty \frac{dy}{(R^2 + y^2)^2}} = \frac{1}{\pi/4}$$



Das Verhältnis der Abstrahlung aus dünner Schicht zu der aus dicker Schicht ist also etwa 1,27.

Dieser Unbestimmtheitsbereich lässt sich einschränken, da sich im Spektrum die optisch dünnen und optisch dicken Anteile ungefähr

Die Gesamtstrahlungsverluste aus dem Achsenbereich von 1 cm abschätzen lassen (vgl. Diskussion im Anschluss an Abb. 16). Um eine möglichst sichere Angabe über die Abstrahlung der Säule machen zu können, wurde der Mittelwert aus den beiden, oben beschriebenen Grenzfällen gebildet. Dazu wurde die Abstrahlung  $E_{st}$  unter der Annahme "optisch dünn" errechnet, indem die Abelsche Integralgleichung gelöst wurde und der so erhaltene Emissionskoeffizient integriert wurde. Der Wert des Integrals wurde zur Mittelwertbildung mit 0,89 multipliziert, so dass sich die Gesamtstrahlung  $E_{st}$  ergibt zu:

$$E_{st} = 0,89 \cdot 4\pi \int_{t_0}^t \int_V \epsilon dV dt$$

Der sich so ergebende Strahlungsverlust der komprimierten Säule ist in Abb. 18 als Funktion der Zeit dargestellt. Der bei der beschriebenen Umrechnung der Strahldichte in die Strahlungsverluste der Säule entstehende Fehler wird mit  $\pm 8\%$  abgeschätzt.

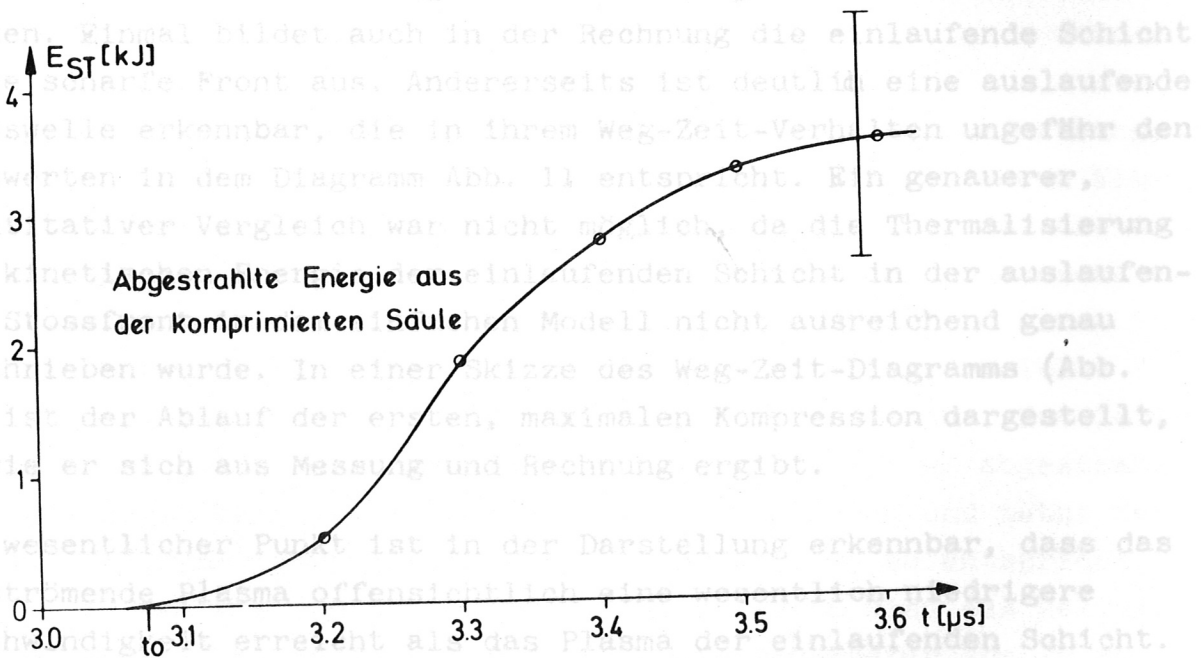


Abb. 18

Die Gesamtstrahlungsverluste aus dem Achsenbereich von 1 cm Radius über eine Zeit von  $0,7 \mu\text{s}$  um die 1. Kompression integriert betragen etwa  $3,8 \text{ kJ} \pm 35 \%$ .

Zum genaueren Verständnis des Entladungsablaufes während der Kompressionsphase wurde eine Modellrechnung der Entladung unter stark vereinfachenden Annahmen durchgeführt. Gerechtfertigt durch die hohe Dichte konnte die numerische Rechnung auf ein Einflüssigkeitsmodell beschränkt werden. Dazu wurde eine gemeinsame Radialgeschwindigkeit und eine gemeinsame Temperatur der Elektronen und der Ionen angenommen. Ausserdem wurden für die Stromdichte bis zu einem Zeitpunkt kurz vor Eintreffen der stromführenden Schicht auf der Achse empirische Werte [5] eingesetzt, um den Einfluss von Fehlern in der Behandlung von Ionisationsprozessen zu Anfang der Entladung zu vermindern.

Die Rechnung lässt während der ersten, maximalen Kompression qualitative Übereinstimmung mit der Messung in zwei Punkten erkennen. Einmal bildet auch in der Rechnung die einlaufende Schicht keine scharfe Front aus. Andererseits ist deutlich eine auslaufende Stosswelle erkennbar, die in ihrem Weg-Zeit-Verhalten ungefähr den Messwerten in dem Diagramm Abb. 11 entspricht. Ein genauerer, quantitativer Vergleich war nicht möglich, da die Thermalisierung der kinetischen Energie der einlaufenden Schicht in der auslaufenden Stossfront in dem einfachen Modell nicht ausreichend genau beschrieben wurde. In einer Skizze des Weg-Zeit-Diagramms (Abb. 19) ist der Ablauf der ersten, maximalen Kompression dargestellt, so wie er sich aus Messung und Rechnung ergibt.

Als wesentlicher Punkt ist in der Darstellung erkennbar, dass das ausströmende Plasma offensichtlich eine wesentlich niedrigere Geschwindigkeit erreicht als das Plasma der einlaufenden Schicht. Während die einlaufende Schicht ungefähr eine Geschwindigkeit von  $3,5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  besitzt, ist die Geschwindigkeit des auslaufenden Plasmas kleiner als  $1,4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Dieser Umstand wird auf die oben

tionsstufe auf Grund der Strahlungsverluste praktisch vollkommen

beschriebenen hohen Strahlungsverluste der komprimierten Säule zurückgeführt.

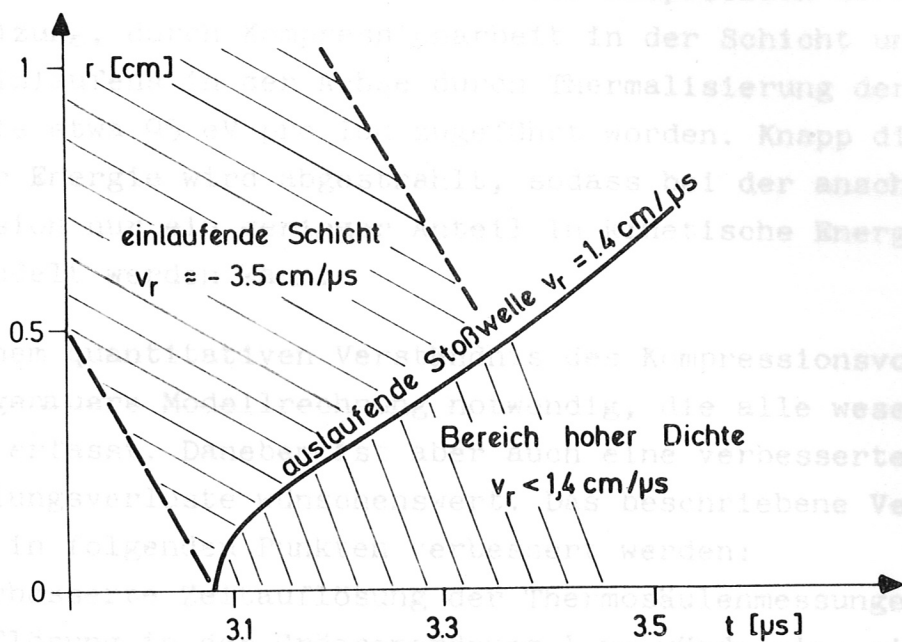


Abb. 19

Da die Modellrechnung offensichtlich eine zu geringe Aufheizung des inneren Bereiches lieferte, war es nicht möglich, durch Einsetzen der gemessenen Strahlungsverluste den Einfluss der Abstrahlung quantitativ zu verfolgen. Dies muss einer genaueren Modellrechnung vorbehalten bleiben. Es sollen jedoch in einer einfachen Abschätzung die oben angegebenen Strahlungsverluste der inneren Energie der Säule gegenübergestellt werden. Zum Zeitpunkt  $t = 3,4 \mu\text{s}$  sind aus der komprimierten Säule  $2,7 \text{ kJ}$  abgestrahlt worden. Nimmt man eine Ionendichte von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  an und setzt den Radius der komprimierten Säule nach Abb. 11 ein, so entspricht das einer Energie von etwa  $41 \text{ eV}$  pro Ion. Wenn also das Helium der komprimierten Säule anfangs bei einer Temperatur von  $10 \text{ eV}$  doppelt ionisiert vorlag, entsprechend einer inneren Energie von  $95 \text{ eV}$  pro Ion, dann ist gegen Ende der Kompression, noch bevor eine wesentliche Expansion stattgefunden hat, die zweite Ionisationsstufe auf Grund der Strahlungsverluste praktisch vollkommen



rekombiniert und die Temperatur auf etwa 5 eV abgesunken.

Zusammenfassend ergibt sich also folgendes Bild: Dem Plasma der komprimierten Säule wird während der Kompression durch ohmsche Aufheizung, durch Kompressionsarbeit in der Schicht und während des Einlaufens in der Achse durch Thermalisierung der kinetischen Energie etwa 95 eV pro Ion zugeführt worden. Knapp die Hälfte dieser Energie wird abgestrahlt, sodass bei der anschliessenden Expansion nur ein geringer Anteil in kinetische Energie zurückverwandelt werden kann.

Zu einem quantitativen Verständnis des Kompressionsvorganges wäre eine genauere Modellrechnung notwendig, die alle wesentlichen Vorgänge erfasst. Daneben ist aber auch eine verbesserte Messung der Strahlungsverluste wünschenswert. Das beschriebene Verfahren müsste dabei in folgenden Punkten verbessert werden:

- 1) Verbesserte Zeitauflösung der Thermosäulenmessungen. Eine Zeitauflösung in der Grössenordnung  $1/\mu\text{s}$  würde eine sichere Zuordnung der thermoelektrischen und der fotoelektrischen Messungen gestatten.
- 2) Der wesentliche Fehler der Eichung und der Entfaltung der einzelnen Spektren entsteht durch die Streuung der Messsignale von Entladung zu Entladung. Es darf angenommen werden, dass eine wesentliche Reduktion dieses Fehlers dadurch erreicht würde, dass bei einer Entladung mit mehreren Strahlengängen beobachtet würde.
- 3) Messungen unter verschiedenen Winkeln gegen die Symmetrieachse der Entladung könnten den Einfluss der Schichtdicke genauer erfassen. Eventuell sollte die komprimierte Säule durch eine andere, dahinter angeordnete Entladung durchstrahlt werden und so das Absorptionsvermögen gemessen werden.

Bei einer verbesserten Modellrechnung müssten bereits Abweichungen vom Verhalten eines idealen Gases berücksichtigt werden. Durch die Ausbildung der Debyewolke sollte der Druck etwa bis zu 10 % vom Druck eines idealen Gases abweichen. Im Hinblick auf die notwendigen Korrekturen der Zustandsgleichung aber auch im Hinblick auf

weitere Experimente, die an extrem dichten Plasmen durchgeführt werden könnten, werden im folgenden Anhang noch kurz einige Ergebnisse der theoretischen Behandlung von Plasmen hoher Dichte zusammengestellt.

Die erste Voraussetzung für die statistische Behandlung, ist die Dichte des unter-  
worfenen Plasmas so groß, dass bereits die Grenze der Gültigkeit  
des Boltzmannschen Ansatzes erreicht wird. Es soll darum im folgenden kurz  
über theoretische Ansätze berichtet werden, die die statistische  
Behandlung des Plasmas auf den Dichtebereich ausdehnen, für wel-  
chen der Debye-Radius vergleichbar oder kleiner als der mittlere  
Teilchenabstand wird.

Eine wesentliche Einschränkung in der statistischen Behandlung eines  
Plasmas ergibt sich aus der Tatsache, dass schon in erster Näherung  
eine klassische Behandlung des Problems versagt. Die klassisch zu-  
lässige, beliebige Annäherung von Ionen und Elektronen führt zur  
Divergenz des Zustandsintegrals. Dagegen lässt sich das Modell des  
Elektronengases bereits klassisch behandeln. Hier liegt die ver-  
einfachende Annahme darin, dass die Kompensationsladung der Elek-  
tronen ebenfalls verschmiert gedacht wird. Durch diese Annahme ver-  
schmielter Ionen wird die Debye-Wolke also im Gegensatz zum realen  
Plasma nur durch eine mittlere Abstoßung der Elektronen ohne eine  
zusätzliche Anziehung Ion-Elektron gebildet. Wenn auch die Er-  
gebnisse für das Elektronengas nicht quantitativ übernommen werden  
können, so lassen sie doch qualitativ erkennen, bei welchen Dichten  
Änderungen bestimmter Art zu erwarten sind.

Natürlich können die Ergebnisse für das Elektronengas auch auf  
das entgegengesetzte Modell übertragen werden. In diesem Modell  
werden die Elektronen als verschmiert gedacht und allein die  
Ionen mit einem neutralisierenden Hintergrund betrachtet. Das  
letztere Modell wird in guter Näherung im Inneren sehr dichter  
Sterne realisiert, in denen die Elektronen entartet sind.

Die klassische Behandlung des Elektronengases stellt aber auch für  
dieses Modell nur eine Näherung dar. Mit zunehmender mittlerer  
Besetzungsdichte der Quantenzellen im Phasenraum ergibt die genaue

## A N H A N G

### Zur Statistik dichter Plasmen

Wie schon in der Einleitung angedeutet, ist die Dichte des untersuchten Plasmas so gross, dass bereits die Grenze der Gültigkeit der Debyetheorie erreicht wird. Es soll darum im folgenden kurz über theoretische Ansätze berichtet werden, die die statistische Behandlung des Plasmas auf den Dichtebereich ausdehnen, für welchen der Debyeradius vergleichbar oder kleiner als der mittlere Teilchenabstand wird.

Eine wesentliche Erschwerung in der statistischen Behandlung eines Plasmas ergibt sich aus der Tatsache, dass schon in erster Näherung eine klassische Behandlung des Problems versagt. Die klassisch zulässige, beliebige Annäherung von Ionen und Elektronen führt zur Divergenz des Zustandintegrals. Dagegen lässt sich das Modell des Elektronengases bereits klassisch behandeln. Hier liegt die vereinfachende Annahme darin, dass die Kompensationsladung der Elektronen räumlich verschmiert gedacht wird. Durch diese Annahme verschmierter Ionen wird die Debyewolke also im Gegensatz zum realen Plasma nur durch eine mittlere Abstossung der Elektronen ohne eine zusätzliche Anziehung Ion-Elektron gebildet. Wenn auch die Ergebnisse für das Elektronengas nicht quantitativ übernommen werden können, so lassen sie doch qualitativ erkennen, bei welchen Dichten Änderungen bestimmter Art zu erwarten sind.

Natürlich können die Erkenntnisse für das Elektronengas auch auf das entgegengesetzte Modell übertragen werden. In diesem Modell werden die Elektronen als verschmiert gedacht und allein die Ionen mit einem neutralisierenden Hintergrund betrachtet. Das letztere Modell wird in guter Näherung im Inneren sehr dichter Sterne realisiert, in denen die Elektronen entartet sind.

Die klassische Behandlung des Elektronengases stellt aber auch für dieses Modell nur eine Näherung dar. Mit zunehmender mittlerer Besetzungsdichte der Quantenzellen im Phasenraum ergibt die genaue

quantenstatistische Behandlung Resultate, die von der klassischen Berechnung abweichen. Dieser quantenstatistische Effekt der Entartung des Elektronengases ist jedoch zu unterscheiden von der Eigenschaft, dass sehr wenige oder weniger als ein Teilchen im Debye-Volumen sind. Beide Eigenschaften sind unabhängig und treten in verschiedenen Zustandsbereichen getrennt oder gemeinsam auf. In dem Zustandsbereich, der hier von Interesse ist, spielt die Entartung keine wesentliche Rolle, so dass eine klassische Behandlung des Elektronengases ausreichend ist.

Schreibt man eine bestimmte Zahl von Teilchen im Debye-Volumen vor, so gilt für den Zusammenhang zwischen Dichte  $\rho$  und der Temperatur  $T$   $\rho \sim T^3$ . Nimmt man dagegen einen bestimmten Entartungsgrad an, indem man die mittlere Teilchenzahl einer Quantenzelle vorschreibt, so gilt  $\rho \sim T^{3/2}$ .

Für den Zustandsbereich von HeII von 10 eV bei einer Dichte von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  gilt für das Verhältnis der Druckkorrektur nach der Debyetheorie  $\rho_D$  zur Korrektur für die teilweise Entartung  $\rho_E$ , jeweils gegenüber dem Druck des idealen Gases,

$$\frac{\rho_D}{\rho_E} \approx -10^3 [25,34].$$

Die Eigenschaften des Elektronengases, die Korrelationsfunktion<sup>+) und damit zusammenhängend die potentielle Energie und die Zustandsgleichung, sind ausgehend von der Methode der Mayerschen Clusterentwicklung [26], den Born-Yvon-Green-Kirkwood-Gleichungen [25, 27-29] oder mit Monte-Carlo-Rechnungen in verschiedenen Näherungsrechnungen erhalten worden. Bezeichnet  $\xi = \frac{e^2}{\lambda_D kT}$  das Verhältnis der potentiellen zur thermischen Energie im Abstand der Debyelänge ++)</sup>

<sup>+) Die Korrelationsfunktion  $f(x_1, x_2)$  gibt mit  $f(x_1, x_2) d\tau_1 d\tau_2$  die Wahrscheinlichkeit dafür an, zugleich ein Elektron im Volumen  $d\tau_1$  bei  $x_1$  und ein zweites <sup>im</sup> Volumen  $d\tau_2$  bei  $x_2$  zu finden. Mit der Korrelationsfunktion lässt sich, sofern die potentielle Energie der Teilchen nur vom Abstand abhängt, die mittlere potentielle Energie pro Teilchen angeben. Damit ist dann auch die Zustandsgleichung bekannt. Bei Kenntnis der Korrelationsfunktionen lässt sich weiter die Starkverbreiterung einer Linie angeben, solange die statistische Theorie der Verbreiterung massgeblich ist. Ausserdem kann das wellenlängenintegrierte Spektrum erhalten werden [40].</sup>

<sup>++) Die Zahl der Teilchen im Debye-Volumen  $N_D$  ist mit dem Verhältnis  $\xi$  durch die Beziehung  $N_D = \frac{1}{3\xi}$  verknüpft.</sup>

so gilt in der Debyetheorie für die mittlere potentielle Energie pro Elektron  $U_0 = -\frac{2}{3} \epsilon kT$ . Als erste Näherung für den Grenzfall weniger Teilchen im Debyeolumen wird der Ausdruck

$$U = U_0 \left[ 1 + \epsilon \left( \frac{1}{2} \ln \epsilon + 0,46 \right) \right]$$

angegeben. Dieser Ausdruck wurde übereinstimmend von Abe [30] und Bowers und Salpeter [31] durch Clusterentwicklungen und von Shure [32] und O'Neil und Rostocker [33] ausgehend von den BYGK-Gleichungen erhalten.

Sind zwei Teilchen im Debyeolumen enthalten, entsprechend  $\epsilon = \frac{1}{6}$  so ist in diesem Fall  $U = 0,93 U_0$ . Für weniger als zwei Teilchen wird der Näherungsausdruck jedoch unbrauchbar.

Bis zu Dichten des Elektronengases, bei denen wesentlich weniger als ein Teilchen im Debyeolumen enthalten sind, ergeben Monte-Carlo-Rechnungen [36] zuverlässige Werte für die Korrelationsfunktion. Bei Werten von  $N_D \lesssim \frac{1}{20}$  bleibt die Korrelationsfunktion nicht mehr monoton: die Elektronen ordnen sich, wie zu erwarten ist, in ihren mittleren Abständen an. Hirt zeigte [35], dass die BYGK-Gleichungen etwa bis zu diesem kritischen Wert von  $N_D = \frac{1}{20}$  mit den Monte-Carlo-Rechnungen übereinstimmende Ergebnisse liefern. Die nicht mehr monotonen Korrelationsfunktionen für  $N_D < \frac{1}{20}$  werden nur noch qualitativ durch die BYGK-Lösungen beschrieben, während die Monte-Carlo-Rechnungen hier noch gültig bleiben.

Für die quantenstatistische Behandlung des Elektronengases wurde von Montroll und Ward [37] ein Verfahren in Analogie zur Methode der Feynman-Grafen entwickelt. Die durchgeführte Näherung für das Elektronengas erfasst allerdings nicht den Fall "wenige Teilchen im Debyeolumen" sondern berücksichtigt nur den Einfluss der Entartung unter Einschluss der Elektron-Elektron-Wechselwirkung in erster Näherung. Führt man in dieser Rechnung den Übergang  $\hbar \rightarrow 0$  aus ( $\hbar$ : Planckkonstante), so ergibt sich die Debyetheorie. Grundsätzlich ist aber das Verfahren auf den Fall weniger Teilchen im Debyeolumen ausdehnbar.

Im Gegensatz zum Elektronengas ist die Theorie des Elektron-Ionen-Gases für hohe Dichten wesentlich weniger entwickelt. Um die quantenmechanische Behandlung des Problems zu umgehen, wird häufig eine Distanz  $\lambda$ , eingeführt, bis zu der sich Elektronen und Ionen höchstens annähern können [38,39] (etwa: Radius des Atoms im Grundzustand). Nachdem die Quantenmechanik auf diese Weise pauschal berücksichtigt ist, wird das Plasma klassisch behandelt.

A.Schlüter [39] zeigte auf diese Weise, ausgehend von den Born-Yvon-Green-Gleichungen und bei Annahme des Kirkwoodschen Superpositionsprinzips, dass für einen grossen Zustandsbereich die einfache Debyetheorie gültig ist und das Ergebnis unabhängig von dem künstlich eingeführten Parameter  $\lambda$  wird. Dieser Bereich ist einmal dadurch begrenzt, dass etwa mindestens 5 Teilchen im Debye-Volumen sein müssen. Zusätzlich muss aber jetzt auch gefordert werden, dass die Temperatur ausreichend hoch ist. Die thermische Energie darf ein bestimmtes Verhältnis zur potentiellen Energie im Abstand  $\lambda$  nicht unterschreiten. Für wasserstoffähnliche Ionen ergibt sich, setzt man für  $\lambda$  den Bohrschen Atomradius an,

$$kT \gtrsim \frac{\text{Ionisierungsenergie}}{5}$$

Nähert man sich dem Fall "1 Teilchen im Debye-Volumen", so lässt sich kein Gültigkeitsbereich der Debyetheorie mehr angeben. Die mittlere potentielle Energie hängt für alle Temperaturen stark vom Abschneideparameter  $\lambda$  ab. Damit dürfte aber die pauschale Erfassung der Quantentheorie unzureichend werden. Ein zuverlässiges Ergebnis für ein reales Plasma mit wenigen Teilchen im Debye-Volumen muss eine quantenstatistische Berechnung ergeben.

Schliesslich sei noch erwähnt, dass wiederholt ein sog. Gitterterm als Beitrag zur potentiellen Energie des Plasmas angesetzt wurde [41, 42, 43]. Ein Term von der Form  $U \sim \frac{e^2 \bar{\alpha}}{r_0}$  ( $\bar{\alpha}$  Madelungkonstante,  $r_0$  mittl. Abstand) soll zusätzlich zum Ausdruck der Debyetheorie auftreten. Während für hohe Dichten ein solcher Ansatz unbegründet ist, ergibt sich für niedrige Dichten (wenige Teilchen im Debye-Volumen) ein Widerspruch zur exakten Herleitung.

Literaturverzeichnis

- 1 R.F.Post, Rev.Mod.Phys., 28 328 (1956)
- 2 L.Biermann, A.Schlüter, Z.Naturf. 12a 805 (1957)
- 3 G.Knorr, Z.Naturf. 13a 941 (1958)
- 4 T.S.Green, D.L.Fisher, A.H.Gabriel, Culham Report, CLM-P 124
- 5 H.Zwicker, U.Schumacher, Z.Physik 183 453 (1965)
- 6 W.Finkelburg, Th.Peters, Hb.Physik XXVIII 97 (1957)
- 7 W.J.Karzas, R.Latter, Astrophys.J.Suppl. 6 167 (1961)
- 8 H.R.Griem, Plasma Spectroscopy (1964) New York
- 9 U.Schumacher, private Mitteilung
- 10 F.C.Jahoda, et.al., Phys.Rev. 119 843 (1960)
- 11 D.M.Packer, Ch.Lock, JOSA 41 699 (1951)
- 12 K.Watanabe, E.C.Y.Inn, JOSA 43 32 (1953)
- 13 J.A.R.Samson, JOSA 54 842 (1964), JOSA 54 976 (1964)  
JOSA 55 935 (1965), JOSA 54 420 (1964)
- 14 D.L.Ederer, D.H.Tombouliau, Phys.Rev. 133 A1525 (1964)
- 15 R.E.Huffman, Y.Tanaka, J.C.Larrabee, J.Chem.Phys. 39 (1963),  
Appl.Opt. 2 947 (1964)
- 16 O.P.Rustgi, JOSA 54 464 (1964)
- 17 O.P.Rustgi, E.I.Fisher, C.H.Fuller, JOSA 54 745 (1964)
- 18 A.P.Lukirskii, I.A.Brytov, T.M.Zimkina, Optica i Spectroscopyca  
17 234 (1964)
- 19 H.F.Schwenkhagen, VDE-Fachberichte 134 (1948)
- 20 J.Euler, Ann.Phys. Leibzig 6/11 203 (1953)
- 21 H.Zwicker, Z.Phys. 177 54 (1964)
- 22 F.D.Erbslöh, Z.Phys. 180 449 (1964)
- 23 W.C.Walker, N.Wainfan, G.L.Weissler, J.Appl.Phys. 26 1366 (1955)
- 24 P.Debye, E.Hückel, Z.Physik 24, 185 (1923)
- 25 L.D.Landau, E.M.Litschitz, L.d.theor.Phys.V, S.246-250
- 26 J.E.und M.G.Mayer, Statistical Mechanics (1940)
- 27 J.Yvon, La Théorie Statistique des Fluides et l'Equation  
d'Etat (1935)
- 28 M.Born, H.S.Green, Proc.Roy.Soc.Lond., Ser.A 188 10 (1946)  
Proc.Roy.Soc.Lond., Ser.A 189 103 (1947)
- 29 J.G.Kirkwood, J.Chem.Phys. 3, 300 (1935)
- 30 R.Abe, Progr.Theoret.Phys. (Kyoto), 22 213 (1959)

- 31 D.L.Bowers, E.E.Salpeter, Phys.Rev. 119, 1180 (1960)
- 32 F.Shure, Phys.Rev.Lett. 12, 353 (1964)
- 33 Thomas O'Neil, N.Rostoker, Phys. Fluids, 8 1109 (1965)
- 34 L.D.Landau, E.M.Lifschitz, L.d.theor.Phys.V, 168 (1966)
- 35 C.W.Hirt, Phys.Fluids, 10, 565 (1967)
- 36 S.G.Brush, H.L.Sahlin, E.Teller, Lawrence Rad.Lab.Rep. UCRL-14467-T (1965)
- 37 E.W.Montroll, J.C.Word, Phys.of Fluids 1 55 (1958)
- 38 A.E.Glauber, I.R.Inkhowskii, JETP 22 562 (1952)  
korrigiert durch  
I.M.Kessler, A.I.Gorbauer, Bull.Acad.Sci.,USSR,Div.Chem.Sci.,  
(1958) 981 Translation
- 39 A.Schlüter, IPP-Bericht 6/II (1963)
- 40 P.P.S.M.Schramm, W.H.Kegel, IPP-Bericht 6/28 (1964)
- 41 G.Ecker, W.Weizel, Ann.Phys., Lpz., 17, 126 (1956)
- 42 G.Ecker, W.Weizel, Z.f.Naturf., 12a, 859 (1957)
- 43 J.Brunner, Z.f.Physik, 159, 288 (1960)



Herrn Priv.-Doz. Dr. H. Zwicker danke ich sehr herzlich für die Aufgabenstellung sowie für die Betreuung der Arbeit und Herrn Prof. Dr. E. Fünfer für die Möglichkeit, die Arbeit in seiner Abteilung des Instituts für Plasma-physik durchführen zu können. Mein weiterer Dank gilt meinen Kollegen für anregende Diskussionen und Frau U. Hammann für die freundliche Hilfe bei der Anfertigung des Manuskripts.

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Institut für Plasma-physik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Institut für Plasma-physik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either, is liable:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.