

mit Mikrowellen von 0,4 cm aus (Kelly: 1,25 cm). Meinhold erhält für Krypton:  $C^* = 9,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^2/\text{eV}$ , ein Wert, der um einen Faktor 6,8 größer ist als der von Kelly bestimmte. Würde man diesen Wert den Rechnungen von Chubb zugrunde legen, so wären für Krypton um den Faktor 2,7 kleinere Relaxa-

tionszeiten zu erwarten. Damit ergäbe sich auch Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen.

Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN möchte ich für die mir gewährte Möglichkeit, diese Untersuchung durchzuführen, danken. Der Bundesminister für Bildung und Wissenschaft unterstützte die Arbeit durch Personal- und Sachmittel.

- <sup>1</sup> H. WONG u. D. BERSHADER, J. Fluid Mech. **26**, 459 [1966].
- <sup>2</sup> K. E. HARWELL u. R. G. JAHN, Phys. Fluids **7**, 214 [1964].
- <sup>3</sup> A. J. KELLY, J. Chem. Phys. **45**, 1723 [1966].
- <sup>4</sup> M. I. HOFFERT u. H. LIEN, Phys. Fluids **10**, 1769 [1967].
- <sup>5</sup> J. A. SMITH, Phys. Fluids **11**, 2150 [1968].
- <sup>6</sup> D. L. CHUBB, Phys. Fluids **11**, 2363 [1968].
- <sup>7</sup> M. MERILO u. E. J. MORGAN, J. Chem. Phys. **52**, 2192 [1970].
- <sup>8</sup> H. CARLS, BMBW-FB K 71-13 [1971].

- <sup>9</sup> L. REHDER et al., BMBW-FB K 68-29 [1968].
- <sup>10</sup> L. M. BIBERMAN, A. KH. MNATSAKANYAN u. I. T. YAKUBOV, Sov. Phys. Uspekhi **13**, 728 [1971].
- <sup>11</sup> G. V. GEMBARZHEVSKY et al., Preprints of the Eighth International Shock Tube Symposium, London 1971.
- <sup>12</sup> E. B. TURNER, Ph. D. Thesis, Univ. of Michigan 1956.
- <sup>13</sup> W. ROTH u. P. GLOERSEN, J. Chem. Phys. **29**, 820 [1958].
- <sup>14</sup> G. MEINHOLD, BMBW-FB K 72-05 [1972].

## Ein neues Verfahren zur Messung der radialen Temperaturverteilung in inhomogenen und instationären Plasmasäulen mit erheblicher Selbstabsorption<sup>1</sup>

D. MEINERS und W. WEBER

Institut für Plasmaphysik der Technischen Universität Hannover

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1601—1606 [1972]; eingegangen am 18. August 1972)

*New Technique for Measuring the Radial Temperature Distribution in Inhomogeneous and Instationary Plasma Columns with Considerable Self-Absorption*

The complete lateral distributions of emitted intensity and optical thickness of the instationary plasma column are measured simultaneously by probing the plasma with its own radiation and recording both distributions on a single high-speed spectrum. From these lateral distributions the radial distributions of the coefficients of emission and absorption are calculated and by application of Kirchhoff's law the radial temperature distribution is determined. This new technique has been applied to an exploding wire plasma with 37 000 K on the axis. The mean deviations of three temperature distributions obtained by independent measurements at different wavelengths are less than 3 per cent.

### 1. Einleitung

Plasmen mit hohen Teilchendichten, wie sie z. B. bei Höchstdruckbögen, Funkenentladungen und Drahtexplosionen auftreten, sind häufig sowohl im Sichtbaren als auch im nahen UV weder in den Linien noch im Kontinuum optisch dünn. In diesen der Messung gut zugänglichen Spektralbereichen sind daher die auf der Voraussetzung optisch dünner Schicht basierenden viel benutzten einfachen diagnostischen Verfahren, welche mit Emissionsmessungen allein ohne Berücksichtigung der Absorption auskommen, nicht anwendbar. Prinzipiell können diese einfachen Verfahren natürlich bei kürzeren Wellenlängen eingesetzt werden, also im Vakuum-UV und

im Röntgen-Gebiet, wo die optische Schichtdicke genügend gering ist. Weil jedoch die Plasmadiagnostik in diesem Spektralbereich mit großem experimentellen Aufwand und mit erheblichen Schwierigkeiten bei der absoluten Kalibrierung der Strahlungsdetektoren verbunden ist und außerdem häufig das die Plasmasäule umgebende Neutralgas nicht transparent ist, kommt auch solchen diagnostischen Methoden eine große Bedeutung zu, welche die Selbstabsorption berücksichtigen und daher im Sichtbaren oder nahen UV angewandt werden können.

Für die Messung der Temperaturverteilung in *stationären* rotationssymmetrischen Plasmasäulen sind zwei Methoden dieser Art bereits seit langem bekannt und erprobt. Bei der Strahldichte-Schichtdicke-Methode werden aus Messungen der Mitte-Rand-Variationen der emittierten Strahldichte und der optischen Schichtdicke die radialen Verteilungen des

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. D. MEINERS, Physikalisches Institut der Universität Düsseldorf, D-4000 Düsseldorf, Ulenbergstraße 123—131.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Emissionskoeffizienten und des Absorptionskoeffizienten berechnet, woraus unter Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes die radiale Temperaturverteilung bestimmt wird (z. B. <sup>2</sup>). Die zweite Methode, welche von BARTELS <sup>3,4</sup> entwickelt worden ist, basiert auf Strahldichtemessungen in der Umkehrkuppe einer selbstumgekehrten Spektrallinie; durch diese spezielle Verfügung über die Wellenlänge, bei welcher die Messungen durchgeführt werden, ist es möglich, trotz erheblicher Selbstabsorption ohne Absorptionsmessungen auszukommen <sup>5</sup>.

Nach beiden Methoden sind kürzlich von MEINERS und WEISS <sup>7</sup> vergleichende Messungen am stationären Quecksilberhöchstdruckbogen durchgeführt worden. Dabei zeigte sich eine gute Übereinstimmung der zwei unabhängig voneinander ermittelten Temperaturverteilungen. Im Gegensatz hierzu ist die Situation bei der Messung der Temperaturverteilung in *instationären* Plasmasäulen noch nicht befriedigend, weil die Messung der benötigten vollständigen Mitte-Rand-Variationen erhebliche Schwierigkeiten bereitet.

Da die Bartelssche Methode auch ohne Kenntnis der vollständigen Mitte-Rand-Variationen der Kuppenstrahldichte schon mit Messungen auf nur einem einzigen Beobachtungsstrahl näherungsweise die Bestimmung der Maximaltemperatur auf diesem Beobachtungsstrahl erlaubt, ist diese Methode mehrfach zur Bestimmung von Achsentemperaturen in instationären Plasmasäulen eingesetzt worden <sup>8-16</sup>. MEINER <sup>17</sup> hat in dieser Näherung durch Messung der Mitte-Rand-Variation der Kuppenstrahldichte sogar die vollständige radiale Temperaturverteilung in einer gepulsten Quecksilberhöchstdrucklampe gemessen.

Dagegen ist die Strahldichte-Schichtdicke-Methode nach Kenntnis der Verfasser bisher noch nicht eingesetzt worden, um bei instationären Objekten, deren Zustand sich innerhalb einer Mikrosekunde erheblich ändert, die Temperaturverteilung zu bestimmen. Der Anwendung dieser Methode standen vor allem Schwierigkeiten bei der Bestimmung der vollständigen Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke entgegen. Daher ist vor einiger Zeit von den Verfassern und Mitarbeitern ein neues Verfahren zur Messung der Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke bei instationären Plasmasäulen entwickelt worden <sup>18</sup>, welches die Anwendung der Strahldichte-Schichtdicke-Methode zur Bestimmung der Temperaturverteilung auch bei instationären Plasma-

säulen ermöglicht. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie mit Hilfe dieses Meßverfahrens für die optische Schichtdicke die radialen Verteilungen des Absorptionskoeffizienten, des Emissionskoeffizienten und der Temperatur bestimmt werden können.

## 2. Methode

Wenn sich ein Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet, ist nach dem Kirchhoffschen Gesetz die Ergiebigkeit, d. i. der Quotient aus dem Koeffizienten der spontanen Emission  $\varepsilon_\nu$  und dem effektiven Absorptionskoeffizienten  $\kappa$ , mit der Temperatur  $T$  durch die Plancksche Strahlungsformel verknüpft:

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa} = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\{h \nu/k T\} - 1}. \quad (1)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann die Temperaturverteilung in einem Plasma berechnet werden, wenn die Verteilungen des Emissionskoeffizienten und des Absorptionskoeffizienten auf Grund von Messungen bekannt sind. In inhomogenen Plasmen sind die lokalen Größen  $\varepsilon_\nu$  und  $\kappa$  der Messung nicht unmittelbar zugänglich. Meßbar sind sie indirekt in integraler Form als emittierte Strahldichte  $L_\nu$  und optische Schichtdicke  $\tau$ :

$$L_\nu(\alpha) = \int_{l_0}^{l_1} \varepsilon_\nu(x, y) \exp\left\{-\int_l^{l_1} \kappa(x, y) dl'\right\} dl, \quad (2)$$

$$\tau(\alpha) = \int_{l_0}^{l_1} \kappa(x, y) dl \quad (3)$$

( $\alpha$  charakterisiert die Lage des Beobachtungsstrahls relativ zum Plasma,  $l$  und  $l'$  sind Ortskoordinaten auf dem Beobachtungsstrahl; wegen der Geometrie vgl. Abbildung 1).

Die Verteilungen des Emissionskoeffizienten und des Absorptionskoeffizienten können als Lösungen

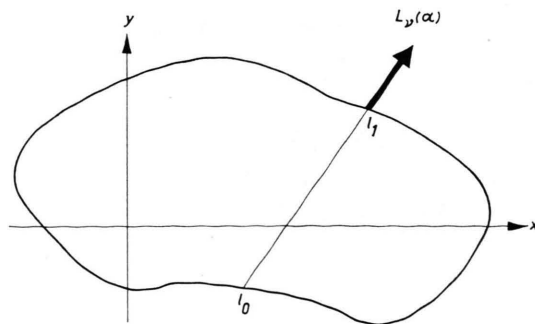


Abb. 1. Zur Geometrie bei den Gln. (2) und (3).

der Integralgleichungen (2) und (3) berechnet werden, wenn die Strahldichte und die optische Schichtdicke auf einer Reihe von geeignet gewählten Beobachtungsstrahlen gemessen worden sind. Liegt speziell eine rotationssymmetrische Plasmasäule (Radius  $R$ ) vor, so ist es zweckmäßig, diese Messungen in einer zur Säulenachse senkrechten Ebene auf zueinander parallelen Beobachtungsstrahlen mit verschiedenem Achsenabstand  $x$  durchzuführen. Aus den Mitte-Rand-Variationen  $L_v(x)$  und  $\tau(x)$  lassen sich in diesem Falle die radialen Verteilungen des Emissionskoeffizienten und des Absorptionskoeffizienten als Lösungen folgender Integralgleichungen berechnen:

$$L_v(x) = 2 \exp \left\{ -\frac{\tau(x)}{2} \right\} \cdot \int_{|x|}^R \varepsilon_v(r) \cosh \left( \int_{|x|}^r \kappa(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 - x^2}} \right) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (4)$$

$$\tau(x) = 2 \int_{|x|}^R \kappa(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (5)$$

### 3. Experimentelle Anordnung

Die simultane Messung der Mitte-Rand-Variationen der emittierten Strahldichte und der optischen Schichtdicke wurde mit Hilfe des in <sup>18</sup> beschriebenen Verfahrens vorgenommen. Abbildung 2 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung.

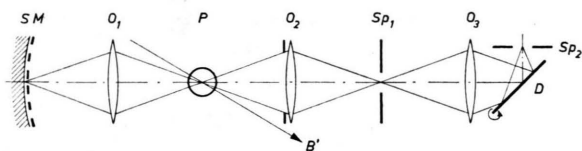


Abb. 2. Strahlengang für die simultane Messung der Mitte-Rand-Variationen der Strahldichte und der optischen Schichtdicke.

Die Plasmasäule  $P$  wird durch das Objektiv  $O_1$  auf den Hohlspiegel  $S$  abgebildet, welcher durch ein System von Streifen (Maske  $M$ ) abgedeckt ist, deren Längsrichtung parallel zur Achse der Plasmasäule verläuft. Diese streifenweise Abdeckung, welche ihrerseits durch  $O_1$  in die Plasmasäule abgebildet wird, bewirkt, daß die Plasmasäule zonenweise mit ihrem eigenen Licht durchstrahlt wird. Um ein stigmatisches Spektrum zu erzeugen, welches mit kurzer, dem Meßobjekt angepaßter Belichtungszeit photographiert werden kann, wird die Plasmasäule mit Hilfe des Objektivs  $O_2$  auf einen senkrecht zur Achse der Plasmasäule verlaufenden Spalt  $Sp_1$  abgebildet, welcher seinerseits durch das Objektiv  $O_3$  über den Drehspiegel  $D$  auf den Spektrographen

spalt  $Sp_2$  abgebildet wird (optischer Schlitzverschluß). Das Spektrum zeigt ein parallel zur Dispersionsrichtung verlaufendes Streifensystem, welches in einem weiten Spektralbereich die Bestimmung sowohl der Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke als auch der Mitte-Rand-Variation der emittierten Strahldichte ermöglicht.

Die absolute Kalibrierung der Photoplatte bei einer oder mehreren Wellenlängen wird durch eine simultane photoelektrische Messung auf einem durch die Achse der Plasmasäule gehenden Beobachtungsstrahl  $B'$  ermöglicht, welcher gegen den Achsenstrahl bei der photographischen Registrierung um einen kleinen Winkel geneigt ist. Als Normalstrahler kann hierbei im Gegensatz zur direkten photographischen Kalibrierung der Platte trotz des großen Strahldichteunterschieds eine kalibrierte Wolframbandlampe oder ein Kohlebogen <sup>19</sup> eingesetzt werden, welcher an den Ort der Plasmasäule gebracht wird.

Das beschriebene Verfahren wurde bei der Untersuchung einer Drahtexplosion erprobt (Cu-Draht mit 10 cm Länge und 30  $\mu$ m Durchmesser in atmosphärischer Luft; Entladungskreis mit  $U = 24$  kV,  $C = 4,6$   $\mu$ F,  $L = 0,52$   $\mu$ H). Die Belichtung der Photoplatte (Ilford HPS) erfolgte mit einem Dreieckimpuls von 0,3  $\mu$ s Basisbreite 1,2  $\mu$ s nach der Wiederrzündung der Drahtexplosion. Zur relativen Plattenkalibrierung wurde neben dem auszuwertenden Spektrum auf derselben Photoplatte mit Hilfe einer gleichmäßig beleuchteten Grautreppe mit bekannten Durchlässigkeitsstufen ein zweites Spektrum mit gleicher Belichtungszeit aufgenommen.

Bei der photoelektrischen Absolutmessung mußten beim Vergleich zwischen den Strahldichten der Drahtexplosion und des Kohlebogens etwa drei Größenordnungen überbrückt werden; hierfür wurde die Linearität der verwendeten Meßeinrichtung, insbesondere die des Photomultipliers überprüft. Da bei dem vorliegenden Untersuchungsobjekt die Strahldichte auf dem Achsenstrahl gut reproduzierbar war, brauchten die photoelektrischen Absolutmessungen bei den verschiedenen vermessenen Wellenlängen nicht simultan vorgenommen zu werden; sie konnten nacheinander an verschiedenen Entladungen unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden.

### 4. Auswertung

Die Ermittlung der Mitte-Rand-Variationen der emittierten Strahldichte und der optischen Schichtdicke aus den Spektren wird mit der in <sup>18</sup> ausführlich beschriebenen und diskutierten Methode vorgenommen. Das Spektrum wird senkrecht zur Dispersionsrichtung photometriert; mit Hilfe der zu der betreffenden Wellenlänge gehörenden Schwärzungskurve wird die zu dem Streifensystem gehörende Intensitätsverteilung  $I(x)$  berechnet. An diese Intensitätsverteilung werden eine untere Hüllkurve  $L_1(x)$  und eine obere Hüllkurve  $L_2(x)$  gelegt.  $L_1(x)$

stellt unmittelbar die Mitte-Rand-Variation der emittierten Strahldichte, also  $L_r(x)$ , dar, während sich die Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke gemäß der Beziehung

$$\tau(x) = -\ln\left(\frac{L_2(x)}{L_1(x)} - 1\right) + \ln D \quad (6)$$

berechnet. Dabei sind mit der Durchlässigkeit  $D$  die Lichtverluste bei der Reflexion an dem Hohlspiegel  $S$  sowie bei dem zweimaligen Durchgang durch das Objektiv  $O_1$  berücksichtigt. Diese Verluste wurden durch zusätzliche Messungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge mit einer stationären Lichtquelle gemessen.

Die beiden Hüllkurven wurden als Ausgleichspolynome berechnet, welche durch die zu der jeweiligen Hüllkurve gehörenden Teile der Intensitätsverteilung  $I(x)$  gelegt werden. Als Nebenbedingung wurde für jede Hüllkurve ein Extremwert in der Achse der Plasmasäule gefordert. Symmetrie wurde bei der Berechnung der Hüllkurven nicht vorausgesetzt. Das Verfahren ermöglicht also eine Überprüfung der Symmetrie der Plasmasäule. Um beurteilen zu können, in welchem Maße die Ergebnisse durch die etwas willkürliche Wahl des Grades des Approximationspolynoms beeinflusst werden, sind alle Auswertungen mit 6 Polynomen verschiedenen Grades durchgeführt worden.

Bei der Lösung der gekoppelten Integralgleichungen (4) und (5) wurde wie in <sup>7</sup> vorgegangen. Die Abelsche Integralgleichung (5) für den Absorptionskoeffizienten wurde mit dem von FRIE<sup>20</sup> angegebenen Verfahren gelöst. Zur Lösung der Integralgleichung (4) wurde das von einem der Verfasser entwickelte und in <sup>7</sup> ausführlich dargestellte Verfahren eingesetzt, welches eine Verallgemeinerung des Frieschen Verfahrens, das in seiner Anwendung auf Abelsche Integralgleichungen beschränkt ist, auf Volterrasche Integralgleichungen mit komplizierterem Kern darstellt. Details der Auswertung sowie Rechenprogramme sind in <sup>6</sup> wiedergegeben.

### 5. Ergebnisse und Diskussion

Die Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke im Kontinuum bei 4570 Å ist in Abb. 3 dargestellt. Für jeden Achsenabstand sind 6 Werte eingetragen, welche mit Polynomen vom Grad 7 bis 12 bei der Approximation der Hüllkurven berechnet worden sind. Die Wahl des Grades des Approximationspolynoms muß an das jeweilige Problem angepaßt werden. Bei der hier untersuchten Plasma-

säule zeigten Kontrollauswertungen von Spektren ohne Streifensystem, daß Polynome bis zum Grad 6 nicht genügend Details der Mitte-Rand-Variationen wiedergeben, während Polynome, deren Grad größer als 12 ist, zu starke Welligkeiten aufweisen.

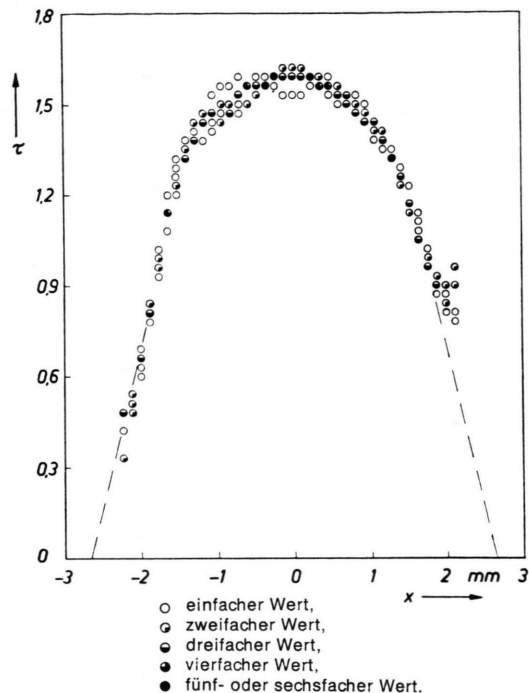


Abb. 3. Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke bei 4570 Å.

Abbildung 3 zeigt, daß die Ergebnisse bei den Approximationspolynomen vom Grad 7 bis 12 gut übereinstimmen. Außerdem kann festgestellt werden, daß die Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke gute Symmetrieeigenschaften in bezug auf den Achsenstrahl besitzt.

In den Randzonen der Plasmasäule führt die Auswertung zu ungenauen und teilweise sogar sinnlosen Werten für die optische Schichtdicke, weil hier der Strahldichtegradient so groß ist, daß sich die auf der Photoplatte registrierte Schwärzung innerhalb eines Streifens erheblich ändert. Für die weitere Auswertung wurde daher die Mitte-Rand-Variation der optischen Schichtdicke für  $|x| > 1,9$  mm durch lineare Extrapolation auf den Wert  $\tau = 0$  am Rand der Plasmasäule bei  $R = 2,7$  mm ergänzt, was in Abb. 3 durch die gestrichelten Geraden angedeutet ist<sup>21</sup>. Um die Auswertung für die verschiedenen Approximationspolynome sowie für die rechte und die linke Hälfte der Plasmasäule getrennt weiterführen zu können, wurde diese Ergänzung für jede der



6 Mitte-Rand-Variationen und für jede Seite unabhängig von allen anderen Extrapolationen vorgenommen.

Mit den so erhaltenen Mitte-Rand-Variationen der optischen Schichtdicke sowie den unteren Hüllkurven als Mitte-Rand-Variationen der emittierten Strahldichte als Ausgangsdaten wurden die Integralgleichungen (5) und (4) nach dem in Abschnitt 3 skizzierten Verfahren gelöst. Dabei wurde die Plasmasäule in 23 Ringzonen unterteilt. Die radialen Verteilungen des Absorptionskoeffizienten und des Emissionskoeffizienten sind in Abb. 4 und 5 dargestellt.

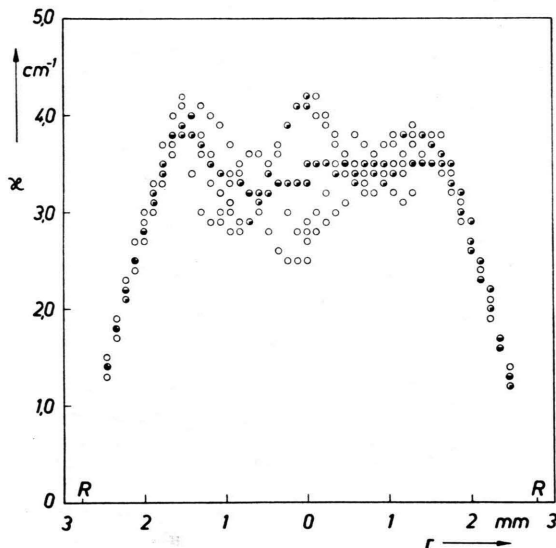


Abb. 4. Radiale Verteilung des Absorptionskoeffizienten bei 4570 Å (Darstellung wie bei Abb. 3).

Die aus  $\epsilon_v(r)$  und  $\kappa(r)$  durch Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes berechnete radiale Temperaturverteilung zeigt Abbildung 6. Durch die berechneten Punkte läßt sich ohne weiteres eine symmetrische, mit zunehmendem Radius monoton fallende Kurve legen, von der die Punkte im Mittel weniger als 3% abweichen. Nur in Achsennähe und am Rand liegt die Abweichung mit etwa 5% etwas höher, was darauf zurückzuführen ist, daß hier die Verfahren zur Lösung der Integralgleichungen nicht so genau wie im Bereich mittlerer Radien sind und daß zum Rand hin die Ungenauigkeit der optischen Schichtdicke wächst.

Besonders betont sei an dieser Stelle noch einmal, daß bei der Berechnung der Hüllkurven keinerlei Symmetrievoraussetzungen gemacht worden sind. Da ferner die Lösung der Integralgleichungen für

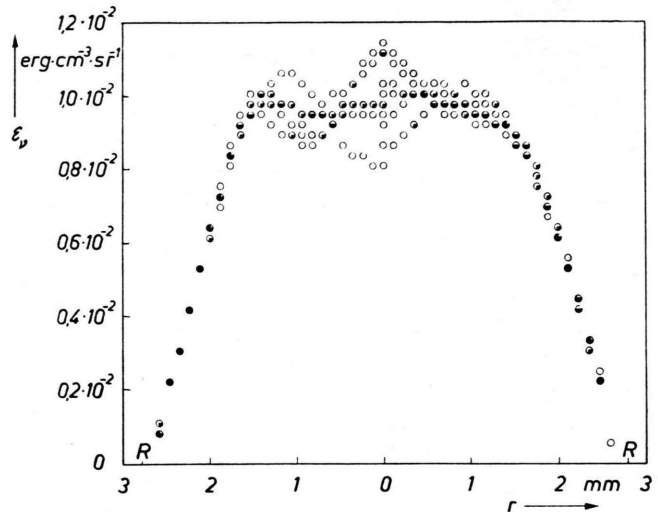


Abb. 5. Radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten bei 4570 Å (Darstellung wie bei Abb. 3).

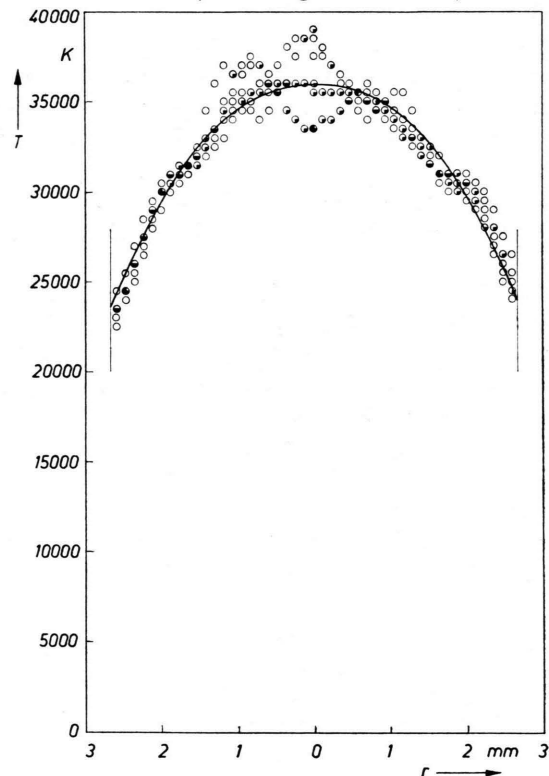


Abb. 6. Radiale Temperaturverteilung in der Plasmasäule (Auswertung bei 4570 Å. Darstellung wie bei Abb. 3).

jede der beiden Hälften der Plasmasäule unabhängig von der anderen erfolgt ist, sind die gute Übereinstimmung der in den beiden Hälften berechneten Achsenwerte und die Symmetrie in den Verteilungen ein Zeichen dafür, daß die Plasmasäule symmetrisch

war und daß keine Asymmetrie durch das Meß- und Auswertungsverfahren erzeugt worden ist.

Neben der bisher beschriebenen Methode, die zufälligen Fehler bei der Auswertung durch Rechnung mit Approximationspolynomen verschiedenen Grades abzuschätzen, ist eine weitere Kontrolle der Genauigkeit des Verfahrens durch Vergleich der bei verschiedenen Wellenlängen ermittelten Temperaturverteilungen möglich. Daher wurden zusätzlich zu der Auswertung bei 4570 Å noch zwei weitere Auswertungen bei den Kontinuumswellenlängen 4455 Å und 4820 Å durchgeführt. Bei diesen Wellenlängen war die Selbstabsorption größer als bei 4570 Å; die optische Schichtdicke betrug auf dem Achsenstrahl 2,1 bzw. 2,2 gegenüber 1,6 bei 4570 Å.

Abbildung 7 zeigt die bei den 3 Wellenlängen ermittelten Temperaturverteilungen. Dargestellt sind für jede Wellenlänge die Mittelwerte aus den jeweils 6 Einzelauswertungen. Die Abweichungen der drei Verteilungen voneinander, in welchen die Fehler bei den drei Absolutkalibrierungen der Photoplate enthalten sind, sind außerordentlich gering und zeigen keinerlei Systematik. Die radiale Temperaturverteilung in der Plasmasäule läßt sich gut durch die eingezeichnete symmetrische Kurve darstellen, von der die berechneten Punkte im Mittel weniger als 2,5% abweichen.

Durch Anwendung des hier beschriebenen Verfahrens wird die Strahldichte-Schichtdicke-Methode zur Messung der radialen Temperaturverteilung in Plasmasäulen mit erheblicher Selbstabsorption auch für instationäre Meßobjekte mit guter Genauigkeit anwendbar. Natürlich ist das Verfahren nicht auf die Bestimmung der Temperaturverteilung in einem einzigen Zeitpunkt beschränkt. Durch Anwendung geeigneter spektralkinematographischer Anordnun-

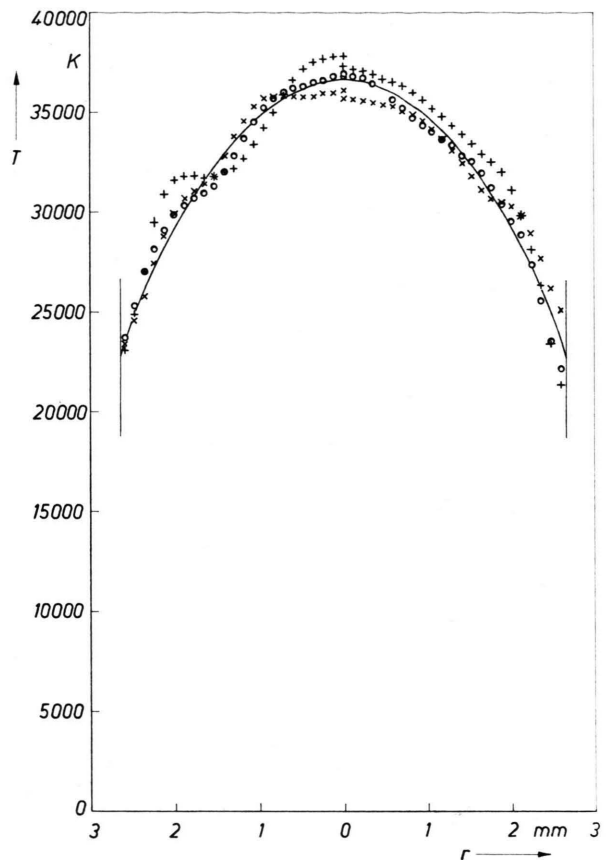


Abb. 7. Radiale Temperaturverteilung in der Plasmasäule (○ 4455 Å, × 4570 Å, + 4820 Å).

gen (z. B. <sup>22</sup>) ist es möglich, die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung mit einem einzigen Meßvorgang zu erfassen.

Die vorliegende Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministers für Bildung und Wissenschaft gefördert. Die numerischen Rechnungen wurden im Rechenzentrum der TU Hannover durchgeführt.

- <sup>1</sup> Auszugsweise vorgetragen auf der Frühjahrstagung 1968 der DPG in Stuttgart [Verhandl. DPG (VI) 3, 438 (1968)].
- <sup>2</sup> P. ELDER, T. JERRICK u. J. W. BIRKELAND, Appl. Opt. 4, 589 [1965].
- <sup>3</sup> H. BARTELS, Z. Physik 127, 243 [1950].
- <sup>4</sup> H. BARTELS, Z. Physik 128, 546 [1950].
- <sup>5</sup> Eine zusammenfassende Darstellung beider Methoden sowie ihrer Anwendungen ist in <sup>6</sup> zu finden.
- <sup>6</sup> D. MEINERS, Habilitationsschrift TU Hannover 1970 und Forschungsbericht K 72-22 des BMBW (1972).
- <sup>7</sup> D. MEINERS u. C. O. WEISS, Z. Angew. Physik 29, 35 [1970].
- <sup>8</sup> J. EULER, Z. Angew. Physik 4, 82 [1956].
- <sup>9</sup> E. BÖHM, Dissertation, TH Hannover 1956.
- <sup>10</sup> R. BEUCHELT u. E. BÖHM, Naturwiss. 44, 507 [1957].
- <sup>11</sup> H. MEIER, Z. Physik 149, 40 [1957].
- <sup>12</sup> H. BARTELS, in: Probleme des Plasmas in Physik und Astronomie, Akademie-Verlag, Berlin 1958, S. 170.
- <sup>13</sup> H. PINGEL, Dissertation, TH Hannover 1960.
- <sup>14</sup> U. KOPEC, Ann. Physik, 7. Folge, 12, 209 [1963].

- <sup>15</sup> H. ZWICKER u. U. SCHUMACHER, Z. Physik 183, 453 [1965].
- <sup>16</sup> Um den Anwendungsbereich zu erweitern, hat man die Bartelssche Methode auch für die Anwendung im Kontinuum modifiziert, was jedoch eine Bestimmung der optischen Schichtdicke auch bei dieser Methode erforderlich macht <sup>9, 10, 12, 13, 15</sup>.
- <sup>17</sup> H. MEINER, Dissertation, TH Hannover 1956.
- <sup>18</sup> J. BORTFELDT, D. MEINERS, W. WEBER u. L. WITTIG, Z. Angew. Physik 27, 240 [1969].
- <sup>19</sup> H. MAGDEBURG u. U. SCHLEY, Z. Angew. Physik 20, 465 [1966].
- <sup>20</sup> W. FRIE, Ann. Physik, 7. Folge, 10, 332 [1963].
- <sup>21</sup> Daß die Auswertung in der linken Randzone bis zu kleinen Schichtdicken hin sinnvolle Ergebnisse liefert als in der rechten Randzone, ist darauf zurückzuführen, daß das Streifensystem nicht symmetrisch zum Achsenstrahl lag.
- <sup>22</sup> J. BORTFELDT, in: Proc. 5-th Internat. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1962, p. 1931.