

Diese Gleichung, ergänzt durch Randbedingungen, bestimmt die lokale Temperatur in dem Medium, wenn sich der Druck in bekannter Weise und relativ wenig ändert. Bei adiabatischen Wänden gibt es eine ortsunabhängige Lösung $T(t)$. Beim idealen Gas ist

$$\varrho c_p = \frac{\alpha}{\alpha - 1} P T^{-1}, \quad \alpha = c_p/c_v.$$

Somit lautet hier die wohlbekannte ortsunabhängige Lösung — sogar für große Druckänderungen gültig —

$$T(t)/T(0) = [P(t)/P(0)]^{1-1/\alpha}.$$

Bei isothermer Wand (Wandtemperatur T_0) hingegen ist die Wärmeleitung maßgebend beteiligt und den raum-zeitlichen Temperaturverlauf zu berechnen bei gegebenem $P(t)$, ist im allgemeinen recht umständlich. Dazu kommt, daß bei der Messung mit dem Widerstandsthermometer oder dem Thermoelement der Galvanometerausschlag den Temperatur-Zeit-Verlauf mehr oder weniger verzerrt wiedergibt. Beide Schwierigkeiten sind umgangen — das ist der Kernpunkt des Verfahrens —, wenn man statt der Temperatur selbst ihr Zeitintegral

$$\Phi(r) = \int_{-\infty}^{\infty} [T(t, r) - T_0] dt \quad (8)$$

betrachtet. Da $T(-\infty, r) = T(\infty, r) = T_0$ ist, verschwindet bei Integration von (7) über die Zeit die linke Seite und im ersten Term rechts erscheint die totale Druckänderung

$$\delta P = P(\infty) - P(-\infty). \quad (9)$$

So entsteht für das Temperaturzeitintegral eine Poisson-sche Differentialgleichung mit räumlich konstantem

¹ L. WALDMANN, Z. Phys. **124**, 175 [1944].

Quellenterm

$$\Delta\Phi = -\alpha T \delta P / \lambda. \quad (10)$$

Dazu tritt die Randbedingung $\Phi_{\text{Rand}} = 0$. Die Einzelheiten des Druck-Zeit-Verlaufes sind demnach ohne Einfluß auf Φ ; es kommt nur auf δP allein an.

Die Gl. (10) ist viel einfacher als Gl. (7). Sie wurde für praktisch wichtige Anordnungen bereits vor Jahren gelöst, alläßlich der Bestimmung des Thermodiffusionsfaktors aus den bei der Diffusion auftretenden Temperaturdifferenzen¹. Ferner ist wie damals anwendbar die Bemerkung, daß das Temperaturzeitintegral dem Zeitintegral des Galvanometerausschlags exakt proportional ist². Die Schwingungsgleichung der Galvanometer-spule ($\varphi = \text{Ablenkinkel}$)

$$a \frac{d^2\varphi}{dt^2} + b \frac{d\varphi}{dt} + c \varphi = C(T - T_0)$$

ergibt durch Integration über die Zeit sogleich

$$c \int_{-\infty}^{\infty} \varphi dt = C \Phi.$$

Auf das Trägheitsmoment a und die Dämpfung b der Spule kommt es nicht an. Lediglich die Konstante c/C muß durch Eichung bekannt sein, um Φ aus dem zeitintegrierten Ausschlag zu erhalten.

Somit kann man an Hand von Gl. (10) bei bekanntem thermischen Ausdehnungskoeffizienten die Wärmeleitfähigkeit ermitteln aus der gemessenen totalen Druckänderung und dem gemessenen Temperaturzeitintegral. Der Druckverlauf im einzelnen braucht nicht bekannt zu sein. Das Verfahren dürfte frei sein von Schwierigkeiten durch Konvektion, wie oben begründet, und anwendbar bei hohen und niedrigen Temperaturen und Drucken. Versuche zur Erprobung sind im Max-Planck-Institut für Chemie im Gange.

² L. WALDMANN, Z. Phys. **124**, 2 [1944].

Doppelsondenmessungen mit Hilfe eines Mikrowellenübertragers

Von H. HERMANSDORFER und G. HOFMANN

Institut für Plasmaphysik GmbH, Garching b. München
(Z. Naturforsch. **18 a**, 1361—1363 [1963]; eingeg. am 9. November 1963)

Zur erdfreien Messung des Sondenstromes von „schwimmenden“ Doppelsonden erwies sich ein Mikrowellenübertrager als gut geeignet. Dabei wird die von einer mit dem Sondenstrom modulierten Kristalldiode reflektierte Leistung gemessen. Erdfrei wird der Sondenkreis durch die Luftstrecke zwischen zwei Antennen. Diese Methode weist gegenüber Trenntransformatoren eine höhere Zeitauflösung ($4 \cdot 10^{-8}$ sec) und geringere Störempfindlichkeit auf. Als Meßbeispiel wird die Sondenregistrierung des Ionisationsvorläufers (Precursor) einer konischen z-Pinchentladung gezeigt.

¹ G. HOFMANN, Z. Naturforsch. **18 a**, 309 [1963].

An anderer Stelle wurde bereits über eine Sondenmethode berichtet, mit der unter Umständen auch in schnell veränderlichen, dichten und heißen Plasmen Ionendichte und -drift bestimmt werden können¹. Im wesentlichen wird zwischen zwei Sondenelektroden eine genügend kleine Spannung angelegt. Der Sondenstrom ist dann bei geeignetem Aufbau des Kreises proportional $n_i T_e^{-1/2}$ (n_i = Ionendichte, T_e = Elektronentemperatur, keine Ionendrift).

Eine große Schwierigkeit bei dieser, wie auch bei anderen Doppelsondenmethoden ist die erdfreie Messung des Sondenstromes. Das Sondenkreispotential soll dem Potential des Plasmas am Ort der Sonde folgen können, also durch die Messung nicht wesentlich beeinflußt werden („schwimmende“ Doppelsonde). In Abb. 1 ist der vereinfachte Sondenkreis dargestellt, wobei das Plasma durch seinen äquivalenten Widerstand

$$R_P = (dV_s/dI_s)_{V_s \rightarrow 0}$$

ersetzt ist.



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 digitized 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.

In Plasmen mit hohen elektrischen Feldern kann das Meßsignal $e = A - B$ bis zu 5 Größenordnungen kleiner sein als die Potentialdifferenzen A bzw. B gegen Erde (zehntel Volt gegen Kilovolt). Wegen dieses ungünstigen Verhältnisses kann die kleine Differenz $e = A - B$ nicht direkt gemessen werden.

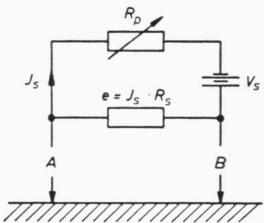


Abb. 1. Sondenkreis. R_p äquivalenter Plasmawiderstand, R_s Meßwiderstand ($R_s \ll R_p$), I_s , V_s Sondenstrom bzw. -spannung, e Meßsignal, A , B Potentialdifferenzen gegen Erde.

Als bisher bester Weg ist die Sondenstrommessung mit einem hochspannungsfesten Impuls-Trenntransformator anzusehen. Damit konnte eine Zeitauflösung von $0,1 \mu\text{sec}$ erreicht werden, die jedoch für Untersuchungen z. B. an schnellen Thetapinch-Entladungen nicht ausreicht. Das System ist außerdem sehr empfindlich gegen elektromagnetische Störungen und neigt zu starken Eigenschwingungen.

Aus diesem Grund wurde ein Mikrowellenübertrager untersucht, der sehr störungsempfindlich ist und eine höhere Zeitauflösung erlaubt.

Der Mikrowellenübertrager

Eine Übertragung der Meßinformation mit Hilfe von Mikrowellen ist aus folgenden Gründen interessant:

1. Die Isolation des Sondenkreises lässt sich z. B. durch eine Luftstrecke zwischen zwei Antennen leicht erzielen.
2. Wegen des Hochpaßcharakters von Hohlleitern können Störungen nur über die Modulationsstelle eintreten.
3. Mit Kristalldioden als Modulationselemente lässt sich eine hohe Zeitauflösung erreichen.

Der Aufbau des Mikrowellenkreises ist in Abb. 2 dargestellt. Die Welle läuft vom Generator 1 zum Modulator 8, einer Kristalldiode. Hier wird sie teils reflektiert. Vom reflektierten Anteil wird durch den Richtungskoppler 4 ein Teil zum Detektor 5 abgezweigt, der eine leistungsproportionale Spannung anzeigt.

Legt man an die Modulatordiode eine äußere Spannung, so verschiebt sich ihr Arbeitspunkt und damit



Abb. 2. Schaltung des Mikrowellenübertragers. 1 Oszillator (Reflexklystron), 2 Einwegleitung, 3 Dämpfungsglied, 4 Richtungskoppler, 5 Nachweisdiode (Detektor), 6 EH-Abstimmer, 7 Antennen-Trennstrecke, 8 Modulatordiode, R_s Widerstand, an dem der Sondenstrom I_s die Modulationsspannung e erzeugt (siehe Abb. 1).

ändert sich ihre Mikrowellenimpedanz. Man erhält eine Änderung der Wellenreflexion. Das Modulationsverhalten wird am besten mit Rechteckimpulsen variabler Höhe untersucht. In einem beschränkten Spannungsbereich wächst die reflektierte Leistung monoton mit der Modulationsspannung.

Es wurde im KU-Band (12,4 – 18 GHz) gearbeitet. Als Dioden dienten 1 N 78-Patronen. Die Test-Modulationsspannung ging bis 0,5 Volt. (Bei höheren Spannungen wird – besonders in Durchlaßrichtung – die Belastung der Diode kritisch.) Durch Einstellung der Mikrowellenleistung wurde erreicht, daß sich dabei (an der mit 120Ω abgeschlossenen Detektordiode) eine Nachweisspannung von 20 mV ergab. Der Widerstand R_s (siehe Abb. 1 und 2) war mit $0,5 \Omega$ sehr klein gegen den Diodenwiderstand. Die Zeitauflösung ergab sich zu $4 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$.

Bei der Durchführung von Messungen empfiehlt es sich, von Zeit zu Zeit Empfindlichkeit und Anstiegszeit der Anordnung nachzuprüfen, besonders wenn die Diode stark belastet wird.

Beobachtung des Ionisationsvorläufers (Precursor) einer konischen z-Pinchentladung mit Doppelsonden

In einem konischen z-Pinch wird Plasma erzeugt und in ein langes Laufrohr ausgestoßen (Abb. 3).

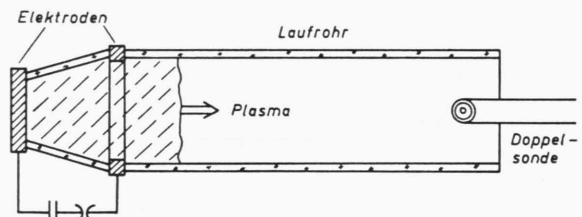


Abb. 3. Konischer z-Pinch.

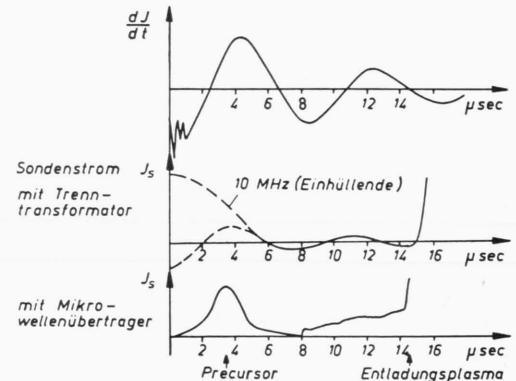


Abb. 4. Oben: zeitliche Änderung des Entladungsstromes zwischen den konischen Elektroden. Mitte: Messung des Sondenstromes mit einem Trenntransformator. Das kleine Precursor-Signal ist wegen der starken Eigenschwingungen (10 MHz – Einhüllende gestrichelt) des Transformators nicht zu sehen. Unten: Messung des Sondenstromes mit dem Mikrowellenübertrager. (Der Sondenstrom I_s ist im wesentlichen proportional zur Ionendichte.)

Ehe das Entladungsplasma bzw. die davon erzeugte Stoßwelle an der 85 cm entfernten Sonde eintrifft, ist bereits eine Ionisierung im Laufrohrvolumen zu beobachten. Über diese hier nicht näher diskutierte Erscheinung (Precursor) wurde schon von verschiedener Seite berichtet.

Der relativ kleine frühe Anstieg der Ionisierung konnte mit einer Transformatorenübertragung der Sondesignale nicht beobachtet werden, da die Störungen durch die Hauptentladung zu groß waren (Abb. 4, mittlere Kurve). Mit dem Mikrowellenübertrager (Abb. 4, untere Kurve) waren kaum mehr Störungen festzustellen.

Periodische Relaxationsschwingungen und Emission ohne Spikes bei einem kurzen Rubinlaser

Von KARL GÜRS

Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforsch. 18 a, 1363—1365 [1963]; eingeg. am 8. November 1963)

Es wird gezeigt, daß man auch beim Rubin-Laser mit beiderseits verspiegeltem Kristall die Resonatorgüte so weit erhöhen kann, daß sich wie schon beim Laser mit großem Spiegelabstand periodische, gedämpfte Relaxationsschwingungen ergeben. Bei kleiner Pumpleistung treten periodische Emissionspulse (Spikes) auf.

Das Schwingungsverhalten wird zahlenmäßig durch die Beziehungen (1) und (2) erfaßt, und zwar, wenn man frühere Ergebnisse^{2, 3} mit berücksichtigt, für einen Bereich der (optischen) Resonatorlänge von etwa 10 cm bis 20 m, ferner für Pumpleistungen vom dreifachen bis über 10-fachen Schwellwert und für verschiedene Temperaturen (77 °K und Zimmertemperatur).

Die Periodendauer der gedämpften Relaxationsschwingungen und die Dämpfungskonstante ergeben sich zahlenmäßig richtig, wenn man in (1) und (2) den Koeffizienten B_s mit $1/(8\tau M)$ einsetzt. Als Volumen ist dabei in M (6) der „optische“ Querschnitt des Kristalls mal der „optischen“ Resonatorlänge einzusetzen.

Nach den früheren Beobachtungen besteht die Emission eines bei Zimmertemperatur arbeitenden Rubin-Lasers aus einer unregelmäßigen Folge von Emissionsimpulsen (Spikes). Im Gegensatz dazu sollten nach der Theorie¹ auch bei Rubin periodische Relaxationsschwingungen auftreten, die gedämpft sind und in kontinuierliche Emission übergehen. Ein solches Emissionsverhalten wurde inzwischen auch bei speziellen Anordnungen (Laser mit großem Spiegelabstand^{2, 3}, Ringlaser^{4, 5}) beobachtet.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß bei guten Kristallen mit sphärischen Spiegeln auch in der üblichen Anordnung (mit beiderseits verspiegeltem Kri-

Abschließende Bemerkung

unempfindlichkeit allgemein für erdfreie Messungen von Interesse. Als Modulatoren sind Kristalldioden vorteilhaft. Der Einfluß der Modulatordiode auf den Meßkreis ist im Einzelfall zu überlegen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. E. FÜNFER für seine fördernde Anteilnahme an dieser Arbeit sowie Herrn A. HIRT für seine freundliche Mitarbeit. — Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasmaphysik durchgeführt.

stall) der theoretisch erwartete Emissionsverlauf zu erhalten ist: Bei höherer Pumpleistung wird die Emission nach einer Einschwingzeit kontinuierlich. Mit abnehmender Pumpleistung ergeben sich periodische Emissionsimpulse.

Zwei Bedingungen sind zu erfüllen, damit sich ein derart regelmäßiges Verhalten ergibt: Man muß einen Resonator wählen, in dem sich möglichst stabile Schwingungsformen ausbilden, und die Güte des Resonators bzw. die Verweilzeit der Quanten im Resonator muß hinreichend groß sein.

Die Vorteile des konfokalen Resonators

Eine stabile Schwingung erhält man in konfokalen Resonatoren oder ähnlichen Resonatoren mit sphärischen Spiegeln, bei denen die Krümmungsradien etwas kleiner als die Resonatorlänge sind. Bei diesen Resonatoren ist das von der Schwingung erfaßte Volumen in den einzelnen Eigenschwingungen der Ausdehnung und Lage nach durch die Spiegelradien und den Spiegelabstand gegeben⁶; die Symmetriearchse der Eigenschwingungen und die Rotationsachse der Anordnung fallen zusammen. Dies gilt nicht nur für den Gaslaser. Auch bei der in dieser Arbeit diskutierten Anordnung konnten Eigenschwingungen niederer Ordnung beobachtet werden (Abb. 2).

Weniger stabil sind die Schwingungen in konzentrischen Resonatoren oder solchen vom PEROT-FABRY-Typ, wo die Ausdehnung der Schwingung nur durch die Kristalldicke begrenzt ist. Störungen im Kristall sind in diesem Fall von größerem Einfluß, und die Schwingung kann in verschiedenen Zonen des Kristalls unabhängig und zu verschiedenen Zeiten erfolgen.

Auch in bezug auf die Güte bringt die Verwendung von konfokalen Resonatoren einen Gewinn. Bekannt ist⁶, daß konfokale Anordnungen eine geringere Beugungsdämpfung besitzen. Darauf hinaus vermindert sich aber auch die bei Rubin wesentliche Streudämpfung.

¹ R. DUNSMUIR, J. Electr. Control 10, 453 [1961]. Vgl. auch:

M. STATZ u. G. DE MARS, in Quantum Electronics (ed. C. H. TOWNES), Columbia University Press, New York 1960, S. 530.

² K. GÜRS, Z. Naturforsch. 17 a, 990 [1962].

³ K. GÜRS, Z. Naturforsch. 18 a, 510 [1963].

⁴ D. RÖSS, Proc. IEEE 51, 468 [1963].

⁵ P. WALSH u. G. KEMENY, J. Appl. Phys. 34, 956 [1963].

⁶ G. D. BOYD u. J. P. GORDON, Bell Syst. Techn. J. 40, 489 [1961].