

September 1968 (1n
Eine Mikrowellenapparatur zur Messung
des Mitführungseffektes im driftenden
Elektronenplasma

An interferometer for the measurement
of the fresnel dragging effect on micro-
waves by a drifting electron plasma

O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter

3/79

September 1968

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Eine Mikrowellenapparatur zur Messung
des Mitführungseffektes im driftenden
Elektronenplasma

An interferometer for the measurement
of the fresnel dragging effect on micro-
waves by a drifting electron plasma

O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter

Abstract

3/79

September 1968

An apparatus is described which measures deviations from reciprocity in the propagation of electromagnetic waves traveling through a medium. The medium under test was a plasma. The apparatus was built for 3 cm waves. The minimum detectable phase difference between the two directions was $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ degrees.

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.

IPP 3/79 O. Gehre
H.M. Mayer
M. Tutter

An interferometer for the
measurement of the fresnel
dragging effect on micro-
waves by a drifting electron
plasma

September 1968 (in German)

Abstract

An apparatus is described which measures deviations from reciprocity in the propagation of electromagnetic waves traveling through a medium. The medium under test was a plasma. The apparatus was built for 3 cm waves. The minimum detectable phase difference between the two directions was $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ degrees.

IPP 3/79 O. Gehre
H.M. Mayer
Einführung M. Tutter

An interferometer for the measurement of the fresnel dragging effect on microwaves by a drifting electron plasma

September 1968 (in German)

Die erste Apparatur zur Messung des Fresnel'schen Wellenausbreitung in bewegten Medien stammt von Vizeau [1], s. Abb. 1. Zwei Lichtstrahlen durchlaufen ein Medium in entgegengesetzten Richtungen und werden dann zur Interferenz gebracht. Durch die Driftbewegung des Mediums ergibt sich eine Phasenverschiebung, welche sich beim Durchlaufen der Wellenlänge ergibt.

Abstract

An apparatus is described which measures deviations from reciprocity in the propagation of electromagnetic waves traveling through a medium. The medium under test was a plasma. The apparatus was built for 3 cm waves. The minimum detectable phase difference between the two directions was $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ degrees.

Abb. 1 Die Anordnung von Vizeau:
Q ist die Lichtquelle, S ein halb-
durchlässiger Spiegel und Sch der
Leuchtschirm als Empfänger

Mit der hier zu beschreibenden Apparatur soll der Einfluss der Driftbewegung der Elektronen in der positiven Säule einer Glimmentladung auf die Ausbreitung von 3 cm-Mikrowellen untersucht werden. Im Gegensatz zur obigen Versuchsanordnung geht es nicht an, die Wellen das Plasma in freier Ausbreitung durchlaufen zu lassen, da erstens der Plasmaquerschnitt nicht groß gegen die Wellenlänge ist und zweitens Reflexionen im Außenraum die Messung des kleinen Effektes unmöglich machen würden. Die Plasmasäule ist vielmehr in einen zylindrischen Hohlleiter eingeschlossen, wie Abb. 2 zeigt.

Einleitung

Die erste Apparatur zur Messung der elektromagnetischen Wellenausbreitung im bewegten Medium stammt von Fizeau [1], s. Abb. 1. Zwei Lichtstrahlen durchlaufen gleichzeitig eine Wassersäule in und entgegen deren Flußrichtung und werden dann zur Interferenz gebracht. Fizeau maß die Interferenzstreifenverschiebung, welche sich beim Abschalten der Wasserströmung ergab.

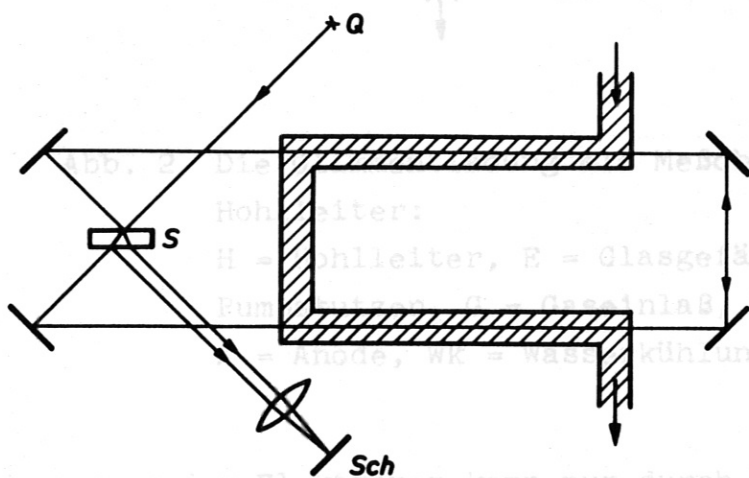


Abb. 1 Die Anordnung von Fizeau:

Q ist die Lichtquelle, S ein halbdurchlässiger Spiegel und Sch der Leuchtschirm als Empfänger

Mit der hier zu beschreibenden Apparatur soll der Einfluß der Driftbewegung der Elektronen in der positiven Säule einer Glimmentladung auf die Ausbreitung von 3 cm-Mikrowellen untersucht werden. Im Gegensatz zur obigen Versuchsanordnung geht es nicht an, die Wellen das Plasma in freier Ausbreitung durchlaufen zu lassen, da erstens der Plasmaquerschnitt nicht groß gegen die Wellenlänge ist und zweitens Reflexionen im Außenraum die Messung des kleinen Effektes unmöglich machen würden. Die Plasmasäule ist vielmehr in einen zylindrischen Hohlleiter eingeschlossen, wie Abb. 2 zeigt.

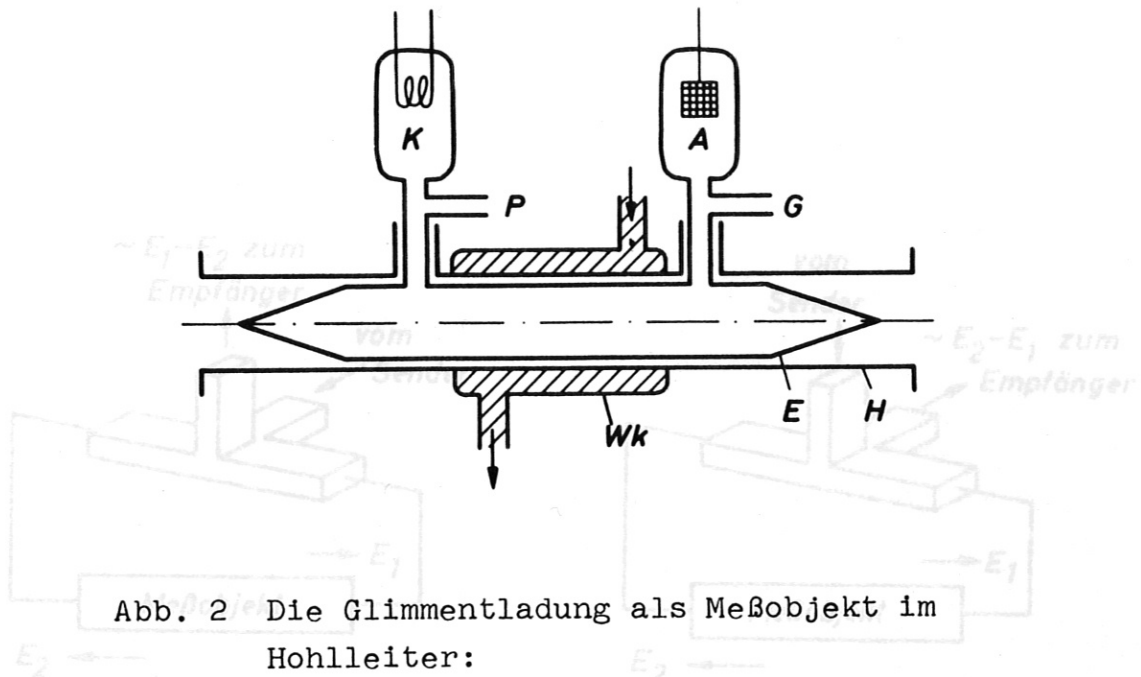


Abb. 2 Die Glimmentladung als Meßobjekt im Hohlleiter:

- a) H = Hohlleiter, E = Glasgefäß, P = Pumpstutzen, G = Gaseinlaß, K = Kathode, A = Anode, Wk = Wasserkühlung

Die Driftbewegung der Elektronen kann nur durch Abschalten der Entladung zu Null gemacht oder, bei einer Entladungsröhre mit 2 Kathoden durch Umpolen der Anodenspannung umgekehrt werden. Die dabei unvermeidlich auftretenden Änderungen der Reflexionen an den Enden des Entladungsrohres würden aber jede Art Interferenzbrücke so stark außer Balance bringen, daß die gleichzeitig auftretende Änderung der Mitführung daneben nicht mehr nachweisbar wäre. Da also an der Entladung während der Messung nichts geändert werden darf, muß ein anderes Meßprinzip angewendet werden, welches im wesentlichen darin besteht, daß Sender und Empfänger miteinander vertauscht werden.

Die beiden Wellen auf den durchlaufenen Wegstrecken in gleicher Weise beeinflußt worden sind, das Meßobjekt also reziprok ist, setzen sie sich wieder zu einer einzigen Welle zusammen, welche zum Sender zurückläuft; in den an den unsymmetrischen (E-) Arm angeschlossenen Empfänger fließt keine Energie. Ist das Meßobjekt dagegen nichtreziprok, so sind die Phasen oder Amplituden der beiden rückkehrenden Wellen nicht mehr einander gleich und in den Empfänger

Meßprinzip

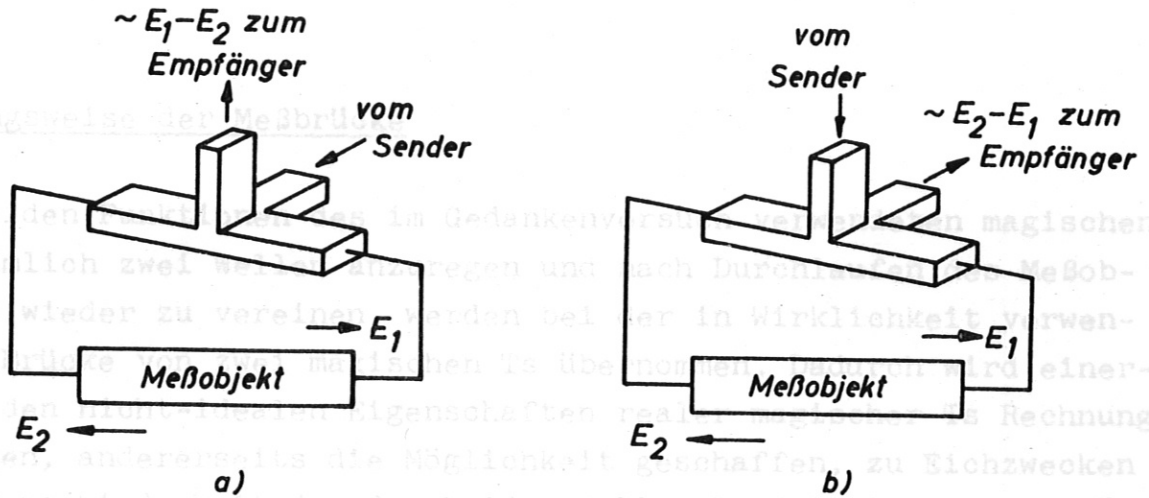


Abb. 3 Gedankenversuch zur Erläuterung des Meßprinzips:

E_1 und E_2 seien die (komplexen) Feldstärken der Wellen, die das Meßobjekt in entgegengesetzter Richtung durchlaufen haben.

Der in Abb. 3 skizzierte Gedankenversuch erläutert das Prinzip der Messung. Das Meßobjekt liegt in einer, die beiden Seitenarme eines magischen Ts verbindenden Leitung. Der Sender sei an den symmetrischen (H-) Arm angeschlossen (Abb. 3a); er regt in den Seitenarmen gleichgroße Wellen an, die das Meßobjekt in entgegengesetzter Richtung durchlaufen und zum magischen T zurückkehren. Wenn die beiden Wellen auf den durchlaufenen Wegstrecken in gleicher Weise beeinflußt worden sind, das Meßobjekt also reziprok ist, setzen sie sich wieder zu einer einzigen Welle zusammen, welche zum Sender zurückläuft; in den an den unsymmetrischen (E-) Arm angeschlossenen Empfänger fließt keine Energie. Ist das Meßobjekt dagegen nichtreziprok, so sind die Phasen oder Amplituden der beiden rückkehrenden Wellen nicht mehr einander gleich und in den Empfänger

läuft eine Welle, deren Feldstärke der Differenz der Feldstärken der beiden Wellen proportional ist. Werden Sender und Empfänger vertauscht (Abb. 3b), so muß diese Differenz ihr Vorzeichen umkehren; andernfalls wäre das gesamte, zwischen Sender und Empfänger geschaltete Gebilde reziprok.



Wirkungsweise der Meßbrücke

Die beiden Funktionen des im Gedankenversuch verwendeten magischen Ts, nämlich zwei Wellen anzuregen und nach Durchlaufen des Meßobjektes wieder zu vereinen, werden bei der in Wirklichkeit verwendeten Brücke von zwei magischen Ts übernommen. Dadurch wird einerseits den nicht-idealen Eigenschaften realer magischer Ts Rechnung getragen, andererseits die Möglichkeit geschaffen, zu Eichzwecken eine Verschiedenheit der den beiden Wellen-Laufrichtungen zugehörigen Weglängen künstlich einzustellen. Wie Abb. 4 zeigt, wird die bei der Erklärung des Meßprinzips erwähnte Vertauschung von Sender und Empfänger durch einen Mikrowellenschalter bewerkstelligt.

Abb. 4 Meßbrücke mit Mikrowellenschalter, $D_{1,2}$ = Phasenschleifer, $D_{1,2}$ = Dämpfungsglieder, $A_{1,2}$ = Abgleichglieder, A = reflexionsfreie Abschluß, RK = 3 db-Richtkoppler. $\sigma_{1,2,3}$, $\sigma'_{1,2,3}$, $\tau_{1,2}$ sind die Transmissionskoeffizienten der Hohlleitungen und des Plasmas für die Feldstärke der Welle; $\rho_{1,2}$ sind die Reflexionskoeffizienten der Entladungsrohren.

Die Feldstärke der zum Empfänger laufenden Welle wird nach Abb. 4 z. B. für die Schalterstellung K berechnet. Die vom Sender ankommende Welle habe an der Stelle des oberen magischen Ts die Feldstärke 1 , dann ist die fragliche Feldstärke an der Stelle des unteren magischen Ts:

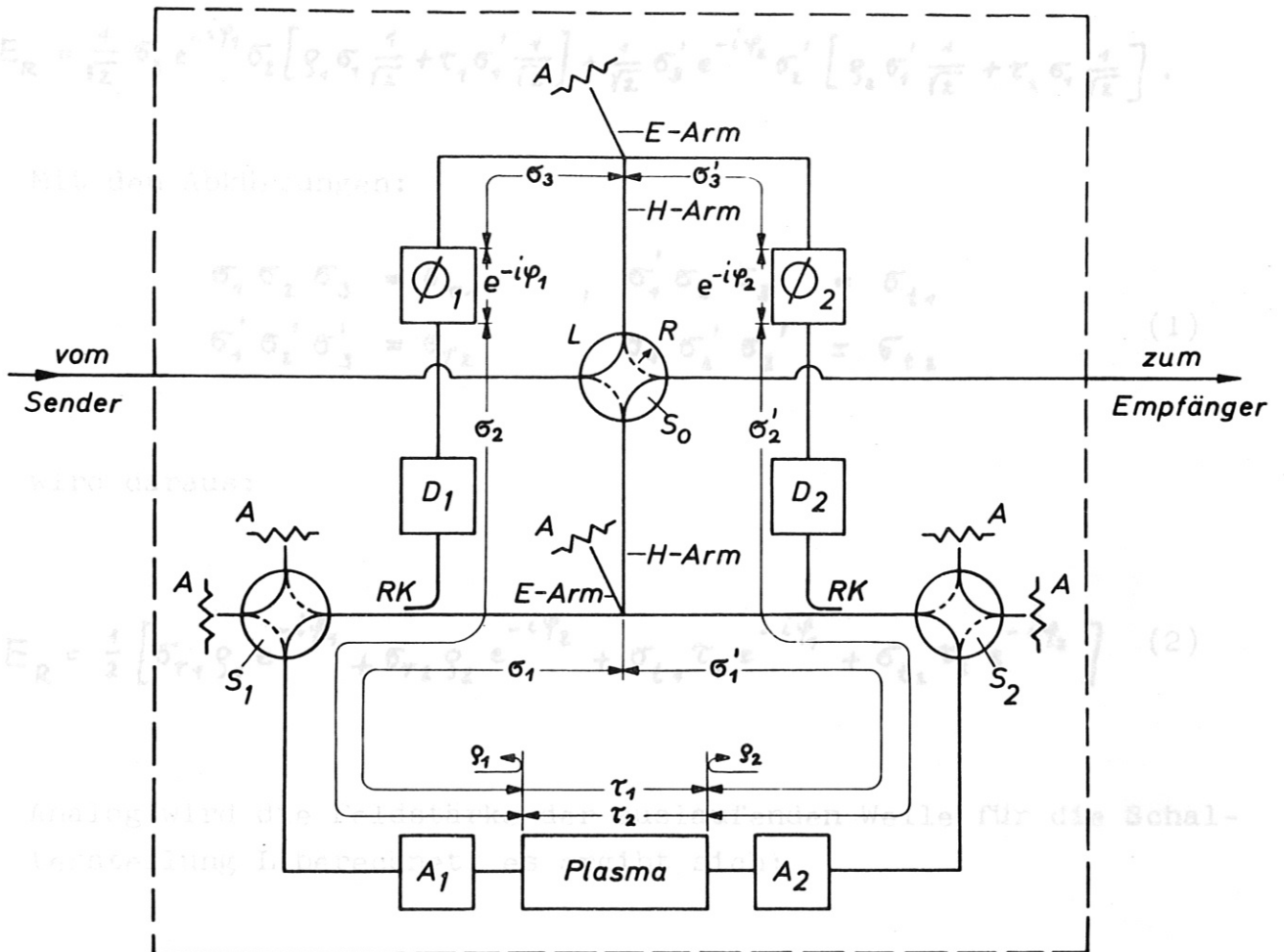


Abb. 4 Meßbrücke: $S_{0,1,2}$ = Mikrowellenschalter, $\phi_{1,2}$ = Phasenschieber, $D_{1,2}$ = Dämpfungsglieder, $A_{1,2}$ = Abgleich Elemente, A = reflexionsfreie Abschlüsse, RK = 3 db-Richtkoppler.

$\sigma_{1,2,3}$, $\sigma'_{1,2,3}$, $\tau_{1,2}$ sind die Transmissionskoeffizienten der Hohlleitungen und des Plasmas für die Feldstärke der Welle;

$\rho_{1,2}$ sind die Reflexionskoeffizienten der Entladungsrohren.

Die Feldstärke der zum Empfänger laufenden Welle wird nach Abb. 4 z. B. für die Schalterstellung R berechnet. Die vom Sender ankommende Welle habe an der Stelle des oberen magischen Ts die Feldstärke 1, dann ist die fragliche Feldstärke an der Stelle des unteren magischen Ts:

$$\gamma(\sigma_1 e^{-i\phi_1}) - \gamma(-\sigma_2 e^{-i\phi_2}) \quad (5)$$

ist was durch Variation der Phasenschieber ϕ_1 , ϕ_2 erreichbar

$$E_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_3 e^{-i\varphi_1} \sigma_2 \left[\rho_1 \sigma_1 \frac{1}{\sqrt{2}} + \tau_1 \sigma_1' \frac{1}{\sqrt{2}} \right] + \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_3' e^{-i\varphi_2} \sigma_2' \left[\rho_2 \sigma_1' \frac{1}{\sqrt{2}} + \tau_2 \sigma_1 \frac{1}{\sqrt{2}} \right].$$

Mit den Abkürzungen:

$$\begin{aligned} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 &= \sigma_{r1} & , & \quad \sigma_1' \sigma_2 \sigma_3 &= \sigma_{t1} \\ \sigma_1' \sigma_2' \sigma_3' &= \sigma_{r2} & , & \quad \sigma_1 \sigma_2' \sigma_3' &= \sigma_{t2} \end{aligned} \quad (1)$$

wird daraus:

$$E_R = \frac{1}{2} \left[\sigma_{r1} \rho_1 e^{-i\varphi_1} + \sigma_{r2} \rho_2 e^{-i\varphi_2} + \sigma_{t1} \tau_1 e^{-i\varphi_1} + \sigma_{t2} \tau_2 e^{-i\varphi_2} \right] \quad (2)$$

Analog wird die Feldstärke der auslaufenden Welle für die Schalterstellung L berechnet; es ergibt sich:

$$E_L = \frac{1}{2} \left[\sigma_{r1} \rho_1 e^{-i\varphi_1} + \sigma_{r2} \rho_2 e^{-i\varphi_2} + \sigma_{t2} \tau_1 e^{-i\varphi_2} + \sigma_{t1} \tau_2 e^{-i\varphi_1} \right] \quad (3)$$

Im Falle der Reziprozität, $\tau_1 = \tau_2$, wäre $E_R = E_L$.

Zur Messung der Differenz $\tau_1 - \tau_2$ wird zwischen den beiden Schalterstellungen hin und hergeschaltet; der zu messende Feldstärke-sprung ist:

$$E_R - E_L = \frac{1}{2} (\tau_1 - \tau_2) (\sigma_{t1} e^{-i\varphi_1} - \sigma_{t2} e^{-i\varphi_2}). \quad (4)$$

Der Betrag dieser Größe ist maximal, wenn

$$\angle (\sigma_{t1} e^{-i\varphi_1}) = \angle (-\sigma_{t2} e^{-i\varphi_2}) \quad (5)$$

ist, was durch Variation der Phasenschieber ϕ_1, ϕ_2 erreichbar

ist. Diese optimale Einstellung von ϕ_1, ϕ_2 ist leicht zu finden, wenn die Reflexionsfaktoren ρ_1, ρ_2 vorher auf Null abgeglichen wurden; sie fällt dann nämlich in guter Näherung mit dem Nullabgleich der Feldstärken E_R, E_L zusammen, wie aus (2) und (3) mit $\rho_{1,2} = 0$ hervorgeht:

$$(E_R)_{\rho_{1,2}=0} = \frac{1}{2} [\tau_2 (\sigma_{t_1} e^{-i\varphi_1} + \sigma_{t_2} e^{-i\varphi_2}) + (\tau_1 - \tau_2) \sigma_{t_1} e^{-i\varphi_1}] \quad (6)$$

$$(E_L)_{\rho_{1,2}=0} = \frac{1}{2} [\tau_1 (\sigma_{t_1} e^{-i\varphi_1} + \sigma_{t_2} e^{-i\varphi_2}) - (\tau_1 - \tau_2) \sigma_{t_1} e^{-i\varphi_1}] \quad (7)$$

Wenn $|\tau_1 - \tau_2|$ sehr klein gegen $|\tau_{1,2}|$ ist, was beim Mitführungseffekt der Fall ist, gilt beim Nullwerden von (6) oder (7) genähert:

$$\sigma_{t_1} e^{-i\varphi_1} = -\sigma_{t_2} e^{-i\varphi_2} \quad (8)$$

Damit wird aus (4):

$$E_R - E_L \approx (\tau_1 - \tau_2) \cdot \sigma_{t_1} e^{-i\varphi_1} \quad (9)$$

Der Nullabgleich der Reflexionsfaktoren ρ_1, ρ_2 geschieht in der Weise, daß die Meßbrücke wechselweise durch die Mikrowellenschalter S_1, S_2 reflexionsfrei unterbrochen wird. Die Feldstärke der in den Empfänger gelangenden Welle ist dann jeweils den Reflexionsfaktoren ρ_2, ρ_1 proportional und kann durch die Abgleichelemente A_2, A_1 zu Null gemacht werden.

Dieser Nullabgleich ist nicht kritisch, wie folgende Betrachtung zeigt: wird z. B. E_L mit nicht verschwindenden ϑ_1, ϑ_2 zu Null gemacht, dann ist nach (1) und (3):

$$e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)} = - \frac{\sigma_2' \sigma_3'}{\sigma_2 \sigma_3} \cdot \frac{\sigma_1' \vartheta_2 + \sigma_1 \tau_1}{\sigma_1 \vartheta_1 + \sigma_1' \tau_2}$$

und aus (4) wird

$$E_R - E_L = \frac{1}{2} (\tau_1 - \tau_2) \sigma_{t_i} e^{-i\varphi_0} \left(1 + \frac{\tau_2 + \frac{\sigma_1}{\sigma_1'} \vartheta_1}{\tau_1 + \frac{\sigma_1'}{\sigma_1} \vartheta_2} \right) \quad (10)$$

Für $|\vartheta_{1,2}| \ll |\tau_{1,2}|$ erhält man aus (10) wieder (9).

Da ein phasenempfindlicher Empfänger verwendet wird, der die empfangene Feldstärke als Vektor in der komplexen Ebene zu messen gestattet, ist auch der Nullabgleich der Feldstärken E_R oder E_L unkritisch; die Differenz $E_R - E_L$ ist unter den Voraussetzungen, unter denen (9) gilt, von der Größe der Feldstärken E_R, E_L nahezu unabhängig.

Es bleibt noch die Differenz $\tau_1 - \tau_2$ zu berechnen. Die Transmissionskoeffizienten durch das Plasma der Länge L in Driftrichtung der Elektronen und entgegengesetzt sind definitionsgemäß:

$$\tau_1 = e^{-ik_+L} = e^{-ikhL} e^{-i\delta khL} \approx e^{-ikhL} (1 - i\delta khL) \quad (15)$$

$$\tau_2 = e^{-ik_-L} = e^{-ikhL} e^{+i\delta khL} \approx e^{-ikhL} (1 + i\delta khL) \quad (11)$$

daher ist

$$\tau_1 - \tau_2 \approx -2i\delta khL \cdot e^{-ikhL} \quad (12)$$

Die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Plasmas sind nicht zeitlich konstant, wie bisher angenommen, sondern schwanken unregelmäßig um Mittelwerte. Die Schwankungen $\delta\tau_1, \delta\tau_2$ der Transmissionskoeffizienten, hervorgerufen durch Schwankungen der Wellenzahl k , sind unproblematisch, da nach (11) in jedem Moment

$$\delta\tau_1 \approx \delta\tau_2 \quad (16)$$

Eichung die Apparatur so eingestellt ist, daß jeweils die beiden letzten Terme in (2) und (3) sich gegenseitig nahezu kompensieren.

Zur Eichung der Apparatur wird diejenige Feldstärkenänderung gemessen, die auftritt, wenn man einen der Phasenschieber ϕ_1 , ϕ_2 um einen kleinen, bekannten Betrag verstellt, z. B. ψ_1 (= für die Messung eingestellter Wert) um $\delta\psi$ vergrößert. Nach (2) und (3) ergibt sich für die Feldstärkeänderungen:

$$\begin{aligned} \delta E_R &\approx -\frac{i\delta\psi}{2} (\sigma_{\tau_1} \rho_1 + \sigma_{t_1} \tau_1) e^{-i\psi_1} \\ \delta E_L &\approx -\frac{i\delta\psi}{2} (\sigma_{\tau_1} \rho_1 + \sigma_{t_1} \tau_2) e^{-i\psi_1} \approx \delta E_R \end{aligned} \quad (13)$$

Für den Vergleich von (13) mit (9) ist wieder erforderlich, daß $|\rho_1| \ll |\tau_{1,2}|$ ist; dann gilt mit (11):

$$\delta E_R \approx \delta E_L \approx -\frac{i\delta\psi}{2} e^{-ikL} \cdot \sigma_{t_1} e^{-i\psi_1} \quad (14)$$

Die Division von (9) durch (14) liefert nach Einsetzen von (12) die gesuchte Größe δk :

$$\delta k \approx \frac{\delta\psi}{4L} \cdot \frac{E_R - E_L}{\delta E_{R,L}} \quad (15)$$

Störungen

Die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Plasmas sind nicht zeitlich konstant, wie bisher angenommen, sondern schwanken unregelmäßig um Mittelwerte. Die Schwankungen $\delta\tau_1$, $\delta\tau_2$ der Transmissionskoeffizienten, hervorgerufen durch Schwankungen der Wellenzahl k , sind unproblematisch, da nach (11) in jedem Moment

$$\delta\tau_1 \approx \delta\tau_2 \quad (16)$$

ist und die Apparatur so eingestellt ist, daß jeweils die beiden letzten Terme in (2) und (3) sich gegenseitig nahezu kompensieren. Wegen (16) kompensieren auch die Schwankungen dieser Terme einander. Dies ist der Grund für den symmetrischen Aufbau der Meßbrücke, bei dem das Plasma gleichzeitig in beiden Richtungen von Wellen durchlaufen wird. Nach (12) gehen die Schwankungen $\delta \tau_1$, $\delta \tau_2$ erst in zweiter Ordnung in die Meßgröße ein.

Die Schwankungen $\delta \varrho_1$, $\delta \varrho_2$ der Reflexionskoeffizienten dagegen machen sich in erster Ordnung bemerkbar; zu den Feldstärken E_R , E_L , welche jetzt als die Mittelwerte aufgefaßt werden sollen, tritt nach (2) und (3) als Momentanwert der Feldstärkeschwankung:

$$\delta E = \frac{1}{2} \left(\sigma_{T1} \delta \varrho_1 e^{-i\varphi_1} + \sigma_{T2} \delta \varrho_2 e^{-i\varphi_2} \right) \quad (17)$$

Mit den Bezeichnungen:

$$\chi (\varrho_{1,2}) = \varphi_{1,2}$$

$$\chi (\sigma_{T1,2}) = \chi_{1,2}$$

$$\chi_{1,2} + \varphi_{1,2} - \varphi_{1,2} = \xi_{1,2}$$

und $\delta \varrho_{1,2\parallel}$ bzw. $\delta \varrho_{1,2\perp}$ für die zu $\varrho_{1,2}$ parallelen bzw. senkrechten Komponenten (reelle Größen, Amplituden- bzw. Phasenschwankungen von $\varrho_{1,2}$) der Schwankungen $\delta \varrho_{1,2}$ läßt (17) sich schreiben als:

$$\delta E = \frac{1}{2} \left[|\sigma_{T1}| e^{i\chi_1} (\delta \varrho_{1\parallel} + i \delta \varrho_{1\perp}) + |\sigma_{T2}| e^{i\chi_2} (\delta \varrho_{2\parallel} + i \delta \varrho_{2\perp}) \right] \quad (18)$$

Die beiden Summanden in (18) erscheinen beim Reflexionsabgleich einzeln im (Real- und Imaginärteil anzeigenden) Empfänger. Da ξ_1 und ξ_2 unbekannt sind, läßt sich dem vom Empfänger gelieferten Bild nicht entnehmen, ob der betreffende Reflexionsfaktor mehr in

seiner Amplitude oder mehr in seiner Phase schwankt. Es zeigt sich jedoch experimentell, daß die $\delta \varphi_{1H}$ und $\delta \varphi_{1L}$ unkorreliert sind und statistischen Charakter haben. Ferner kann geschlossen werden, daß die Schwankungen von φ_1 und φ_2 unkorreliert sind, da das insgesamt gemessene δE nicht von der Einstellung der Phasenschieber Φ_1, Φ_2 abhängt. Die Wurzel aus dem mittleren Schwankungsquadrat der Feldstärke läßt sich daher nach den Gesetzen der Statistik berechnen als:

$$\langle \delta E^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{2} \left\{ \pm \sqrt{|\sigma_{r_1}|^2 \cdot (\langle \delta \varphi_{1H}^2 \rangle \cos^2 \zeta_1 + \langle \delta \varphi_{1L}^2 \rangle \sin^2 \zeta_1) + |\sigma_{r_2}|^2 \cdot (\langle \delta \varphi_{2H}^2 \rangle \cos^2 \zeta_2 + \langle \delta \varphi_{2L}^2 \rangle \sin^2 \zeta_2)} \right. \\ \left. \pm i \sqrt{|\sigma_{r_1}|^2 \cdot (\langle \delta \varphi_{1H}^2 \rangle \sin^2 \zeta_1 + \langle \delta \varphi_{1L}^2 \rangle \cos^2 \zeta_1) + |\sigma_{r_2}|^2 \cdot (\langle \delta \varphi_{2H}^2 \rangle \sin^2 \zeta_2 + \langle \delta \varphi_{2L}^2 \rangle \cos^2 \zeta_2)} \right\} \quad (19)$$

Diese mittlere Feldstärkeschwankung ist beiden Feldstärken, E_R und E_L , überlagert; sie kann ein Vielfaches der Meßgröße $E_R - E_L$ betragen und macht zur Aussiebung dieser die Verwendung eines Kohärent-Detektors notwendig. Sie begrenzt die einstellbare Verstärkung und damit die Empfindlichkeit der Apparatur.

Eine andere Empfindlichkeitsbegrenzung ist durch den Schalter S_0 gegeben; es existiert eine schwache direkte Kopplung zwischen 2 gegenüberliegenden Polen. Die Kopplung zwischen dem Pol, an den die Hohlleitung zum Sender angeschlossen ist, und demjenigen, von dem die Hohlleitung zum Empfänger führt, sei durch den Transmissionskoeffizienten σ_0 gegeben, welcher in jeder der 4 Schalterstellungen einen anderen Wert haben kann. Es ist offenbar, daß das kleinste nachweisbare Signal $E_R - E_L$ gegeben ist (vergl. (9) und (12)) durch:

$$|E_R - E_L| \approx 2L \cdot |\beta| \cdot |\sigma_{t_1}| e^{-i k L} \geq |\sigma_0| \quad (20)$$

Während des Umschaltens nimmt $|\delta_0|$ hohe Werte an, so daß dafür gesorgt werden muß, daß während dieser Zeit der Empfänger gesperrt ist. - Der Schalter und die übrige Apparatur müssen erschütterungsmäßig von der auf stabiler Unterlage montierten Meßbrücke durch biegsame Hohlleiter (in Abb. 4 nicht gezeichnet) isoliert sein.

Teil von δ_0 proportional, welches so durch wahlweises Verbinden des Kohärentdetektors mit dem x- oder y-Eingang des Oszilloskops gemessen werden kann. Mittels des auf große Zeitkonstante (> 3 sec) eingestellten Kohärentdetektors lassen sich die Schwankungen (19) stark unterdrücken, so daß das Meßsignal, welches durch Umschalten des Empfangsapparatur

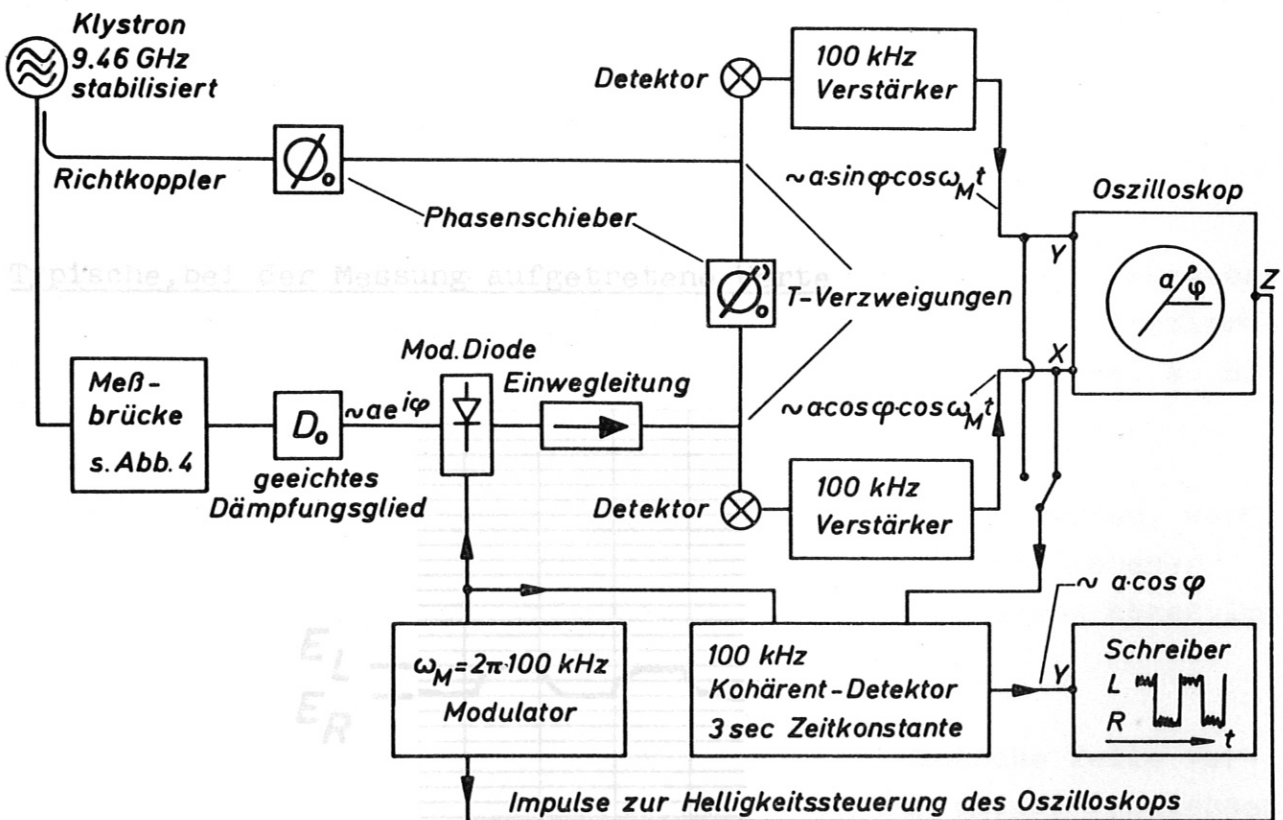


Abb. 5 Blockschaltbild des Empfängers

Abb. 5 zeigt das Schaltbild der gesamten Meßanordnung. Bevor das zu messende Signal dem Empfänger zugeführt wird, wird es mit 100 kHz amplitudenmoduliert (Prinzip von O'Brien [2]). Der Phasenschieber ϕ_0 ist so eingestellt, daß die Amplituden des mit Das in Abb. 6 gezeigte Meßsignal wurde bei einem Entladungsstrom von 0,35 A mit der Grundwelle im zylindrischen Hohlleiter (Radius

100 kHz modulierten Anteils der Diodenausgangsspannung den Vektor-
komponenten der zu messenden komplexen Feldstärke proportional sind.
Der Phasenschieber ϕ_0 wird so eingestellt, daß das Eichsignal
(14) in die positive x-Richtung fällt. Die x- und y-Komponenten
des Meßsignals (9) sind dann nach (15) dem Real- und Imaginär-
teil von β proportional, welches so durch wahlweises Verbinden des
Kohärentdetektors mit dem x- oder y-Eingang des Oszilloskops gemes-
sen werden kann. Mittels des auf große Zeitkonstante (3 sec) einge-
stellten Kohärentdetektors lassen sich die Schwankungen (19) stark
unterdrücken, so daß das Meßsignal, welches durch Umschalten des
Mikrowellenschalters S_0 in Abständen von 20 - 30 sec erhalten wird,
mit einem Schreiber aufgezeichnet werden kann.

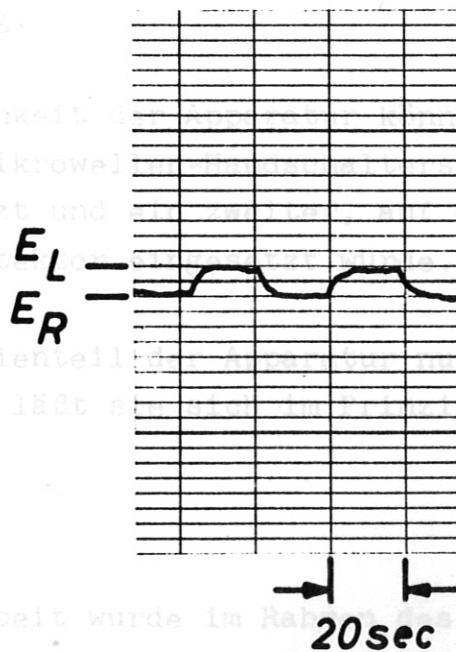
Abschließende Bemerkungen

Typische, bei der Messung aufgetretene Werte

Apparatur lassen sich selbstverständlich auch andere Nichtrezipro-
zität erzeugende Vorgänge mit hoher Empfindlichkeit messen, z. B.
Faraday-Drehung.

Die Empfindlichkeit des Meßsystems kann noch erhöht werden, wenn
anstelle des Mikrowellenschalters S_0 ein motorgetriebener
Schalter benutzt und die Schaltfrequenz abgestimm-
ter Kohärentdetektoren verwendet wird.

Da im Mikrowellenteil handelsübliche Teile ver-
wendet wurden, läßt sich das Meßsystem auch für andere Frequenzen
verwirklichen.



Vorstehende Arbeit wurde im Rahmen eines Vertrages zwischen dem
Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft
über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Abb. 6 Schreiberbild eines Meßsignals

Das in Abb. 6 gezeigte Meßsignal wurde bei einem Entladungsstrom
von 0,35 A mit der Grundwelle im zylindrischen Hohlleiter (Radius

1,5 cm) aufgenommen. Die Eichung erbrachte $\delta k \cdot L \approx -2 \cdot 10^{-3}$ Grad; nach (9) und (12) bedeutet das, daß dieses Meßsignal ca. 86 db unter dem Eingangssignal lag. Die Isolation des Schalters S_0 (vergl. (20)) war größer als 90 db. - Der Real- und der Imaginärteil der mittleren Feldstärkeschwankung (19) waren etwa gleich groß und 100 mal größer als das Meßsignal. Aus Reflexionsmessungen ging hervor, daß $\langle \delta \varphi_{1H}^2 \rangle^{1/2} \approx \langle \delta \varphi_{1L}^2 \rangle^{1/2} \approx \langle \delta \varphi_{2H}^2 \rangle^{1/2} \approx \langle \delta \varphi_{2L}^2 \rangle^{1/2} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ war; daraus läßt sich eine mittlere relative Elektronendichteschwankung an den Enden der Plasmasäule von ca. 0,3 und eine mittlere Ortschwankung dieser Enden von ca. 1 mm abschätzen.

Abschließende Bemerkungen

Mit der beschriebenen, zur Messung der Plasma-Mitführung gebauten Apparatur lassen sich selbstverständlich auch andere Nichtreziprozität erzeugende Vorgänge mit hoher Empfindlichkeit messen, z. B. Faraday-Drehung.

Die Empfindlichkeit der Apparatur könnte noch erhöht werden, wenn anstelle des Mikrowellen-Handsalters S_0 ein motorgetriebener Schalter benutzt und ein zweiter, auf die Schaltfrequenz abgestimmter Kohärentdetektor eingesetzt würde.

Da im Mikrowellenteil der Apparatur nur handelsübliche Teile verwendet wurden, läßt sie sich im Prinzip auch für andere Frequenzen verwirklichen.

Vorstehende 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.

Danksagung

Wir danken Herrn Prof. R. Wienecke für sein Interesse an dieser Arbeit und den Herren J. Prechtl, H. Rebischki, F. Brandl und W. Breitel für den Bau und die Betreuung der Apparatur, Frl. E. Bock, Fr. G. Stöckermann und Frl. G. Wimmer für die Erstellung des Manuskripts und Herrn Dr. T. Simonen für kritische Durchsicht.

Literatur

- [1] H. Fizeau, Compt. Rend. 33 (1851), 349
- [2] B.B. O'Brien, IEEE Trans. Instr. Meas. 16 (1967), 124

This IFP report is intended for internal use.

IFP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily represent the opinions of the Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the European Commission.

Neither the Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

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 in this report 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.