

## Frequenzabhängigkeit des Leitwerts von Plasmakondensatoren mit inhomogenem Plasma

A. SZÉKELY, A. LILL und W. D. MÜNZ

Physikalisches Institut der Universität Graz, Österreich

(Z. Naturforsch. 22 a, 233—238 [1967]; eingegangen am 7. Juli 1967)

Die durch das Vorhandensein freier Elektronen in einem schwach ionisierten Gas hervorgerufene Wechselstromleitfähigkeit nimmt nach der im allgemeinen als gültig erkannten Theorie bei Erhöhung der Frequenz schnell ab. Mißt man aber den Leitwert eines Plasmakondensators mit inhomogenem Plasma, so zeigt sich von einer gewissen Frequenz angefangen eine stetige Zunahme mit steigender Frequenz. Die vorliegende Arbeit berichtet über solche Messungen an verschiedenen Plasmakondensatoren im Frequenzbereich 0,5 bis 300 MHz.

Zur Erklärung des stetigen Ansteigens des Leitwertes bei wachsender Frequenz wird folgende Arbeitshypothese aufgestellt: Beim Vorhandensein eines Dichtegradienten normal zur Richtung des Meßfeldes geraten die Plasmaelektronen in denjenigen Stromröhren des Kondensators in Resonanzschwingungen, in denen die durch die lokale Dichteverteilung bestimmte Plasmafrequenz mit der Frequenz des Meßfeldes übereinstimmt. Diese „Resonanzröhren“ wirken wie gut leitende Brücken zwischen den Kondensatorelektroden, wodurch ein Zusatzleitwert entsteht. Mit wachsender Frequenz werden Stromröhren mit höherer Elektronendichte zu Resonanzröhren, so daß der Zusatzleitwert steigt.

Für die Leitfähigkeit  $\Lambda$  eines schwach ionisierten Gases im hochfrequenten Wechselfeld, hervorgerufen durch freie Elektronen, die durch die Stöße mit den Neutralteilchen gebremst werden, gilt

$$\Lambda = \frac{Ne^2}{m} \frac{Z}{\omega^2 + Z^2}$$

( $N$  Dichte der Elektronen,  $Z$  Stoßzahl pro Sekunde). Diese Formel<sup>1</sup> läßt erkennen, daß  $\Lambda$  mit steigender Frequenz abnimmt, falls  $\omega$  mit  $Z$  vergleichbar oder höher als  $Z$  ist. In älteren Arbeiten<sup>2</sup> wurde bei Messung des Leitwerts verschiedener Plasmakondensatoren festgestellt, daß die angegebene Formel nicht geeignet ist, die Ergebnisse darzustellen. Es zeigte sich ein Ansteigen des Leitwertes mit zunehmender Frequenz. In einer neueren Arbeit<sup>3</sup> von SZÉKELY konnte aber der gemessene Leitwert eines Plasmakondensators im Frequenzbereich 0,02 bis 14 MHz an Hand der angegebenen Formel für die Leitfähigkeit gut gedeutet werden: es addieren sich die Beiträge dreier verschiedener Arten von freien Elektronen mit verschiedenen Stoßzahlen, zwei Arten, bei denen der thermischen Geschwindigkeit verschiedene gerichtete Geschwindigkeitskomponenten überlagert sind und eine dritte Art, die eigentlichen Plasmaelektronen, deren Geschwindigkeiten völlig ungeordnet sind. Oberhalb von 10 MHz bestimmen nur noch diese Plasmaelektronen den Leitwert.

<sup>1</sup> Vgl. z. B. A. SZÉKELY, Ann. Physik 20, 279 [1934] (mit Angaben älterer Literatur). Dort steht die Formel im elektrostatischen Maßsystem, hier im S.I. und an Stelle von  $Z$  ist dort  $\tau=1/Z$  eingeführt.

<sup>2</sup> A. SZÉKELY<sup>1</sup>, ferner Acta Phys. Austriaca 3, 22 [1949].

Zur Erklärung der Unstimmigkeit, daß einmal die Leitfähigkeitsformel zur Deutung ausreicht, in anderen Fällen aber nicht, sollten weitere Messungen dienen. Es wurden zunächst Messungen am selben Kondensator, den SZÉKELY in der neueren Arbeit verwendete, bei höheren Frequenzen ausgeführt: es zeigte sich im Widerspruch mit der angegebenen Formel der einfachen Theorie ein stetiges Ansteigen des Leitwertes mit wachsender Frequenz. Es war wünschenswert, festzustellen, ob die besondere Bauart des zu den Messungen benützten Kondensators dieses Phänomen bedingt und daher wurden Leitwertmessungen auch noch an anderen Plasmakondensatoren durchgeführt, bei denen ebenfalls ein stetiges Ansteigen des Leitwerts bei Erhöhung der Meßfrequenz zu beobachten war.

Die vorliegende Arbeit ist ein übersichtlicher Bericht über die neuen Messungen<sup>4</sup>, bei denen sich diese Erscheinung zeigte. Zum Schluß wird eine mögliche Erklärung angedeutet, fußend auf der Annahme, daß die inhomogene Dichteverteilung längs der Normalen zur Richtung des Meßfeldes dazu führt, daß von einer gewissen Frequenz angefangen ein Zusatzleitwert entsteht, weil die Elektronen in einzelnen Stromröhren in Resonanzschwingungen geraten.

<sup>3</sup> A. SZÉKELY, Acta Phys. Austriaca 12, 91 [1958].

<sup>4</sup> Es soll hier nur auf die Meßwerte für den reellen Teil des komplexen Leitwerts eingegangen werden. Dieser reelle Teil wird in dieser Arbeit einfach Leitwert genannt.



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“) geplant, 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.

## 1. Die verwendeten Plasmakondensatoren

I. In der Philips-Triode 4690 wurde die Glühkathode mit dem Gitter verbunden und der Leitwert des beim Einschalten der Entladung zwischen Gitter und Anode gebildeten Plasmakondensators, der in erster Näherung als Zylinderkondensator angesehen werden kann, gemessen. Der mittlere Innendurchmesser betrug 3,3 mm, der Außendurchmesser 7 mm, die Länge 21 mm. Die Stirnflächen waren durch Keramikplättchen bedeckt, wodurch ein ziemlich dicht abgeschlossener Innenraum entstand. Nach Angabe der Firma war die Röhre mit Helium von 0,5 Torr Druck gefüllt.

II. Das beim Einschalten der Entladung in der mit Helium unbekannten Drucks gefüllten RCA-Diode OD3A gebildete Plasma erfüllt ebenfalls einen Zylinderkondensator, der von dem 1,1 mm dicken kalten Kathodendraht und dem Anodenzyliner von 19,3 mm Durchmesser gebildet wurde, seine Länge war 28,7 mm. Die Stirnflächen des Kondensators waren mit Glimmerblättchen mit weiten Schlitten bedeckt, der Innenraum war also nicht dicht abgeschlossen.

III. In einem Glasrohr von 5 cm Durchmesser wurde zwischen ebenen, kreisförmigen, gut in das Rohr passenden Elektroden aus Chromeisen, die 16 cm voneinander entfernt waren, eine Glimmentladung in Luft bei verschiedenen Drucken gezündet. Durch ein seitliches Ansatzrohr in 4 cm Entfernung von der Kathode konnten Kondensatoren verschiedener Form und Orientierung eingeführt werden. Im folgenden werden einige Meßergebnisse für drei verschiedene Kondensatoren wiedergegeben:

a) Für einen Parallelplattenkondensator mit Rechteckplatten ( $30 \times 16 \text{ mm}^2$ ) im Abstand 8 mm. Die Längsseiten der Platten waren parallel zum Radius des Entladungsrohrs, die Plattenebenen parallel zur Rohrachse.

b) Für einen Parallelplattenkondensator mit Kreisplatten (2 cm Durchmesser) im Abstand 1 cm. Die Plattenebenen waren entweder parallel oder normal zur Entladungssachse.

c) Für einen 3 cm langen Zylinderkondensator aus einem Chromeisendraht von 1,5 mm Dicke in der Achse eines Zylinders von 15 mm Durchmesser, der aus einem Messingdrahtnetz geformt war; seine Achse war parallel zum Rohrradius, die Stirnflächen wurden fallweise mit leicht aufliegenden Glimmerblättchen bedeckt.

## 2. Die Meßmethoden

Zu den Messungen bis 48 MHz wurde eine Resonanzmethode verwendet. Ein Schwingungskreis, der den Plasmakondensator enthielt, wurde durch induktive Kopplung an einen Hochfrequenzgenerator veränderlicher Frequenz zu Resonanzschwingungen erregt. Der Strom im Schwingungskreis wurde mit einem ebenfalls induktiv angekoppelten Detektorkreis gemessen. Es wurde zuerst ohne Plasma im Kondensator auf Resonanz abgestimmt, dann die

Entladung gezündet, wodurch Verstimming und Dämpfung des Resonanzkreises entstand. Dann wurde wieder abgestimmt und im Detektorkreis die Herabsetzung des Resonanzstroms, die ein Maß für den Leitwert des Plasmakondensators ist, beobachtet. Die Eichung erfolgte mit Hilfe von selbstinduktionsfreien Stäbchenwiderständen bekannter Größe, parallel zum plasmafreien Kondensator. — Für die niedrigeren Frequenzen bestand der Schwingungskreis aus der Parallelschaltung verschiedener Spulen zu einem Präzisionsdrehplattenkondensator (maximal 350 pF), dem der Plasmakondensator parallel gelegt wurde. Für die höheren Frequenzen erwies es sich als vorteilhaft, den Schwingungskreis etwas abzuändern: einer kleinen aus 1 bis 3 Drahtschleifchen bestehenden Spule lag ein fixer Kondensator (100 pF) und die Serienschaltung eines Präzisionsdrehplattenkondensators sehr kleiner Kapazität (maximal 20 pF) mit dem Plasmakondensator parallel.

Zur Messung im VHF-Bereich diente eine *konzentrische geschlitzte Meßleitung* (Rohde & Schwarz, Type LMM), die durch einen VHF-Generator (Rohde & Schwarz, Type SMLM) erregt wurde: es breitet sich vom Eingang der Leitung eine hochfrequente Welle aus, die am Ende der Leitung mit einer dem Leitwert des dort angeschlossenen Meßobjektes entsprechenden Phase und Stärke reflektiert wird. Längs der Meßleitung entstehen stehende Wellen. Mit einem abgestimmten Detektorkreis, der längs der Leitung verschiebbar ist, wird die Spannungsverteilung auf der Leitung abgetastet. Im Spannungsmaximum wird die Ankopplung des Detektorkreises so eingestellt, daß der Ausschlag „Eins“ im Anzeigegalvanometer entsteht, dann kann an der Stelle des Spannungsminimums, dessen Lage mit  $l_{\min}$  bezeichnet wird, der sogenannte Anpassungsfaktor  $m$  (Verhältnis der minimalen zur maximalen Spannung) direkt auf der Skala des Instruments abgelesen werden. Aus den Werten  $l_{\min}$  und  $m$  läßt sich nach den in der Literatur angegebenen Formeln<sup>5</sup> der Real- und Imaginärteil des Leitwerts des den Abschluß bildenden Meßobjektes, des mit kurzen Drähten angeschlossenen Plasmakondensators, berechnen. Ungedämpfte Leitung vorausgesetzt, gilt für den reellen Leitwertanteil  $G$

$$G/Y_L = m(1 + \tan^2 \beta l_{\min}) / (m^2 + \tan^2 \beta l_{\min}),$$

<sup>5</sup> Zum Beispiel H. MEINKE u. F. W. GUNDLACH, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, 2. Aufl., Springer-Verlag 1962, S. 1569.

darin bedeutet  $Y_L$  den Kehrwert des Wellenwiderstandes der Leitung,  $\beta$  die Phasenkonstante  $= 2\pi/\text{Wellenlänge}$ . — Es sei folgende Meßschwierigkeit erwähnt: man interessiert sich nur für den durch die Plasmafüllung geschaffenen Leitwertanteil. Es wurde jedoch, auch wenn die Entladung noch nicht eingeleitet war, ein kleiner Null-Leitwert gemessen, offenbar von der nicht vernachlässigbaren Impedanz der Zuführungen herrührend. Es gelang, bei den wiedergegebenen Messungen diesen Null-Leitwert durch geeignete Schaltelemente in den kurzen Zuführungen zum Plasmakondensator sehr klein gegen den interessierenden Leitwert zu machen.

Bei allen Messungen wurde große Sorgfalt darauf verwendet, die für die Zündung der das Plasma erzeugenden Entladungen erforderlichen Schaltkreise hochfrequenzmäßig vom Meßkreis abzublocken.

### 3. Die Meßergebnisse

An Hand der Abbildungen 1 bis 6<sup>6</sup> sollen im folgenden die Resultate besprochen werden: Aus den Messungen am Plasmakondensator I wurden folgende Ergebnisse ausgewählt: Abb. 1 ist eine

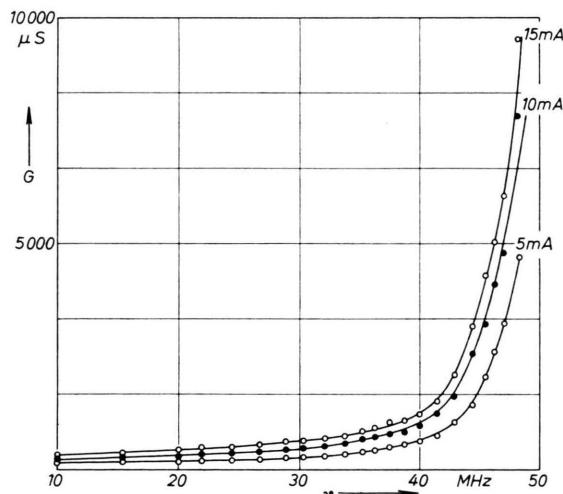


Abb. 1. Frequenzabhängigkeit des Gesamtleitwerts, Philips-Röhre 4690.

Übersichtsdarstellung der Frequenzabhängigkeit des Leitwerts für drei verschiedene Entladungsstromstärken im Frequenzbereich 10 bis 48 MHz. Im

<sup>6</sup> Freundlicherweise gab der Springer-Verlag die Erlaubnis zur Wiederverwendung einiger Abbildungen aus den bereits erschienenen Arbeiten: A. LILL, Acta Phys. Austriaca **22**, 94 [1966]; A. SZÉKELY, ebda S. 176; W. D. MÜNZ, ebda S. 325.

Widerspruch mit der in der Einleitung angegebenen Leitfähigkeitsformel steigen die Leitwerte stetig mit der Frequenz an. Sie lassen sich als Überlagerung eines frequenzunabhängigen Grundleitwertes und eines mit wachsender Frequenz zunehmenden Zusatzleitwertes darstellen. Der bei 10 MHz gemessene Leitwert wurde als frequenzunabhängiger Leitwertanteil angenommen und von den bei höheren Frequenzen erhaltenen Gesamtleitwerten abgezogen. In Abb. 2 sind die so erhaltenen Zusatzleitwerte für

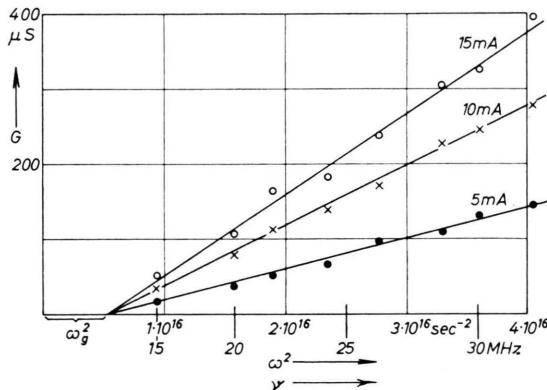


Abb. 2. Frequenzabhängigkeit des Zusatzleitwertes, Philips-Röhre 4690.

den unteren Frequenzbereich als Funktion von  $\omega^2$  dargestellt. Es können durch die Meßpunkte Geraden gelegt werden, die einen gemeinsamen Schnittpunkt auf der Abszissenachse bei  $\omega^2 = 0,525 \cdot 10^{16} \text{ sec}^{-2}$  haben, entsprechend einer „Grenzfrequenz“ von 11,5 MHz. Oberhalb dieser Grenzfrequenz tritt, wie die Abbildung erkennen lässt, ein Phänomen auf, das einen dem Grundwert überlagerten Zusatzleitwert erzeugt. Oberhalb von 33 MHz steigen aber die Zusatzleitwerte schneller an, als es dem Verlauf der Geraden der Abb. 2 entsprechen würde.

Durch Messungen an den Plasmakondensatoren III in der Glimmentladung in Luft wurde festgestellt, daß auch für diese ganz von Plasma umhüllten Kondensatoren oberhalb einer Grenzfrequenz, die bei sehr niedrigen Frequenzen verglichen mit der Grenzfrequenz für Kondensator I liegt, ein stetiges Ansteigen des Leitwertes zu beobachten ist. Abb. 3 zeigt die Meßergebnisse für den Rechteckplattenkondensator III a bei der konstanten Entladungsstromstärke 3 mA für drei verschiedene Drücke. Im verwendeten Frequenzbereich steigt der Leitwert linear mit der Frequenz an. Die Grenzfrequenzen, durch Extrapolation aus den nach rückwärts verlän-

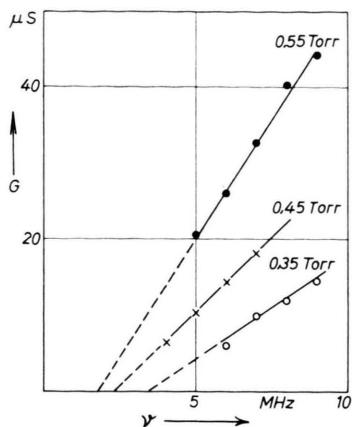


Abb. 3. Leitwert des Rechteckplattenkondensators beim Entladungsstrom 3 mA, Glimmentladung in Luft.

gerten Geraden ermittelt, nehmen mit steigendem Druck ab (3,4 bzw. 2,3 bzw. 1,8 MHz bei den Drucken 0,35 bzw. 0,45 bzw. 0,55 Torr).

Abb. 4 zeigt, daß für den Kreisplattenkondensator III b in zwei verschiedenen Orientierungen des Wechselfeldes (Kurve a normal, Kurve b parallel zum Entladungsstrom) bei der Stromstärke 3 mA

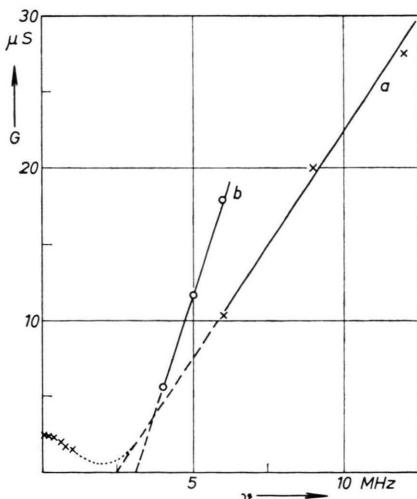


Abb. 4. Leitwert des Kreisplattenkondensators in zwei verschiedenen Orientierungen bei 3 mA und 0,45 Torr, Glimmentladung in Luft.

und dem Druck 0,45 Torr der Leitwert im oberen Teil des Frequenzbereichs ebenfalls linear ansteigt. Die Rückwärtsverlängerung der durch die Meßpunkte gelegten Geraden ergibt die Grenzfrequenzen 2,5 bzw. 3,1 MHz. Für die Kurve a sind auch Meßwerte weit unterhalb der Grenzfrequenz eingezeichnet. Sie konnten gerichteten Elektronen mit der mitt-

leren Stoßzahl  $Z = 8,33 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  zugeordnet werden, denn in diesem Frequenzbereich erweist sich der Leitwert als proportional zu  $Z/(\omega^2 + Z^2)$ . Bei der für die Messung b verwendeten Orientierung konnten wegen Schwingungen in der Entladung die ungestörten Leitwerte bei Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz nicht ermittelt werden. Besonderes Interesse beanspruchen die Leitwertmessungen am Zylinderkondensator III c. Abb. 5 zeigt die Resul-

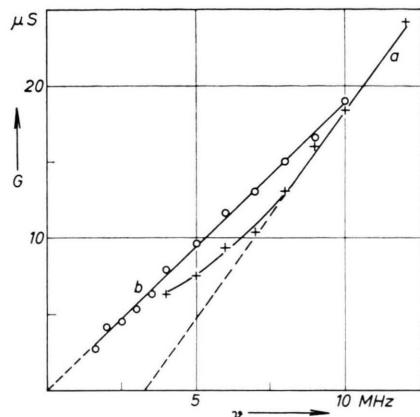


Abb. 5. Leitwert eines Zylinderkondensators bei 3 mA, a) mit Abschlußblättchen bei 0,45 Torr, b) ohne Abschlußblättchen bei 0,48 Torr, Glimmentladung in Luft.

tate bei 3 mA: Kurve a wurde mit lose auf den Stirnflächen des Kondensators aufliegenden Glimmerblättchen bei 0,45 Torr erhalten. Kurve b ergab sich ohne Abschlußblättchen bei 0,48 Torr. Kurve a konnte gedeutet werden als Überlagerung eines mit zunehmender Frequenz abnehmenden Leitwerts, herührend von gerichteten Elektronen sehr kurzer Verweilzeit im Kondensator (Kehrwert des Leitwerts proportional  $\omega^2$ , also  $Z^2$  sehr viel kleiner als  $\omega^2$ ) über einen ab 3,35 MHz linear mit der Frequenz ansteigenden Zusatzleitwert.

Mit dem Kondensator II wurden auch im VHF-Bereich Messungen ausgeführt. Orientierende Messungen im Bereich 0,4 bis 4 MHz ergaben die Grundleitwerte für diesen Kondensator, sie entsprechen der Stoßzahl  $Z = 2,14 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Vom beobachteten Gesamtleitwert wurden diese mit zunehmender Frequenz schnell abnehmenden Grundwerte abgezogen und so wurde die Abb. 6 erhalten. Bis 20 MHz ergibt sich ein der Frequenz proportionales Ansteigen des Zusatzleitwertes, doch setzt sich dieser Anstieg im VHF-Bereich oberhalb 20 MHz nicht entsprechend fort. In der für vier verschiedene Entladungsströme geltenden Abbildung wurde für den Entla-

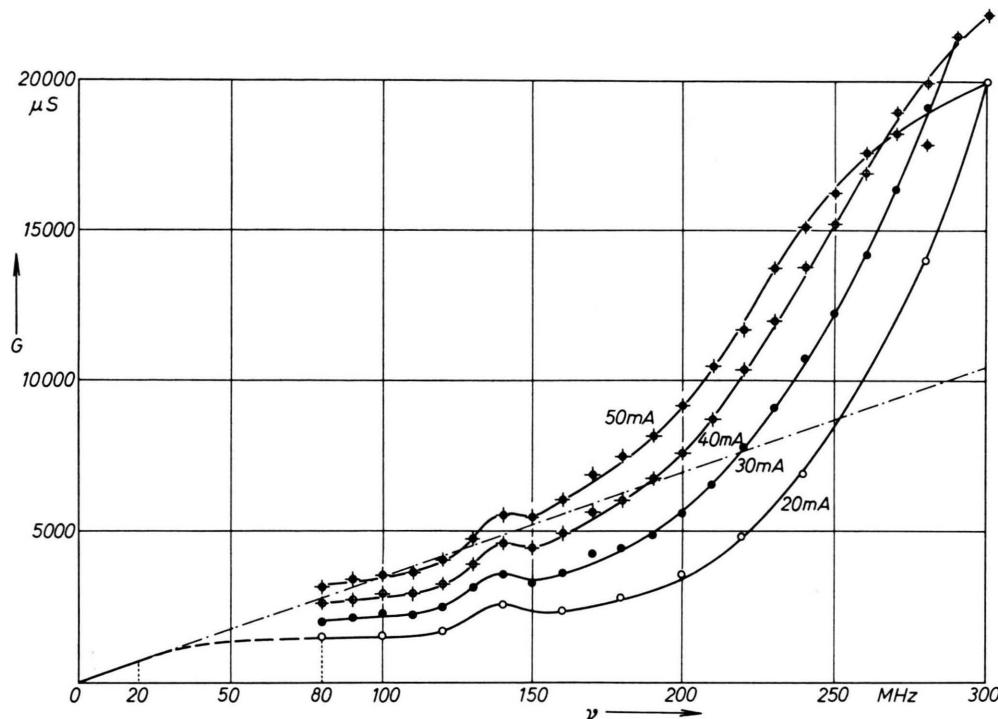


Abb. 6. Frequenzverhalten bis zum VHF-Bereich, RCA-Röhre OD3A.

dungsstrom 20 mA die im unteren Frequenzbereich erhaltene Gerade eingezeichnet und strichpunktiert verlängert. Es ist zu erkennen, daß die Zusatzleitwerte zuerst unter der Geraden bleiben, dann aber oberhalb 200 MHz darüber liegen. Der gestrichelt gezeichnete Kurventeil bedeutet, daß in diesem Bereich keine Beobachtungen angestellt wurden.

#### 4. Versuch einer Deutung der Meßergebnisse

Die im vorigen Abschnitt dargestellten Beobachtungen lassen sich deuten, wenn man annimmt, daß in den untersuchten Plasmakondensatoren die Dichte der freien Elektronen sich in der Richtung normal zum Hochfrequenzfeld ändert<sup>7</sup>. Stromröhren kleinen Querschnitts zwischen den Kondensatorelektroden stellen Volumelemente annähernd gleicher Konzentration dar. Gibt man die mittlere Dichte  $N$  in einer Stromröhre als Funktion ihrer geometrischen

Lage im Kondensator an, so erhält man ein Bild von der DichteVerteilung. Man kann diese Funktion etwa als „Dichteprofil“ des Kondensators bezeichnen. Jeder Stromröhre kommt eine bestimmte Plasmafrequenz  $\omega_p = \sqrt{N e^2 / \epsilon_0 m}$  zu. Wird ein Wechselfeld dieser Frequenz an den Kondensator angelegt, so geraten die Plasmalelektronen der Stromröhre mit der Konzentration  $N$  in Resonanzschwingungen in Richtung der Feldlinien. Diese Schwingungen stellen einen starken Hochfrequenzstrom dar, so daß jede „Resonanzröhre“ wie eine leitende Brücke zwischen den Elektroden wirkt, wodurch ein Zusatzleitwert entsteht. Wenn die Frequenz steigt, werden Stromröhren mit größerer Dichte zu Resonanzröhren, dadurch wird das Ansteigen des Zusatzleitwertes mit wachsender Frequenz verständlich. Die Stromröhre geringster Elektronendichte bestimmt die niedrigste Frequenz, die sogenannte Grenzfrequenz, bei der ein Zusatzleitwert entsteht. Das Dichteprofil hängt von der besonderen Bauart des Kondensators und von den Entladungsbedingungen ab. Daher treten große Verschiedenheiten in der Art des Leitwertanstieges bei wachsender Frequenz und in der Höhe der Grenzfrequenz auf. Es ist ferner gut einzuse-

<sup>7</sup> In Ergänzung zu den bei A. LILL<sup>6</sup> angegebenen Literaturhinweisen über die Rolle einer ungleichförmigen Plasmadichte sei noch hingewiesen auf: I. C. NICKEL, J. V. PARKER u. R. W. GOULD, Phys. Rev. Letters 11, 183 [1963] u. J. V. PARKER, J. C. NICKEL u. R. W. GOULD, Phys. Fluids 7, 1489 [1964].

hen, daß der verschiedene Abschluß an den Stirnflächen der verwendeten Zylinderkondensatoren (vgl. Abb. 2, 5, 6) zu so stark verschiedenen Grenzfrequenzen führt. Eine Druckänderung, die in der Glimmentladung zu einer starken Änderung der Entladung führt, ändert daher natürlich auch das Dichteprofil und die Grenzfrequenz und Neigung des Leitwertanstiegs (vgl. Abb. 3). Die skizzierte Erklärung stellt nur einen Versuch dar, in stark schematisierter Weise zu einem Verständnis der Beobachtungen zu gelangen. Es ist natürlich nötig, eine mathematische Analyse der Schwingungen in den Resonanzröhren vorzunehmen, deren größte Schwierigkeit wohl darin besteht, daß man nicht ohne weiteres etwas über die Dämpfung dieser Schwingungen aussagen kann. Doch wird erst eine quantitative

Behandlung zeigen, ob die vorgebrachten Vorstellungen richtig sind. Jedenfalls können diese aber in ihrer jetzigen einfachen Form als eine wertvolle Arbeitshypothese betrachtet werden.

#### Schlußbemerkung

Da in der Laboratoriumspraxis Kondensatoren mit inhomogenem Plasma häufig verwendet werden, scheint die Erkenntnis, daß der Wechselstromleitwert eines solchen Kondensators von einer gewissen Frequenz angefangen mit wachsender Frequenz steigt zunimmt, sehr wertvoll zu sein.

Herrn Professor Dr. JULIUS WAGNER danken wir sehr für die Unterstützung der Arbeit durch Bereitstellung von Institutshilfsmitteln.

## Richtstrahlwertmessungen mit dem Zwei-Blendenverfahren an Elektronenstrahlern mit Kugelkathoden von 250 bis 1,5 μm Durchmesser \*

KARL-JOSEPH HANSZEN und ROLF LAUER, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

(Z. Naturforsch. 22 a, 238—254 [1967]; eingegangen am 29. Juli 1966)

Zum besseren Verständnis der Eigenschaften von Spitzenkathoden wurden Kugelkathoden mit Krümmungsradien, wie sie am Knick von Haarnadelkathoden auftreten, bis hinab zu den Krümmungsradien von Spitzenkathoden systematisch untersucht. Erniedrigt man vom Sperrpotential ausgehend den Betrag der (negativen) WEHNELT-Spannung, so steigt bei den gebräuchlichen Kathodentemperaturen der Richtstrahlwert nur langsam an und erreicht erst bei sehr kleiner WEHNELT-Spannung, d. h. erst bei sehr großem Gesamtstrom seinen Endwert. Dieser stellt sich mit abnehmendem Kugelradius bei WEHNELT-Spannungen ein, die immer näher am Sperrpunkt liegen, d. h. bei immer niedrigeren Gesamtströmen. Diese Abhängigkeit ist durch unterschiedliche Raumladungseinflüsse vor Kugeln und Spitzen zu erklären. — Bei sehr kleinen Kugeln durchläuft der mit der Zwei-blendenmethode gemessene Richtstrahlwert in Abhängigkeit von der WEHNELT-Spannung scheinbar mehrere Maxima. Diese Unstimmigkeiten erklären sich durch ein Versagen der Meßmethode: Die Strahlenbündel werden so schlank, daß die Blendenlöcher nicht mehr der Theorie entsprechend ausgeleuchtet werden. Außer diesen „unechten“ Maxima gibt es auch echte Maxima in den Richtstrahlwertcharakteristiken. Sie sind darauf zurückzuführen, daß durch Raumladungseinflüsse auch die Emission außeraxialer Kathodenbereiche zum Richtstrahlwert beiträgt.

Seit vielen Jahren weiß man, daß die Strahlenbündel aus Elektronenkanonen mit Spitzenkathoden (Herstellung nach SAKAKI und MÖLLENSTEDT sowie MARUSE und SAKAKI<sup>1</sup>) von einem sehr kleinen Brennfleck herzukommen scheinen. Verwendet man z. B. im Elektronenmikroskop als Strahlquelle eine Spitzenkathode, so können unter sonst gleichen Bedingungen bei defokussierter Abbildung einer undurchläs-

sigen Kante sehr viel mehr FRESNELSche Beugungssäume als bei der Verwendung von Haarnadelkathoden beobachtet werden<sup>2</sup>.

Zunächst schienen die Spitzenkathoden auch bedeutend höhere Richtstrahlwerte als Haarnadelkathoden zu liefern. Von MARUSE und SAKAKI<sup>1</sup> wurden in einer ersten Arbeit Richtstrahlwerte angegeben, die bis 1500-mal die *theoretischen Werte für Glühemis-*

\* Auszugsweise vorgetragen am 30. 9. 1965 auf der Tagung für Elektronenmikroskopie der Nederlandse Vereniging voor Electronenmicroscopie und der Deutschen Gesellschaft für Elektronenmikroskopie in Aachen.

<sup>1</sup> Y. SAKAKI u. G. MÖLLENSTEDT, Optik 13, 193 [1956]. — S. MARUSE u. Y. SAKAKI, Optik 15, 485 [1958].

<sup>2</sup> T. HIBI, J. Electronmicroscopy 4, 10 [1956]. — R. SPEIDEL, Optik 23, 125 [1965].