Zur Bestimmung der elektromagnetischen Konstanten von Halbleitern im Ultraschallwellengebiet

Autor(en): **Jacottet, Paul**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **21 (1948)**

Heft III-IV

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-111907

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Zur Bestimmung der elektromagnetischen Konstanten von Halbleitern im Ultrakurzwellengebiet

von **Paul Jacottet** (Heidelberg).

(18. V. 1948.)

Übersicht. Theoretische und messtechnische Untersuchungen von FEJÉR und SCHERRER über die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante mittels Hohlleiter im Zentimeterwellengebiet werden durch Angaben über die Ermittlung der Permeabilität sowie der dielektrischen und magnetischen Verlustwinkel ergänzt. Das Verfahren beruht darauf, dass die zu untersuchende Substanz auf den einen metallischen Abschlusskolben des Hohlleiters aufgebracht und die Spitze der elektrischen Resonanzfeldstärke im Messraum abhängig von der Dicke des Werkstoffes gemessen wird. Der für diese Abhängigkeit sich ergebende periodisch gedämpfte Verlauf gestattet, aus der Periodizität die Eigenwellenlänge im Halbleiter und damit seine elektromagnetischen Konstanten (ε, μ), aus der Dämpfung seinen dielektrischen und magnetischen Verlustwinkel (tg δ_ε, tg δ_μ) zu bestimmen. Die rechnerischen Grundlagen für dieses Verfahren werden angegeben, ferner wird über Messergebnisse von K. HAUSSER*) berichtet. In einem mittels Magnetron bei 10 cm Vakuumwellenlänge zu einer transversal elektrischen H_{11}-Schwingung angeregten Hohlleiter von 7 cm Durchmesser ergab sich für einen bunaähnlichen (unmagnetischen) Stoff mit Russ- und Graphiteinlage eine Eigenwellenlänge $\Lambda_{11}^{(2)} = 1{,}32$ cm, eine Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 58$ und ein dielektrischer Verlustwinkeltangens tg $\delta_\varepsilon = 0{,}22$.

1. Aufgabenstellung.

Es sollte untersucht werden, wie sich halbleitende schwarze Körper hinsichtlich ihrer Stoffkonstanten und Absorptionsfähigkeit bei kurzen elektromagnetischen Wellen verhalten. Eine grundlegende theoretische und experimentelle Arbeit über Berechnung und Messung der Dielektrizitätskonstante bei Ultrakurzwellen mittels eines durch Magnetron erregten rechteckigen Hohlleiters ist vor einigen Jahren von FEJÉR und SCHERRER[1])[2]) durchgeführt worden. Diese Untersuchungen sollen durch weitere Angaben über die Bestimmung der Permeabilität sowie der Verluste elektrisch und magnetisch polarisierbarer Halbleiter im Zentimeterwellengebiet ergänzt werden.

*) Einige Angaben über Aufbau der Messanordnung und Messergebnisse sind mit Erlaubnis des Verfassers einer unveröffentlichten Arbeit von KARL HAUSSER, Über eine Methode zur Messung der Dielektrizitätskonstanten bei Zentimeterwellen mit Hilfe des Hohlraumleiters, Diplomarbeit der Universität Heidelberg, Dezember 1944, entnommen.

2. Grundsätzliche Angaben über das Messverfahren mittels Hohlraumleiter.

Der Rechnung und Messung zugrunde liegt ein Hohlleiter in der von FEJÉR und SCHERRER[1][2] angegebenen Resonanzeinstellung mit allerdings kreisförmigem Querschnitt. Auf dem einen der beiden axial verschiebbaren metallischen Abschlusskolben ist die in ihrer Dicke veränderliche zu untersuchende Substanz aufgebracht. Der Resonanzzustand höchster Feldintensität liegt vor, wenn die

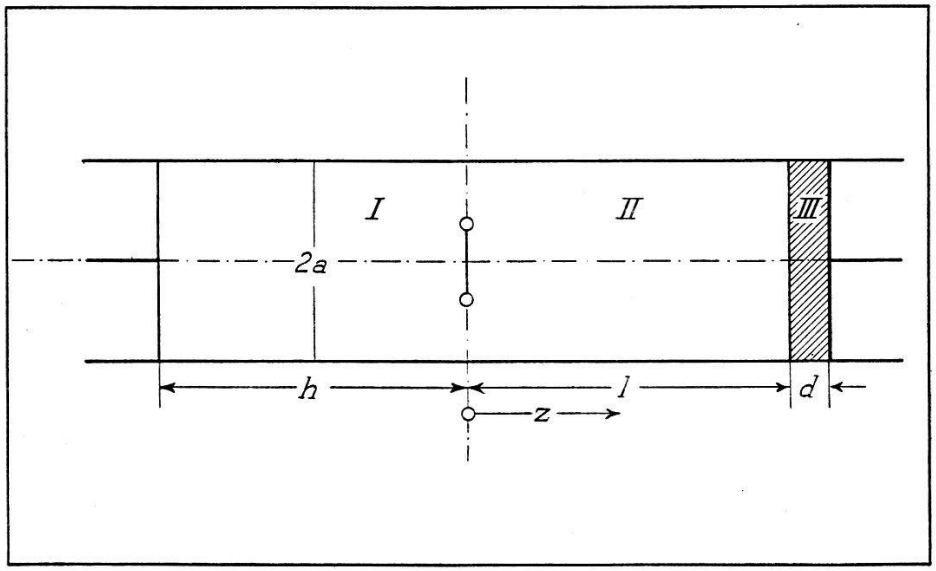

Fig. 1.
Längsschnitt durch kreiszylindrischen Hohlraumresonator mit Erregerquelle, axial verschiebbaren Abschlusswänden und Halbleitereinlage.

Abstände h und l der Abschlusskolben vom Schwingungserreger nach Fig. 1:

$$h = (2\,n + 1)\,\frac{\Lambda_{mn}^{(1)}}{4} \qquad (1) \qquad\qquad l = \left(2\,n + \frac{\chi}{\pi}\right)\frac{\Lambda_{mn}^{(1)}}{4} \qquad (2)$$

$$n = 0;\ 1;\ 2\ \ldots$$

betragen. Hierbei ist noch angenommen, daß der erregende Dipol die Feldverteilung im Hohlleiter nicht stört. Weiter bedeutet $\Lambda_{mn}^{(1)}$ die Eigenwellenlänge einer transversal elektrischen H_{mn}-Welle im Messraum des Hohlleiters und χ den Phasenwinkel des dem Halbleiter zuzuschreibenden komplexen Reflexionsfaktors $\mathfrak{r}$ vom Betrage r:

$$\mathfrak{r} = r\,e^{i\chi} \qquad (3)$$

Im Messraum bildet sich eine stehende und wegen der als sehr gut leitend vorausgesetzten Wandung eine praktisch ungedämpfte Verteilung des elektrischen Transversalfeldes aus. Bei der Resonanz-

einstellung nach Gleichung (1) und (2) treten axiale Feldstärkenmaxima in der Grösse von

$$E_{\max} = 2\,E_0^{(v)}\,\frac{1+r}{1-r} \tag{4}$$

an den Stellen

$$z_{\max} = n\,\frac{\Lambda_{mn}^{(1)}}{2} \tag{5}$$

auf. $E_0^{(v)}$ ist die an der Erregerstelle ($z = 0$) herrschende Amplitude des elektrischen Feldes einer im Falle reflexionsfreien Abschlusses ($r = 0$) nur vorlaufenden Hohlleiterwelle.

Im substanzerfüllten Teil des Hohlleiters tritt infolge Interferenz der einfallenden mit der am metallischen Abschluss reflektierten Welle gleichfalls eine stehende Feldverteilung auf. Die Eigenwellenlänge in diesem Rohrteil ($\Lambda_{mn}^{(2)}$) ist jedoch wegen der gegenüber dem Vakuum grösseren Werte der elektromagnetischen Stoffkonstanten des Halbleiters ε und μ kleiner als die Eigenwellenlänge $\Lambda_{mn}^{(1)}$ im Messraum. Weiter entstehen in dem zu untersuchenden Medium durch Umelektrisierung und Ummagnetisierung Energieverluste, die sich durch eine Dämpfung der axialen Feldverteilung bemerkbar machen.

Das Verfahren zur Bestimmung der elektromagnetischen Konstanten von Halbleitern besteht nun im wesentlichen darin, dass an einer Stelle $z_{\max}$ eines Resonanzmaximums (nach Gleichung (5)) mittels dort fest eingestellter Sonde die Spitzenwerte der elektrischen Feldstärke abhängig von der Dicke des Versuchsmediums gemessen werden. Dabei ist der für eine bestimmte Dicke d lediglich vom Phasenwinkel χ des Reflexionsfaktors $\mathfrak{r}$ abhängige Resonanzabstand l nach Gleichung (2) und Fig. 1 durch Verschieben des substanztragenden Kolbens so einzustellen, dass die bei $z_{\max}$ feststehende Messonde ein scharf ausgeprägtes Resonanzmaximum anzeigt. Der senderseitige Abschlusskolben bleibt ständig in seinem für die betreffende Erregerwellenlänge einmal eingestellten Resonanzabstand h nach Gleichung (1) stehen. Auf die beschriebene Art wird eine Kurve der Resonanzfeldstärke abhängig von der Dicke des Versuchskörpers

$$E_{\max} = f(d)$$

aufgenommen. Aus dieser Kurve und Gleichung (4) erhält man den Betrag des Reflexionsfaktors als Funktion der Dicke des Halbleiters. Da r ausserdem noch von der Dielektrizitätskonstante, der Permeabilität, sowie von den Umelektrisierungs- und Ummagnetisierungsverlusten abhängt, gestattet der Vergleich der bei verschie-

denen Dicken d gemessenen elektrischen Resonanzfeldstärken die gesuchten Rückschlüsse auf die elektromagnetischen Kenngrössen des Halbleiters. Während FEJÉR und SCHERRER[1][2]) die Dielektrizitätskonstante aus dem Phasensprung χ und dem Resonanzabstand l nach Gleichung (2) ermittelten, werden in der vorliegenden Untersuchung die elektromagnetischen Konstanten im wesentlichen durch Messung der Resonanzspitzen selbst bestimmt.

3. Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Dicke und den elektromagnetischen Konstanten des Halbleiters.

Wie man aus der Forderung des stetigen Überganges des elektromagnetischen Transversalfeldes an der Trennfläche zwischen Luft und Halbleiter in der Anordnung nach Fig. 1 leicht ableiten kann, ist der Reflexionsfaktor $\mathfrak{r}$, d. h. das Verhältnis der komplexen Amplituden der reflektierten und der vorlaufenden Welle, nach Betrag und Phasenwinkel gegeben durch:

$$r = \left\{ \frac{\left[1-\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}\right] \cos\frac{4\pi d}{\Lambda_{mn}^{(2)}} + \left[1+\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}\right] \mathfrak{Cof}\, 2\,\beta_{mn}^{(2)} d - 2\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\mathfrak{Sin}\, 2\,\beta_{mn}^{(2)} d - \sigma \sin\frac{4\pi d}{\Lambda_{mn}^{(2)}}\right]}{\left[1-\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}\right] \cos\frac{4\pi d}{\Lambda_{mn}^{(2)}} + \left[1+\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}\right] \mathfrak{Cof}\, 2\,\beta_{mn}^{(2)} d + 2\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\mathfrak{Sin}\, 2\,\beta_{mn}^{(2)} d - \sigma \sin\frac{4\pi d}{\Lambda_{mn}^{(2)}}\right]} \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

$$\chi = \pi - \operatorname{arctg} \frac{2\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\sin\frac{4\pi d}{\Lambda_{mn}^{(2)}} - \sigma\, \mathfrak{Sin}\, 2\,\beta_{mn}^{(2)} d\right]}{\left[1+\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}\right]\cos\frac{4\pi d}{\Lambda_{mn}^{(2)}} + \left[1-\left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}\right] \mathfrak{Cof}\, 2\,\beta_{mn}^{(2)} d} \tag{7}$$

Bei der Herleitung von Gleichung (6) und (7) wurden die Umelektrisierungs- und Ummagnetisierungsverluste durch Einführung komplexer*) Grössen $\varepsilon(1 - i \operatorname{tg} \delta_\varepsilon)$ für die Dielektrizitätskonstante und $\mu(1 - i \operatorname{tg} \delta_\mu)$ für die Permeabilität bei einem Zeitgesetz $e^{i\omega t}$ der erregenden Schwingung berücksichtigt. $\operatorname{tg} \delta_\varepsilon$ bzw. $\operatorname{tg} \delta_\mu$ bedeuten die Tangenten des elektrischen bzw. magnetischen Verlustwinkels, d. h. das Verhältnis der im Halbleiter von den Polarisationsverlusten herrührenden Wirkströme zu den elektrischen bzw. magneti-

*) Vgl. H. BUCHHOLZ[5]) S. 314.

schen Blindströmen. Weiterhin werden die an sich recht verwickelten Beziehungen für r und χ durch Gleichung (6) und (7) insofern nur näherungsweise beschrieben, als Glieder mit Quadraten und Produkten der Verlustwinkeltangenten unberücksichtigt blieben und einige weitere physikalisch vertretbare Vernachlässigungen vorgenommen wurden. Unter diesen Voraussetzungen gilt für die Stoffkonstanten des Halbleiters angenähert:

$$\text{Rohrwellenlänge} \quad \Lambda_{mn}^{(2)} \approx \lambda_0 (\varepsilon \mu)^{-\frac{1}{2}} \tag{8}$$

$$\text{Dämpfungsmass} \quad \beta_{mn}^{(2)} \approx \frac{2\pi}{\Lambda_{mn}^{(2)}} \cdot \frac{1}{2} (\operatorname{tg} \delta_\varepsilon + \operatorname{tg} \delta_\mu) \tag{9}$$

$$\text{Hilfsgrösse} \quad \sigma \approx \frac{1}{2} (\operatorname{tg} \delta_\varepsilon - \operatorname{tg} \delta_\mu) \tag{10}$$

wobei λ_0 die Erregerwellenlänge, ε und μ die relativen dimensionslosen Werte der Dielektrizitätskonstante und der Permeabilität bedeuten.

Der Reflexionsfaktor r nach Gleichung (6) besitzt für $d = 0$ wegen des total reflektierenden metallischen Abschlusses seinen Höchstwert 1 mit einem Phasensprung $\chi = \pi$ nach Gleichung (7). Mit zunehmender Dicke des Halbleiters nimmt der Reflexionsfaktor als oszillierende Kurve mit positiven Ordinaten ab, um sich für grosse Materialdicken dem asymptotischen Endwert

$$\lim_{d \to \infty} r = \frac{1 - \frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{11}$$

zu nähern. Die Maxima von r betragen etwa

$$r_{\max} = \frac{1 - \frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \mathfrak{Tg} \left[n \frac{\pi}{2} (\operatorname{tg} \delta_\varepsilon + \operatorname{tg} \delta_\mu)\right]}{1 + \frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \mathfrak{Tg} \left[n \frac{\pi}{2} (\operatorname{tg} \delta_\varepsilon + \operatorname{tg} \delta_\mu)\right]} \tag{12}$$

und treten angenähert an den Stellen

$$d_{\max} = n \frac{\Lambda_{mn}^{(2)}}{2} \tag{13}$$

$$n = 0;\ 1;\ 2 \cdots$$

auf. An diesen Stellen weicht nach Gleichung (7) der Phasensprung für nicht zu grosse und nicht zu unterschiedliche Werte von $\operatorname{tg} \delta_\varepsilon$

und tg δ_μ nur unerheblich von π ab. Im übrigen oszilliert χ abhängig von d mit abklingenden Maxima und Minima nahezu um den Wert π. Für grosse Materialdicken erhält man den asymptotischen Endwert

$$\lim_{d\to\infty} \chi = \pi + \operatorname{arctg} \frac{\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} [\operatorname{tg} \delta_\varepsilon - \operatorname{tg} \delta_\mu]}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}}\right)^2 \frac{\mu}{\varepsilon}} \tag{14}$$

Ist ε erheblich grösser als μ, so lässt sich hierfür vereinfachend schreiben:

$$\lim_{d\to\infty} \chi \approx \pi + \frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(1)}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} [\operatorname{tg} \delta_\varepsilon - \operatorname{tg} \delta_\mu] \tag{15}$$

4. Schlussfolgerungen für das Messverfahren.

Nach den Angaben des Abschnittes 2 werden die Resonanzspitzen der elektrischen Feldstärke im Messraum abhängig von der Dicke des zu untersuchenden Halbleiters aufgenommen. Zunächst bestimmt man die *Rohrwellenlänge* $\Lambda_{mn}^{(2)}$ im Halbleiter. Sie folgt aus Gleichung (13) als doppelter Abstand zweier benachbarter Maxima in der Kurve $E_{\max} = f(d)$. Für einen unmagnetischen Werkstoff ($\mu = 1$) erhält man dann bei bekannter Erregerwellenlänge λ_0 aus Gleichung (8) die *Dielektrizitätskonstante*

$$\varepsilon = \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda_{mn}^{(2)}}\right)^2 \tag{16}$$

Durch Vergleich des ersten Feldstärkenmaximums $E_{1\max}$ mit dem asymptotischen Endwert $E_{\infty\max}$ bei grosser Substanzdicke d liefert Gleichung (4), (11) und (12) den Tangens des *dielektrischen Verlustwinkels* als logarithmisches Dekrement:

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{1}{\pi} \ln \frac{1 + \frac{E_{\infty\max}}{E_{1\max}}}{1 - \frac{E_{\infty\max}}{E_{1\max}}} \tag{17}$$

Handelt es sich um einen dielektrischen und magnetischen Halbleiter, so werden zweckmässig in einer ersten Versuchsreihe die Konstanten ε, tg δ_ε eines unmagnetischen Vergleichsstoffes, wie zuvor beschrieben, bestimmt. Die Kenn- und Messgrössen bei dieser ersten Versuchsreihe seien durch den Index (′), die der zweiten Ver-

suchsreihe mit dem dielektrischen und magnetischen Halbleiter durch den Index (″) gekennzeichnet. Die Rohrwellenlänge $\Lambda''^{(2)}_{mn}$ ist dann wiederum gleich dem doppelten Abstand zweier benachbarter Maxima in der Kurve $E''_{\max} = f(d)$. Hieraus folgt mit Gleichung (8)

$$\varepsilon''\mu'' = \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda''^{(2)}_{mn}}\right)^2 \tag{18}$$

Der Vergleich des in der ersten mit dem in der zweiten Messreihe gefundenen asymptotischen Endwert liefert mit Gleichung (4) und (11):

$$\frac{\varepsilon''}{\mu''} = \varepsilon' \left(\frac{E''_{\infty\max}}{E'_{\infty\max}}\right)^2 \tag{19}$$

Aus Gleichung (18) und (19) erhält man ε'' und μ'' einzeln.

Die Summe der Verlustwinkeltangenten ist entsprechend den Überlegungen zu Gleichung (17):

$$\operatorname{tg}\delta''_\varepsilon + \operatorname{tg}\delta''_\mu = \frac{1}{\pi}\ln\frac{1+\dfrac{E''_{\infty\max}}{E''_{1\max}}}{1-\dfrac{E''_{\infty\max}}{E''_{1\max}}} \tag{20}$$

Wenn ε'' gross gegen μ'' ist und der Phasensprung χ für grosse Werkstoffdicken nicht erheblich von π abweicht, erhält man für die Differenz der Verlustwinkeltangenten nach Gleichung (2), (5) und (15) angenähert

$$\operatorname{tg}\delta''_\varepsilon - \operatorname{tg}\delta''_\mu \approx 4\pi\left(\frac{\Delta l}{\lambda_0}\right)\left(\frac{\varepsilon''}{\mu''}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{21}$$

Hierbei gibt Δl an, um wieviel der beim Versuch für grosse Werkstoffdicke d gemessene Abstand des letzten Resonanzmaximums von der Plattenfläche gegenüber einer viertel Rohrwellenlänge $\frac{\Lambda^{(1)}_{mn}}{4}$ im Messraum abweicht. Gleichungen (20) und (21) gestatten, $\operatorname{tg}\delta''_\varepsilon$ und $\operatorname{tg}\delta''_\mu$ einzeln zu ermitteln.

Das beschriebene Messverfahren hat den Vorteil, dass keine absoluten Messgrössen benötigt werden. Man kommt mit Vergleichsgrössen aus, und der Empfangsdetektor braucht auf keinen Feldstärkenwert geeicht zu werden.

5. Messanordnung und Versuchsergebnisse nach K. Hausser*).

Als Schwingungserzeuger diente ein hochfrequenzdicht gekapseltes Magnetron mit sechsfach geschlitzter Anode, Bauart Telefunken, Typ RD2Md, maximale Leistung 0,5 W. Ein Permanentmagnet lieferte das zum Betrieb des Magnetrons erforderliche Feld von 1450 Gauss. Zur Abstimmung des Senders diente ein an das Magnetron kapazitiv angekoppelter geschlossener Schwingtopf, dessen Eigenwellenlänge im Bereich 8—12 cm veränderlich war. Aus diesem Schwingtopf wurde die Energie induktiv ausgekoppelt und über ein konzentrisches Lechersystem auf einen zweiten als Siebkreis wirkenden Schwingtopf übertragen. Ein durch Messingrohr abgeschirmtes Paralleldraht-Lechersystem, das auf der einen Seite mit einer kleinen Induktionsschleife in den Siebkreis eintauchte, auf der anderen Seite im Innern des Hohlzylinders in einen Dipol auslief, wurde zur Anregung des Hohlzylinders verwendet. Die Kopplung zwischen Sender und Siebkreis einerseits und zwischen Siebkreis und Hohlraumleiter andererseits konnte durch verschieden tiefes Eintauchen der Induktionsschleifen verändert werden.

Durch die beschriebene Anordnung mit Zwischenkreis und hochfrequenzsicherer Abschirmung der ganzen Anlage konnte eine Beeinflussung der Sendefrequenz des Magnetrons durch die Eigenfrequenz des Hohlleiters weitgehend vermieden werden.

Der Hohlraumresonator bestand aus einem Messingrohr von 70 mm Durchmesser und 750 mm Länge. Von den beiden durch Spindeltrieb axial verschiebbaren metallischen Abschlusskolben war der eine zur Aufnahme der Materialproben ausgebildet. Zum Empfang der Energie und zur Abtastung des elektrischen Feldes diente eine von oben in den Hohlzylinder hineinragende, durch Trieb axial verschiebbare Platinsonde mit angeschlossenem Detektor und Galvanometer.

Nach Einstellen der gewünschten Wellenlänge am Sender, Abstimmen des Zwischenkreises und des Hohlleiters auf Resonanz wurde zunächst ohne Werkstoffeinlage eine Resonanzkurve (Detektorstrom abhängig von der Lage des empfängerseitigen Abschlusskolbens) aufgenommen. Ihre Symmetrie, Schärfe und Regelmässigkeit diente als Nachweis dafür, dass das System richtig eingestellt und frei von allen störenden Einflüssen war.

Durch eine vom Sender erzeugte Hochfrequenzschwingung mit der Vakuumwellenlänge $\lambda_0 = 10$ cm wurde der Hohlraumresonator

*) Siehe S. 251, Fussnote *).

zu einer transversal elektrischen Schwingung vom Typ H_{11} angeregt. Der kreiszylindrische Hohlleiter mit 3,5 cm Halbmesser besitzt im Messraum eine obere *Grenzwellenlänge*[3][4][6]) für den Durchlassbereich von H_{11}-Wellen. Diese beträgt

$$\Gamma_{11}^{(1)} = 3{,}413\, a = 11{,}9 \text{ cm}$$

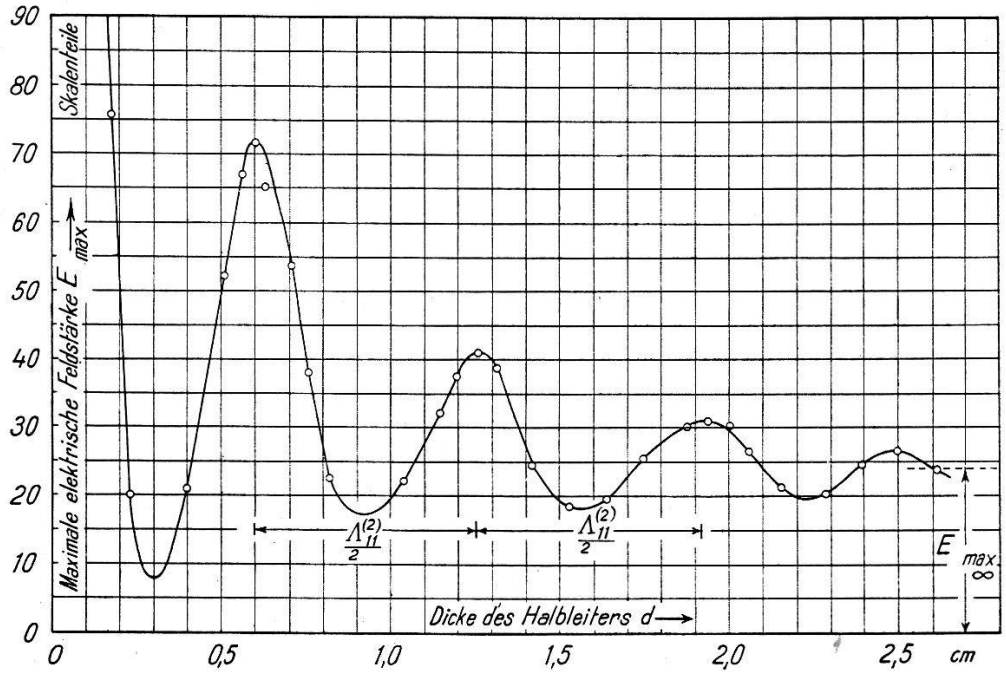

Fig. 2.
Im Hohlleiter gemessene maximale elektrische Resonanzfeldstärke abhängig von der Dicke des Halbleiters (Oppanol, Russ, Graphit) nach K. Hausser.

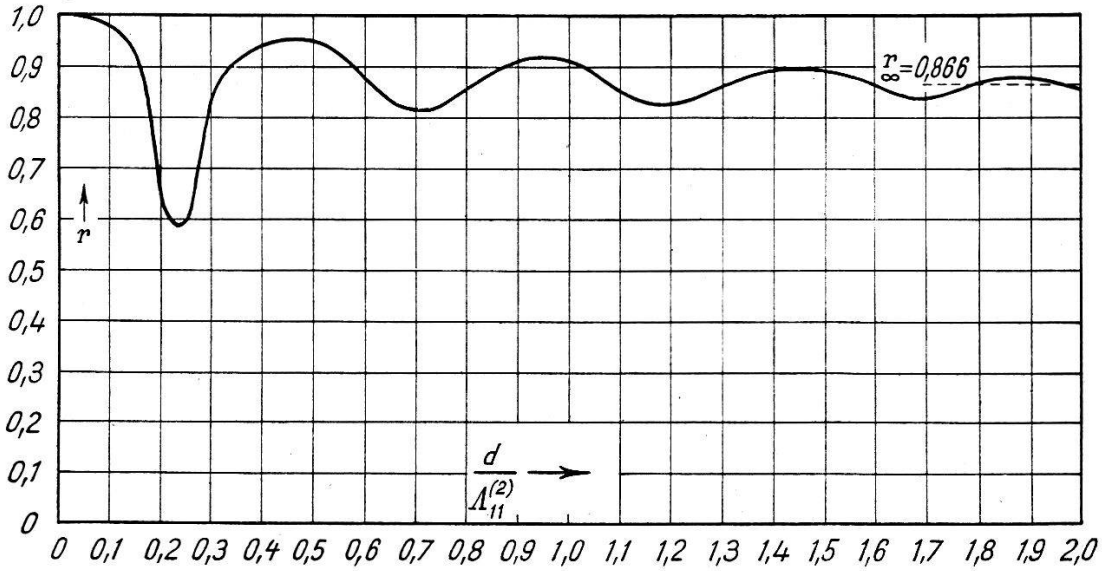

Fig. 3.
Betrag des Reflexionsfaktors r des Halbleiters abhängig von seiner auf die Rohrwellenlänge $\Lambda_{11}^{(2)}$ bezogenen Dicke d bei konstanter Erregerfrequenz.

während die *Eigenwellenlänge*[3][4][6]) im Messraum bestimmt ist durch:

$$\Lambda_{11}^{(1)} = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\Gamma_{11}^{(1)}}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \approx 18{,}4 \text{ cm}.$$

Untersucht wurden Halbleiter aus einer bunaähnlichen Substanz (3 gleiche Gewichtsteile Oppanol, Russ, Graphit, Gleichstromleitfähigkeit $2{,}6 \cdot 10^{-6}$ $[\Omega \text{ cm}]^{-1}$), die in Scheiben von 0,2 bis 0,6 cm Dicke auf den einen Abschlusskolben aufgebracht wurde. Fig. 2 zeigt die nach den Angaben der vorigen Abschnitte aufgenommene Kurve der elektrischen Resonanzfeldstärke abhängig von der Materialdicke. Als doppelten Abstand zweier aufeinanderfolgender Feldstärkenmaxima findet man für die

Rohrwellenlänge im Halbleiter $\Lambda_{11}^{(2)} = 1{,}32$ cm

und damit aus Gleichung (16) als

Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 58$.

Der Vergleich des asymptotischen Endwertes der Feldstärkenkurve nach Fig. 2 mit dem ersten Höchstwert ergibt mit Gleichung (17) als Tangens des *dielektrischen Verlustwinkels* im Halbleiter

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon \approx 0{,}22.$$

Die Messkurve nach Fig. 2 liefert mit Gl. (4) und (11) die in Fig. 3 dargestellte Abhängigkeit des Reflexionsfaktors r von der Halbleiterdicke d. r beginnt bei $d = 0$ theoretisch mit dem Wert 1 und nähert sich mit zunehmender Dicke oszillierend dem asymptotischen Endwert 0,866. Für Materialdicken, die grösser als etwa die dreifache Rohrwellenlänge (im vorliegenden Beispiel 4 cm) sind, tritt keine weitere Änderung der Reflexionsverhältnisse mehr ein.

Literatur.

[1]) G. Fejér und P. Scherrer, Über die Messung der Dielektrizitätskonstante mit Hilfe des Hohlraumleiters, H. P. A. **15**, 645 (1942).

[2]) G. Fejér, Versuche über die Anwendbarkeit des Hohlraumleiters zur Messung der dielektrischen Konstanten im Gebiet der cm-Wellen. Diss. ETH. Zürich, Verlag E. Birkhäuser & Cie., Basel 1943.

[3]) J. R. Carson, S. P. Mead and S. A. Schelkunoff, Hyper-Frequency Wave-Guides, Mathematical Theory, Bell System Technical Journal **16**, 310 (1937).

[4]) H. Buchholz, Gekoppelte Strahlungsfelder im kreiszylindrischen Hohlleiter, Ann. Phys. [5] **39**, 81 (1941); ferner Literaturzusammenstellung daselbst S. 128.

[5]) H. Buchholz, Der Hohlleiter von kreisförmigem Querschnitt mit geschichtetem dielektrischem Einsatz, Ann. Phys. [5] **43**, 313 (1943).

[6]) H. Meinke, Die Eigenwellen des belasteten zylindrischen Hohlraums, Hochfrequenztechn. und Elektroakustik **60**, 29 (1942).