

## Werk

**Jahr:** 1929

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:5

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0005

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0005](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0005)

**LOG Id:** LOG\_0025

**LOG Titel:** Modellversuche mit der Viertelwellenmethode

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

Während wir in diesem Aufsatz die elektrischen Ergebnisse für den einfachen Fall theoretisch ermittelt haben, daß der sonst homogene Untergrund von einer einzigen planparallelen ebenen Schicht abweichender Leitfähigkeit überdeckt ist, sollen in einer späteren, demnächst erscheinenden Fortsetzung die Rechnungen für zwei solche planparallele Überdeckungsschichten in gleicher Weise durchgeführt werden. Die für diese beiden Sonderfälle errechneten Kurven werden dann eine Analyse fast aller experimentell gefundenen Ergebnisse möglich machen. Für die Erforschung größerer Tiefen ist bei entsprechender Vergrößerung der Basis noch die Krümmung der Erdoberfläche bzw. der Schichtgrenzen in den Rechnungen zu berücksichtigen.

Berlin, den 8. Mai 1929.

---

## Modellversuche mit der Viertelwellenmethode.

Von **J. N. Hummel**. — (Mit drei Abbildungen.)

Die Vorgänge bei der Viertelwellenmethode spielen sich in der Nah- und Zwischenzone einer schwingenden Dipolantenne ab. Daher sind in der Theorie sämtliche drei Glieder der Hertz'schen Strahlungsgleichung für den Dipol zu berücksichtigen. Unter diesem Gesichtspunkt wird die Rückwirkung einer sehr gut leitenden Schicht auf den Sender berechnet. Bei den Modellversuchen werden extrem kurze Wellen nach der Methode von Barkhausen und Kurz erzeugt. Die Rückwirkung einer gut leitenden Schicht auf dem Sendedipol wird experimentell gemessen, und die Kurve des Antennenstromes aufgezeichnet. Werden die bei der Berechnung gemachten vereinfachenden Annahmen bei einem Vergleich berücksichtigt, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis.

**Allgemeines.** Von allen geoelektrischen Methoden ist die Anwendungsmöglichkeit der dynamischen Methoden am meisten umstritten. Dies ist in erster Linie darauf zurückzuführen, daß wohlbekannte und günstige geologische Verhältnisse, bei denen das Arbeiten mit elektromagnetischen Schwingungen klare und einwandfreie Ergebnisse zu liefern vermag, nur selten vorliegen, und daß infolgedessen derartige Untersuchungen auch nur wenig vorgenommen worden sind. Es liegt daher nahe, zur Klärung der Verhältnisse Modellversuche im Laboratorium vorzunehmen, durch die sowohl die Brauchbarkeit der Methoden geprüft wie auch den Untersuchungen im Gelände vorgearbeitet werden kann. Während nun im Gelände Wellenlängen zwischen etwa 50 bis 300 m angewandt werden, sind im Laboratorium solche zwischen 1 bis 3 m angebracht. Größer dürfen sie nicht sein, wenn man in den gewöhnlich zur Verfügung stehenden Räumen stehende Wellen mit Knoten und Bäuchen herstellen und untersuchen will. Je kleiner sie andererseits sind, um so unbequemer gestaltet sich ihre Vermessung. Wellen dieses Bereichs eignen sich aber in ausgezeichneter Weise für experimentelle Laboratoriumsversuche.

Während man es in der Natur immer mit feststehenden unveränderlichen Verhältnissen zu tun hat, die nur selten für derartige Untersuchungen günstig

sind, kann man sich im Laboratorium die Versuchsbedingungen nach Wunsch gestalten. Abgesehen von dieser rein äußerlichen Erleichterung, die mit allen geophysikalischen Modellmessungen verknüpft ist, besitzen die extrem kurzen Wellen für experimentelle Arbeiten den längeren gegenüber ganz spezielle Vorzüge, die teils auf ihre Natur, teils auf die Eigenart ihrer Erzeugung zurückzuführen sind.

Als prinzipieller Unterschied ist die scharfe Richtwirkung der extrem kurzen Wellen von Bedeutung, durch die unerwünschte Beugungen und Reflexionen ausgeschaltet werden können. Ferner ist der Strahlungswiderstand eines schwingenden Systems und im Zusammenhang, damit dessen ausgesandte Energie bei hohen Frequenzen weit größer als bei niederen, was bei Versuchen erwünscht ist und zu entsprechend kräftigeren Wirkungen führt. Die Absorption extrem kurzer Wellen, die durch ein Medium mit einer gewissen elektrischen Leitfähigkeit hindurchgehen, ist normalerweise erheblich größer als bei den sonst üblichen. Diese an und für sich ungünstige Erscheinung kommt in Fortfall, wenn die Versuche im nichtleitenden Medium, z. B. in Luft, vorgenommen werden. Ein weiterer grundsätzlicher Unterschied bei hochfrequenter Erregung besteht in der Beschaffenheit des elektromagnetischen Feldes in unmittelbarer Nähe des Senders, in der sogenannten Nah- und Zwischenzone, ein Punkt, auf den wir bei der Behandlung der Theorie noch eingehend zu sprechen kommen werden.

Zur Erzeugung ungedämpfter extrem kurzer monochromatischer Wellen haben Barkhausen und Kurz einen Weg gefunden (III, 1). Es ist eine Eigentümlichkeit ihrer Methode, daß die erzeugten Wellen entweder leicht konstant gehalten oder aber in wohldefinierter Weise nach Wunsch variiert werden können. Die Frequenz der Schwingung ist nämlich bei derselben Röhre fast nur durch die Betriebsbedingungen, die Größe der angelegten Spannungen und die Heizstromstärke gegeben, und man kann, wenn diese nur konstant gehalten oder in bestimmter Weise willkürlich verändert werden, mit ganz bestimmten reproduzierbaren Frequenzen rechnen. Die Frequenz ist, mit anderen Worten, eine Funktion von Faktoren, deren Regelung man in der Hand hat. Hierdurch entfällt eine große Schwierigkeit, die es bei längeren Wellen zu überwinden gilt. Denn bei der sonst gebräuchlichen Art der Selbsterregung von Schwingungen ist die Frequenz durch einen Schwingkreis bestimmt, der außerhalb der Röhre liegt, und dessen Kapazität und Selbstinduktion nur mühsam konstant gehalten werden können. Alle Abmessungen und Anordnungen der mit der Röhre verbundenen Leitungen und Apparate sind von Einfluß auf die Frequenz. Schon einer Änderung der Stellung des Beobachters bei der Apparatur kann eine Änderung der Frequenz folgen, die zugleich eine Änderung der ausgesandten Energie nach sich zieht. Weiterhin ist die zur Erzeugung der extrem kurzen Wellen erforderliche Apparatur klein, handlich und billig; die Messungen können bequem in jedem Laboratorium, ja selbst in jeder Wohnung ausgeführt werden. Grundsätzlich kann mit extrem kurzen Wellen die Brauchbarkeit

jeder geoelektrischen Wellenmethode untersucht werden, jedoch hat Verfasser lediglich die sogenannte „Viertelwellenmethode“ geprüft, von der im folgenden ausschließlich die Rede sein soll.

Die Viertelwellenmethode findet dort ihre Anwendung, wo ein schlecht leitendes Medium über einem gut leitenden gelagert ist. Ihr Grundgedanke ist der folgende: Befindet sich an der Erdoberfläche parallel zu ihr eine Dipolantenne, so werden die von dieser ausgesandten Wellen im obersten Medium nur wenig absorbiert, gehen vielmehr zum größten Teil durch dasselbe hindurch und werden an der Trennungsebene der beiden Schichten bis zu einem gewissen Grade reflektiert, wobei stehende Wellen entstehen. Ändert sich das Verhältnis der Tiefe der reflektierenden Schicht zu der Wellenlänge, so kommt die Antenne abwechselnd in einen Wellenknoten und in einen Wellenbauch zu liegen, was zu einem Anschwellen und Abnehmen des Stromes in der Antenne führt. Diese Rückwirkung der reflektierenden Schicht auf den Sender kann leicht gemessen werden. Ein Maximum der Energie in der Antenne ist dann vorhanden, wenn deren Abstand von der reflektierenden Schicht gerade  $(2n + 1) \frac{\lambda}{4}$  beträgt. Nach dieser Beziehung, in der  $n$  eine beliebige ganze Zahl und  $\lambda$  die Wellenlänge bedeuten, hat die Methode ihren Namen erhalten. Wieweit diese Auffassung berechtigt ist, das soll weiter unten theoretisch und experimentell untersucht werden.

Die Ausarbeitung der Methode und der Gedanke, mit ihr das Vorhandensein und die Tiefe eventuell vorhandener gut leitender Schichten im Untergrund nachzuweisen und deren Tiefe zu bestimmen, stammt von Leimbach (I, 1). Die ersten Messungen, die zur Ermittlung der Tiefe von Grundwasser führen sollten, wurden von Kröncke im ehemaligen Deutsch-Südwestafrika ausgeführt (I, 2 und 3). Weitere Messungen nach diesem Verfahren hat Petrowsky vorgenommen (I, 4). An theoretischen Arbeiten ist eine einzige von Petrowsky zu erwähnen (I, 4). Weitere Arbeiten, die sich mit dieser Methode befassen, haben lediglich referierenden Charakter.

Nach der Vorstellung, die der Viertelwellenmethode zugrunde liegt, erhält man Strommaxima und -minima in der Antenne, wenn entweder die Wellenlänge oder aber der Abstand des Senders von der reflektierenden Schicht geändert wird. In beiden Fällen ist der Charakter der Stromschwankung in der Antenne verschieden, weshalb man es eigentlich mit zwei verschiedenen Viertelwellenmethoden zu tun hat. Jedoch besitzen beide wesentliche Züge miteinander gemeinsam, weshalb schon die Untersuchung der einen von beiden wichtige Aufschlüsse zu geben vermag, die für beide Methoden von Bedeutung sind. Im Gelände kommt natürlich nur eine Änderung der Wellenlänge in Frage, wohingegen im Laboratorium auch eine Variation des Abstandes zwischen Sender und leitender Schicht möglich ist. Da der zweite Fall sowohl theoretisch wie praktisch der einfachere ist, wollen wir uns hier nur mit diesem, und zwar zunächst mit seiner Theorie beschäftigen.

**Theoretischer Teil.** Wir gehen von der einfachsten Strahlungsquelle, dem Hertzschen Oszillator, aus, der durch den Abstand  $dl$  zweier wechselnder Ladungen  $q$  charakterisiert ist und sich im nichtleitenden Medium mit der Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon = 1$  und der Permeabilität  $\mu = 1$  befinden möge. Liegt die  $z$ -Achse eines Polarkoordinatensystems in Richtung der Verbindungslinie, ist  $\varphi$  der Breiten- und  $\vartheta$  der Höhenwinkel, so können die magnetischen und elektrischen Feldstärken im Abstand  $r$  vom Oszillator durch die drei Gleichungen

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}_\varphi &= - \frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{f'}{r} + \frac{f''}{c} \right] t - \frac{r}{c}, \\ \mathfrak{E}_\vartheta &= - \frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 f}{r^2} + \frac{c f'}{r} + f'' \right] t - \frac{r}{c}, \\ \mathfrak{E}_r &= - 2 \frac{\cos \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 f}{r^2} + \frac{c f'}{r} \right] t - \frac{r}{c} \end{aligned}$$

dargestellt werden (II, 9). Hierin bedeuten  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $f$  eine Funktion des Arguments  $\left( t - \frac{r}{c} \right)$ , die durch die Änderung der Punktladungen bestimmt ist. Ist diese Änderung eine harmonische, ist also z. B.  $q = q_0 \sin wt$ , so nehmen die drei Gleichungen das folgende Aussehen an. Es ist

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}_\varphi &= - \frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{q_0 w}{r} \cos wt - \frac{q_0 w^2}{c} \sin wt \right], \\ \mathfrak{E}_\vartheta &= - \frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 q_0}{r^2} \sin wt + \frac{c q_0 w}{r} \cos wt - q_0 w^2 \sin wt \right], \\ \mathfrak{E}_r &= - 2 \frac{\cos \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 q_0}{r^2} \sin wt + \frac{q_0 c w}{r} \cos wt \right]. \end{aligned}$$

Sie setzen sich aus zwei bzw. drei Gliedern zusammen, die eine anschauliche Deutung gestatten. Dasjenige Glied, das die Funktion  $f$  selbst enthält, gibt die statische Wirkung des Dipols, die mit der dritten Potenz der Entfernung abnimmt. Seine Amplitude ist durch die Ladung und den Abstand bestimmt, aber unabhängig von der Frequenz. Ist  $r$  sehr klein, so besitzt dieses Glied von allen drei Gliedern den größten Wert. Dasjenige Glied dagegen, das die erste Ableitung der Funktion  $f$ , also  $f'$ , enthält, gibt die induktive Wirkung des Dipols, die sich auf größere Entfernung erstreckt. Ist  $r$  sehr groß, so treten diese beiden Glieder gegenüber demjenigen zurück, das  $f''$  enthält. Wir haben dann diejenigen Wellen, deren Amplitude proportional mit der Entfernung abnimmt, und die in der drahtlosen Fernmeldetechnik eine so große Rolle spielen. In der Nachbarschaft des Senders überwiegen die ersten beiden Glieder. Der Betrag jedes dieser beiden ist im Abstand  $\lambda/2\pi$  auf die Größe der Radiofeldstärke gesunken. Der hierdurch gekennzeichnete Bereich ist sowohl von der Ladung des Dipols als auch von der Stromstärke in der Antenne

unabhängig, er ist lediglich durch die Frequenz bestimmt. Die Erstreckung der Nah- und Zwischenzone kann also direkt auf die Frequenz bezogen werden. Dieser Umstand ist den Modellversuchen, bei denen eine Änderung sämtlicher Faktoren im gleichen Verhältnis erwünscht ist, günstig.

Etwa bis zum Abstand einer halben Wellenlänge sind die beiden Glieder, die die statische und induktive Wirkung des Dipols geben, von großer Bedeutung und können keinesfalls vernachlässigt werden. Dies ist aber gerade der Bereich, mit dem man es bei der Viertelwellenmethode zu tun hat, weshalb die bisher hierüber entwickelten Vorstellungen, die diese beiden Glieder unberücksichtigt gelassen haben, den wirklichen Verhältnissen nicht gerecht werden können. Wir wollen hier die Theorie der Viertelwellenmethode unter Berücksichtigung der für die Nah- und Zwischenzone charakteristischen Verhältnisse entwickeln.

Es sei die Feldstärke in der Äquatorialebene untersucht. Setzt man  $\vartheta = 90^\circ$ , also  $\sin \vartheta = 1$ , so erhält man für die Feldstärke

$$\mathfrak{E} = -\frac{q_0 l}{r} \left[ \frac{c^2 \sin w \left( t - \frac{r}{c} \right)}{r^2} + \frac{c w \cos w \left( t - \frac{r}{c} \right)}{r} - w^2 \sin w \left( t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Faßt man das erste und dritte Glied, die beide die gleiche Periode und Phase besitzen, zusammen, so erhält man

$$\mathfrak{E} = -\frac{q_0 l}{r} \left[ \left( \frac{c^2}{r^2} - w^2 \right) \sin w \left( t - \frac{r}{c} \right) + \frac{c w}{r} \cos w \left( t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Diese Gleichung ist vom Typus  $A \cdot \sin \alpha + B \cdot \cos \alpha$ . Setzt man  $\frac{r}{\lambda} = x$  und

$w = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ , so gewinnt sie die Form

$$\mathfrak{E} = -\frac{q_0 l c^2}{\lambda^3 x} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right) \sin 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) + \frac{2\pi}{x} \cos 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right]$$

oder

$$-\mathfrak{E} \frac{\lambda^3}{q_0 l c^2} \equiv -F' = \frac{1}{x} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right) \sin 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) + \frac{2\pi}{x} \cos 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right].$$

Dadurch, daß  $x$  als Funktion von  $\lambda$  auf der Abszisse eines Koordinatensystems aufgetragen wird, erhält man eine Welle, die zwar mit der scheinbaren Geschwindigkeit  $c/\lambda$  fortschreitet, aber ihrem Charakter nach von der Frequenz bzw. der Wellenlänge unabhängig ist. Trägt man die neueingeführte Größe  $F'$  auf der Ordinate auf, so ist auch die Größe der Amplitude von der Frequenz unabhängig, nur der zeitliche Verlauf der Kurve ist noch durch die Frequenz bestimmt. Der Effektivwert von  $F'$  ergibt sich zu

$$F'_{\text{eff}} = \frac{1}{x} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right)^2 + \frac{4\pi^2}{x^2} \right]}.$$

Die entsprechende Kurve ist nunmehr von jeder individuellen Konstante unabhängig, indem auch die Frequenz in Fortfall kommt. Ihr Verlauf läßt erkennen, in welcher Weise sich die Feldstärke in der Nah- und Zwischenzone ändert. Man kann die Kurve mit derjenigen vergleichen, die man erhalten würde, wenn nur das dritte Glied, die Radiowelle, vorhanden wäre. Fig. 1, in der beide Kurven aufgezeichnet sind, verrät, daß beide nahezu übereinstimmen (II, 12). Erst in unmittelbarer Nähe vom Sender steigt die wirkliche Kurve infolge der statischen Wirkung sehr stark an. Sie kann leicht experimentell gemessen werden, da man es hierbei mit Effektivwerten zu tun hat. Im Abstand  $\lambda/2\pi$  kreuzen sich beide Kurven. Ihre zufällige Ähnlichkeit hat dazu beigetragen, daß man der Nah- und Zwischenzone nicht die genügende Beachtung geschenkt hat. Die Übereinstimmung beider Kurven hört nämlich sofort auf, sobald Reflexionen eintreten, die zur Entstehung stehender Wellen führen. Die dann vorliegenden Verhältnisse wollen wir nunmehr untersuchen.

Wir nehmen der Einfachheit halber an, der Dipol liege mit seiner Achse einer unendlich gut leitenden unbegrenzten Platte parallel. Die vom Dipol ausgesandten Wellen

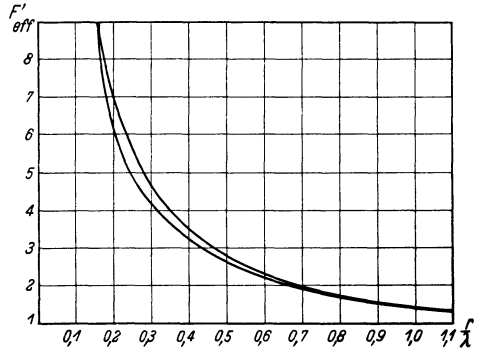


Fig. 1.

werden an dieser Platte reflektiert. Zur Berechnung sei die Platte durch einen zweiten virtuellen Dipol ersetzt, der das Spiegelbild des reellen ist, und dessen Moment das umgekehrte Vorzeichen besitzt wie das jenes. Dann ist in der Plattenebene das Potential aus mathematischen Gründen Null, wie es auch physikalisch durch die unendlich große Leitfähigkeit bedingt wird, und die Verhältnisse auf derjenigen Seite der Spiegelebene, auf der der reelle Dipol liegt, sind in beiden Fällen die gleichen. Durch die Annahme zweier Dipole gelangt man zur Überlagerung zweier Wellenzüge auf ihrer Verbindungslinie. Bezieht man deren Länge  $2r_1$  wieder auf die Wellenlänge durch die Beziehung  $d = \frac{r_1}{\lambda}$ , so läßt sich auf dieser Strecke die elektrische Feldstärke durch die Gleichung

$$\begin{aligned}
 -F &= -F' + F'' = \frac{1}{x} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right) \sin 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2\pi}{x} \cos 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2d-x} \left\{ \left[ \frac{1}{(2d-x)^2} - 4\pi^2 \right] \sin 2\pi \left[ \frac{c}{\lambda} t - (2d-x) \right] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2\pi}{2d-x} \cos 2\pi \left[ \frac{c}{\lambda} t - (2d-x) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

darstellen. Es bilden sich bis zu einem gewissen Grade stehende Wellen aus. Der Effektivwert ist jetzt durch die Beziehung

$$F_{\text{eff}}^2 = \frac{A^2 + A'^2 + B^2 + B'^2}{2} - (AA' + BB') \cos 2\alpha - (AB' - A'B) \sin 2\alpha$$

gegeben, in der zur Abkürzung die Buchstaben  $A = \frac{1}{x} \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right)$ ,  $B = \frac{2\pi}{x^2}$ ,

$A' = \frac{1}{2d-x} \left[ \frac{1}{(2d-x)^2} - 4\pi^2 \right]$ ,  $B' = \frac{2\pi}{(2d-x)^2}$  und  $\alpha = 2\pi(d-x)$

eingeführt sind. Bei festgehaltenem Abstand  $d$  erhält man eine Kurve, die sich von der ursprünglichen dadurch unterscheidet, daß sich ihr Maxima und Minima überlagern. Ist der Abstand  $d$  in bezug auf die Wellenlänge nicht zu klein, so sind diese Schwankungen in der Kurve deutlich erkennbar. Das Feld erhält einen wellenförmigen Charakter, der von Bergmann u. a. experimentell bestimmt werden konnte (II, 5, III, 5).

Variiert man den Abstand  $d$  der leitenden Platte vom Dipol, so erhält man in einem festgehaltenen Punkte  $x = a$  Maxima und Minima der elektrischen Feldstärke bzw. der Größe  $-F$ .

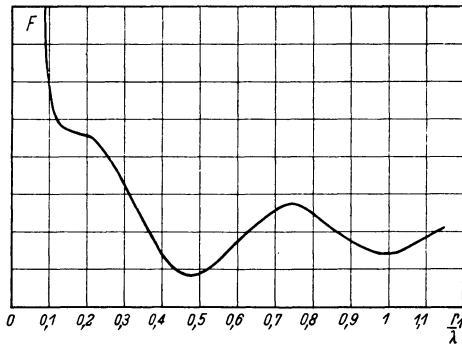


Fig. 2.

Uns interessieren besonders die Änderungen, die man an der Stelle des reellen Dipols, also für  $a = 0$ , erhält. Nun ist bei den Voraussetzungen, die wir gemacht haben, für  $a = 0$  die Feldstärke immer unendlich groß, so daß Schwankungen nicht erkennbar sind. Setzt man aber  $a = \epsilon$  oder gibt den beiden Ladungen des Dipols einen endlichen Abstand voneinander, so erhält man auch für die Feldstärke einen endlichen Wert, der mit der

Änderung des Abstandes  $d$  schwankt. Trägt man  $d$  auf der Abszisse und  $-F$  auf der Ordinate eines Koordinatensystems auf, so erhält man die obenstehende Kurve (Fig. 2).

Wir haben bei dieser Betrachtung die Rückwirkung des einen Dipols auf den anderen vernachlässigt. Dies ist nicht statthaft, wenn der Abstand zwischen beiden gering wird. Da man es aber in der Praxis doch nicht mit idealen Dipolen zu tun hat, sondern eher mit Abrahamschen stabförmigen Erregern, entfernt sich die berechnete Kurve für kleine Werte von  $a$  ohnedies von der wirklichen. In Entfernungen, die groß gegen die Abmessungen eines solchen Senders sind, muß die Übereinstimmung aber eine vollkommene sein. Doch auch in Abständen, mit denen wir es bei der Viertelwellenmethode zu tun haben, sind die Verschiedenheiten gering. Da



man sich die endliche Antenne aus Dipolen zusammengesetzt denken kann, läßt sich grundsätzlich die Rechnung auch für endliche Abmessungen des schwingenden Leiters durchführen, wie dies Abraham an ähnlichen Problemen gezeigt hat.

**Experimenteller Teil.** Wir gehen jetzt zur Beschreibung der Modellversuche über. Zur Erzeugung der Schwingungen wurden sogenannte Schott-Elektronenröhren, und zwar solche vom Typus *M* verwandt. Die Schaltung stimmte im wesentlichen mit derjenigen von Barkhausen und Kurz überein (III, 1). Ans Gitter wurde in Ermangelung einer Batterie die Wechselfspannung des Lichtnetzes von etwa 220 Volt gelegt oder eine intermittierte Gleichspannung, die von einem Generator stammte, der sekundär bis zu 230 Volt bei 50 Perioden hergab. Den Heizstrom lieferte eine Akkumulatorenbatterie von 12 Volt, die eine verhältnismäßig große Kapazität besaß, um Stromschwankungen nach Möglichkeit auszuschalten. Zwei parallel gelegte Vorschaltwiderstände verschiedener Größe gestatteten eine empfindliche Einregulierung des Stromes. Zur Ersparung einer weiteren Spannungsquelle wurde die Anode mit dem negativen Pole der Heizung verbunden, wobei die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Anode im Mittel ziemlich 6 Volt betrug. Die Antennen wurden zunächst versuchsweise an die Anode und an den negativen Pol der Heizung, und dann auch, wie üblich, an die Anode und an das Gitter gelegt, und zwar so, daß sie horizontal und zueinander parallel lagen. Ihre Länge konnte zwischen 15 bis 40 cm variiert werden. Die ganze Apparatur war etwa zwei Meter über dem Fußboden frei befestigt, um eine Beeinflussung durch unerwünschte Reflexionen möglichst auszuschließen. In den Heizkreis war ein Präzisionsamperemeter von Hartmann & Braun gelegt, während die ans Gitter angelegte Spannung durch ein Hitzdrahtinstrument von Siemens & Halske gemessen wurde, das zwei Bereiche, einen bis 100 Volt und einen zweiten bis 250 Volt, besaß. In dem Anodenkreis befand sich ein Instrument der Firma Gossen, ein sogenannter Mavometer, dessen Bereich durch einen Vorschaltwiderstand auf 50 mA gebracht war. Durch zwei eingefügte Schalter konnten beide Stromquellen getrennt ein- und ausgeschaltet werden.

Als Empfänger diente eine dem Sendedipol entsprechende Antenne, in deren Strombauch ein Detektor mit einem parallel zu ihm liegenden Mavometer eingeschaltet war. Dieses Instrument, das hier ohne Vorschaltwiderstand gebraucht wurde, zeigte 2 mA maximal und  $4 \cdot 10^{-6}$  Amp./sec an. Seine Empfindlichkeit reichte für den vorliegenden Zweck aus, da die Messungen in geringer Entfernung vom Sender vorgenommen wurden. Auch seine Genauigkeit mit  $0.2^\circ$  war genügend, da in der Hauptsache nur die Änderung der Stromstärke und nicht ihr absoluter Betrag von Wichtigkeit war.

Zur Bestimmung der Wellenlänge waren vorübergehend zwei parallele Drähte, sogenannte Lecherdrähte, induktiv mit den Sendeantennen gekoppelt. Ihr Abstand voneinander betrug 10 cm, ihre Länge 6 m.

Zur Prüfung der Apparatur wurde zunächst die Intensität verglichen, die das Feld in der Umgebung des Senders besaß, wenn die Antennen das eine Mal an Gitter und Anode, das andere Mal an Anode und Kathode angebracht waren. Es zeigte sich, daß die ausgestrahlte Energie größer war, wenn die Antennen, wie üblich, an Gitter und Anode befestigt waren. Ebenso wurde die Intensität gemessen, die sich erzielen ließ, wenn Wechselspannung und wenn intermittierende Gleichspannung an das Gitter gelegt wurde. Es zeigte sich, daß die ausgesandte Energie bei intermittierender Gleichspannung merklich größer war, weshalb denn auch diese bei den weiteren Versuchen verwandt wurde.

Hierauf wurde die Wellenlänge mit Hilfe des Lecherschen Drahtsystems in bekannter Weise untersucht. Ihr jeweiliger Wert, der mit den Betriebsdaten schwankte, ließ eine gute Übereinstimmung mit der von Barkhausen u. a. gefundenen Abhängigkeit erkennen (III, 1, 6, 8). Die kürzere Welle, von der Scheibe berichtet (III, 7), wurde durch Abstimmung der Antenne auf die längere Welle unterdrückt. Zu beachten war, daß Messungen immer erst dann vorgenommen werden konnten, wenn die Röhre eine geraume Weile, mindestens 20 min, in Tätigkeit gesetzt war. Dann erst hatte sich ein stationärer Zustand in der Röhre eingestellt, der für reproduzierbare Meßergebnisse selbstverständliche Voraussetzung ist. Für die nun folgenden eigentlichen Messungen, bei denen die Wellen an leitenden Medien reflektiert werden, wurde das Lechersystem wieder entfernt.

Wie schon erwähnt, wurde bei den Modellversuchen mit der Viertelwellenmethode so verfahren, daß nicht die Wellenlänge, sondern der Abstand der reflektierenden Schicht vom Sender variiert wurde. Dadurch, daß alle Betriebsdaten konstant gehalten wurden, konnte mit einer ganz bestimmten unveränderlichen, genau definierten Welle gearbeitet werden. Bei einem Gitterpotential von 182 Volt und einer Heizstromstärke von 1.13 Amp. betrug ihre Länge nach der vorangegangenen Bestimmung mittels des Lechersystems etwa 1.11 m. Die so festgelegte Wellenlänge wurde durch keine äußeren Einflüsse, auch nicht durch eine geringe Änderung der Antennenkapazität, die mit dem Nähern und Entfernen einer leitenden Platte verbunden war, geändert, da durch eine Verstimmung der Antenne lediglich die Intensität der ausgesandten Energie Schwankungen erfuhr.

Um ein Bild davon zu gewinnen, welche Wirkung durch Reflexionen an leitenden Schichten günstigstenfalls zu erzielen ist, wählen wir in Übereinstimmung mit unseren theoretischen Untersuchungen eine möglichst gut leitende und möglichst ausgedehnte ebene Schicht, bei der die reflektierte Energie ihren größten Betrag besitzt. Zur Anwendung gelangte eine 2 mm starke Aluminiumplatte mit etwas über 2 qm Fläche, die parallel der Antenne verschiebbar angeordnet wurde. Dann entstehen stehende Wellen, wie wiederholt nachgewiesen worden ist. Die Rückwirkung auf den Sender besteht in einer Änderung des Antennenstromes, der an- oder abschwilt, je nachdem ob die Antenne in einen Wellenbauch oder -knoten zu liegen kommt. Diese Rückwirkung kann bei den sonst üblichen Apparaturen, bei denen die Frequenz kleiner und der Antennen-

strom stärker ist, einfach mittels eines in den Antennenkreis gelegten Instrumentes gemessen werden. Dies ist hier natürlich nicht möglich, da der verhältnismäßig große innere Widerstand des Meßinstrumentes die schnellen Schwingungen in der Antenne vernichten würde. Wir müssen daher eine andere Wirkung als Indikator benutzen. Sehr gut eignet sich hierzu die Änderung des Anodenstromes, der bei dieser Schaltungsweise negativ ist. Die Zu- und Abnahme des Antennenstromes führt nämlich zu einer Stärkung bzw. Schwächung sowohl der Schwingungen in der Röhre als auch des Anodenstromes. Wenn beide auch nicht proportional zu sein brauchen, so ist doch der Ausschlag des im Anodenkreise liegenden Instrumentes ein empfindlicher Indikator für die zu messende Rückwirkung. Auch im Gitterkreise treten ganz entsprechende Schwankungen auf, die in gleicher Weise als Indikator benutzt werden können.

Wird nun der Abstand zwischen Sender und reflektierender Wand geändert, so bemerkt man ein Schwanken des Ausschlages im Anodenamperemeter. In

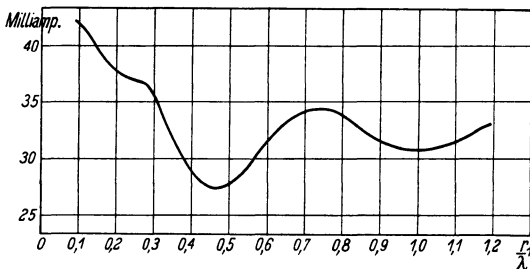


Fig. 3.

der Praxis wurde so verfahren, daß die Aluminiumplatte hin und her bewegt und der Sender stehengelassen wurde, um Erschütterungen der Röhre zu vermeiden. Der Mittelpunkt der Platte blieb hierbei immer auf der Mittelsenkrechten der Dipolantenne, so daß die Anordnung möglichst symmetrisch war.

Die Ausschläge des Anodeninstrumentes, die man beim Annähern und Entfernen der Platte erhielt, wurden auf der Ordinate, und der jeweils zugehörige Abstand zwischen Platte und Sender auf der Abszisse eines Koordinatensystems aufgetragen. Fig. 3 zeigt die Kurve, die auf diese Weise erhalten wurde. Berücksichtigt man die eben besprochene Abhängigkeit des Anodenstromes vom Antennenstrom, so gibt diese Kurve zugleich die Schwankung des Antennenstromes mit der Verschiebung der reflektierenden Platte. Sind die Dimensionen passend gewählt, so stimmt sie recht gut mit derjenigen Kurve überein, die wir theoretisch für die negative Feldstärke ermittelt hatten (Fig. 2). Die Abweichung in unmittelbarer Nähe des Senders ist auf die bereits erwähnten Gründe zurückzuführen, daß unser Sender kein idealer Dipol ist, daß wir in der Theorie die Rückwirkung beider Dipole aufeinander vernachlässigt hatten, was bei geringem Abstände nicht mehr angängig ist, daß die Schwankungen des Antennenstromes den Ausschlägen des Anodeninstrumentes nicht genau

proportional zu sein brauchen, und daß das Heranbringen der Platte an die Sendeantennen eine gewisse kapazitive Verstimmung des Antennenkreises erzeugt. Ein weiterer Umstand, den wir bei der Theorie vernachlässigt hatten, und dessen Wirkung sich auf die ganze Kurve erstreckt, ist das Auftreten geringer Oberschwingungen, das zu einer Verschiebung der Maxima vom Sender fort nach den Minima hin führt (II, 4), die in der experimentell gemessenen Kurve allerdings nur wenig zu erkennen ist. Das schnellere Abklingen dieser Kurve in größerer Entfernung ist auf die endlichen Abmessungen der reflektierenden Platte zurückzuführen, die in einiger Entfernung vom Sender nicht mehr als unbegrenzt betrachtet werden kann. Es ist zu bemerken, daß die gefundene Kurve nicht etwa aus Mittelwerten zusammengestellt ist, vielmehr von einer einzigen Meßreihe stammt und sehr leicht reproduzierbar war.

Es wurde noch ein zweiter Versuch gemacht, bei dem statt der gut leitenden Platte ein mit gewöhnlichem Leitungswasser gefüllter Glastrog verwandt wurde, dessen größte, der Antenne parallel liegende Seite  $30 \times 22$  qcm betrug. In diesem Falle konnten Maxima und Minima nicht mehr beobachtet werden, was auch mit Rücksicht auf die geringe Leitfähigkeit des Wassers und die kleinen Gefäßdimensionen kaum zu erwarten war. Die Versuche mußten hiermit aus äußeren Gründen abgebrochen werden.

**Folgerungen für die Praxis.** Wie die Theorie lehrt, ist der Charakter der Schwankungen des Antennenstromes unabhängig von dem Absolutwert der Frequenz. Die gefundenen Kurven behalten also auch, wie bereits betont, für geringe Frequenzen und lange Wellen ihre Gültigkeit. Allerdings sind bei niederen Frequenzen die Amplituden erheblich geringer, weshalb dann auch die Stromschwankungen in der Antenne weit weniger ausgeprägt sein werden.

Wird nicht der Abstand zwischen Sender und reflektierender Schicht, sondern statt dessen die Frequenz variiert, wie es die Arbeiten im Gelände erfordern, so wird die Rückwirkung auf den Antennenstrom naturgemäß einen anderen Charakter besitzen. Trotzdem sind auch hierfür unsere Untersuchungen nicht ohne Bedeutung. Zunächst gibt uns die befriedigende Übereinstimmung der Theorie mit der Praxis, die wir feststellen konnten, die Zuversicht, daß eine theoretische Behandlung der Viertelwellenmethode zweiter Art nach den hier aufgezeigten Gesichtspunkten ebenfalls mit dem experimentellen Befund im Einklang stehen wird. Unmittelbar ist unseren Ergebnissen zu entnehmen, daß es wenig vorteilhaft ist, das erste Maximum aufzusuchen, da dieses noch stark durch die in der Nah- und Zwischenzone auftretenden Erscheinungen verwischt werden wird. Das bedeutet eine Umstellung bei der Wahl der Wellenlänge, die beim Aufsuchen des ersten Minimum nur halb so groß sein darf, wie bei der Einstellung auf das erste Maximum. Arbeitet man nicht gerade über Eisbedeckungen, so ist im Gelände noch die Dielektrizitätskonstante der obersten Schichten in Rechnung zu setzen, die zu einer Änderung der Wellenlänge führt, während die Frequenz natürlich immer unverändert bleibt.

Hinsichtlich der Größe des Effektes läßt sich ganz allgemein sagen, daß bei den Untersuchungen im Gelände auch bei günstigen geologischen Verhältnissen die Situation weit ungünstiger sein wird, als bei Messungen im Laboratorium, wie wir dies eingangs bereits begründet hatten. Nur in besonders günstigen Fällen wird es möglich sein, Schichten besserer Leitfähigkeit mittels dieser Methode nachweisen zu können. Empfindlicher ist zweifellos das Verfahren, mit einem gesonderten Empfänger an der Oberfläche entlang zu wandern, wobei die Empfangsintensität durch die Interferenz zweier Wellenzüge Schwankungen erleiden kann. Modellversuche nach diesem Prinzip, bei dem auch im Gelände die Frequenz konstant gehalten wird, sind recht verlockend und dürften sehr aufschlußreich sein.

Eine unmittelbare Verwendung der extrem kurzen Wellen unter Tage mag in besonderen Fällen erfolgversprechend sein. Voraussetzung ist bei solchen Untersuchungen, daß das Muttergestein sehr trocken ist, da bei derartig hohen Frequenzen die Absorption der Wellen einen außerordentlich großen Wert besitzen kann.

### Literaturzusammenstellung.

#### I. Die Viertelwellenmethode.

1. G. Leimbach: Verfahren zur Aufsuchung leitender Flächen (z. B. Wasser und Erz) mittels elektrischer Wellen. D. R. P. Nr. 273 339, 26. III. 1913.
2. Heinrich Löwy: Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. Phys. Zeitschr. **20**, 416—420 (1919).
3. H. Kröncke: Über das Aufsuchen von Wasser mit elektrischen Wellen. Physik-Büchlein, Stuttgart 1925, S. 64—71.
4. A. Petrowsky: Radio in Ore Prospecting. Bull. of the Inst. of Prakt. Geophysics, Leningrad 1925, S. 135—152. — Derselbe: Theory of the return method. Ebenda, S. 143—176 (1926).
5. Rothe: Der Kurzwellensender im Dienste der Bodenerforschung, speziell als Indikator für Grundwasservorkommen. Der Deutsche Rundfunk **5**, Nr. 17, 1174—1176 (1927).

#### II. Das Feld in der Nah- und Zwischenzone.

1. H. Hertz: Die Kräfte elektrischer Schwingungen, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie. Wied. Ann. **36**, 1—22 (1889). — Derselbe: Über Strahlen elektrischer Kraft. Ebenda, S. 769—783. — Derselbe: Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig 1894, S. 147.
2. M. Abraham: Die elektrischen Schwingungen um einen stabförmigen Leiter, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie. Ann. Phys. u. Chem. **66**, 435 (1898). — Derselbe: Elektrische Schwingungen in einem frei endigenden Draht. Ann. Phys. **2**, 32 (1900). — Derselbe: Die Strahlung von Antennensystemen. Jahrb. d. Drahtl. Tel. u. Tel. **14**, 146 (1919).
3. F. Hack: Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines linearen Oszillators. Ann. Phys. **14**, 539 (1904).
4. P. Casper: Über die Kreisgebiete im elektromagnetischen Feld eines Hertz'schen und eines Abrahamschen Erregers. Diss. Gießen 1916 u. Ann. Phys. **51**, 649 (1918) u. Jahrb. d. Drahtl. Tel. u. Tel. **13**, 221 (1918).
5. L. Bergmann: Messungen im Strahlungsfelde eines Hertz'schen und eines Abrahamschen ungedämpften Erregers. Ann. Phys. **67**, 13—42 (1922).

6. Abraham-Föppl: Theorie der Elektrizität. Leipzig-Berlin 1923, S. 322 ff.
7. G. Grimsen: Strahlungsuntersuchungen an horizontalen Sendedrähten, die in einer höheren Harmonischen erregt sind. Diss. Halle u. Elektr. Nachr. Techn. **3**, 361—376, 1926.
8. Franz Ollendorff: Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Berlin 1926, S. 483 ff.
9. R. Rüdberg: Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. Berlin 1926, S. 6.
10. Max Dieckmann: Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **31**, 65—72 (1928).
11. G. Gresky: Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **32**, 149—162 (1928).
12. A. Gothe: Über Drahtreflektoren. Elektr. Nachr. Techn. **5**, 427—430 (1928).
13. K. Kohl: Über kurze ungedämpfte elektrische Wellen. Zeitschr. f. techn. Phys. **9**, 472—475 (1928).

### III. Die Erzeugung extrem kurzer Wellen und Versuche mit denselben.

1. H. Barkhausen und K. Kurz: Die kürzesten, mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen. Phys. Zeitschr. **21**, 1—6 (1920).
2. O. Schriever: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten. Ann. d. Phys. **63**, 645—673, Nr. 7 (1920).
3. L. Nettelton: Characteristics of a short wave oscillator at very low pressures. Proc. Nat. Acad. Amer. **8**, 353—357, Nr. 12 (1922).
4. E. W. B. Gill und J. H. Morrell: Short Electric Waves obtained by Valves. Phil. Mag. **44**, Nr. 259, S. 161—178 (1922, Juli). — Dieselben: Short Electric Waves obtained by the use of secondary emission. Phil. Mag. **49**, 369—379, Nr. 290 (1925).
5. W. Kopp: Untersuchung stehender elektromagnetischer Wellen mit ungedämpfter Erregung. Ann. d. Phys. **72**, 525—548 (1923).
6. Cl. Schäfer und J. Merzkirch: Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder. ZS. f. Phys. **13**, 166—194 (1923).
7. W. Pagliarulo: Theorie of oscillating electric circuit. Phys. Rev. **23**, 300 (1924).
8. A. Scheibe: Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkathodenröhren nach Barkhausen und Kurz. Ann. d. Phys. **73**, 54—88, Nr. 1/2 (1924). — Derselbe: Parallelschaltung von Senderöhren zur Erzeugung intensiver kurzer Wellen. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **27**, 1—7, Nr. 1 (1926). — Derselbe: Elektronenschwingungen nach H. Barkhausen und K. Kurz. Taschenbuch der drahtl. Tel. u. Tel. S. 993—997. Berlin 1927.
9. Cl. Schäfer und K. Wilmsen: Über die elektrischen und magnetischen Eigenschwingungen dielektrischer und metallischer Kugeln. ZS. f. Phys. **24**, 345—354, Nr. 5/6 (1924).
10. F. Tank: Sur les oscillations de Barkhausen. Arch. sc. phys. et nat. **6**, 320—321 (1924, Sept./Okt.).
11. G. Breit: A method of producing short waves length oscillations in electron tubes. Journ. of Soc. Americ. **9**, 708—722 (1924). — Derselbe: A singular case of electron tube oscillations. Phys. Rev. **23**, 300, Nr. 2 (1924); Journ. Franklin Inst. **197**, 355—358, Nr. 3 (1924).
12. R. Bock: Über die Dielektrizitätskonstante und den Absorptionskoeffizienten von Glycerin. ZS. f. Phys. **31**, 534—543, Nr. 7 (1925).
13. J. Sahanek: Theorie der Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen mittels Elektronenröhren. Phys. Zeitschr. **26**, 368—376, Nr. 10 (1925).
14. M. T. Grechowa: Ein Elektronenrohrgenerator kurzer elektrischer Wellen. ZS. f. Phys. **35**, 50—58, Nr. 1 (1925). — Derselbe: Über den Einfluß der Restgase auf die Schwingungen eines kurzwelligen Röhrgenerators. ZS. f. Phys. **35**, 59—69, Nr. 1

(1925). — Derselbe: Weitere Untersuchungen mit dem Zweiröhren- und Vierröhren-generator kurzer elektrischer Wellen. *ZS. f. Phys.* **38**, 621—634, Nr. 8 (1926).

15. N. Kapzow: Über die kurzwelligen Schwingungen von Quecksilberdampf enthaltenen Elektronenröhren. *ZS. f. Phys.* **35**, 129—154, Nr. 2 (1925). — Derselbe: Über elektrische Schwingungen kurzer Wellen, die mittels einer Quecksilberdampf enthaltenen Elektronenröhre erzeugt werden. *Journ. d. Russ. phys. u. chem. Ges., phys. Teil* **56**, 639—649, Nr. 5/6 (1924). Russisch. — Derselbe: Über die Bewegung der Elektronen in einer Elektronenröhre bei der Erzeugung von kurzwelligen Schwingungen nach Barkhausen und Kurz. *ZS. f. Phys.* **49**, 395—427 (1928).

16. E. Schiltknecht und F. Tank: Sur l'obtention d'ondes électriques courtes. *C. R. Séance Soc. suisse de phys. Zürich* 1925; *Arch. sc. phys. et nat.* **7**, 215—217 (1925, Mai/Juni).

17. Alexander Marcus: Experiments with standing electromagnetic waves produced by means of a short wave electron tube oscillator. *Phys. Rev.* **27**, 250, Nr. 2 (1926).

18. E. Pierret: Sur les oscillations de Barkhausen obtenues avec des lampes francaises. *C. R.* **184**, 1428—1430, Nr. 24 (1927).

19. Karl Kohl: Über kurze ungedämpfte Wellen. *Phys. Zeitschr.* **28**, 732—734 (1927); *Ann. d. Phys.* **85**, 1—62, Nr. 1 (1928). — Über ungedämpfte elektrische Ultrakurzwellen mit Demonstrationen. *ZS. f. Techn. Phys.* **10**, 107, Nr. 3.

20. S. J. Zilitinkewitsch: Die Elektroneneigenschwingungen innerhalb der Ein-gitterröhre. *Arch. f. Elektrot.* **15**, 470—489, Nr. 5 (1926).

21. N. Kapzow und S. Gwosdower: Über die verschiedenen Schwingungsarten, die von einer Elektronenröhre in der Schaltung von Barkhausen und Kurz erzeugt werden. *ZS. f. Phys.* **45**, 114—134 (1927).

22. Willi Wechsung: Die Erzeugung sehr kurzer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz. *ZS. f. Hochfrequenztechnik* **32**, 15—18 (1928).

23. H. E. Hollmann: Telefonie auf extrem kurzen Wellen. *Elekt. Nachr. Techn.* **5**, 269—275 (1928). — Derselbe: Über den Mechanismus von Elektronenschwingungen. *Ann. d. Phys.* **86**, 129—188, Nr. 9 (1928). — Derselbe: Ein Röhrenoszillator für sehr kurze ungedämpfte Wellen. *Ann. d. Phys.* **86**, 1062—1070, Nr. 16. — Derselbe: Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren. *Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel.* **33**, 27—30 ff. (1929).

24. O. Pfetscher: Über die Erregung sehr schneller elektrischer Schwingungen in der Dreielektrodenröhre. *Phys. Zeitschr.* **29**, 449—478 (1929).

25. H. Hornung: Messung an Kurzwellenröhren. *Ann. d. Phys.* **1**, 417—456, Nr. 4 (1929).

26. M. Forro: Experimentelle Untersuchungen über die Barkhausen-Kurtzchen Schwingungen in magnetischen Feldern. *Ann. d. Phys.* **1**, 513—528, Nr. 4 (1929).

Berlin, den 11. April 1929.

---