

## subito Urheberrechtshinweis



Die Bestellung und Nutzung der über subito gelieferten Aufsatzkopien unterliegen urheberrechtlichen Bestimmungen. Mit der Registrierung bei subito verpflichten Sie sich, diese einzuhalten.

Kopien von subito sind grundsätzlich zum eigenen Gebrauch bestimmt und dürfen, außer, wenn sie durch eine Hilfsperson bestellt worden sind, nicht an Dritte weitergegeben werden. Für kommerzielle Nutzer der von subito gelieferten Kopien ist die gemeinsame Verwendung ausgelieferter Kopien innerhalb einer Firma oder eines Unternehmens allerdings ausdrücklich gestattet.

Die Kopien sind mit einem Wasserzeichen versehen, welches einen Urheberrechtsvermerk enthält. Das von subito e.V. angebrachte Wasserzeichen darf nicht entfernt werden.

Weiterverwendet werden können innerhalb Deutschlands durch deutsche Bibliotheken ausgelieferte Kopien unter Beachtung der urheberrechtlichen Schrankenregelungen. So können sie zum Beispiel unter Einhaltung der nach § 60a UrhG geltenden Bestimmungen für den Unterricht und die Lehre an Bildungseinrichtungen, etwa auch für Semesterapparate und in Schulen genutzt werden. Dies gilt nicht nur für analoge, sondern auch für digitale Plattformen für Unterrichts- und Lehrmedien. Unter Beachtung von § 45 UrhG können analoge und digitale Kopien auch in Verfahren vor einem Gericht, einem Schiedsgericht oder einer Behörde verwendet werden.

Für Kopienlieferungen mit dem Ziel außerhalb Deutschlands sind alle einschlägigen urheberrechtlichen Bestimmungen des Landes zu beachten, in dem der Nutzer seinen (Wohn-) Sitz hat.

Im Zweifel wenden Sie sich bitte an die Rechtsabteilung Ihres Unternehmens oder an einen Rechtsanwalt.

# ELEKTRISCHE NACHRICHTEN-TECHNIK

Unter Mitwirkung von: G. Graf v. Arco, H. Barkhausen, A. Elfes, E. Falkenthal, E. Feyerabend, A. Franke, W. Hahnemann, H. Hecht, A. Korn, F. Lüschen, M. Reich, O. Reichenheim, H. Rukop, O. Scheller, H. C. Steidle, G. Zapf und J. Zenneck / Herausgegeben von K. W. Wagner. Schriftleiter: F. Moench und H. Salinger / Verlag der Weidmannschen Buchhandlung, Berlin SW68

H E F T 5 \* N O V E M B E R 1 9 2 4 \* B A N D 1

## Über Einschwingvorgänge in Wellenfiltern.

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.)

Von K. Küpfmüller.

### 1. Einleitung.

Die Breite des Frequenzbandes, das zur elektrischen Übermittlung von Nachrichten erforderlich ist, hängt von den Ansprüchen ab, die man an die Genauigkeit der Zeichenübertragung stellt. Streng genommen gibt es nur bei rein periodischen Vorgängen ein Frequenzband endlicher Breite, das alle zur genauen Wiedergabe des zu übertragenden Zeichens notwendigen Schwingungen enthält. Um solche periodischen Vorgänge handelt es sich mit einer gewissen Annäherung in der Telephonie. Hier ist die Übertragung praktisch eine vollkommene, wenn alle Schwingungen zwischen 30 und 10000 Hertz gleichmäßig zum Empfänger gelangen<sup>1)</sup>. Im allgemeinen begnügt man sich in der Fernsprechtechnik sogar mit weit kleineren Frequenzbereichen. In der Telegraphie hingegen nimmt das Spektrum der von einem gewöhnlichen Sender ausgehenden Teilschwingungen der Zeichenströme zunächst den ganzen Frequenzbereich zwischen Null und Unendlich lückenlos ein, da die einzelnen Zeichen in ihrer Dauer ständig wechseln, also nicht periodisch sind. Ohne weiteres läßt sich hier nicht angeben, welche Schwingungen davon etwa unterdrückt werden können, ohne daß die im Empfänger aufgenommenen Zeichen an Lesbarkeit erheblich einbüßen. Zweifellos ist es jedoch auch hier so, daß die Schärfe der Wiedergabe der abgesandten Zeichen, besonders auch die Steilheit des Zeichenanstiegs, im Empfänger geringer werden mit kleiner werdendem Frequenzband der Übertragung.

Wichtig ist dieser Zusammenhang in der Telegraphie mit Trägerschwingungen, z. B. in der drahtlosen Telegraphie, da dort die Mehrfachausnützung des Übertragungsmittels die Anwendung von Wellenfiltern notwendig macht, die nur in endlichen Frequenzbereichen durchlässig sind. Auch hier bewirkt die Einschränkung des Spektrums eine Abflachung des Zeichenanstiegs im Empfänger, die man in einer anderen Vorstellungsweise Ausgleichsvorgängen im Wellenfilter zuschreibt. Die bisher bekannt gewordenen Untersuchungen über die Einschwingvorgänge in Wellenfiltern<sup>2)</sup> beschäftigen sich mit der Berechnung des Stromverlaufes am Ende von Siebketten spezieller Form nach dem Anlegen einer Wechselspannung an den Anfang, und zwar sind die Rechnungen mit Hilfe der Formel von Heaviside durchgeführt. Dieses Verfahren liefert nur bei Kettenleitern mit wenigen Gliedern von ganz einfacher Form auswertbare Resultate, wenn man nicht besondere Grenzbedingungen voraussetzt, die technisch bedeutungslos sind. Im folgenden werden auf einem anderen Wege Näherungsformeln abgeleitet, die für Wellenfilter beliebiger Bauart die praktisch interessierenden Fragen in überraschend einfacher Weise beantworten.

### 2. Das Amplitudenspektrum der Telegraphierzeichen.

Der Weg, auf dem wir zu diesen Beziehungen gelangen, besteht darin, daß wir untersuchen, in welcher Weise die Telegraphierzeichenströme verändert werden, wenn ihre Teilschwingungen in

<sup>1)</sup> K. W. Wagner, ETZ. 1924, S. 451.

<sup>2)</sup> Krause u. Clausing, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, 1922, Bd. I, Heft 3, S. 8. — K. W. Wagner, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, 1922, Bd. II, S. 189.

gewissen Frequenzbereichen unterdrückt werden. Es ist von Interesse, zunächst die Amplitudenverteilung der Teilschwingungen, das „Amplitudenspektrum“, kurz zu betrachten. Wir gehen zu diesem Zweck von dem bekannten Integral

$$(1) \quad \mu(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} \sin \omega t$$

aus, das für alle positiven Werte von  $t$  den Wert  $+\pi$ , für alle negativen  $t$  den Wert  $-\pi$  hat. Die Funktion  $\mu$  kann man daher zur analytischen Darstellung einer plötzlichen Spannungsänderung, Abb. 1, benutzen; es ist

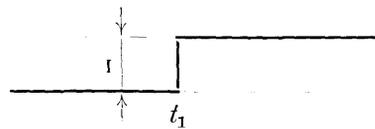


Abb. 1. Spannungssprung.

$$(2) \quad E_0(t, t_1) = \frac{I}{2} + \frac{I}{2\pi} \mu(t - t_1),$$

wenn die Spannungsänderung vom Betrage  $I$  zur Zeit  $t = t_1$  erfolgt. Aus solchen Spannungsänderungen positiven und negativen Vorzeichens kann man sich die Telegraphierzeichen zusammengesetzt denken. Die Gleichungen (1) und (2) sagen aus, daß der Spannungssprung aus Teilschwingungen aller Frequenzen zwischen Null und Unendlich besteht; die Teilschwingungen haben die Amplituden

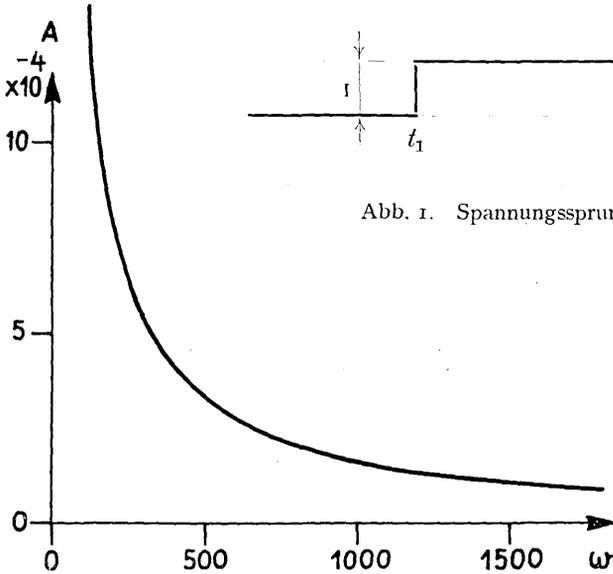


Abb. 2. Amplitudenspektrum des Spannungssprungs.

die Gleichung  $\frac{d\omega}{2\pi\omega}$ . Wir können daher die Funktion

$$(3) \quad A = \frac{I}{2\pi\omega}$$

als Darstellung des Amplitudenspektrums eines Spannungssprungs vom Betrage  $I$  ansehen. Die Amplituden der Teilschwingungen eines Spannungssprungs sind hiernach umgekehrt proportional der Frequenz; das Amplitudenspektrum läßt sich durch eine Hyperbel veranschaulichen, Abb. 2.

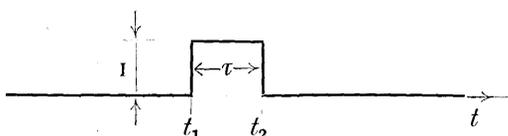


Abb. 3. Punktzeichen.

Ein Punktzeichen von der Dauer  $\tau$ , Abb. 3, entsteht durch Addition eines positiven und eines negativen Spannungssprungs mit der Zeitdifferenz  $\tau$ ; es ist hier also

$$E = E_0(t, t_1) - E_0(t, t_2) = \frac{I}{2\pi} [\mu(t - t_1) - \mu(t - t_2)].$$

Mit Gl. (1) ergibt dies

$$E = \frac{I}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} [\sin \omega(t - t_1) - \sin \omega(t - t_2)], \text{ oder}$$

$$E = \frac{I}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} [(1 - \cos \omega\tau) \sin \omega(t - t_1) + \sin \omega\tau \cos \omega(t - t_1)].$$

Die Teilschwingungen haben also hier die Form

$$\frac{d\omega}{2\pi\omega} [(1 - \cos \omega\tau) \sin \omega(t - t_1) + \sin \omega\tau \cos \omega(t - t_1)],$$

so daß sich die Amplituden ergeben aus

$$A d\omega = \frac{d\omega}{2\pi\omega} \sqrt{(1 - \cos \omega\tau)^2 + \sin^2 \omega\tau}, \text{ oder}$$

$$A = \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\pi\omega}.$$

Diese Beziehung hat auf einem etwas anderen Wege bereits W. Milnor<sup>3)</sup> abgeleitet; sie ist in Abb. 4 graphisch dargestellt.

Schließlich werde noch die Amplitudenverteilung im Morsezeichen „a“, Abb. 5, berechnet. Hier wird in gleicher Weise wie oben

$$E = \frac{I}{2\pi} [\mu(t-t_1) - \mu(t-t_2) + \mu(t-t_3) - \mu(t-t_4)].$$

Durch Einsetzen von Gl. (1) findet man für die Amplitudenverteilung

$$A = \frac{I}{2\pi\omega} \sqrt{(1 - \cos \omega\tau + \cos 2\omega\tau - \cos 5\omega\tau)^2 + (\sin \omega\tau - \sin 2\omega\tau + \sin 5\omega\tau)^2}.$$

Hieraus folgt

$$2(\pi\omega A)^2 = 1 - \cos \omega\tau + [1 - \cos \omega\tau + \cos 2\omega\tau - \cos 3\omega\tau + \cos 4\omega\tau - \cos 5\omega\tau].$$

Die rechts in der Klammer stehende Summe kann man als den reellen Teil einer geometrischen Reihe mit dem Quotienten  $q = -e^{i\omega\tau}$  zusammenfassen. Es ergibt sich so

$$(5) \quad 2(\pi\omega A)^2 = 1,5 - \cos \omega\tau - \frac{0,5 \cos 5,5 \omega\tau}{\cos 0,5 \omega\tau}.$$

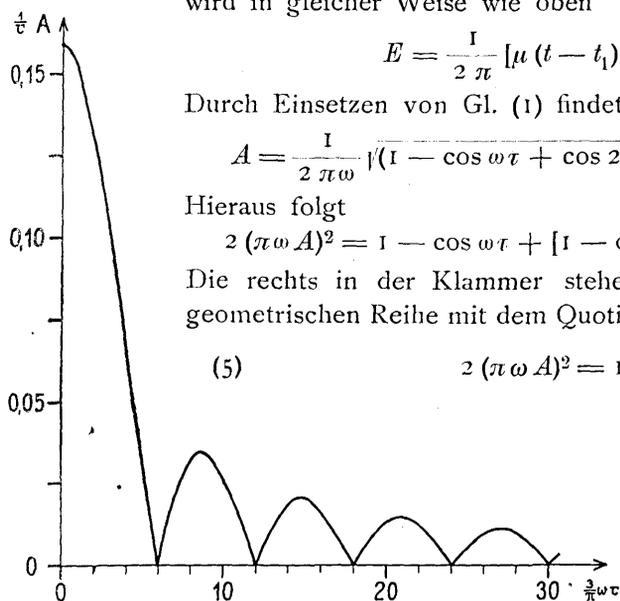


Abb. 4. Amplitudenspektrum des Punktzeichens.

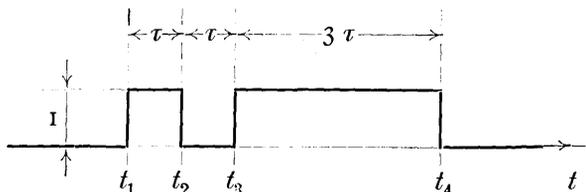


Abb. 5. Morse-»a«.

Die nach dieser Gleichung berechneten Werte von  $A$  sind in Abb. 6 dargestellt, und zwar für eine Schrittlänge  $\tau = 0,02$  sec, entsprechend einer Telegraphiergeschwindigkeit von 600 Fünferbuchstaben in der Minute.

Die Zeichen der Wechselstromtelegraphie lassen sich nun in gleicher Weise untersuchen. Eine zur Zeit  $t_1$  plötzlich einsetzende Sinusspannung mit der Frequenz  $\Omega$  und der Amplitude  $V_0$  kann mit Hilfe der Beziehung (2) dargestellt werden durch

$$(6) \quad V = E_0(t, t_1) V_0 \sin \Omega(t - t_1);$$

denn diese Funktion ist Null für  $t < t_1$  und wird gleich  $V_0 \sin \Omega(t - t_1)$  für  $t > t_1$ . Mit Gl. (1) erhält man hieraus

$$V = \frac{V_0}{2} \sin \Omega(t - t_1) + \frac{V_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} \sin \omega(t - t_1) \sin \Omega(t - t_1),$$

oder nach einfacher Umformung

$$(7) \quad V = \frac{V_0}{2} \sin \Omega(t - t_1) + \frac{V_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} [\cos(\omega - \Omega)(t - t_1) - \cos(\omega + \Omega)(t - t_1)].$$

Irgendeine Teilschwingung von der Frequenz  $\omega$  hat also die Amplitude

$$A d\omega = \frac{V_0 d\omega}{4\pi} \left[ \frac{1}{\omega + \Omega} - \frac{1}{\omega - \Omega} \right], \text{ oder}$$

$$\frac{A}{V_0} = \left| \frac{\Omega}{2\pi(\omega^2 - \Omega^2)} \right|.$$

Die Unstetigkeitsstelle liegt hier bei der Frequenz  $\Omega$  des Zeichenstromes; Abb. 7 veranschaulicht das Amplitudenspektrum für  $\tau = 0,02$  sec. Von Interesse ist es noch, das Spektr

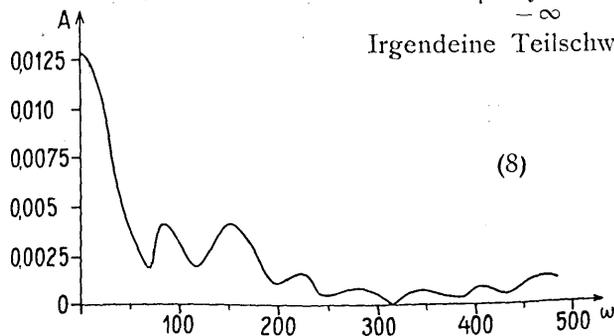


Abb. 6. Amplitudenspektrum des Morsezeichens »a«.

<sup>3)</sup> Journal of Am. J. E. E. 1922,

zeichens nach Abb. 8 zu berechnen. Der Spannungsverlauf läßt sich hier darstellen durch

$$V = [E_0(t, t_1) - E_0(t, t_2)] V_0 \sin \omega(t - t_1),$$

woraus für die Amplitudenverteilung folgt:

$$(9) \quad A = \frac{V_0}{4\pi(\omega^2 - \Omega^2)} \sqrt{3\omega^2 + 5\Omega^2 - 2[\omega^2 + 3\Omega^2] \cos \omega\tau \cos \Omega\tau - 8\omega\Omega \sin \omega\tau \sin \Omega\tau - 2[\omega^2 - \Omega^2] \cos 2\Omega\tau}$$

Aus den betrachteten Fällen geht hervor, daß die Amplituden in bestimmten Frequenzgebieten ihre größten Werte annehmen; bei Gleichstromtelegraphie liegt dieses Gebiet in der Umgebung der Frequenz Null, bei Wechselstrom in der Umgebung der Trägerfrequenz. Die Verteilungsfunktionen sind jedoch so kompliziert, daß man hieraus nicht ohne weiteres angeben kann, welche Frequenzen für die Übertragung besonders notwendig und welche weniger wichtig sind.

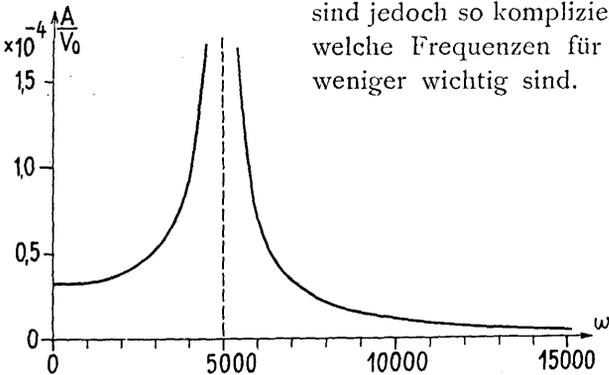


Abb. 7. Amplitudenspektrum einer Sinusspannung.

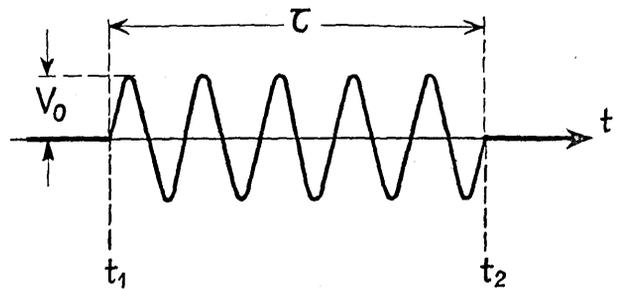
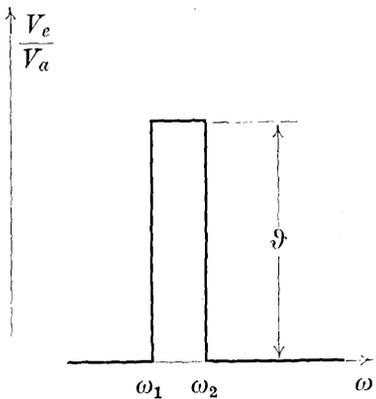


Abb. 8. Zeichen der Wechselstromtelegraphie.

### 3. Der Einschwingvorgang im Wellenfilter beim Anlegen von Wechselstrom.

Es läßt sich indessen auf einfache Weise feststellen, wie das Telegraphierzeichen verändert wird, wenn bestimmte Frequenzbereiche ausgeschieden werden. Im Abschnitt 2 wurden die den Telegraphierzeichen entsprechenden Spannungen zerlegt in eine Summe von Teilschwingungen mit bestimmten Amplituden. Das Zeichen selbst entsteht dann durch die Summierung dieser Teilschwingungen über alle Frequenzen, die sich in der Form einer Integration nach der Frequenz zwischen  $-\infty$  und  $+\infty$  ausdrückt. Die Summe der Teilschwingungen zwischen zwei endlichen Frequenzwerten muß daher einen Vorgang darstellen, der aus dem ursprünglichen hervorgeht, wenn man die außerhalb des Summiergebietes liegenden Schwingungen auf irgendeine Weise unterdrückt. Dies ist aber die Wirkung der Wellenfilter.



9. Ideale Resonanzkurve.

Ein ideales Wellenfilter<sup>4)</sup> hat eine rechteckige Resonanzkurve, etwa nach Abb. 9. In dem Frequenzbereich  $\omega_1$  bis  $\omega_2$  werden die Amplituden der am Anfang wirkenden Teilschwingungen auf den Bruchteil  $\varphi$ , in den Frequenzbereichen 0 bis  $\omega_1$  und  $\omega_2$  bis  $\infty$  dagegen auf Null herabgesetzt. Ohne Schwierigkeit kann bei der Berechnung des Einschwingvorganges auch die Phasenverschiebung

berücksichtigt werden, die die Schwingungen bei ihrem Durchgang durch das Wellenfilter erfahren. Diese Phasenverschiebung ist von J. Zobel<sup>5)</sup> ein allgemeiner Satz aufgestellt worden. Dieser sagt aus, daß der Phasenwinkel bei allen Wellenfiltern im Durchlässigkeitsbereich mit der

<sup>4)</sup> Der Ausdruck „Wellenfilter“ ist in Amerika gebräuchlich. Es wäre treffender, „Wellensieb“ zu sagen, da ein Sieb die quantitative Scheidung des zu Siebenden nach einer bestimmten Dimension, z. B. der Korngröße, bewirkt, gegenüber dem „Filter“, das der qualitativen Trennung zweier verschiedener Stoffe dient, z. B. der Trennung von Flüssigkeiten oder Gasen von festen Beimengungen. Wegen ihrer weiten Verbreitung habe ich jedoch hier die Bezeichnung „Wellenfilter“ beibehalten. „Siebketten“ stellen spezielle Formen des Wellenfilters dar.

<sup>5)</sup> The Bell System Technical Journal 1923, Bd. 2, S. 1.

Frequenz ständig wächst. Für unsere Zwecke ist es genügend genau, dieses Wachstum als linear anzunehmen. Die Abweichungen vom linearen Verlauf sind praktisch nicht groß; sie haben überdies auf die Größen, die wir berechnen wollen, nur untergeordneten Einfluß. Die Teilschwingungen am Ausgang des Wellenfilters sollen also gegenüber ihrem Eintritt um einen Winkel  $\alpha$  zurückgedreht sein, der gleich ist

$$\alpha = t_0 (\omega - \omega_1) + \alpha_1,$$

wobei  $t_0$  und  $\alpha_1$  Konstante des Wellenfilters bezeichnen. Wir berücksichtigen hier, daß nach der Theorie der Kettenleiter die Größe  $\alpha_1$  gleich einem Vielfachen von  $\pi$  ist, und setzen demgemäß

$$(10) \quad \alpha = t_0 (\omega - \omega_1) + n\pi.$$

Im praktischen Fall liegt die Trägerfrequenz,  $\Omega$ , ungefähr in der Mitte des Durchlässigkeitsbereiches; wir setzen daher zur Vereinfachung der Rechnung

$$(11) \quad \Omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}.$$

Damit wird zugleich erreicht, daß sich in der Umgebung der Trägerfrequenz, wo nach Abschnitt 2 der Hauptanteil der Zeichenenergie liegt, unsere Voraussetzungen über die Eigenschaften des Wellenfilters am genauesten mit der Wirklichkeit decken. Zur Darstellung des Verlaufes der Spannung am Eingang des Wellenfilters verwenden wir die Gl. (7):

$$V_a = \frac{V_0}{2} \sin \Omega (t - t_1) + \frac{V_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} \cos (\omega - \Omega) (t - t_1) - \frac{V_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} \cos (\omega + \Omega) (t - t_1).$$

Infolge der gemachten Voraussetzungen ist dann der Spannungsverlauf am Ausgang des Filters gegeben durch

$$(12) \quad V_e = \frac{\mathcal{P}V_0}{2} \sin [\Omega (t - t_1 - t_0) - n\pi] + \frac{\mathcal{P}V_0}{4\pi} \int_{\omega - \Omega = -\omega_2}^{\omega - \Omega = -\omega_1} \frac{d\omega}{\omega} \cos [(\omega - \Omega) (t - t_1 - t_0) - n\pi] + \\ + \frac{\mathcal{P}V_0}{4\pi} \int_{\omega - \Omega = \omega_1}^{\omega - \Omega = \omega_2} \frac{d\omega}{\omega} \cos [(\omega - \Omega) (t - t_1 - t_0) - n\pi] - \frac{\mathcal{P}V_0}{4\pi} \int_{\omega + \Omega = -\omega_2}^{\omega + \Omega = -\omega_1} \frac{d\omega}{\omega} \cos [(\omega + \Omega) (t - t_1 - t_0) - n\pi] - \\ - \frac{\mathcal{P}V_0}{4\pi} \int_{\omega + \Omega = \omega_1}^{\omega + \Omega = \omega_2} \frac{d\omega}{\omega} \cos [(\omega + \Omega) (t - t_1 - t_0) - n\pi].$$

Führt man zur Abkürzung das Zeitmaß

$$(13) \quad T = \Omega (t - t_1 - t_0),$$

die Frequenzverhältnisse

$$\frac{\omega}{\Omega} = \eta, \quad \frac{\omega_1}{\Omega} = \eta_1, \quad \frac{\omega_2}{\Omega} = \eta_2$$

und die Funktionen Integralsinus<sup>6)</sup>

$$\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{dy}{y} \sin y$$

und Integralcosinus

$$\text{Ci}(x) = - \int_x^\infty \frac{dy}{y} \cos y$$

ein, so ergibt sich nach einfachen Umformungen:

<sup>6)</sup> Jahnke u. Emde, Funktionentafeln, Berlin 1923.

$$(14) \quad V_e = (-1)^n \frac{\partial V_0}{2\pi} \sin T \left[ x + 2 \operatorname{Si} \left( \frac{\eta_2 - \eta_1}{2} T \right) + \operatorname{Si} [(1 + \eta_2) T] - \operatorname{Si} [(1 + \eta_1) T] \right] + (-1)^n \frac{\partial V_0}{2\pi} \cos T \left[ \operatorname{Ci} [(1 + \eta_2) T] - \operatorname{Ci} [(1 + \eta_1) T] \right].$$

Die hier auftretenden Funktionen

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 2 \operatorname{Si} \left( \frac{\eta_2 - \eta_1}{2} T \right), \\ \varphi_2 &= \operatorname{Si} [(1 + \eta_2) T] - \operatorname{Si} [(1 + \eta_1) T], \\ \text{und } \varphi_3 &= \operatorname{Ci} [(1 + \eta_2) T] - \operatorname{Ci} [(1 + \eta_1) T] \end{aligned}$$

sind in ihrer Abhängigkeit von  $T$  in Abb. 10 aufgetragen, und zwar für  $\eta_1 = 0,9$  und  $\eta_2 = 1,1$ ; der Maßstab der Darstellung ist für die drei Kurven der gleiche. Man erkennt, daß der wesentliche Teil des Ausgleichsvorganges durch die Funktion  $\varphi_1$  dargestellt wird. Die Amplituden der Funktionen  $\varphi_2$  und  $\varphi_3$  sind um so kleiner, je kleiner der relative Durchlässigkeitsbereich  $\eta_2 - \eta_1$  ist; da größere Durchlässigkeitsbereiche als der für die Berechnung von Abb. 10 angenommene von 20% praktisch kaum vorkommen werden, kann also ohne wesentlichen Fehler  $\varphi_2$  und  $\varphi_3$  neben  $\varphi_1$  vernachlässigt werden. Dann ergibt sich

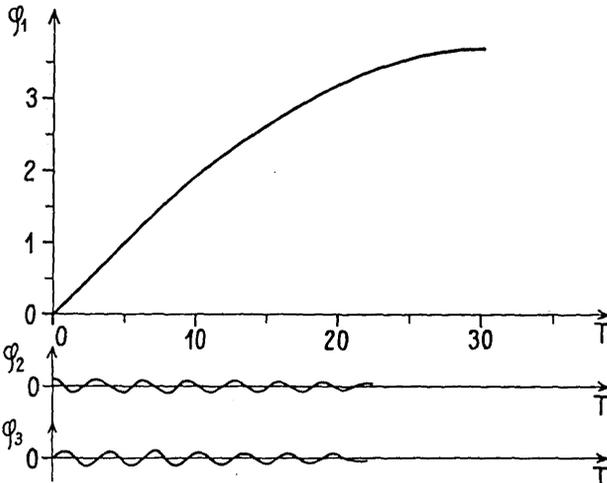


Abb. 10. Die Komponenten des Einschwingvorganges.

$$(15) \quad V_e = (-1)^n \partial V_0 \sin T \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{Si} \left( \frac{\eta_2 - \eta_1}{2} T \right) \right].$$

Der Faktor

$$(16) \quad \varphi_0 = \pm \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{Si} \left( \frac{\eta_2 - \eta_1}{2} T \right) \right]$$

stellt die Einhüllende des Spannungsverlaufes dar und liefert die Form des Einschwingvorganges. Dieser ist demnach durch eine allgemeine Funktion der reinen Zahlen

$$(17) \quad (\eta_2 - \eta_1) T = (\omega_2 - \omega_1) (t - t_1 - t_0) = x$$

gegeben. Für einen bestimmten Zahlenwert  $x_a$  von  $x$  setze der Wechselstrom am Ende des Wellenfilters ein. Der Einschwingvorgang sei praktisch abgelaufen für  $x = x_a$ . Dann ist nach Gl. (17) der Zeitpunkt  $t_a$  des Einsetzens der Schwingung hinter dem Wellenfilter

$$t_a = \frac{x_a}{\omega_2 - \omega_1} + t_1 + t_0,$$

und der stationäre Zustand ist erreicht zur Zeit

$$t_e = \frac{x_e}{\omega_2 - \omega_1} + t_1 + t_0.$$

Die Dauer  $t_f$  des Einschwingvorganges folgt damit aus

$$(18) \quad t_f = t_e - t_a = \frac{\zeta}{\omega_2 - \omega_1},$$

wenn wir die Differenz  $x_e - x_a$  als reine Zahl mit  $\zeta$  bezeichnen.

Damit haben wir folgenden Satz gewonnen: Die Zeit, die der Aufbau eines Wechselstromzeichens am Ende eines beliebigen Wellenfilters in Anspruch nimmt, ist gleich einer universellen Zahl  $\zeta$ , dividiert durch die Breite des Durchlässigkeitsbereiches des Wellenfilters. Da jeder Ausgleichsvorgang streng genommen erst nach unendlich langer Zeit abläuft, muß die Zahl  $\zeta$  selbst davon abhängen, wann man einen Wechselstrom als eingeschwungen ansehen kann. Für die Zwecke der Telegraphie können wir, einem bereits bestehenden Brauche folgend, sagen, daß der Übergangszustand praktisch abgelaufen sei, wenn die Wechselstromamplitude auf 90% ihres Endwertes gestiegen ist, und analog, daß das Zeichen einsetze, wenn die Amplitude 10% des Endwertes erreicht hat. Unter dieser Voraussetzung kann man die Zahl  $\zeta$  aus

Gl. (16) ermitteln. Die durch Gl. (16) gegebene Funktion ist in Abb. 11 dargestellt. Es sind hier ferner zwei Parallelen zur Abszissenachse im Abstände 0,1 und 0,9 gezeichnet; deren Schnittpunkte mit der Kurve  $\varphi_0$  liefern die Werte  $x_a$  und  $x_e$  und damit  $\zeta = x_e - x_a$ . Es ergibt sich so für  $\zeta$  der Wert 5,5. Dann wird die Einschwingzeit

$$(19) \quad t_1 = \frac{5,5}{\omega_2 - \omega_1}$$

Der praktischen Anwendung dieser Formel steht noch eine Schwierigkeit entgegen. Wir haben eine ideale, rechteckige Resonanzkurve des Wellenfilters vorausgesetzt; hier ist die Bedeutung der „Grenzfrequenzen“  $\omega_1$  und  $\omega_2$  ohne weiteres gegeben. Es ist indessen noch unbestimmt, welche Frequenzen bei wirklichen Resonanzkurven, die zuweilen vom Rechteck ganz erheblich abweichen, an die Stelle dieser Grenzfrequenzen treten. Über diese Frage geben die Betrachtungen des nächsten Abschnittes Aufschluß.

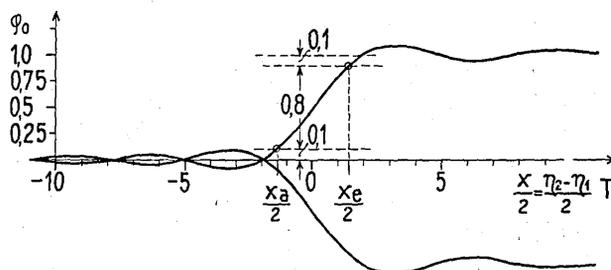


Abb. 11. Die Einhüllende des Einschwingvorganges.

#### 4. Die Grenzfrequenzen des Wellenfilters.

Im Abschnitt 3 haben wir gezeigt, daß der Einschwingvorgang sich durch drei Funktionen  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  und  $\varphi_3$  darstellen läßt, von denen  $\varphi_2$  und  $\varphi_3$  praktisch gegen  $\varphi_1$  zu vernachlässigen sind. Dies bedeutet, daß in Gl. (12) die beiden mittleren Integrale der rechten Seite unberücksichtigt bleiben können. Die beiden anderen Integralausdrücke sind einander entgegengesetzt gleich, so daß wir schreiben können

$$(20) \quad V_e = (-1)^n V_0 \sin T \left\{ \frac{\vartheta_0}{2} + \frac{1}{2\pi \sin T} \int_{1-\eta_2}^{1-\eta_1} \vartheta \frac{d\eta}{\eta} \cos(\eta - 1) T \right\}$$

Den Faktor  $\vartheta$  haben wir hier unter das Integralzeichen gesetzt; es soll nämlich  $\vartheta(\eta)$  nun den Verlauf der wirklich vorliegenden Resonanzkurve darstellen. Über die Funktion  $\vartheta(\eta)$  setzen wir nur voraus, daß sie verschwindet für  $\eta \geq 1 - \eta_1$  und für  $\eta \leq 1 - \eta_2$ , daß ihr Maximalwert gleich  $\vartheta_0$  für  $\eta = 0$  ist, und daß im übrigen Bereich  $\vartheta(\eta) = \vartheta(-\eta)$ .

Wegen der vorausgesetzten Symmetrieeigenschaften von  $\vartheta$  entsteht aus Gl. (20) nach einer Umformung

$$V_e = (-1)^n V_0 \sin T \left\{ \frac{\vartheta_0}{2} + \frac{1}{2\pi} \int_{1-\eta_2}^{1-\eta_1} \vartheta \frac{d\eta}{\eta} \sin \eta T \right\}$$

Der Faktor

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi \vartheta_0} \int_{1-\eta_2}^{1-\eta_1} \vartheta \frac{d\eta}{\eta} \sin \eta T$$

stellt wieder die Einhüllende dar. Durch partielle Integration wird hieraus

$$(21) \quad \varphi_0 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\pi \vartheta_0} \int_{1-\eta_2}^{1-\eta_1} \left( \frac{d\vartheta}{d\eta} \right) \text{Si}(\eta T) d\eta$$

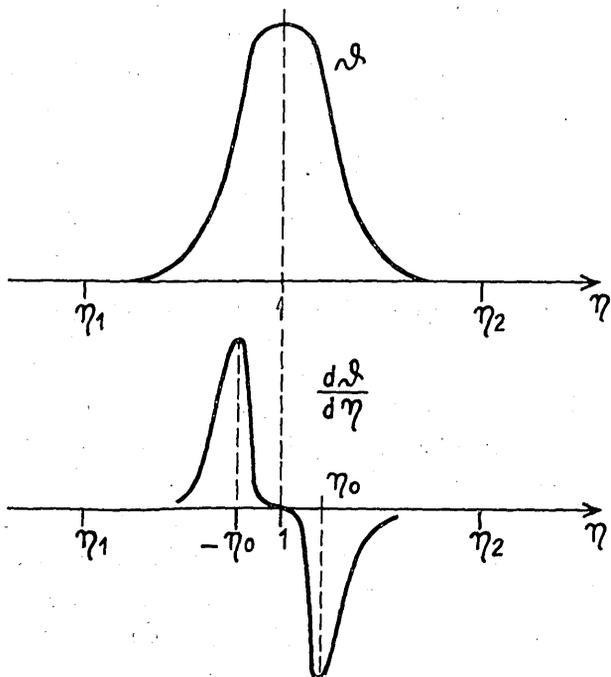


Abb. 12. Die Resonanzkurve und ihr Differentialquotient.

Es tritt hier die Funktion  $\frac{d\mathcal{D}}{d\eta}$  auf; über ihren allgemeinen Verlauf unterrichtet die Abb. 12. Bei den Werten  $+\eta_0$  und  $-\eta_0$  des Argumentes liegen Maximalwerte, die um so größer sind, je mehr sich die Resonanzkurve  $\mathcal{D}$  dem rechteckigen Verlauf nähert; in diesem Grenzfall werden die Punkte  $\eta_0$  und  $-\eta_0$  singular. Die Näherungsbetrachtung, die zur Gl. (16) führte, besteht demnach darin, daß alle Werte von  $\frac{d\mathcal{D}}{d\eta}$  mit Ausnahme der zu den Stellen  $\eta_0$  und  $-\eta_0$  gehörigen als vernachlässigbar angenommen wurden. In der Tat entsteht unter dieser Annahme aus Gl. (21) die Beziehung

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{Si}(\eta_0 T),$$

wobei  $2\eta_0$  mit Gl. (16) wird, wenn man  $2\eta_0$  als Breite des Durchlässigkeitsbereichs bezeichnet. Es ergibt sich also die Regel: Die Grenzfrequenzen eines Wellenfilters sind die Frequenzen bei denen die Resonanzkurve ihre größte absolute Steilheit aufweist. Die dadurch gekennzeichnete Breite des Frequenzbereiches nennen wir die Lochbreite  $w$  des Wellenfilters.

Da man in der Fernmeldetechnik aus praktischen Gründen meist die Dämpfungskurve und nicht die Resonanzkurve betrachtet, soll noch eine einfache Regel zur Bestimmung der Lochbreite aus der Dämpfungskurve angeführt werden. Die Werte  $\mathcal{D}$  hängen mit den Dämpfungszahlen  $b$  bekanntlich durch eine Beziehung von der Form

$$\mathcal{D} = m e^{-b}$$

zusammen, wobei  $m$  eine Konstante bedeutet. Es ist also

$$\frac{d\mathcal{D}}{d\eta} = -m e^{-b} \frac{db}{d\eta} \quad \text{und} \quad \frac{d^2\mathcal{D}}{d\eta^2} = m e^{-b} \left(\frac{db}{d\eta}\right)^2 - m e^{-b} \frac{d^2b}{d\eta^2}.$$

Die Grenzfrequenzen folgen aus

$$\frac{d^2\mathcal{D}}{d\eta^2} = 0, \quad \text{oder}$$

$$(22) \quad \left(\frac{db}{d\eta}\right)^2 = \frac{d^2b}{d\eta^2}.$$

Eine einfache Lösung dieser Gleichung ergibt sich, wenn man die Dämpfungskurve zerlegt in einen Teil  $b = b_1 = \text{konst}$  und daran anschließende Parabeln  $b = b_1 + a(\omega - \omega')^2$  mit den Konstanten  $a$  und  $\omega'$ , wie es Abb. 13 zeigt. Dann liefert Gl. (22)

$$\omega_0 - \omega' = \frac{1}{\sqrt{2a}},$$

und es ergibt sich für die zugehörige Dämpfung

$$(23) \quad b_0 = b_1 + 0,5.$$

Wir gelangen also zu der einfachen Regel: Die Lochbreite wird aus der Dämpfungskurve erhalten als Abschnitt auf einer Parallelen zur Abszissenachse im Abstände  $b = 0,5$  vom tiefsten Punkt der Kurve. Da die Konstanten  $a$ ,  $\omega'$  und  $b_1$  in diesem Ergebnis nicht enthalten sind und daher so gedacht werden können, daß die wirkliche Dämpfungskurve sich dem betrachteten Verlauf Abb. 13 möglichst genau anschmiegt, ist die ausgesprochene Regel von großer Allgemeinheit<sup>7)</sup>.

### 5. Experimentelle Nachprüfung.

Im folgenden wird eine Reihe von Versuchen beschrieben, die mit Wellenfiltern von der Form der Abb. 14 ausgeführt wurden. Es entspricht dieses Wellenfilter in seiner Wirkungsweise einem sogenannten Doppelsieb<sup>8)</sup>; die Spulen  $L_2$  sind magnetisch fest gekoppelt.

<sup>7)</sup> Vgl. auch F. Lüschen, ETZ. 1924 S. 799 u. 824.

<sup>8)</sup> Siehe K. W. Wagner, ZS. f. techn. Physik, 2, 1921, S. 297.

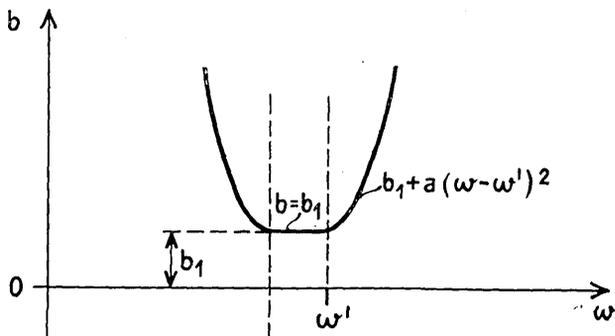


Abb. 13. Zur Bestimmung der Grenzfrequenzen.

An einem solchen Wellenfilter mit dem Konstanten  $L_1 = 1,2 \text{ H}$ ,  $L_2 = 0,002 \text{ H}$ ,  $C = 0,023 \mu\text{F}$ ,  $K = 3,3 \mu\text{F}$  und den Belastungswiderständen  $R = 600 \text{ Ohm}$  wurde durch Messung die in Abb. 15 aufgezeichnete Resonanzkurve gefunden. Nach der im vorigen Abschnitt aufgestellten Regel erhält

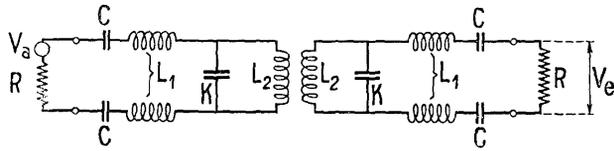


Abb. 14. Versuchswellenfilter.

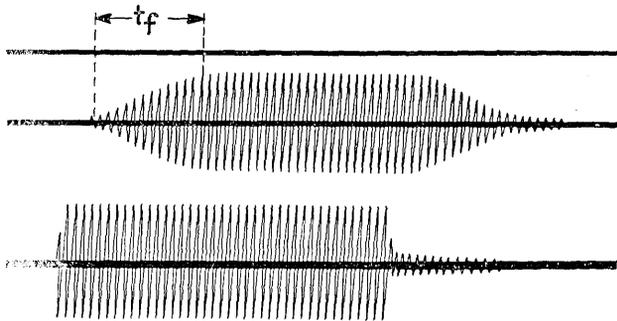


Abb. 16. Einschwingvorgang.

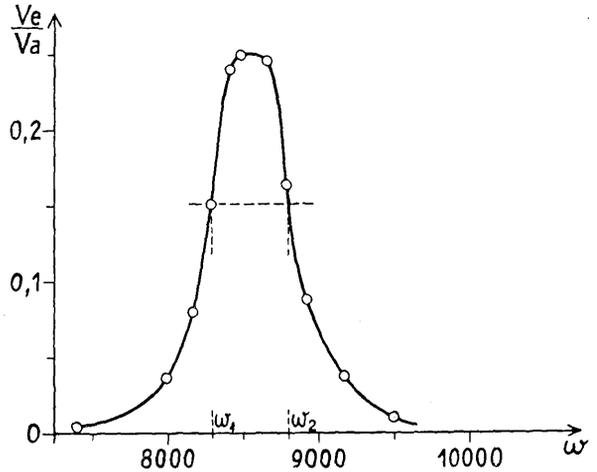


Abb. 15. Resonanzkurve für  $\Omega = 8450$  und  $w = 510$ .

man aus der Resonanzkurve die Grenzfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  des Wellenfilters als Abschnitte auf einer Parallelen zur Abszissenachse in einem Abstände, der gleich dem  $e^{-0.5} = 0,606$ fachen des Maximalwertes der Resonanzkurve ist. Die Ausführung dieser Konstruktion in Abb. 15 ergibt

$$\omega_1 = 8300 \text{ und } \omega_2 = 8810.$$

Mithin ist die Lochbreite  $w = 510$ . Die Abb. 16 zeigt in der oberen Kurve den oszillographischen Verlauf der Endspannung beim Anlegen der durch die untere Kurve dargestellten Schwingung am Anfang mit der Frequenz  $\Omega = 8450$ . Aus diesen Oszillogramm ergibt sich die Einschwingzeit  $t_i$  zu  $0,0096 \text{ sec}$  oder  $9,6 \text{ ms}$ . Die in Abschnitt 3 eingeführte Zahl  $\zeta = w \cdot t_i$  wird also  $\zeta = 510 \cdot 0,0096 = 4,9$ .

Des weiteren zeigt Abb. 17 die Resonanzkurve eines Filters mit den Konstanten  $L_1 = 0,6 \text{ H}$ ,  $L_2 = 0,00334 \text{ H}$ ,  $C = 0,037 \mu\text{F}$ ,  $K = 1,67 \mu\text{F}$ . Hier ist die Lochbreite  $w = 1100$  bei den Grenzfrequenzen  $\omega_1 = 2470$  und  $\omega_2 = 3570$ . Entsprechend der größeren Lochbreite ist die Einschwingzeit kleiner. Sie wurde auf dem gleichen Wege wie eben gezeigt aus Oszillogrammen für eine Schwingung mit der Frequenz  $\Omega = 3000$  zu  $5,0 \text{ ms}$  und für eine Schwingung mit der Frequenz  $\Omega = 3200$  zu  $4,9 \text{ ms}$  ermittelt. Dies liefert die Werte  $\zeta = 5,5$  und  $\zeta = 5,4$ .

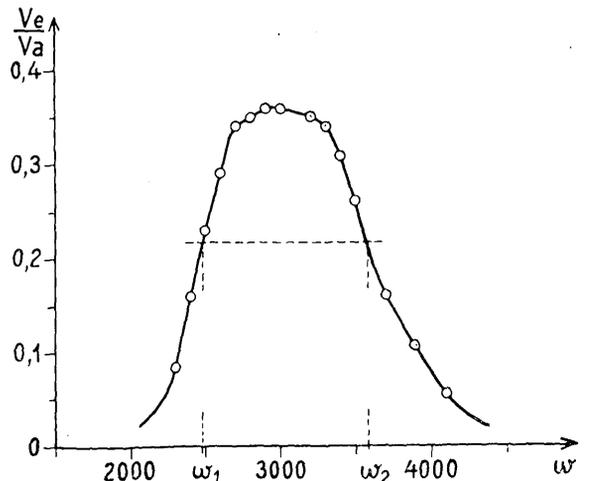


Abb. 17. Resonanzkurve für  $\Omega = 3000$  und  $w = 1100$ .

Bei einem Filter mit den Konstanten  $L_1 = 0,6 \text{ H}$ ,  $L_2 = 0,00665 \text{ H}$ ,  $C = 0,074 \mu\text{F}$ ,  $K = 3,33 \mu\text{F}$  der Lochbreite  $w = 530$  und den Grenzfrequenzen  $\omega_1 = 4570$  und  $\omega_2 = 5100$  ergab sich aus Oszillogrammen für die Frequenz  $\Omega = 4800$  die Einschwingzeit  $t_i = 9,5 \text{ ms}$ , für die Frequenz  $\Omega = 4900$   $t_i = 9,1 \text{ ms}$ . Hier wird also im ersten Falle  $\zeta = 5,0$ , im zweiten  $\zeta = 4,8$ .

Ein viertes Filter mit der gleichen Lochbreite von  $w = 530$ , aber den höheren Grenzfrequenzen  $\omega_1 = 6530$  und  $\omega_2 = 7060$  lieferte die Einschwingzeiten  $9,4$  und  $10,4 \text{ ms}$  bei den Frequenzen  $6700$  und  $6800$ . Damit erhalten wir für  $\zeta$  die Zahlen  $5,0$  und  $5,5$ .

In der folgenden Tabelle haben wir die Versuchsergebnisse nochmals zusammengestellt.

Messung Nr.	Lochbreite $w$	Frequenz $\Omega$	$\zeta$
1	510	8450	4,9
2	1100	3000	5,5
3	1100	3200	5,4
4	530	4800	5,0
5	530	4900	4,8
6	530	6700	5,0
7	530	6800	5,5
Im Mittel $\zeta =$			5,2

Die Zahl  $\zeta$  schwankt also zwischen 4,8 und 5,5; sie beträgt im Mittel 5,2. Der in Abschnitt 3 gefundene theoretische Wert war  $\zeta = 5,5$ . Die Übereinstimmung ist in Anbetracht der verhältnismäßig rohen und ungenauen Methode der Bestimmung der Einschwingzeit aus den Oszillogrammen und der großen Abweichungen in den Resonanzkurven vom idealen Verlauf als gut zu bezeichnen. Es gilt daher für praktische Zwecke genügend genau die Formel

$$(24) \quad \text{Einschwingzeit} = \frac{5,0 \text{ bis } 5,5}{\text{Lochbreite}}$$

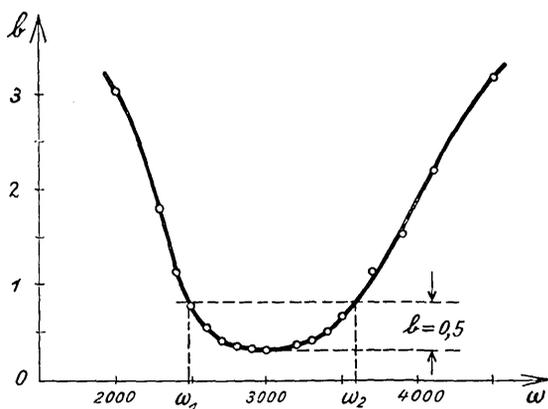


Abb. 18. Dämpfungskurve zu Abb. 17.

Im übrigen ist es noch bemerkenswert, daß die in Abschnitt 4 gefundene Regel zur Bestimmung der Grenzfrequenzen sich nach den Resonanzkurven gut bestätigte; dies zeigen auch die Abb. 15 u. 17 deutlich. Die nach dieser Regel ermittelten Grenzfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  fallen nahezu zusammen mit den beiden Wendepunkten der Resonanzkurve. Zur weiteren Veranschaulichung der Einfachheit dieser Regel ist in Abb. 18 noch die gemessene Dämpfungskurve des Filters Nr. 2 u. 3 aufgezeichnet, aus der die Resonanzkurve Abb. 17 berechnet worden war. Die Parallele zur Abszissenachse im Abstände  $b = 0,5$  vom tiefsten Punkt der Kurve liefert sofort die beiden Grenzfrequenzen  $\omega_1 = 2470$  und  $\omega_2 = 3570$  und damit die Lochbreite  $w = 1100$ .

### 6. Die Wirkung von Gleichstromstößen.

In der gleichen Weise wie die Einschwingvorgänge bei Wechselstrom kann man auch die Vorgänge untersuchen, die auf das plötzliche Anlegen einer Gleichspannung  $V_0$  an das Wellenfilter erfolgen. Hier ist der Spannungsverlauf am Anfang durch Gl. (2) gegeben. Führt man sogleich die Funktion  $\mathcal{F}$  für die Resonanzkurve ein, so erhält man

$$(25) \quad V_e = (-1)^n \frac{V_0}{\pi} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mathcal{F} \frac{d\eta}{\eta} \sin \eta T.$$

$\mathcal{F}$  ist hier wieder eine positive Funktion von  $\eta$ , die für  $\eta < \eta_1$  und  $\eta > \eta_2$  verschwindet. Wir berechnen den Maximalwert, den die Spannung  $V_e$  annimmt.

Da  $\eta$  zwischen  $\eta_1$  und  $\eta_2$  variiert und die relative Lochbreite  $\eta_2 - \eta_1$  klein gegen 1 ist, können wir den Faktor  $\frac{1}{\eta}$  unter dem Integralzeichen ohne großen Fehler gleich 1 setzen:

$$(26) \quad V_e = (-1)^n \frac{V_0}{\pi} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mathcal{F} d\eta \sin \eta T.$$

Der Faktor  $\sin \eta T$  schwankt zwischen den Grenzen  $+1$  und  $-1$ ;  $\mathfrak{D}$  ist im ganzen Bereich positiv. Daher gilt für den Maximalwert  $V_{em}$  von  $V_e$  die Ungleichung

$$(27) \quad V_{em} < \frac{V_0}{\pi} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mathfrak{D} d\eta.$$

Wir betrachten andererseits den Wert des Integrales Gl. (26) für  $T = \frac{\pi}{2}$ ,

$$V_e = (-1)^n \frac{V_0}{\pi} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mathfrak{D} d\eta \sin \eta \frac{\pi}{2},$$

und führen die neue Variable  $\varepsilon = \eta - 1$  ein:

$$(28) \quad V_e = (-1)^n \frac{V_0}{\pi} \int_{\eta_1 - 1}^{\eta_2 - 1} \mathfrak{D} \cos \varepsilon \frac{\pi}{2} \cdot d\varepsilon.$$

Da  $\varepsilon$  kleiner als  $\eta_2 - 1 = 1 - \eta_1$  ist und diese Zahl wiederum kleiner als 1 sein muß, ist im Integrationsbereich

$$\cos \varepsilon \frac{\pi}{2} > 1 - \frac{\varepsilon^2 \pi^2}{2 \cdot 4}, \quad \text{oder auch}$$

$$\cos \varepsilon \frac{\pi}{2} > 1 - \frac{(\eta_2 - \eta_1)^2 \cdot \pi^2}{8 \cdot 4}.$$

Damit wird aus Gl. (28) für den Maximalwert von  $V_e$  die Beziehung erhalten

$$(29) \quad V_{em} > \frac{V_0}{\pi} \left[ 1 - \frac{\pi^2 \cdot (\eta_2 - \eta_1)^2}{32} \right] \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mathfrak{D} d\eta.$$

Durch die Beziehungen (27) und (28) ist der Wert von  $V_{em}$  innerhalb sehr enger Grenzen gegeben. Selbst wenn die Lochbreite  $\eta_2 - \eta_1 = 0,2$  ist, unterscheiden sich nämlich die Ausdrücke auf den rechten Seiten dieser Ungleichungen nur um etwa  $10/0$ . Es folgt daher sehr angenähert

$$(30) \quad V_{em} = \frac{V_0}{\pi} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mathfrak{D} d\eta, \quad \text{oder}$$

$$V_{em} = \frac{V_0}{\pi \Omega} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \mathfrak{D} d\omega.$$

Die Maximalamplitude ist also um so kleiner, je höher die Durchlässigkeitsfrequenz  $\Omega$ , und um so größer, je größer die Fläche der Resonanzkurve ist.

So müssen z. B. in der drahtlosen Telegraphie bei Verwendung kürzerer Wellenlängen die atmosphärischen Störungen kleiner sein als beim Arbeiten mit langen Wellen, eine Folgerung, die durch die Erfahrung längst bestätigt wurde. Andererseits geht aus der Gl. (30) die Forderung hervor, daß die Resonanzkurve möglichst rechteckig sein soll; dann ist bei gegebenem Wirkungsgrad des Wellenfilters die Durchlässigkeit für Störspannungen am kleinsten. Wählt man die Lochbreite und die durch die Gl. (24) damit verbundene Einschwingzeit so, daß gerade noch die verlangte maximale Telegraphiergeschwindigkeit erreicht werden kann, so hat man die atmosphärischen Störungen auf den Betrag reduziert, der durch keine elektrischen Schaltmittel im Empfänger verkleinert werden kann. Abgesehen von den sehr wirksamen Maßnahmen im Bau der Antennen („Richtungsselektivität“<sup>9)</sup>), ist dies zugleich der einzige Weg, in der Empfangsschaltung die Störungsfreiheit zu vergrößern. Fast alle übrigen Mittel zur Beseitigung der atmosphärischen Störungen, über die Veröffentlichungen und Patentschriften selbst aus neuester Zeit in großer Zahl bestehen, beruhen auf der Unkenntnis der Gl. (24) und der in diesem Abschnitt betrachteten Zusammenhänge.

<sup>9)</sup> F. Lüschen, ETZ. 1924 a. a. O.

## 7. Zusammenfassung.

Mit Hilfe des Fourierschen Satzes wird eine einfache Beziehung zwischen Lochbreite und Einschwingzeit bei Wellenfiltern beliebiger Bauart aufgestellt, die zunächst nur für den idealen Fall einer rechteckigen Resonanzkurve gilt. Die Beziehung läßt sich auch bei den praktisch vorkommenden Resonanzkurven anwenden, wenn die Lochbreite entsprechend definiert wird. Hierfür wird auf eine einfache Regel aufmerksam gemacht. Schließlich wird noch die Wirkung plötzlicher Spannungsänderungen betrachtet. Es ergibt sich, daß der Maximalwert des auf eine solche Spannungsänderung am Ausgang des Wellenfilters erfolgenden Stromes proportional der Fläche der Resonanzkurve und umgekehrt proportional der mittleren Frequenz im Durchlässigkeitsbereich ist.

(Eingegangen am 1. September 1924.)

# Das magnetische Feld von Krarupdrähten.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamte.)

Von Ulfilas Meyer.

Die Selbstinduktion und der Widerstandszuwachs von Krarupdrähten hängt von dem Verlauf des magnetischen Feldes ab, das durch den im Leiter fließenden Strom verursacht wird. Für die Berechnung dieser Größen ist daher die Kenntnis des Feldverlaufs sehr wesentlich; bisher ist aber eine nähere Untersuchung des Feldes nicht ausgeführt worden, sondern man hat sich begnügt, einfache Annahmen der Rechnung zugrunde zu legen. So nimmt Larsen<sup>1)</sup>, der

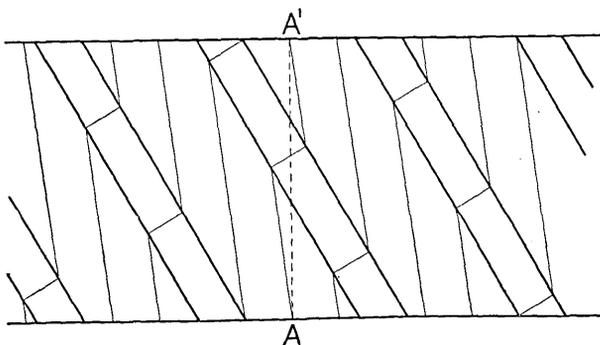


Abb. 1.

zuerst derartige Rechnungen durchgeführt hat, an, daß jede magnetische Kraftlinie sich nach einmaligem Umlauf um den Leiterkern über den Luftspalt hinweg schließt, der zwei benachbarte Windungen des Eisendrahtes voneinander trennt. Denkt man sich den Krarupmantel längs des Leiters aufgeschlitzt und in eine Ebene aus-

gebildet, so ergibt sich bei dieser Auffassung ein Kraftlinienbild, wie es in Abb. 1 dargestellt ist. Die Luftspalte müssen dabei wegen des Brechungsgesetzes der Kraftlinien nahezu rechtwinklig überbrückt werden. Der Punkt  $A'$  liegt, wie durch die punktierte Linie angedeutet, senkrecht über  $A$ , im zusammengerollten Mantel fallen beide Punkte zusammen. Die Akt. Ges. Felten und Guillaume hingegen gibt an<sup>2)</sup>, daß die Berechnung der Induktivität so zu erfolgen habe, als wenn die magnetischen Linien auf dem ganzen Wege in Eisen verliefen. Diese Ansicht wird von K. W. Wagner bereits seit Jahren vertreten. Danach sollten also wohl die Kraftlinien ebensolche Schraubenstruktur haben wie das Umspinnungsmaterial und die Luftspalte gar nicht durchsetzen.

Ein Versuch, das Kraftlinienbild an einem größeren Modell mit Eisenfeilspänen aufzunehmen, zeigte, daß sowohl an den Luftspalten als auch an den Enden Kraftlinien austreten. In Strenge treffen also beide oben angeführten Annahmen nicht zu; wir werden aber sehen, daß die zweite Annahme der Wirklichkeit sehr nahe kommt. Ein klares Bild ist durch den geschilderten Versuch nicht zu gewinnen, denn es kommt ja hauptsächlich auf den Feldverlauf im Innern des Eisens an<sup>3)</sup>; die sehr wünschens-

<sup>2)</sup> F. Breisig, Theoretische Telegraphie 2. Aufl., Braunschweig 1924, S. 416.

<sup>3)</sup> Der Kürze halber wird hier stets von Eisen gesprochen, die Umspinnung kann natürlich auch aus anderen magnetischen Stoffen bestehen.

<sup>1)</sup> A. Larsen, E. T. Z. 29, S. 1030, 1908; vgl. auch F. Breisig, Theoretische Telegraphie, 1. Aufl. Braunschweig 1910, S. 320.

STAATS- UND UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK HAMBURG  
CARL VON OSSIETZKY Von-Melle-Park 3, 20146 Hamburg

Dokumentlieferung  
Document delivery service

Hamburg,

Sehr geehrte Kundin, sehr geehrter Kunde,  
Dear Customer,

anbei erhalten Sie das von Ihnen bestellte Dokument. Das Scannen des Aufsatzes war schwierig und kann nicht der erwarteten Qualität entsprechen.  
Enclosed please find the document you ordered. Scanning the article was difficult and does not meet the expected quality.

**Das hat folgenden Grund / The reason is as follows:**

zu enge Bindung der Vorlage / too tight binding of the original

für das Scannen ungeeignet / unsuitable for scanning:

- Schrift / font
- Abbildungen o.Ä. / illustrations
- Papierart (vergilbt, Hochglanz) / type of paper (yellowed, glossy)

Vorlage ist von schlechter Qualität (Mikroform, Druckbild) / original is of poor quality (microform, print image)

Sonstiges / miscellaneous: *Seiten sind stark beschädigt, daher ist der Text nicht vollständig lesbar.*

**Informationen zu Ihrer Bestellung und der Lieferung / Information on your order and the delivery:**

Werbung befand sich auf den Seiten / pages with advertisements:

leere, unbedruckte Seiten / blank pages:

Faxübertragung führt zu Qualitätseinschränkungen / fax transmission affects the quality

Sonstiges / other:

Mit freundlichen Grüßen / Yours sincerely  
Dokumentlieferung / Document delivery service

**Wissen schafft Zukunft**

Staats- und Universitätsbibliothek Hamburg Carl von Ossietzky – Landesbetrieb. [www.sub.uni-hamburg.de](http://www.sub.uni-hamburg.de) Mo–Fr 9–24, Sa–So 10–24 Uhr  
Deutsche Bundesbank, IBAN: DE 53 2000 0000 0020 1015 10 BIC: MARKDEF 1200