

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 37 (1946)
Heft: 19

Artikel: Filter und Filterprobleme
Autor: Locher, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1057351>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 12.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

BULLETIN

RÉDACTION:
Secrétariat de l'Association Suisse des Electriciens
Zurich 8, Seefeldstrasse 301

ADMINISTRATION:
Zurich, Stauffacherquai 36 ♦ Téléphone 23 77 44
Chèques postaux VIII 8481

Reproduction interdite sans l'assentiment de la rédaction et sans indication des sources

37^e Année

N° 19

Samedi, 21 Septembre 1946

Filter und Filterprobleme

Erweiterter Vortrag, gehalten an der 5. Schweizerischen Tagung für elektrische Nachrichtentechnik
am 22. Juni 1946 in Luzern,
von F. Locher, Bern

621.392.52

Der Vortrag gibt einen kurz gefassten Ueberblick über die heute im Ton- und Hochfrequenzgebiet bis etwa 300 kHz zur Anwendung gelangenden elektrischen Filter sowie über deren Berechnungsgrundlagen. Der Einfluss der Stossdämpfungen sowie der Verluste in den Schaltelementen auf die Filtereigenschaften wird erläutert. Der Stand der heutigen Filtertechnik wird durch einige ausgewählte Beispiele belegt.

Cette conférence donne un court aperçu des filtres électriques utilisés aujourd'hui, jusqu'à 300 kHz, dans le domaine des fréquences acoustiques et de la haute fréquence ainsi que des méthodes de calcul qui leur sont applicables.

L'auteur expose l'influence des caractéristiques d'amortissement en régime transitoire et des pertes dans les branches sur les propriétés des filtres. Par quelques exemples choisis, l'auteur indique l'état actuel de la technique des filtres.

Mit dem Fortschritt der Nachrichtentechnik ist auch der Anwendungsbereich und damit die Bedeutung der elektrischen Filter ständig gewachsen.

Neben der Messtechnik ist es besonders die Technik der Mehrfachausnutzung von drahtgebundenen und drahtlosen Uebertragungsanlagen, welche die Entwicklung sowohl der theoretischen, als auch der praktischen Seite der Siebschaltungen intensiv gefördert hat.

Unter einem elektrischen Filter versteht man einen aus Induktivitäten und Kapazitäten aufgebauten Vierpol mit einem Eingangs- und einem Ausgangsklemmenpaar, der Wechselströme eines bestimmten Frequenzbandes ohne wesentliche Dämpfung überträgt (Durchlassbereich), dagegen Ströme mit Frequenzen ausserhalb des Durchlassbereiches erheblich dämpft (Sperrbereich).

Man vergleicht hierbei die maximale Scheinleistung, die der Generator abgeben würde, wenn er mit seinem Innenwiderstand belastet wäre, d. h. den Wert $\mathfrak{G}/4\Re_1$ mit der Scheinleistung, die am Ausgang des Vierpols auftritt. Es ist:

$$\mathfrak{g}_B = b_B + j a_B = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{\mathfrak{G}^2}{4 \Re_1}}{\frac{\mathfrak{U}_2^2}{\Re_2}} \right) \\ = \ln \left(\frac{\mathfrak{G}}{2 \mathfrak{U}_2} \right) + \ln \sqrt{\frac{\Re_2}{\Re_1}} \quad (1)$$

Der Realteil von \mathfrak{g}_B heisst Betriebsdämpfung b_B , der Imaginärteil Betriebswinkelmass a_B . Praktisch sind meistens \Re_1 und \Re_2 rein reell und konstant. Als wichtige kennzeichnende Grössen für den Filtervierpol erwähnen wir den eingangs- und ausgangseitigen Wellenwiderstand \mathfrak{Z}_{01} und \mathfrak{Z}_{02} sowie das Vierpolübertragungsmass \mathfrak{g} (Fig. 1).

Der Wellenwiderstand ist das geometrische Mittel aus Kurzschluss- und Leerlaufscheinwiderstand des Vierpols.

Es gelten demnach die Gleichungen:

$$\mathfrak{Z}_{01} = \sqrt{\mathfrak{Z}_{k1} \mathfrak{Z}_{l1}} ; \quad \mathfrak{Z}_{02} = \sqrt{\mathfrak{Z}_{k2} \mathfrak{Z}_{l2}} \quad (2)$$

wo

\mathfrak{Z}_{k1} ; \mathfrak{Z}_{k2} eingangs- bzw. ausgangseitiger Kurzschlußscheinwiderstand.

\mathfrak{Z}_{l1} ; \mathfrak{Z}_{l2} eingangs- bzw. ausgangseitiger Leerlaufscheinwiderstand.

Das Vierpolübertragungsmass ist definiert als das halbe logarithmische Verhältnis der Eingangs- zur Ausgangsscheinleistung, wenn der Vierpol beidseitig mit seinen Wellenwiderständen abgeschlossen ist, d. h. (Fig. 1)

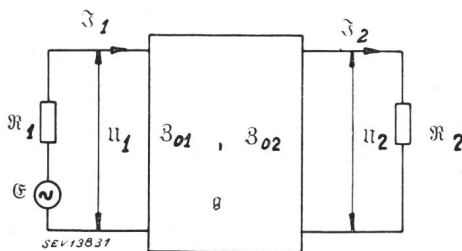


Fig. 1.

Grundsätzliche Schaltung eines Filtervierpols

Fig. 1 stellt die grundsätzliche Betriebsschaltung eines Filtervierpols dar. Auf der Eingangsseite erfolgt die Speisung durch einen Generator mit der EMK \mathfrak{G} und dem Innenwiderstand \Re_1 . Der Widerstand \Re_2 stellt den Belastungswiderstand auf der Ausgangsseite dar. Als die für die Energieübertragung von der Eingangs- auf die Ausgangsseite massgebende Grösse hat man das Betriebsübertragungsmass \mathfrak{g}_B eingeführt.

$$g = b + ja = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{u_1 \mathfrak{Z}_1}{u_2 \mathfrak{Z}_2} \right) \quad (3)$$

Der Realteil von g ist die Vierpoldämpfung b , der Imaginärteil das Vierpolwinkelmaß a .

Wichtig ist der Zusammenhang zwischen Betriebsübertragungsmass und Vierpolübertragungsmass; es ist

$$g_B = g + \ln \left(\frac{\mathfrak{Z}_{01} + \mathfrak{R}_1}{2\sqrt{\mathfrak{Z}_{01}\mathfrak{R}_1}} \right) + \ln \left(\frac{\mathfrak{Z}_{02} + \mathfrak{R}_2}{2\sqrt{\mathfrak{Z}_{02}\mathfrak{R}_2}} \right) + \ln \left[1 - \frac{\mathfrak{Z}_{01} - \mathfrak{R}_1}{\mathfrak{Z}_{01} + \mathfrak{R}_1} \cdot \frac{\mathfrak{Z}_{02} - \mathfrak{R}_2}{\mathfrak{Z}_{02} + \mathfrak{R}_2} e^{-2g} \right] \quad (4)$$

In dieser Gleichung stellen

$$\ln \left(\frac{\mathfrak{Z}_{01} + \mathfrak{R}_1}{2\sqrt{\mathfrak{Z}_{01}\mathfrak{R}_1}} \right) \quad \text{und} \quad \ln \left(\frac{\mathfrak{Z}_{02} + \mathfrak{R}_2}{2\sqrt{\mathfrak{Z}_{02}\mathfrak{R}_2}} \right)$$

die Stossübertragungsmasse auf der Eingangs- und Ausgangsseite dar, während der letzte, praktisch meist vernachlässigbar kleine Summand als Wechselwirkungsübertragungsmass bezeichnet wird.

Bei Anpassung, d. h.

$$\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{Z}_{01} \quad \text{und} \quad \mathfrak{R}_2 = \mathfrak{Z}_{02} \quad \text{ist} \quad g_B \equiv g.$$

Die kanonische Schaltung des passiven Filtervierpols

Der allgemeinste passive Vierpol, d. h. diejenige Schaltung, auf die jeder beliebige Vierpol zurückgeführt werden kann, wird nach Fig. 2 durch sechs Impedanzen $\mathfrak{Z}_1 \dots \mathfrak{Z}_6$ bestimmt.

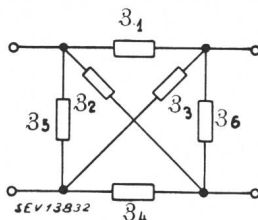


Fig. 2.

Schaltung des allgemeinsten passiven Vierpols

Besteht zwischen dem Eingangs- und Ausgangsklemmenpaar ausserhalb des Vierpols keine Verbindung — eine Voraussetzung, die bei der Anwendung von Filtern stets erfüllt sein muss —, so lässt sich das Netzwerk durch drei Elemente bestimmen, und es gelten die Grundgleichungen des linearen Vierpols in Widerstandsform, wobei die \mathfrak{W} der Dimension nach Widerstände sind (Fig. 1):

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \mathfrak{W}_{11} \mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{W}_{12} \mathfrak{Z}_2 \\ u_2 &= \mathfrak{W}_{21} \mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{W}_{22} \mathfrak{Z}_2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

wobei stets $\mathfrak{W}_{12} = -\mathfrak{W}_{21}$.

Beschränkt man sich auf den praktisch wichtigsten Fall der quersymmetrischen Filter, so ist

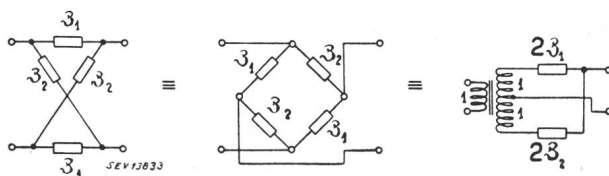


Fig. 3.

Kreuzglied als kanonische Schaltung des symmetrischen Filtervierpols

$\mathfrak{W}_{22} = -\mathfrak{W}_{11}$, und die kanonische Schaltung wird durch das sog. Kreuz- oder X-Glied nach Fig. 3 repräsentiert. Die Schaltung ist identisch mit der Wheatstoneschen Brücke. Man fasst deshalb die so aufgebauten Filter unter dem Namen *Brückenfilter* zusammen. Ihre grundsätzliche Wirkungsweise beruht auf den bekannten Eigenschaften der abgeglichenen und nicht abgeglichenen Brücke, d. h. man baut die Impedanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 in ihrer Frequenzabhängigkeit so auf, dass die Brücke im Sperrbereich abgeglichen oder annähernd abgeglichen, im Durchlassbereich dagegen stark verstimmt ist.

In Fig. 3 rechts ist noch eine äquivalente Schaltung zum X-Glied, die sog. Sparbrücken- oder Differentialschaltung, dargestellt. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass die Impedanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 nur je einmal vorkommen. Dafür muss ein Differentialtransformator in Kauf genommen werden.

Für das Vierpolübertragungsmass g und den Wellenwiderstand \mathfrak{Z}_0 ergeben sich die Gleichungen:

$$\operatorname{tgh} \frac{g}{2} = \operatorname{tgh} \left(\frac{b}{2} + j \frac{a}{2} \right) = \sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1}} \quad (6)$$

$$\mathfrak{Z}_0 = \sqrt{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2} \quad (7)$$

Damit ist das Problem der Realisierung eines Filters auf dasjenige der Realisierung von zwei Zweipolen vorgegebener Frequenzabhängigkeit zurückgeführt.

Den wichtigsten Berechnungsverfahren für elektrische Filter liegt nun die Annahme verlustloser Schaltelemente zu Grunde, d. h. man setzt für \mathfrak{Z}_1

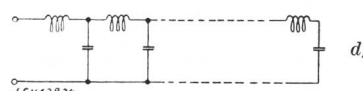
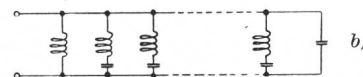


Fig. 4.

Die 4 kanonischen Schaltungen für Reaktanzzweipole

und \mathfrak{Z}_2 reine Reaktanzen voraus. Es hat sich gezeigt, dass diese Annahme, von Ausnahmen — z. B. im Falle relativ schmaler Bandpässe — abgesehen, zulässig ist. Der Einfluss der Verluste kann indirekt, d. h. nach Berechnen des Filters auf Grund verlustloser Elemente, mitberücksichtigt werden.

Ersetzt man \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 durch eine der vier möglichen kanonischen Reaktanzzweipole nach Fig. 4a...4d, so kann grundsätzlich — bei Zulassung unendlich vieler Schaltelemente — jeder gewünschte Dämpfungs- und Wellenwiderstandsverlauf theoretisch beliebig genau nachgebildet werden.

Aus (6) folgt unmittelbar: Haben die Reaktanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 verschiedene Vorzeichen (z. B. $\mathfrak{Z}_1 = +jX_1$, $\mathfrak{Z}_2 = -jX_2$), so ist $\tanh \frac{g}{2}$ rein imaginär; d. h. aber, dass auch das Argument rein imaginär, also $b = 0$ sein muss. Es tritt keine Vierpoldämpfung auf (Durchlassbereich). Haben \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 gleiches Vorzeichen, so muss $\tanh \frac{g}{2}$ rein reell sein; dann ist auch g reell, d. h. $b \neq 0$ und $a = 0$ oder ein ganzzahliges Vielfaches von π (Sperrbereich). Dabei ist b um so grösser, je mehr sich die Reaktanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 einander nähern. Ist $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2$, so wird $b = \infty$ (Dämpfungspol).

Aus diesen Überlegungen ergeben sich nun, bei Berücksichtigung des Fosterschen Reaktanzsatzes, die Bedingungen für die Reaktanzfunktionen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 : Im Durchlassbereich müssen Nullstellen von \mathfrak{Z}_1 mit Polen von \mathfrak{Z}_2 zusammenfallen und umgekehrt. Im Sperrbereich dagegen müssen Nullstellen von \mathfrak{Z}_1 mit Nullstellen von \mathfrak{Z}_2 und Pole von \mathfrak{Z}_1 mit Polen von \mathfrak{Z}_2 übereinstimmen.

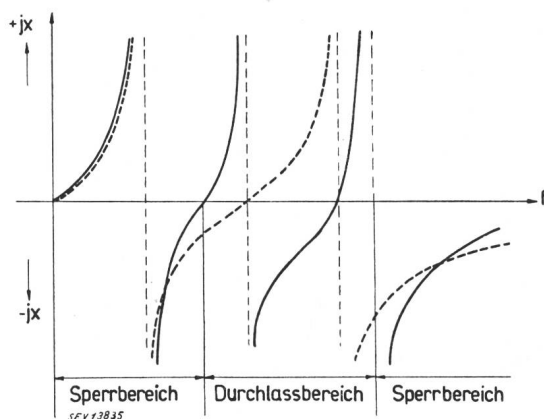


Fig. 5.

Durchlass- und Sperrbereich bei einem Brückenfilter

Fig. 5 zeigt ein Beispiel eines derartigen Verlaufes von \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 .

Da für das betriebsmässige Verhalten des Filters nicht die Vierpol-, sondern die Betriebsdämpfung massgebend ist, wollen wir noch die Bedingung für deren Verschwinden im Durchlassbereich festhalten. Sie ergibt sich aus (4) und (7) mit $\mathfrak{Z}_{01} = \mathfrak{Z}_{02} = \mathfrak{Z}_0$ und $\Re_1 = \Re_2 = R$ zu

$$R = \mathfrak{Z}_0 = \sqrt{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2} \quad (8)$$

Führt man die Bezeichnungen

$$\text{Wellenwiderstandsfunktion } \frac{\mathfrak{Z}_0}{R} = \sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2}{R}} \quad (9)$$

$$\text{und Dämpfungsfunktion } \tanh \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1}} \quad (10)$$

ein, so lauten die genauen und hinreichenden Bedingungen für eine ideale Siebwirkung — stets unter der Voraussetzung reiner Reaktanzen —:

Im Durchlassbereich eines Filtervierpols muss die Wellenwiderstandsfunktion, im Sperrbereich die Dämpfungsfunktion gleich 1 werden. Diese Bedingungen sind natürlich praktisch stets nur näherungsweise erreichbar.

Cauer¹⁾*, Jaumann⁷⁾, Piloty⁶⁾ u. a. haben in zahlreichen Veröffentlichungen die Eigenschaften der Wellenwiderstands- und Dämpfungsfunktionen untersucht und Methoden für die Realisierung der Elemente der Zweipolreaktanzen zur Erzielung vorgegebener Filtereigenschaften angegeben.

Die Verhältnisse sind so, dass mit zunehmenden Anforderungen an die Filtereigenschaften auch der Aufbau der Zweipolreaktanzen immer komplizierter wird, d. h. aus einer immer grösser werdenden Zahl von Elementen bestehen muss.

Der praktischen Realisierung von Filtern auf dieser Basis sind nun gewisse Schranken gesetzt. Fallen z. B. im Durchlassbereich irgendwo Pol und Nullstelle von \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 nicht genau zusammen, so entsteht zwischen ihnen ein kleiner Sperrbereich, der sich praktisch in einem stärkeren Schwanken der Betriebsdämpfung bemerkbar macht. Die Gefahr einer solchen Verschlechterung des Dämpfungsverlaufes wird natürlich um so grösser, je mehr Pole und Nullstellen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 aufweisen, d. h. je höher die an das Filter gestellten Anforderungen bezüglich Filtereigenschaften sind.

Noch unangenehmer wirken sich die Ungenauigkeiten der Schaltelemente im Sperrbereich aus.

Nach Gl. (6) gilt für den Sperrbereich

$$\tanh \frac{b}{2} = \sqrt{\left| \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1} \right|}$$

Für hinreichend grosses b gilt $\tanh \frac{b}{2} \cong 1 - 2e^{-b}$

Soll nun stets mindestens $b \geq b_0$ sein, so muss der

Quotient $\left| \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1} \right|$ folgender Ungleichung genügen:

$$1 - 4e^{-b_0} \leq \left| \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1} \right| \leq 1 \quad \text{d. h. } \left| \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1} \right| \text{ darf im}$$

Sperrbereich höchstens um den Wert $4e^{-b_0}$ von 1 abweichen (Fig. 6).

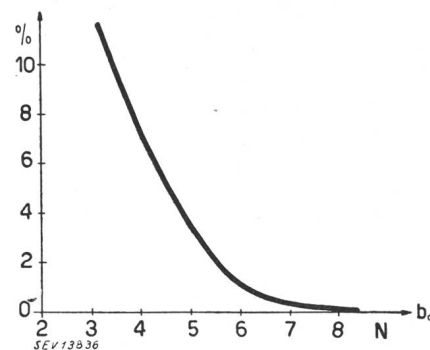


Fig. 6.

Maximale zulässige prozentuale Abweichung des Quotienten $\left| \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1} \right|$ von 1 als Funktion von b_0

*) Siehe das Literaturverzeichnis am Schluss.

Dabei ist zu bedenken, dass in \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 die Summe aller Fehler der Schaltelemente eingeht.

Die Anforderungen an die Abgleichgenauigkeit und zeitliche Konstanz der Spulen und Kondensatoren wachsen exponentiell mit der geforderten Mindestdämpfung im Sperrbereich und setzen schliesslich der Realisierung Grenzen, die je nach den zur Verfügung stehenden Schaltelementen bei mehr oder weniger hohen Sperrdämpfungen liegen. Man ist also u. U. genötigt, die geforderte Sperrdämpfung in Teilbeträgen aufzubringen. Dies führt zwangsläufig zur Kettenschaltung von zwei oder mehr Teilfiltern mit reduzierten Dämpfungsanforderungen.

Bei der Kettenschaltung von Filtervierpolen erweisen sich nun die Begriffe Wellenwiderstand und Vierpolübertragungsmass als äusserst nützlich. Sorgt man dafür, dass an den Stossstellen zweier Teilfilter die beidseitigen Wellenwiderstände gleich sind (Fig. 7), somit keine Stossverluste auftreten, so

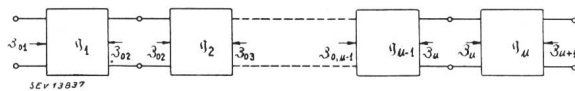


Fig. 7.

Zusammenschalten von Teilfiltern zur Kette

berechnet sich das Vierpolübertragungsmass g der gesamten Kette aus der Summe der Vierpolübertragungsmasse der Teilfilter.

$$\text{Es gilt} \quad g = g_1 + g_2 + g_3 + \dots + g_\mu \quad (11)$$

Damit ergeben sich auch bei den Filtern, die aus einer grossen Zahl von Teilfiltern zusammengesetzt sind, übersichtliche Verhältnisse, und es ist mit Hilfe der Gl. (4) stets möglich, die Betriebsdämpfung zu berechnen.

Bei der Kettenschaltung von Filtervierpolen ist es nun, besonders wenn die Gliederzahl von 2 überschritten wird, nicht zweckmässig, diese in Form von X- oder Sparbrückengliedern auszuführen, sondern zur sog. T- oder II-Form überzugehen (Fig. 9), weil sich dann in den Längs- und Querzweigen stets Schaltelemente vereinigen lassen, und wir dadurch die Elementenzahl reduzieren können.

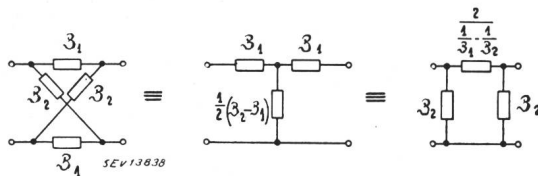


Fig. 8.

Zur X-Schaltung äquivalente T- und II-Schaltung

Der Uebergang von der X- in die T- oder II-Form beruht auf den in Fig. 8 dargestellten Äquivalenzbeziehungen. Wie ersichtlich, treten bei der T- und II-Schaltung Differenzen der gegebenen Scheinwiderstände oder Scheinleitwerte auf. Nur wenn bei dieser Differenzbildung keine negativen Induktivitäten oder Kapazitäten auftreten, besteht eine zur X-Schaltung äquivalente T- oder II-Schaltung.

Die durch Kettenschaltung von T- oder II-Gliedern entstehenden Filter fasst man unter dem Na-

men *Abzweigfilter* zusammen (Fig. 9). Ihre grundsätzliche Wirkungsweise beruht auf der fortgesetzten Spannungsteilung. Im Sperrbereich müssen die Spannungsteilerverhältnisse gross sein (Längsreaktanzen gross, Querreaktanzen klein), im Durch-

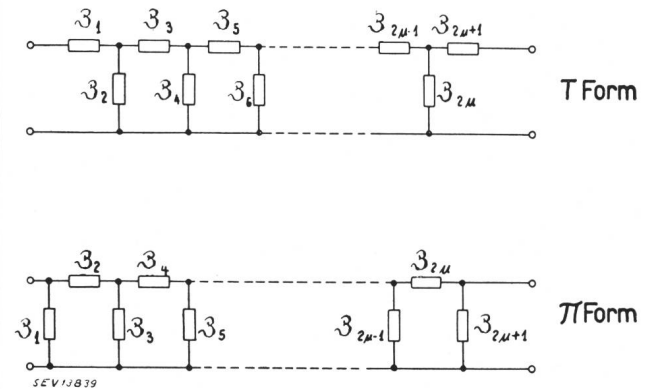


Fig. 9.

Abzweigfilter in T- und II-Form

lassbereich klein, möglichst gleich 1 (Längsreaktanzen klein, Querreaktanzen gross). Vierpolübertragungsmass und Wellenwiderstände des T- bzw. II-Gliedes ergeben sich aus:

$$\sinh \frac{g}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2}} = j \Omega \quad (12)$$

$\Omega = \text{normierte Frequenz}$

$$\mathfrak{Z}_{0T} = \sqrt{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2}\right)} \quad (13)$$

$$\mathfrak{Z}_{0II} = \sqrt{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2}}} \quad (14)$$

Besondere Bedeutung haben die nach ihrem Erfinder benannten *Zobel*filter erlangt⁸⁾.

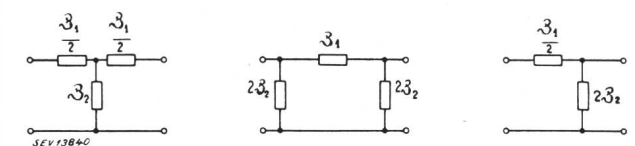


Fig. 10.

Zobel'sche Grundglieder

Den Ausgangspunkt der Zobel'schen Theorie bilden die sog. T- oder II-Grundfilter (Fig. 10), oder deren entsprechende Halbglieder. Sie sind dadurch gekennzeichnet, dass die beiden Reaktanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 widerstandsreziprok sind, d. h. es gilt stets:

$$\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 = K^2 \quad (15)$$

wo K eine reelle positive Konstante darstellt. Man nennt sie daher auch *Konstant-K-Filter*. Die einschränkende Bedingung (15) hat zur Folge, dass Wellenwiderstands- und Dämpfungsverlauf nicht voneinander unabhängig sind.

Trotzdem lassen sich mit Hilfe der Theorie der Konstant-K-Filter Siebschaltungen aufbauen, die den Anforderungen der Praxis in weitgehendem Masse gerecht werden. Da ausserdem die Berech-

nungsweise sehr einfach ist, haben sie grosse Verbreitung erlangt.

Fig. 11 zeigt als Beispiel den Aufbau eines Abzweigfilters, das in den sog. Vormodulationsstufen gewisser Trägerfrequenzsysteme verwendet wird. Es hat die Aufgabe, von den bei der Modulation eines Sprachfrequenzbandes (etwa 300...3500 Hz) mit einer Trägerfrequenz von 8 kHz entstehenden bei-

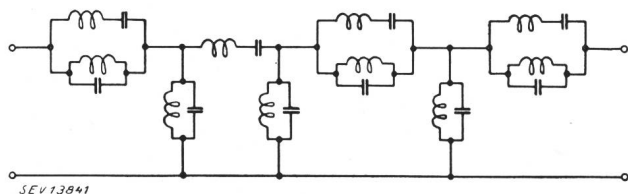


Fig. 11.
Aufbau eines Abzweigfilters

den Seitenbändern das untere Seitenband durchzulassen, das obere sowie weitere allenfalls auftretende Modulationsprodukte zu unterdrücken.

Fig. 12 zeigt den zugehörigen Betriebsdämpfungsverlauf.

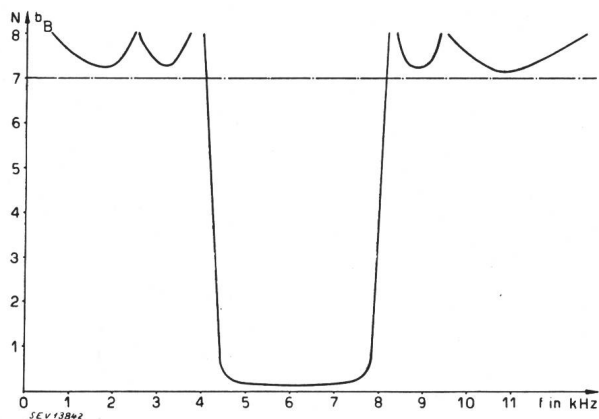


Fig. 12.
Gemessene Betriebsdämpfung des Abzweigfilters Fig. 11

Der Einfluss der Stoss- und Wechselwirkungsdämpfung auf die Betriebsdämpfung eines Filtervierpols

Die Berechnungsverfahren mit Hilfe der Wellenparameter — Vierpolübertragungsmass und Wellenwiderstand — auf der u. a. die ganze Zobel'sche Filtertheorie aufgebaut ist, gestaltet sich besonders einfach und übersichtlich.

Nun tritt aber der Fall, dass das Filter betriebsmässig beidseitig mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen ist, praktisch nicht auf; denn in der überwiegenden Zahl der Fälle ist sowohl die Generator-, als auch die Verbraucherimpedanz rein reell und konstant, wogegen der Wellenwiderstand der Filtervierpole im Durchlassbereich wohl reell, aber nicht konstant ist, sondern eine mehr oder weniger grosse Frequenzabhängigkeit aufweist.

Wird ein symmetrischer Filtervierpol mit dem Wellenwiderstand \mathfrak{Z}_0 und dem Vierpolübertragungsmass g von einem Generator mit Innenwiderstand $\mathfrak{R}_1 = R$ gespeist und ausgangsseitig mit $\mathfrak{R}_2 = R$ belastet (Fig. 1), so gilt nach (4) für die Betriebsdämpfung b_B :

$$b_B = b + 2 \ln \left(\frac{R + \mathfrak{Z}_0}{2 \sqrt{R \mathfrak{Z}_0}} \right) + \ln \left[1 - \left(\frac{R - \mathfrak{Z}_0}{R + \mathfrak{Z}_0} \right)^2 e^{-2g} \right] \quad (16)$$

Bei $R = \mathfrak{Z}_0$ ist $b_B = b$. Trifft dies nicht zu, so beeinflussen die auftretenden Stoss- und Wechselwirkungsdämpfungen den Betriebsdämpfungsverlauf.

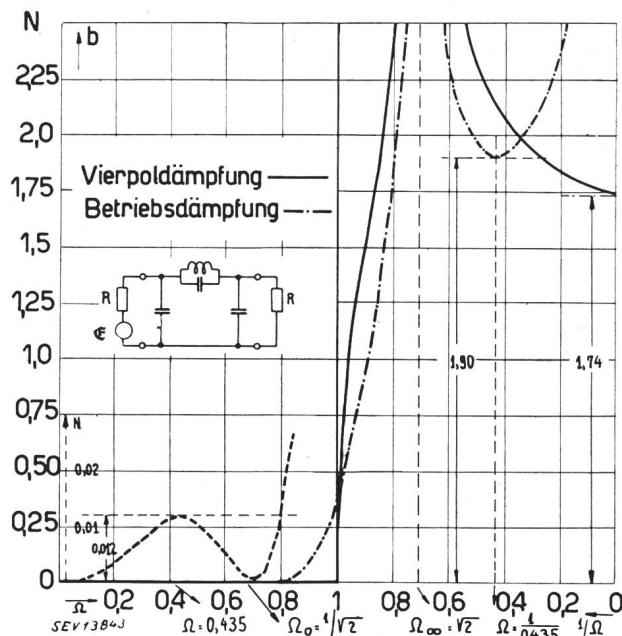


Fig. 13.
Vierpol- und Betriebsdämpfung eines einfachen abgeleiteten Zobel'schen Tiefpassfilters bei Annahme verlustfreier Schaltelemente

In Fig. 13 ist für ein einfaches Zobel'sches Tiefpassfilter Vierpol- und Betriebsdämpfung als Funktion der normierten Frequenz $\Omega = \frac{f}{f_g}$ (f_g = Grenzfrequenz) aufgetragen.

Wie man sieht, ist im Durchlassbereich bis zu zirka $\Omega = 0,8$ die Betriebsdämpfung praktisch identisch mit der Vierpoldämpfung, erreicht doch die maximale Abweichung bei $\Omega = 0,435$ nur den Wert von 0,012 N. Dagegen sind im Gebiete $\Omega > 0,8$ die Abweichungen z. T. recht erheblich. Vor allem tritt gegen die Grenzfrequenz ($\Omega = 1$) hin eine merkbare Abrundung auf und erreicht für $\Omega = 1$ den Wert von 0,35 N.

Dies ist u. a. darauf zurückzuführen, dass der Wellenwiderstand mit zunehmender Annäherung an die Grenzfrequenz auf den Wert 0 absinkt, die Stossdämpfungen somit stark ansteigen.

Im Sperrgebiet haben die Stossdämpfungen die Tendenz, die Dämpfungsspitze zu verschmälern, machen sich im übrigen jedoch eher im günstigen Sinne bemerkbar, indem sie von einer bestimmten Frequenz an die Betriebsdämpfung gegenüber der Vierpoldämpfung erhöhen.

Dem Einfluss der Stossdämpfungen ist insbesondere dann erhöhte Aufmerksamkeit zu schenken, wenn man Filter mit flachem Dämpfungsverlauf im Durchlassbereich bei möglichst eckigem Dämpfungsanstieg an den Grenzfrequenzen bauen will

(Annäherung der Betriebsdämpfung an die Vierpoldämpfung!). Dies ist z. B. der Fall bei Filtern mit extrem steilem Dämpfungsanstieg an den Flanken. Da die Abschlusswiderstände im allgemeinen konstant sind, ergibt sich die Forderung, den Wellenwiderstand im Durchlassbereich ebenfalls auf einem konstanten Wert zu halten. Man spricht von der sog. Wellenwiderstandsebnung.

Der Einfluss der Verluste in Spulen und Kondensatoren auf die Betriebsdämpfung eines Filtervierpols

Die üblichen Berechnungsverfahren für elektrische Siebschaltungen setzen verlustfreie Spulen und Kondensatoren, d. h. reine Reaktanzen, voraus. Sie führen — von Spezialfällen abgesehen — mit genügender Genauigkeit zum Ziel.

Trotzdem ist die Kenntnis des Einflusses der Verluste besonders beim Bau hochwertiger Filter äusserst wichtig. Im allgemeinen bedient man sich gewisser Näherungsverfahren, um den Einfluss verlustbehafteter Spulen und Kondensatoren abzuschätzen^{5), 9), 10), 13)}.

Setzt man voraus, dass in einem Filtervierpol alle Spulen dasselbe Verhältnis R/L von Verlustwiderstand zu Induktivität, und alle Kondensatoren dasselbe Verhältnis G/C von Ableitung zu Kapazität aufweisen, so kann gezeigt werden, dass in erster Näherung für die Vierpoldämpfung b gilt:

$$b \cong \left[\frac{R}{2L} + \frac{G}{2C} \right] \frac{\partial a}{\partial \omega} \quad (17)$$

Die Vierpoldämpfung ist demnach proportional den Verlusten und der ersten Ableitung des Vierpolwinkelmasses a nach der Frequenz, d. h. der Gruppenlaufzeit. Nun ändert sich das Vierpolwinkelmass bei Annäherung an die Grenzfrequenz besonders stark, d. h. aber nach Gl. (17), dass dort die durch die Verluste bedingten Dämpfungen grösser sind, als im mittleren Teil des Durchlassbereiches.

Die Verluste in den Schaltelementen machen sich demnach im Durchlassbereich dadurch bemerkbar, dass die Vierpoldämpfung nicht 0 ist, sondern einen endlichen Wert aufweist, der gegen die Grenzfrequenzen hin wächst.

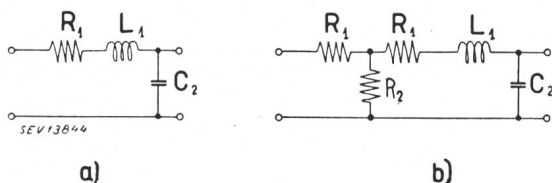


Fig. 14.

Eliminierung des ungünstigen Einflusses der Verluste durch Widerstandsergänzung

Wie die Stossdämpfungen haben auch die Verluste die Tendenz, den Dämpfungsverlauf im Grenzfrequenzgebiet des Durchlassbereiches abzurunden.

Im Sperrbereich haben die Verluste ein Abflachen der Poldämpfungen zur Folge; denn bei den Brückenfiltern verunmöglichen die auftretenden, im allgemeinen verschieden grossen Realteile der Impedanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 die für unendlich hohe

Dämpfung erforderliche Gleichheit $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2$ bei der Polfrequenz. Bei den Abzweigfiltern dagegen können die Querimpedanzen nicht 0, die Längsimpedanzen nicht unendlich werden; somit sind auch hier die Bedingungen für unendlich hohe Dämpfung nicht erfüllt.

Um die nachteiligen Folgen der unvermeidlichen Verluste in den Elementen zu verringern, gibt es verschiedene Methoden, von denen hier zwei in ihrer grundsätzlichen Wirkungsweise erläutert seien.

Fig. 14a stellt ein halbes T-Glied mit verlustbehafteter Induktivität (L_1, R_1) dar. Nun ist innerhalb eines relativ kleinen Frequenzbereiches, wie ihn z. B. der Durchlassbereich eines Bandfilters darstellt, R_1 praktisch konstant, und man kann mit Hilfe von zwei Zusatzwiderständen das Filterglied gemäss Fig. 14b ergänzen. Wir haben nun die Kettenschaltung eines T-Gliedes konstanter Dämpfung und eines verlustfreien halben Filtergliedes vor uns. Auf diese Weise gelingt es, allerdings unter erhöhter Durchlassdämpfung, die durch die Verluste bewirkten Randverzerrungen zu verringern.

Ist R der Wert des Wellenwiderstandes, auf den angepasst werden soll, so berechnet sich R_2 aus:

$$R_2 = \frac{R^2 - R_1^2}{R_1} \quad (18)$$

Die Dämpfungserhöhung ergibt sich aus

$$b = \ln \left(\frac{R + R_1}{R - R_1} \right) \cong \frac{R_1}{R - R_1} \quad (19)$$

Beim Brückenfilter (Fig. 3) treten im Sperrbereich Dämpfungspole bei denjenigen Frequenzen auf, für die $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2$ wird [Gl. (6)]. Sind die beiden Reaktanzen nicht rein, sondern verlustbehaftet, d. h. z. B.

$$\mathfrak{Z}_1 = R_1 + jX_1 \text{ und } \mathfrak{Z}_2 = R_2 + jX_2,$$

so bewirken die Verluste eine Dämpfungsverschlechterung. Gleicht man sie ab, so dass $R_1 = R_2 = R_0$ wird, so können wir auf Grund der Äquivalenz-

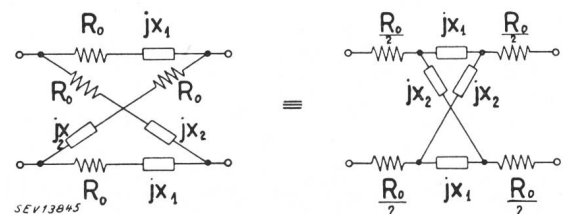


Fig. 15.

Brückenschaltung mit ausgeglichenen Reihenverlusten

beziehung der Fig. 15 das verlustbehaftete X-Glied durch ein verlustfreies ersetzen, vor das zu beiden Seiten die Wirkwiderstände ihrer Zweige zu schalten sind.

Die vorgeschalteten Widerstände können nun, wie im vorigen Beispiel gezeigt, zum T- bzw. H-Glied ergänzt werden.

In ähnlicher Weise kann man auftretende Parallelverluste in \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 behandeln.

Auch bei T- und H-Gliedern sind Widerstandskompensationen möglich. Fig. 16 zeigt zwei Beispiele hierfür¹⁾.

Elektromechanische Filter

Die mit den heute bekannten Spulenkernmaterialien erreichten Gütefaktoren $Q = \frac{\omega L}{R}$ liegen zwischen 100 bis zirka 300, je nach Frequenzlage und Grösse der Induktivität. Die entsprechenden Werte für gute Kondensatoren liegen zwischen 3000 bis zirka 10 000. Die Verluste in den Kondensatoren können demnach im allgemeinen gegenüber denjenigen in den Spulen vernachlässigt werden.

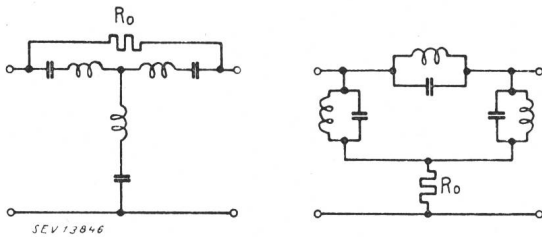


Fig. 16.

Widerstandskompensation bei Bandpässen der T- und II-Form

Der nachteilige Einfluss der Verluste hängt nun nicht nur von deren absoluter Grösse ab, sondern tritt mit abnehmender relativer Bandbreite immer krasser in Erscheinung, um schliesslich die Realisierung eines Filters auf der Spulen-Kondensator-Basis zu verunmöglichen.

In diesen Fällen besteht die Möglichkeit, durch den Einsatz von elektrisch angeregten mechanischen Schwingern ersatzmässig Induktivitäten und Kapazitäten mit praktisch meistens vernachlässigbar kleinen Verlusten zu realisieren.

Die Schwinger können grundsätzlich elektromagnetisch, elektrodynamisch, elektrostatisch, piezoelektrisch, magneto- oder elektrostriktiv angeregt werden.

Bis heute haben sich hauptsächlich die piezoelektrische und die elektromagnetische Anregung durchgesetzt.

Regt man ein mechanisch schwingungsfähiges System auf Grund einer elektrisch-mechanischen Kopplung zu mechanischen Schwingungen an, so wirkt dieses System, zufolge der zwangsläufig auftretenden mechanisch-elektrischen Kopplung, auf den elektrischen Kreis zurück. Diese Rückwirkungen sind im allgemeinen klein, nehmen jedoch in der Nähe der Eigenresonanzen des mechanischen Systems grosse Werte an und bestimmen dort weitgehend die Eigenschaften des elektrischen Systems.

a) Kristallfilter

Bei den sog. Kristallfiltern wird vom piezoelektrischen Effekt gewisser Kristalle Gebrauch gemacht. Man schneidet Platten oder Stäbe in geeigneter Orientierung und richtiger Dimensionierung aus dem betreffenden Kristall und regt sie durch Einbringen in ein elektrisches Feld zu Schwingungen an. Praktisch wichtig ist nun vor allem das elektrische impedanzmässige Verhalten solcher Schwingkristalle, d. h. ihr Ersatzschema. Dieses ist in Fig. 17 für einen freischwingenden Kristall gezeichnet. C_0 wird durch die statische Kapazität (Elektroden,

Halterung) bestimmt, L und C stellen die dynamische Induktivität bzw. Kapazität dar. R ist der Verlustwiderstand, d. h. ein Mass für die im elektromechanischen System in Wärme umgesetzte Energie.

Das Ersatzschema bildet die Grundlage der Kristallfiltertheorie. Wesentlich ist, dass die Güte Q

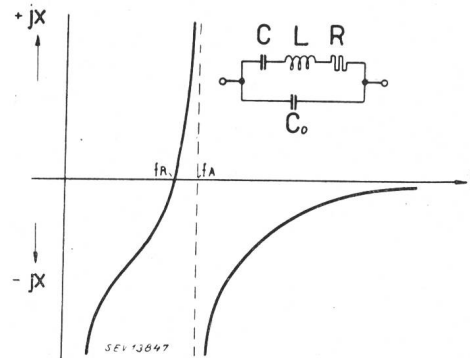


Fig. 17.

Ersatzschema des Schwingkristalls und zugehöriger Scheinwiderstandsverlauf bei Vernachlässigung der Verluste ($R = 0$)

der so erhaltenen Schwingkreise sehr hoch ist. Sie liegt z. B. für Quarz zwischen 10 000...50 000 und kann für Spezialzwecke, wie Bau von Filtern mit extrem kleiner relativer Bandbreite oder sehr steilem Dämpfungsanstieg an einer Flanke, durch besondere Massnahmen (Einsetzen des Schwingkristalls in ein evakuiertes Gefäss usw.) bis auf Werte von 300 000 und mehr gesteigert werden. Der Einfluss der Verluste ist daher meistens vernachlässigbar klein, und man kann $R \approx 0$ annehmen.

Unter diesen Gesichtspunkten ist in Fig. 17 der Reaktanzverlauf des Ersatzschemas dargestellt. Er weist eine Nullstelle f_R (Serieresonanz) und eine Unendlichkeitsstelle f_A (Parallelresonanz, Antiresonanz) auf.

Als Kristallfilter lassen sich grundsätzlich alle Schaltungen ausführen, die Reaktanzen enthalten, welche dem Ersatzschema eines Schwingkristalls entsprechen. Für die praktische Verwendung kommt jedoch nur ein kleiner Teil aller möglichen Schaltungen in Frage, da sowohl die Eigenschaften der Schaltungen, als auch die der Kristalle Beschränkungen auferlegen.

Besonders geeignet für den Aufbau von Kristallfiltern ist das Kreuzglied; denn in den Schwingkristallen besitzt man Bauelemente mit der erforderlichen zeitlichen Konstanz, um auch hochwertige Filter in Brückenform realisieren zu können.

Ersetzen wir die Impedanzen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 (Fig. 3) durch je zwei paarweise gleiche Schwingkristalle, die so bemessen sind, dass die Serieresonanzfrequenz des einen Paares mit der Parallelresonanzfrequenz des andern zusammenfällt, wie dies in Fig. 18 oben dargestellt ist, so haben wir bereits ein einfaches Kristallbandfilter vor uns. Der Durchlassbereich ergibt sich dort, wo \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 verschiedenes Vorzeichen aufweisen, während der Sperrbereich in den Gebieten mit gleichem Vorzeichen liegt. Die Dämpfung ist dabei um so höher, je mehr sich die beiden Reaktanzen einander nähern, um an den Stellen, wo $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2$ ist, ihr Maximum zu erreichen (Dämp-

fungspol). Auf Grund dieser Ueberlegungen ist in Fig. 18 unten der grundsätzliche Dämpfungsverlauf des beschriebenen Filters angedeutet. Daraus ist ersichtlich, dass die grösste Bandbreite Δf doppelt

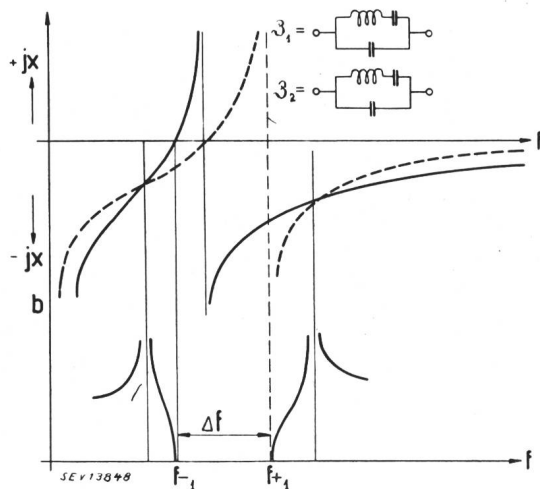


Fig. 18.

Brückenfilter mit 2 paarweise gleichen Schwingkristallen

so gross sein kann, wie die maximale Frequenzdifferenz zwischen Parallelresonanz und Serieresonanz von Z_{31} und Z_{32} . Diese Differenz ist eine Konstante, die nur von den physikalischen Eigenschaften der verwendeten Kristallsubstanz abhängt.

Es gilt

$$\frac{\Delta f}{f_m} \cong \alpha = \frac{C}{C_0} = 32 \frac{E d^2}{\pi \varepsilon}$$

E Elastizitätsmodul
 d piezoelektrische Konstante
 ε Dielektrizitätskonstante

Da die physikalischen Konstanten in einem Kristall richtungsabhängig sind, hängt α auch vom verwendeten Schnitt und der angeregten Schwingungsart ab.

Beim viel verwendeten Längsschwinger ist α für Quarz rund 8 ‰ . Das ergibt für $f_m = 50 \text{ kHz}$ eine Bandbreite von 400 Hz, bei 100 kHz eine solche von rund 800 Hz. Diese kann durch Parallelschalten von Kapazitäten zu den Schwingkristallen wohl verkleinert, nicht aber vergrössert werden.

Die «natürliche» Bandbreite dieser Filter ist demnach für die Uebertragung z. B. eines Sprachfrequenzbandes zu klein. Sie kann in bekannter Weise durch Einschalten von geeignet dimensionierten Induktivitäten in Serie mit den Schwingkristallen innerhalb gewisser Grenzen vergrössert werden, wobei jedoch der nachteilige Einfluss der Spulenverluste durch Widerstandskompensation beseitigt werden muss. Man kann auf diese Weise die relative Bandbreite praktisch bis auf zirka 8 % steigern. Die obere Grenze ist u. a. durch den maximalen Wert der Serieresulen, die noch realisiert werden können, gegeben.

Fig. 19 zeigt als Beispiel den Aufbau eines Quarzfilters, das von der Firma Standard in den von ihr gebauten Trägerfrequenzsystemen (K-System) verwendet wird. In Fig. 20 ist der zugehörige Betriebsdämpfungsverlauf aufgezeichnet.

Das Filter hat die Aufgabe, das untere Seitenband eines mit 84 kHz modulierten Sprachfrequenzbandes von 200...3500 Hz auszuschneiden und das obere Seitenband zu unterdrücken.

Zur Erzielung der nötigen Sperrdämpfung ist das Filter zweistufig. Die zur Verbreiterung des Frequenzbandes nötigen Serieresulen wurden in allen Brückenweigen gleich gross gewählt und konnten deshalb auf Grund der Äquivalenzbeziehung Fig. 15 aus dem Brückenweig herausgenommen werden. Der Querwiderstand zwischen den beiden X-Gliedern ergänzt die Verlustwiderstände der vier anschliessenden Spulen zum H-Glied mit konstan-

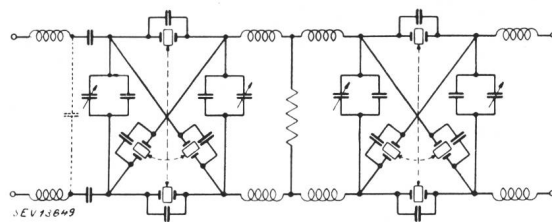


Fig. 19.

Aufbau eines Quarzfilters (Standard)

ter Durchlassdämpfung. In jedem Kreuzglied sind die paarweise gleichen Quarzlamellen zu einem einzigen, mit vier Belägen versehenen Schwingquarz vereinigt, wie dies in Fig. 19 angedeutet ist.

Kristallfilter weisen, wie schon einmal betont, nicht die Anpassungsfähigkeit auf wie Spulenfilter. Einerseits ist man an die gegebenen physikalischen

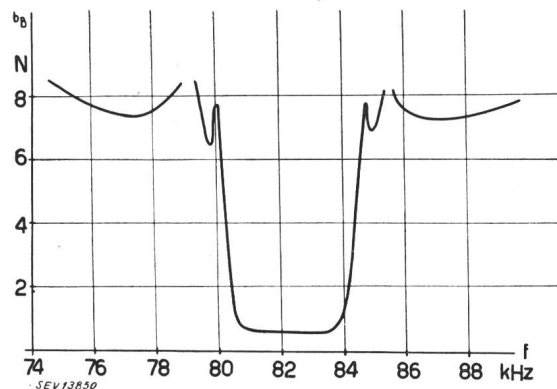


Fig. 20.

Betriebsdämpfung des Filters Fig. 19

Konstanten der verwendeten Kristallsubstanz gebunden, andererseits muss man bei der Dimensionierung der Schwingkristalle auf die mechanische Festigkeit, auf die Gefahr des Auftretens mehrfacher Resonanzen und nicht zuletzt auf die praktisch zur Verfügung stehenden Rohkristalle Rücksicht nehmen.

Es liegt daher auf der Hand, durch Anwendung anderer Kristallsubstanzen mit piezoelektrischem Verhalten den Anwendungsbereich der Kristallfilter zu erweitern.

Brown Boveri in Baden hat die Entwicklung von Filtern mit Schwingkristallen aus künstlich gezüchteten Ammoniumphosphatkristallen und Mischkristallen davon aufgenommen¹¹⁾.

Man erreicht dadurch, je nach dem Verwendungszweck, gewisse Vorteile. So ist z. B. bei Verwendung von Ammoniumphosphatkristallen $\alpha \cong 5,6\%$, so dass sie sich sehr gut zum Bau breiter Bandfilter eignen¹²⁾. Fig. 21 zeigt die Schaltung eines Filters aus Ammoniumphosphatkristallen und Fig. 22 den zugehörigen Dämpfungsverlauf.

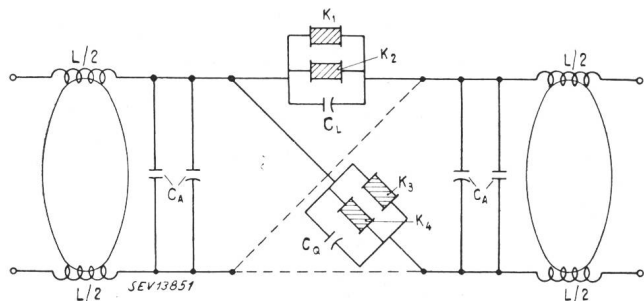


Fig. 21.

Schaltung eines BBC-Ammoniumphosphatfilters

Fig. 24a dargestellte doppel-U-förmige Filtergabel aus Stahl auf einer Seite elektromagnetisch zu Schwingungen an, so werden diese Schwingungen

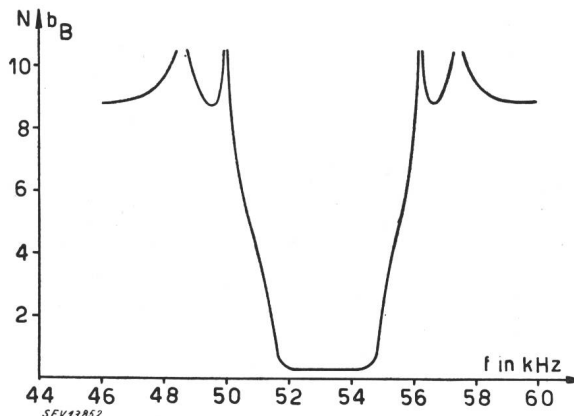
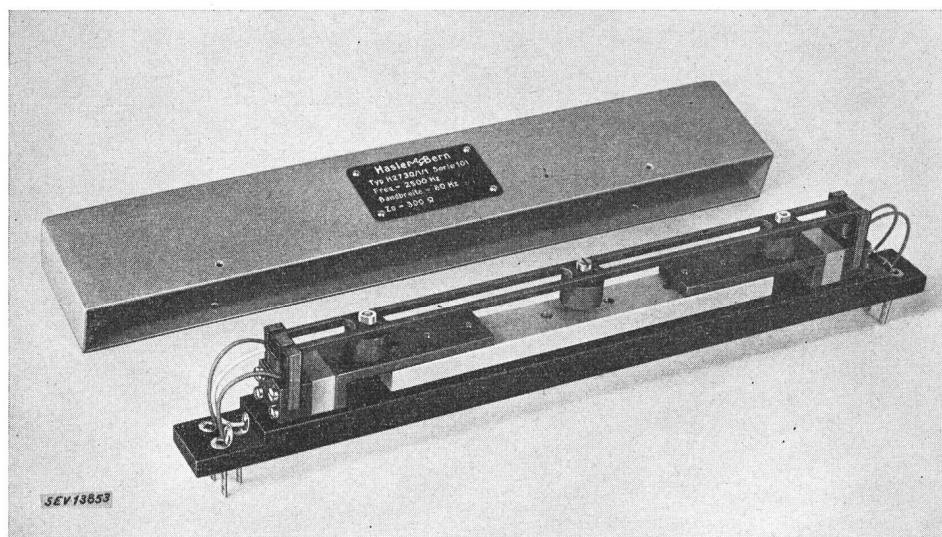


Fig. 22.

Betriebsdämpfung des Quarzfilters Fig. 21



auf das andere Zinkenpaar übertragen und können dort über ein zweites elektromagnetisches System wieder in elektrische Energie umgewandelt werden. Die beiden eingangs- und ausgangsseitigen elektr. Kreise sind auf mechanischem Wege über die Steifigkeit s_2 des mittleren Teiles der Filtergabel gekoppelt.

Fig. 23.

Dreigliedriger elektromagnetischer Filter der Hasler A.-G., Bern

Das Filter ist einstufig, und die hohe Sperrdämpfung wird durch Verwendung von je zwei Schwingkristallen K_1 und K_2 bzw. K_3 und K_4 in jedem Brückenkreis erreicht.

b) Elektromagnetische Filter

Im Tonfrequenzgebiet werden oft Filter mit relativ schmaler Bandbreite benötigt, deren Realisierung mit Spulen und Kondensatoren wegen der Verluste nicht oder nur sehr unbefriedigend möglich ist.

Kristallfilter sind im allgemeinen in diesem Frequenzgebiet wenig geeignet, weil die Dimensionen der Schwinger, auch bei Verwendung von Biegeschwingungen, zu gross werden. In diesen Fällen verwendet man mit Vorteil elektromagnetische Filter. Fig. 23 zeigt ein Ausführungsbeispiel dieses Typs, der auf Grund von Entwicklungsarbeiten des Institutes für Schwachstromtechnik an der ETH von der Hasler A.-G. in Bern gebaut wird.

Die Wirkungsweise sei kurz anhand einer vereinfachten Ausführung erläutert. Regt man die in

Das entsprechende elektrische Ersatzschema ist in Fig. 24b gezeichnet. Die Kapazitäten entsprechen den schwingenden Massen, die Induktivitäten den

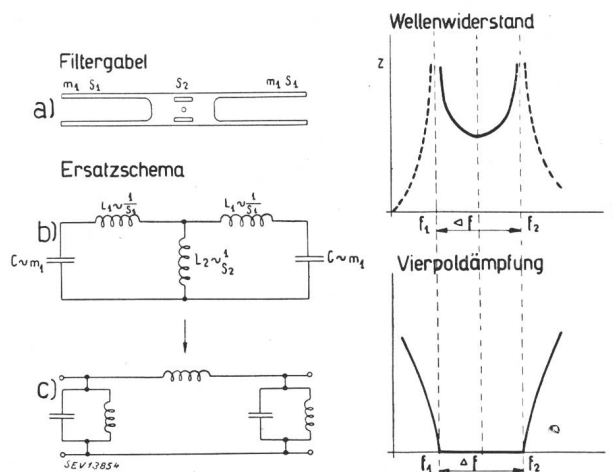


Fig. 24.

Ersatzschema eines elektromagnetischen Filters nebst zugehörigem Wellenwiderstands- und Vierpoldämpfungsverlauf

reziproken Steifigkeiten. Wird der Spulenster durch ein Spulendreieck ersetzt, so gelangt man zum Ersatzschema Fig. 24c, d. h. es handelt sich um ein induktiv gekoppeltes Bandfilter.

Eine Erhöhung der Sperrdämpfung kann in üblicher Weise durch Kettenschaltung mehrerer Filterglieder erreicht werden.

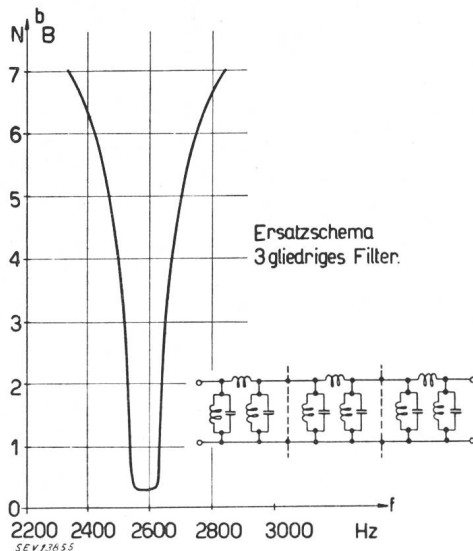


Fig. 25.

Ersatzschema und Betriebsdämpfung eines dreigliedrigen elektromagnetischen Filters gemäss Fig. 23

Fig. 25 zeigt den Dämpfungsverlauf eines dreigliedrigen elektromagnetischen Filters entsprechend dem Ausführungsbeispiel Fig. 23. Die Bandbreite beträgt 80 Hz. Bemerkenswert ist der steile Dämpfungsanstieg, die kleine Durchlassdämpfung und die geringen Randverzerrungen.

Der Anwendungsbereich dieser Filter liegt im Gebiet von zirka 1000...4000 Hz bei Bandbreiten von 20...200 Hz.

Zusammenfassung

Die heute zur Anwendung gelangenden Filter können in Brückenfilter und Abzweigfilter eingeteilt werden.

Beim Brückenfilter (Fig. 3) trachtet man danach, die gestellten Forderungen bezüglich Dämpfungs- und Wellenwiderstandsverlauf durch entsprechende Dimensionierung der Reaktanzzweipole \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 zu verwirklichen. Man greift nur dann zur Kettenschaltung, die praktisch zwei Teilfilter selten überschreitet, wenn dies unumgänglich nötig ist. Für den Aufbau von \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 geht man von den 4 bekannten kanonischen Reaktanzzweipolen der Fig. 4 aus.

Beim Abzweigfilter sucht man die geforderten Filtereigenschaften durch Kettenschaltung einer Reihe von einfachen Teilfiltern zu erreichen. Dabei haben die einzelnen Teilfilter bei gleichem Durchlassbereich einen im allgemeinen voneinander verschiedenen, geeignet gewählten Dämpfungsverlauf im Sperrbereich. Durch stossfreies Zusammen-

schalten der Teilfilter wird erreicht, dass die Vierpoldämpfungen sich addieren und die Summe den geforderten Dämpfungsverlauf ergibt. Die Anpassung des Wellenwiderstandes an die Generator- und Verbraucherimpedanz wird durch spezielle Endnetzwerke (Anpassungsglieder) auf beiden Seiten der Kette erreicht.

Dem idealen Betriebsdämpfungsverlauf — Dämpfung null im Durchlassbereich bei eckigem senkrechtem Dämpfungsanstieg an den Grenzfrequenzen — kommt die Vierpoldämpfung am nächsten. Sie kann jedoch — infolge des Auftretens von Verlusten in den Schaltelementen einerseits und der praktisch nur unvollkommen erreichbaren Anpassung (Wellenwiderstandsebnung) an die eingangs- und ausgangsseitigen Abschlussimpedanzen andererseits — stets nur näherungsweise erreicht werden.

Praktisch weitgehend verlustfreie Schaltelemente lassen sich durch den Einsatz von elektrisch angeregten, mechanischen Schwingern realisieren. Man fasst die so aufgebauten Siebschaltungen unter dem Namen elektromechanische Filter zusammen. Sie weisen allgemein nicht die Anpassungsfähigkeit bezüglich Bandbreite, Frequenzbereich usw. auf wie Spulen-Kondensatorfilter, ermöglichen jedoch den Aufbau besonders hochwertiger Filter.

Literatur

1. Cauer, W.: Theorie der linearen Wechselstromschaltungen, Bd. 1. Leipzig, Akad. Verlagsges. Becker & Erler, Komm.-Ges., 1941.
2. Feldtkeller, R.: Einführung in die Siebschaltungstheorie. Leipzig, S. Hirzel, 1939.
3. Guillemin, E. A.: Communication networks, Bd. 2. New York, John Wiley & sons, inc., 1935.
4. Scowen, F.: An introduction to the theory and design of electric wave filters. London, Chapman & Hall, 1945.
5. Mason, W. P.: Electromechanical transducers and wave filters. New York, O. van Nostrand Co., 1943.
6. Piloty, H.: Ueber Reaktanz-Vierpole. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 14(1937), Nr. 3, S. 88...117. Piloty, H.: Beiträge zur Berechnung von Wellenfiltern. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 15(1938), Nr. 2, S. 37...64.
7. Jaumann, A.: Ueber die Eigenschaften und die Berechnung der mehrfachen Brückenfilter. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9(1932), Nr. 7, S. 243...281.
8. Zobel, O. J.: Theory and design of uniform and composite electric wave-filters. Bell Syst. techn. J. Bd. 2(1923), Nr. 1, S. 1 ff.
9. Sueur, R.: Théorie élémentaire, mesure, calcul et réalisation des filtres électriques. Rev. gén. électr. Bd. 50(1941), Nr. 3, S. 163...175.
10. Pol, B. van der, und Weijers, Th. J.: Elektrische Filter. Philips' techn. Rdsch. Bd. 1(1936), Nr. 8, S. 239...244, u. Nr. 9, S. 270...277.
11. Guanella, G.: Technische Anwendung von Siebkreisen. Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. Bd. 11(1945), Nr. 1, S. 16...26.
12. Bantle, W., Matthias, B., und Scherrer, P.: Speziell breite Bandpassfilter durch Verwendung gezüchteter Kristalle. Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. Bd. 11(1945), Nr. 6, S. 161...164.
13. Schouten, J. F., und Klüte, J. W. Philips' techn. Rdsch. Bd. 7(1942), Nr. 5, S. 138 ff.

Adresse des Autors:

F. Locher, dipl. Ing., Abt. für Versuche und Forschung der Generaldirektion der PTT, Bern.