

Das Volumen V ist bekannt, die mittlere Anhallzeitkonstante T_r kann gemessen werden. Der Formfaktor ψ des Raumes besagt, wievielmals länger der mittlere Schallweg im Raum ist als die mittlere Raumkantenlänge. Er kann etwa mit dem Wert 1,5 angesetzt werden. Nun kann man den zusätzlich zulässigen Gesamtrückwirkungsfaktor $R_z(\omega)$ der Übertragungsanlage angenähert aus (21) bestimmen, indem man für $T = T_{\text{opt}} = 0,06$, für $\sum R_n(\omega) = R_g(\omega) + R_z(\omega)$ und wieder für $\frac{1}{n} \cdot \sum t_n = \frac{\psi}{c} \cdot \sqrt[3]{V}$ einsetzt. Man erhält

$$R_z(\omega) = e^{-\frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c \cdot T_{\text{opt}}}} - e^{-\frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c \cdot T_r}} = e^{-0,05 \cdot \frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c}} - e^{-0,05 \cdot \frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c} \cdot 0,06/T_r}. \quad (30)$$

Der einfachste Weg für die Praxis ist natürlich, die Anhallzeitkonstante von Raum + Übertragungsanlage zu messen und die Dämpfung so lange zu verändern, bis T_{opt} erreicht ist.

VII. Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, in welcher Weise eine akustische Rückwirkung in Übertragungsanlagen Verzerrungen von Dauertönen und Ausgleicherscheinungen bewirkt, auch wenn die Größe der akustischen Rückwirkung noch nicht zu Selbsterregungserscheinungen führen kann. Die auftretenden Verzerrungen werden an verschiedenen linearen, nichtlinearen und dynamikgeregelten Übertragungsanlagen untersucht.

Es hat sich ergeben, daß die durch die akustische Rückwirkung bedingten Änderungen an den zu übertragenden Nutzschallvorgängen in allen Einzelheiten den Hallwirkungen eines Raumes gleichen; besonders wird gezeigt, daß die Frequenzcharakteristik einer Übertragungsanlage durch die akustische Rückwirkung in gleicher Weise verändert wird wie durch einen Raum. Endlich werden noch praktische Dimensionierungshinweise für Übertragungsanlagen gegeben.

Eingereicht: 30. Dezember 1936.

Breite Quarzregelfilter.

Von W. Kautter.

Mitteilung aus dem Telefunken-Laboratorium.

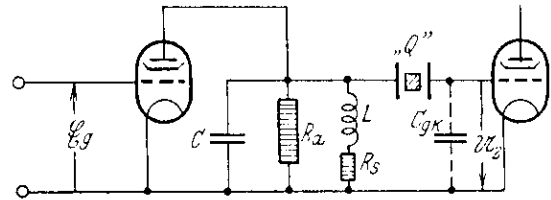
Es gibt verschiedene Möglichkeiten Quarzfilter zu bauen, deren Bandbreite in weitesten Grenzen geändert werden kann, ohne daß sich die Verstärkung der Resonanzspitze ändert¹⁾. Voraussetzung ist lediglich, daß die eingestellte Filterbreite die durch die Quarzdämpfung gegebene Eigenbreite des verwendeten Quarzes um das Doppelte bis Vierfache übertrifft. Solche Filter haben bei den heutigen schwierigen Empfangsbedingungen eine große Zukunft für den Zwischenfrequenzteil hochwertiger Empfänger für technische Zwecke. Ihre mathematische Behandlung vereinfachte sich außerordentlich, wenn man bedenkt, daß auch bei größeren eingestellten Bandbreiten die Filterresonanzkurve immer noch schmal ist im Vergleich zu der Resonanzkurve der verwendeten Schwingkreise. Man ist daher berechtigt, ohne wesentlichen Fehler den Scheinwiderstand der Kreise in bezug auf das Filter als frequenzunabhängig in die Berechnungen einzuführen. Es können nun Fälle eintreten, wo die verlangten maximalen Bandbreiten so hoch liegen, daß diese Voraussetzung nicht mehr gilt. Insbesondere sind solche Fälle bei niedriger Zwischenfrequenz denkbar, da es in allen Fällen nur auf die prozentuale Bandbreite, d. h. die auf die Zwischenfrequenz bezogene absolute Bandbreite ankommt. Bei solchen breiten Quarzregelfiltern gelten eine Reihe von Gesichtspunkten, die nachstehend behandelt werden sollen. Der Übersichtlichkeit halber werden im ersten Teil des Aufsatzes die einzelnen Erscheinungen an Hand der Abbildungen mehr beschreibend erklärt, während der zweite Teil den mathematischen Ableitungen gewidmet ist.

¹⁾ W. Kautter, Telefunkenztg. 76 (1937) S. 22.

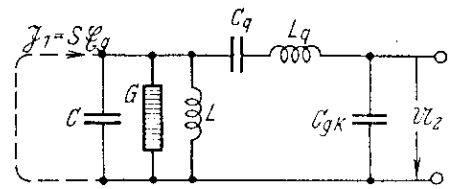
A. Allgemeine Darstellung der Eigenschaften breiter Quarzregelfilter.

1) Filter mit einseitiger Regelung.

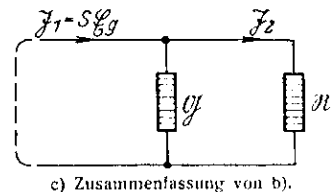
Filter mit einseitiger Regelung (Bild 43a) benutzen einen regelbaren Anodenwiderstand R_a , dessen Parallelkapazität zusammen mit der der vorhergehenden Röhre für die Quarzdurchlaßresonanz durch einen Schwingkreis weggestimmt wird. Der Quarz selbst wird durch irgendeine der verschiedenen bekannten Neutralisationsschaltungen²⁾ von seiner Parallelkapazität befreit und liegt als reiner Serienresonanzkreis in der Verbindung zum Gitter der folgenden Röhre. Zwischen Gitter und Kathode derselben liegt die unvermeidliche Eigenkapazität der Röhre und der Drähte. Die Bandbreite dieses Filters sinkt ungefähr linear mit der Verringerung von R_a , die Höhe der Resonanzspitze bleibt dabei fast konstant, sie verändert sich merklich erst, wenn R_a in die Größenordnung des Quarzeigenwiderstandes R_q kommt. Parallel zu R_a liegt noch der Resonanzwiderstand des verwendeten Schwingkreises und der wesentlich größere innere Widerstand der vorhergehenden Röhre; das resultierende R_{res} , auf das es bei der Quarzbedämpfung ankommt, ist also entsprechend dieser Parallelschaltung etwas kleiner als R_a . Der Quarz selbst besitzt eine Induktivität L_q und eine Kapazität C_q . Da wir uns nur mit breiten Filtern beschäftigen, spielt der Quarzwiderstand R_q keine Rolle. Mit steigender Quarzbedämpfung $b_0 = \frac{R_{res}}{\omega L_q}$ steigt die Filterbandbreite zunächst linear, ohne daß sich die Gestalt der Filterkurve gegenüber einer normalen Resonanzkurve ändert. Sie ändert sich dagegen in der Gegend der resultierenden Schwingkreisdämpfung*) $d = \omega L \left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i} \right) + \frac{R_s}{\omega L}$.



a) Der wesentliche Teil der Originalschaltung.



b) Anwendung des Stromquellenersatzbildes der Röhre auf a).



c) Zusammenfassung von b).

Bild 43. Einseitig geregeltes Quarzfilter.

Aus der Resonanzkurve (Bild 44) wachsen mehr und mehr zwei getrennte Höcker heraus, die mit zunehmender Bedämpfung nach außen wandern. Die Bandbreite**) wächst dann nicht mehr linear mit der Quarzbedämpfung sondern nur noch etwa mit der Wurzel aus dieser (Bild 45). Dies kann man sich rein physikalisch so veranschaulichen, daß an der in üblicher Weise durch den Abfall auf das $\frac{1}{\sqrt{2}}$ fache definierten Grenze des Durchlaßbereichs der Schwingkreis kein rein ohmscher Widerstand mehr ist, sondern bereits eine erhebliche parallelliegende Blindkomponente besitzt, sodaß seine dämpfende Wirkung nicht mehr so stark ist. Von $b_0 = 0,5 d$ an erreicht die Verstärkung dreimal die sogenannte Grundverstärkung v_0 . Der Abstand y_b der beiden äußeren dieser Punkte ist in Bild 45 ebenfalls dargestellt. Dort ist auch die Höckerüberhöhung v_{max}/v_0 in Funktion der Quarzbedämpfung aufgetragen. Man kann willkürlich etwa festlegen, daß die Höcker solange als nicht störend betrachtet werden sollen, als sie das $\sqrt{2}$ fache der Grundverstärkung nicht übersteigen. Man entnimmt dann dem Bilde 45, daß

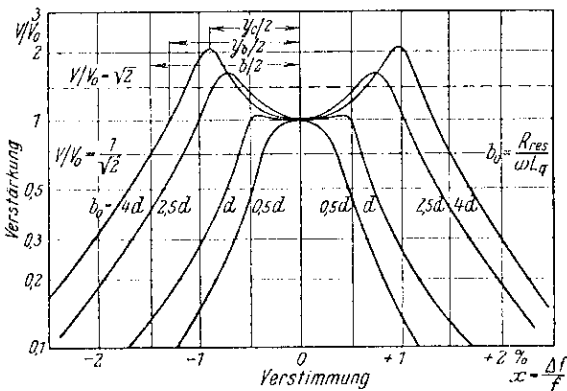


Bild 44. Einseitig geregeltes breites Quarzfilter. Filterkurven bei verschiedener Quarzbedämpfung.
d = Schwingkreisdämpfung, L_q = Quarzinduktivität.

²⁾ Zusammenstellung und Ersatzbilder siehe¹⁾.

*) Der Schwingkreis wird ja außer durch seinen Serienwiderstand R_s durch das parallelliegende R_i u. R_a bedämpft.

**) Es ist sehr zu beachten, daß die Größen y jeweils das Doppelte der von der Ordinate an gerechneten Verstimmungen sind.

unter dieser Voraussetzung einseitig geregelte Filter bis zu einer maximalen Breite $b=1,8 d$ hergestellt werden können. Bei einer Schwingkreisdämpfung von 1% und einer Frequenz von 1500 kHz kommt

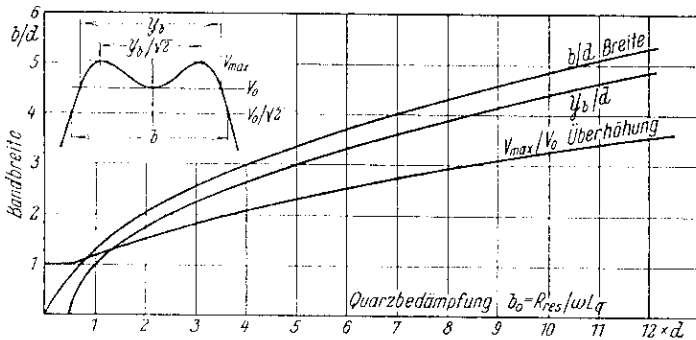


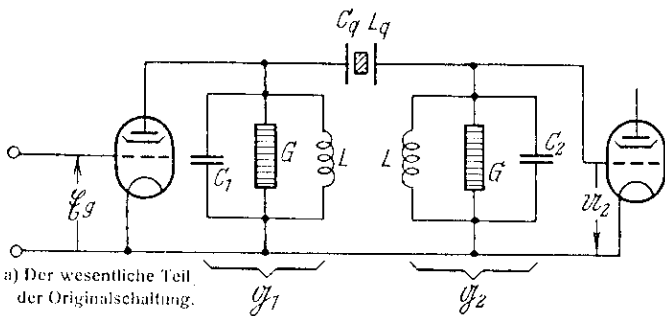
Bild 45. Einseitig geregeltes breites Quarzfilter. Bandbreite und Kurvenüberhöhung in Funktion der Quarzbedämpfung.

Eine Frequenzverstimmung um $+\frac{d}{8}$, d. h. in unserem Beispiel nur rund 2 kHz entsprechend 0,125% würde sich in einer gewöhnlichen Verstärkerstufe in keiner Weise bemerkbar machen, hier genügt

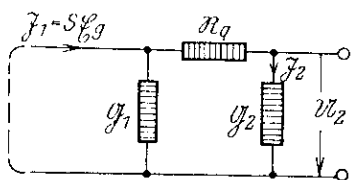
sie aber bereits, um den linken Höcker nach oben und den rechten nach unten zu verschieben. Praktisch wird dadurch kein großer Schaden entstehen, es ist aber wichtig, festzuhalten, daß solche unsymmetrischen Kurven lediglich auf kleinen Verstimmungen der Kreise beruhen.

b) Filter mit zweiseitiger Regelung.

Bei den zweiseitig geregelten Quarzfiltern wird ein von seiner Parallelkapazität durch Neutralisation befreiter Quarz zwischen zwei Schwingkreise geschaltet (Bild 47). Die Bandbreite regelt man, indem man entweder die beiden Kreise gleichzeitig nach verschiedenen Seiten aus der Resonanz herausverstimmt, oder aber, indem man den Quarz nicht zwischen die ganzen Schwingkreise, sondern nur zwischen auf beiden Seiten



a) Der wesentliche Teil der Originalschaltung.



b) Zusammenfassung von a) unter Benutzung des Stromquellensatzbildes der Röhre.

Bild 47.

Zweiseitig geregeltes Quarzfilter.

man mithin auf $\pm 13,5$ kHz. Diese Grenze ist freilich nicht unbedingt maßgebend, da man sich Fälle vorstellen kann, bei denen die Höcker durch ihre ausgleichende Wirkung auf die übrige Frequenzkurve sogar angenehm wirken können.

Bei breiten Filtern ist es außerordentlich wichtig, daß die Schwingkreise haarscharf auf die Quarzresonanz abgestimmt sind. Man bekommt andernfalls bei der geringsten Verstimmung unsymmetrische Filterkurven (Bild 46).

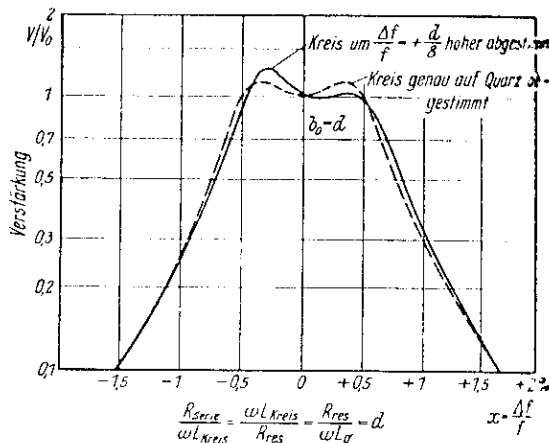


Bild 46. Einseitig geregeltes breites Quarzfilter. Bereits kleine Verstimmungen des Schwingkreises gegen die Quarzdurchlaßfrequenz machen die Filterkurve stark unsymmetrisch.

gleiche Abzweige schaltet. Dies wirkt nach dem Ersatzbild des Transformators so, „als ob“ oben zwischen den Schwingkreisen ein Quarz mit entsprechend höherem Scheinwiderstand geschaltet wäre, der dann durch die beiden abgestimmten Kreise weniger bedämpft wird. Diese Widerstandserhöhung wird durch das Quadrat des Übersetzungsverhältnisses der Unterkopplung gegeben. Bei schmalen Filtern

($b \ll d$), ($d =$ Schwingkreisdämpfung) sind beide Regelverfahren gleichberechtigt, bei breiten Filtern dagegen nicht. Bei Regelung der Bandbreite durch Änderung der Ankopplung des Quarzes erhält man Kurven nach Bild 48. Die Verstärkung steigt nirgends über die Grundverstärkung v_0 an, erreicht diesen Wert aber dreimal, ehe sie endgültig an den Seiten abfällt, vorausgesetzt, daß die Quarzbedämpfung b_0 die Kreisdämpfung d übersteigt. Je stärker der Quarz durch die beiden in Reihe liegenden Schwingkreise bedämpft

ird, um so weiter rücken die beiden äußeren Spitzen auseinander und um so mehr sattelt sich die Kurve dazwischen ein. Die Flankensteilheit abseits bleibt aber in allen Fällen erhalten. Von b_0 d erhält man normale Kurven mit nur einer Spitze. Auch bei diesen zweiseitig geregelten Filtern kommt es auf genaue Abstimmung der Schwingkreise an. Schon bei geringen Verstimmungen wird die Kurve unsymmetrisch, wie aus Bild 49 hervorgeht. Die Bandbreitenregelung durch symmetrisches Verstimmen ist hier vollends nicht am Platze. Sie bringt alles andere als die gewünschte Wirkung. Bild 50 zeigt nämlich, daß mit zunehmender Kreisverstimmung die Filterkurve zwar schmaler wird, gleichzeitig aber ihre Gestalt und Flankensteilheit verliert. Außerdem sieht man bereits angedeutet, was unten noch näher gezeigt werden soll, daß nämlich bei größeren Verstimmungen die verschiedenen Kurven ineinander laufen, was den mit der Bandbreitenregelung verfolgten Absichten durchaus widerspricht. Verstimmungsregelung kommt also bei breiten Filtern nicht in Frage. In Bild 51 ist in Funktion der Quarzbedämpfung b_0 die erzielte Bandbreite b aufgetragen. Der allgemeinen Darstellung halber sind beide Größen auf die Schwingkreisdämpfung d bezogen. Ebenso entnimmt man Bild 51 den Abstand y_m der beiden Seitenspitzen. Der Abstand der beiden Täler steht zu letzterem in einer einfachen gesetzmäßigen Beziehung, er ist nämlich $\frac{y_m}{\sqrt{3}}$. Bei steigender Quarzbedämpfung satteln sich die Kurven mehr und mehr ein. Bild 52 zeigt die Einsattelung abhängig von der Bedämpfung. Durch Zusammenfassung der Bilder 51 und 52 folgt Bild 53, eine Kurve, die zeigt, wie sich die Einsattelung in Funktion der tatsächlich erreichten Bandbreite ändert. In ähnlicher Festlegung wie beim einseitig geregelten Filter kann man auch hier willkürlich als höchstzulässige Einsattelung $\frac{V_{\min}}{V_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ festsetzen und entnimmt dann, daß man zweiseitig geregelte Filter bis zu $b = 3,5 d$ herstellen kann. Man erreicht also das Doppelte wie beim einseitig geregelten Filter. Je größer die Dämpfung der Schwingkreise ist, um so größere Bandbreiten lassen sich maximal herstellen, um so kleiner ist aber auch der Resonanzwiderstand. Auf große Bandbreiten kommt man dann nur, wenn die Quarze bei nach wie vor kleiner Eigenbreite sehr niedrige Induktivitäten haben. Außerdem müssen mit wachsender Bandbreite die multiplen Resonanzen des Quarzes immer sorgfältiger beseitigt werden.

Nach dieser allgemeinen Beschreibung wollen wir nunmehr an die mathematische Behandlung im einzelnen herangehen.

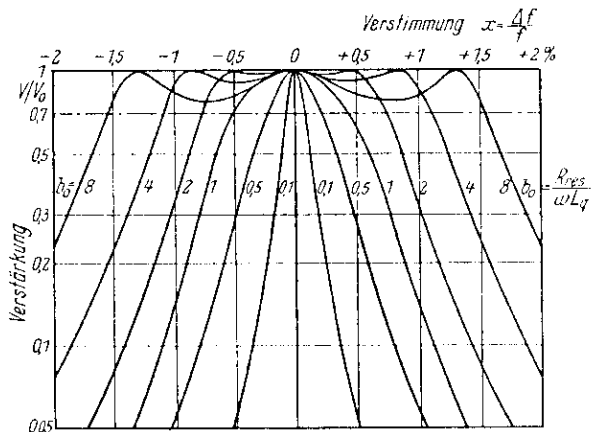


Bild 48. Zweiseitig geregeltes breites Quarzfilter. Bandbreitenregelung durch verschiedene Ankopplung.

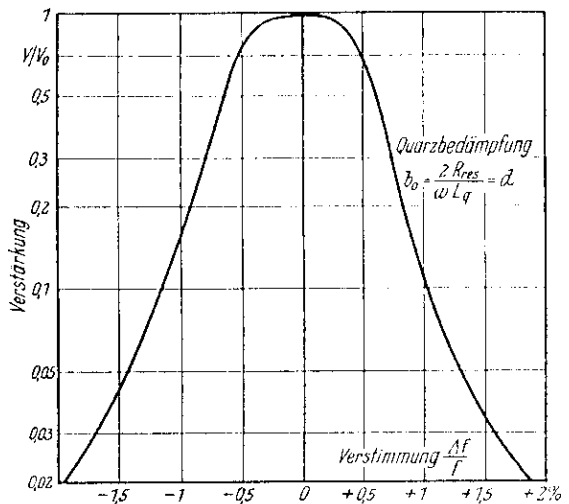


Bild 49. Zweiseitig geregeltes breites Quarzfilter mit kleiner Verstimmung eines der beiden Kreise gegen die Quarzdurchlaßfrequenz. ($C/C = \pm 0,4 d$) Abstand $d =$ Schwingkreisdämpfung.

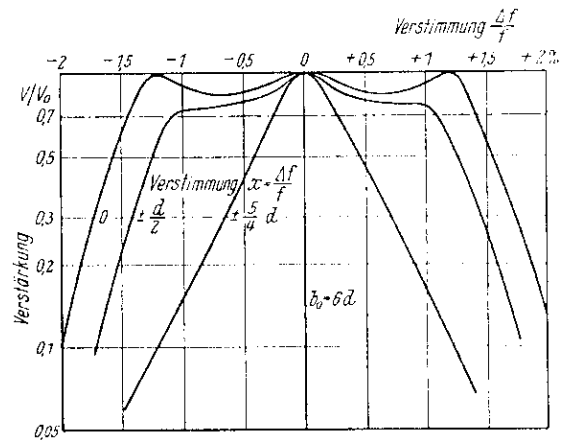


Bild 50. Zweiseitig geregeltes breites Quarzfilter. Bandbreitenregelung durch symmetrisch entgegengesetzte Verstimmung der beiden Schwingkreise.

B. Mathematische Behandlung breiter Quarzregelfilter.

a) Das einseitig geregelte Filter.

Bild 43a zeigt den hochfrequenzmäßig wesentlichen Teil der Schaltung. Mit dem Stromquellenersatzbild der Röhre folgt Bild 43b. Dabei ist der innere Widerstand R_i der Vorröhre, der Anodenwiderstand R_a und der Schwingkreisserienwiderstand R_s in dem ohmschen Leitwert

$$G = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a} + \frac{R_s}{\omega^2 L^2}$$

zusammengefaßt. Da wir breite Filter behandeln, spielt der Quarzwirkwiderstand R_q keine Rolle. C, G und L fassen wir in einem komplexen Leitwert

$$\mathfrak{G} = G + i\omega C + \frac{1}{i\omega L} = G \left(1 + i \frac{y - y_0}{d} \right) \quad (1)$$

zusammen. Diese Formel gilt genügend genau im Bereich kleiner Verstimmungen bis etwa 10% um die Resonanzfrequenz. y ist die doppelte prozentuale Verstimmung gegen die Quarzresonanz $y = \frac{2 \Delta f}{f}$ und y_0 ist das Doppelte der Verstimmung zwischen Schwingkreis und Quarzdurchlaßresonanz $y_0 = \frac{2 \cdot f_0 f}{f}$. d ist andererseits die resultierende Schwingkreisdämpfung $d = \frac{G}{\omega C}$. Im Quarzweig liegt mit der Quarzkapazität C_q die sehr viel größere Gitterkathodenkapazität C_{gk} in Reihe. Sie bedeutet nichts anderes als eine winzige Verstimmung des Quarz-

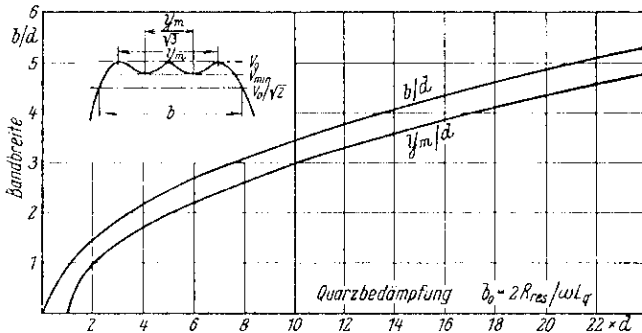


Bild 51. Zweiseitig geregeltes breites Quarzfilter. Bandbreite und „Talabstand“ in Funktion der Quarzbedämpfung.

zweiges um $\frac{f}{f} = \frac{1}{2} \frac{C_q}{C_{gk}}$. Wir fassen C_{gk} mit dem Quarz zu einem resultierenden Quarz mit praktisch denselben Eigenschaften zusammen. Sein Scheinwiderstand ist

$$\mathfrak{R} = i\omega L_q + \frac{1}{i\omega C_q} + \frac{1}{i\omega C_{gk}} = i\omega L_q \cdot y \quad (2)$$

mit der wie oben definierten doppelten Verstimmung y . In Bild 43c ist alles in \mathfrak{R} und \mathfrak{G} zusammengefaßt. Die Aufgabe ist jetzt darauf zurückgeführt, bei gegebener Einströmung $\mathfrak{J}_1 = S \mathfrak{E}_g$ den Strom \mathfrak{J}_2 im Quarzweig und dann dessen Spannungsfall an dem kapazitiven Widerstand $\frac{1}{\omega C_{gk}}$ zu berechnen. Man gelangt so zu u_2 . Aus dem Stromteilungsgesetz ergibt sich

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{S \mathfrak{E}_g}{1 + \mathfrak{R} \mathfrak{G}} \quad \text{und da } u_2 = \frac{\mathfrak{J}_2}{i\omega C_2}, \text{ folgt das Spannungsverhältnis}$$

$$v = \left| \frac{u_2}{\mathfrak{E}_g} \right| = \frac{S}{\omega C_2} \cdot \frac{1}{1 + \mathfrak{R} \mathfrak{G}} \cdot \frac{v_0}{z} \quad (3)$$

$\frac{S}{\omega C_2}$ ist die von früher her¹⁾ bekannte Grundverstärkung v_0 , $|z|$ dagegen ist die reziproke Filterfunktion $v = \frac{1}{z}$, die wir im folgenden diskutieren wollen. Mit (1) und (2) erhält man

$$z = 1 + i\omega L_q G y \left(1 + i \frac{y - y_0}{d} \right).$$

Die Größe $b_0 = \frac{1/G}{\omega L_q}$ nennen wir Quarzbedämpfung. Bei schmalen Filtern ist sie mit der prozentualen Bandbreite identisch. Führen wir sie ein, so folgt

$$z = 1 - \frac{y(y - y_0)}{b_0 d} + i \frac{y}{b_0} \quad (4)$$

Die Gleichung kann man in dieser allgemeinen Form nicht diskutieren. Um eine Anschauung über die Wirkung einer kleinen Verstimmung auf die Filterkurve zu zeigen wurde sie jedoch für den Fall $y_0 = d$ und $\frac{f}{f_0} = 1 + d/8$, also $y_0 = d/4$ numerisch ausgewertet und in Bild 46 dargestellt. Bei genauer Abstimmung $y_0 = 0$ kann man dagegen die entstehende symmetrische Funktion weiter behandeln. Wir führen die auf die Schwingkreisdämpfung bezogenen Größen

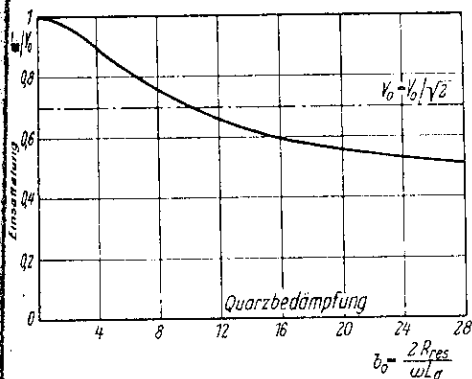


Bild 52. Zweiseitig geregeltes Quarzfilter. Einsattelung v_{\min}/v_0 in Funktion der Quarzbedämpfung.

bei denen die Verstärkung auf das ψ fache der Grundverstärkung abgefallen ist. Man findet die Lösung η_a der Gleichung zu

$$\eta_a = \frac{y_a}{d} = 1 \cdot \sqrt{\left(\beta_0 - \frac{1}{2}\right) \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\psi^2 - 1}{1 - \frac{1}{2\beta_0}}\right)^2}\right)} \quad (7)$$

Für $\psi = 1$ liefert uns diese Gleichung die Punkte y_b , in denen rechts und links nochmals die Grundverstärkung erreicht wird, zu

$$\frac{y_b}{d} = \sqrt{2\beta_0 - 1} \quad (8)$$

Der Wert $\psi = \sqrt{2}$ ergibt dagegen die Stellen, wo die Verstärkung auf $\frac{v_0}{\sqrt{2}}$ abgesunken ist; y_a ist hier gleichzeitig die Bandbreite b des Filters. Diese ist

$$\frac{b}{d} = \sqrt{\beta_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{2\beta_0} + \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2\beta_0}\right)^2 + 1}} \quad (9)$$

Bei großer Bedämpfung β_0 verschwindet $\frac{1}{2\beta_0}$ mehr und mehr und die Bandbreite steigt nur noch mit der Wurzel aus β_0 an.

Die beiden Höcker liegen da, wo $|z|$ ein Minimum in Funktion der Verstimmung η erreicht. Einfacher ist es das Minimum von $|z|^2$ in Funktion von η^2 zu suchen; wir setzen also $\frac{\partial |z|^2}{\partial (\eta^2)} = 0$ und bekommen die zugehörige Verstimmung unter Benutzung von (8) zu

$$\eta_{\max} = \sqrt{\beta_0 - \frac{1}{2}} = \frac{\eta_b}{\sqrt{2}} \quad (10)$$

Die Höcker liegen also unabhängig von der Bedämpfung in einer ganz bestimmten Beziehung zu denjenigen Frequenzen, wo nochmals $v = v_0$ erreicht wird. Führen wir η_{\max} in (6) ein, so folgt die Höhe der Höcker, also die Verstärkungsüberhöhung zu

$$\frac{v_{\max}}{v_0} = \frac{1}{|z|_{\min}} = \sqrt{\frac{\beta_0}{1 - \frac{1}{4\beta_0}}} \quad (11)$$

Mit steigender Quarzbedämpfung b_0 wachsen die Höcker also praktisch mit der Wurzel aus β_0 . Die

Höcker beginnen übrigens nicht erst bei $b_0 = d$, sondern bereits bei $b_0 = d/2$ zu erscheinen. Für $b_0 = d$ besitzt die Kurve bereits zwei kleine Höcker, die die Kurve fast zu einer rechteckigen machen³⁾.

Die Gleichungen (6), (8), (9) und (11) sind in den Bildern 44 und 45 dargestellt.

b) Zweiseitig geregelte Quarzfilter.

In Bild 47a ist ein zweiseitig geregeltes Filter dargestellt. Auch hier spielt der Quarzwiderstand R_q keine Rolle, ferner ist hier wie vorhin beim einseitigen Filter die Quarzparallelkapazität wegneutralisiert. Die beiden Schwingkreise lassen sich nachbilden durch eine Parallelschaltung aus dem Resonanz-Dämpfungsleitwert G , in dem auch der innere Widerstand berücksichtigt sein soll und den als widerstandsfrei gedachten reinen Blindwiderständen C und L . Dann schreiben sich die beiden komplexen Schwingkreisleitwerte

$$\begin{aligned} \mathfrak{G}_1 &= G + i(y - y_0) \cdot Y_1 & Y_1 &= \omega C_1 & G &= \frac{1}{R_{res}} \\ \mathfrak{G}_2 &= G + i(y + y_0) \cdot Y_2 & Y_2 &= \omega C_2. \end{aligned}$$

Wir denken uns dabei die beiden Kreise symmetrisch um $\pm y_0$ gegen die Quarzresonanz verstimmt. C_1 und C_2 sind wegen der Verstimmungen nicht ganz gleich, trotzdem können wir genügend genau die beiden resultierenden Dämpfungen $\frac{G_1}{Y_1}$ und $\frac{G_2}{Y_2}$ einander gleichsetzen $d = \frac{G}{Y}$. Wir finden dann

$$\mathfrak{G}_1 = G \left(1 + i \cdot \frac{y - y_0}{d} \right) \quad \text{und} \quad \mathfrak{G}_2 = G \left(1 + i \cdot \frac{y + y_0}{d} \right).$$

Auch hier beziehen wir wie oben die Verstimmungen auf die Dämpfung durch Einführung der Ausdrücke $\eta = \frac{y}{d}$ und $\eta_0 = \frac{y_0}{d}$.

Dann folgt

$$\mathfrak{G}_1 = \frac{1}{\mathfrak{R}_1} = G (1 + i [\eta - \eta_0]) \tag{12}$$

$$\mathfrak{G}_2 = \frac{1}{\mathfrak{R}_2} = G (1 + i [\eta + \eta_0]). \tag{13}$$

Der Quarzscheinwiderstand ergibt sich wie oben zu

$$\mathfrak{R} = i \omega L_q Y = i \frac{\omega L_q}{2 R_{res}} \cdot 2 R_{res} Y.$$

Vom Quarz aus gesehen liegen die beiden Schwingkreise zu ihm in Reihe, die Quarzbedämpfung ist also diesmal $b_0 = \frac{2 R_{res}}{\omega L_q}$ und es folgt mit $\beta_0 = \frac{b_0}{d}$

$$\mathfrak{R} = i \frac{2 \eta}{\beta_0} \cdot R_{res}. \tag{14}$$

In Bild 47a wird das Stromquellenersatzbild der Röhre eingeführt, außerdem verwenden wir die zusammengefaßten Leitwerte \mathfrak{G}_1 , \mathfrak{G}_2 und \mathfrak{R} , dann erkennen wir, daß es sich um eine Dreieckschaltung handelt, in die von vorn der Strom $\mathfrak{I}_1 = S \mathfrak{E}_g$ einströmt. Man findet leicht nach bekannten Vierpolgesetzen für die dadurch auf der Sekundärseite entstehende „Leerlaufspannung“

$$U_2 = \mathfrak{E}_g \frac{S \mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2 + \mathfrak{R}}$$

³⁾ Daß man durch passende Zusammenschaltung von Reaktanzen nahezu rechteckige Resonanzkurven erreichen kann, wurde in anderem Zusammenhange von R. Feldkeller bereits früher festgestellt, siehe Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 6, H. 1.

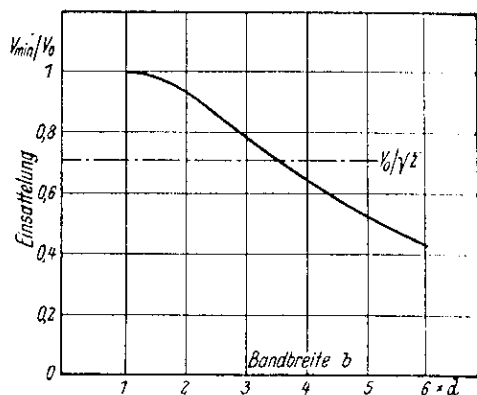


Bild 53. Zweiseitig geregeltes Quarzfilter. Einsattelung v_{min}/v_0 der Filterkurve in Funktion der Bandbreite.

Mit $G = \frac{1}{R_{res}}$ formen wir um zu

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{SR_{res}}{2} \cdot \frac{R_1}{R_{res}} + \frac{R_2}{R_{res}} + \frac{R}{R_{res}}$$

$\frac{SR_{res}}{2}$ ist aber nichts anderes als die von früher¹⁾ her bekannte Grundverstärkung v_0 , andererseits ist

die Verstärkung selbst definiert durch $v = \left| \frac{U_2}{U_1} \right|$, also erhalten wir die Filterfunktion $\frac{v}{v_0} = \frac{1}{z}$ zu

$$z = \frac{1}{2} \frac{R_1}{R_{res}} + \frac{1}{2} \frac{R_2}{R_{res}} + \frac{1}{2} \frac{R}{R_{res}}$$

Hier setzen wir (12) (13) und (14) ein, dann können wir im Nenner ohne weiteres den Betrag bilden, dann im Zähler Reelles und Imaginäres trennen und ebenso verfahren. Nach einiger Umrechnung folgt die Gleichung

$$z = \left| \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{1+(\eta-\eta_0)^2}{1+(\eta+\eta_0)^2}} + \sqrt{\frac{1+(\eta+\eta_0)^2}{1+(\eta-\eta_0)^2}} \right] + i \left[\frac{\eta}{\beta_0} \sqrt{(1+[\eta-\eta_0]^2)(1+[\eta+\eta_0]^2)} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\eta+\eta_0}{2} \sqrt{\frac{1+(\eta-\eta_0)^2}{1+(\eta+\eta_0)^2}} - \frac{\eta-\eta_0}{2} \sqrt{\frac{1+(\eta+\eta_0)^2}{1+(\eta-\eta_0)^2}} \right] \right| \quad (15)$$

Diese Gleichung ist zwar sehr symmetrisch gebaut, aber nicht allgemein diskutierbar. Man kann sie jedoch punktweise auswerten und so sind die Kurven von Bild 50 für den Sonderfall $\beta_0 = 6$ entstanden. Man erkennt aber ohne weiteres, daß sich unabhängig von η_0 dasselbe z ergibt, sobald $\eta - \eta_0$ und $\eta + \eta_0$ nicht mehr wesentlich verschieden sind, also bei größeren Verstimmungen. Die entstehenden Kurven laufen also schließlich wieder zusammen, sodaß die Regelung durch Verstimmung bei breiten Filtern keine Vorteile bietet. Wir betrachten daher jetzt nur noch ausschließlich die Regelung durch verschiedene Ankopplung des Quarzes an die beiden Kreise, zwischen die er geschaltet ist und setzen $\eta_0 = 0$. Dann vereinfacht sich (15) zu der einfachen Gleichung

$$|z| = \left| 1 + i \frac{\eta}{\beta_0} (1 - \beta_0 + \eta^2) \right| \quad (16)$$

die sehr leicht zu behandeln ist. Für $\beta_0 \geq 1$ wird z dreimal gleich 1, nämlich für $\eta = 0$ und für $\eta = \pm \eta_m$

$$\eta_m = \pm \sqrt{\beta_0 - 1} \quad (17)$$

Die der Bandbreite entsprechende Verstimmung $\eta = \beta$ erhält man, wenn das imaginäre Glied in (16) 1 wird, denn dann ist die Verstärkung auf $\frac{v_0}{2}$ gesunken:

$$\frac{\beta}{\beta_0} (1 - \beta_0 + \beta^2) = 1.$$

Diese Gleichung kann man nicht nach β auflösen, sie ist nämlich vom dritten Grad. Wir lassen die Aufgabe daher umgekehrt an, berechnen zu einem angenommenen β β_0 und tragen die Kurve auf, aus der wir nun rückwärts β entnehmen können. Die Gleichung lautet

$$\beta_0 = \beta \frac{1 + \beta^2}{1 + \beta} \quad (18)$$

Solange $b \ll d$ ist, wächst also die notwendige Quarzbedämpfung β_0 linear mit dem gewünschten β , später aber, für $b \gg d$ sogar quadratisch, wie beim einseitig geregelten Filter.

Der tiefste Punkt der Filterkurve, die Einsattelung, wird erreicht, wo der Imaginärteil von (17) ein Maximum durchläuft. Wir differenzieren also und setzen den Differentialquotienten gleich 0, dann folgt für die zugehörige Verstimmung $\eta = \eta_{min}$ mit (17)

$$\eta_{min} = \sqrt{\frac{\beta_0 - 1}{3}} = \frac{\eta_m}{\sqrt{3}} \quad (19)$$

Wir setzen (19) in (16) ein, bilden den Betrag und finden die Einsattelung $\frac{v_{\min}}{v_0}$ zu

$$\frac{v_{\min}}{v_0} = \frac{1}{|z_{\max}|} = \sqrt{1 + \frac{4}{27} \beta_0 \left(1 - \frac{1}{\beta_0}\right)^3} \quad (20)$$

Die Gleichungen (17), (18), (20) sind in den Bildern 51, 52 und 53 dargestellt.

Zusammenfassung.

Es werden die Erscheinungen behandelt, die an solchen regelbaren Quarzfiltern auftreten, deren Breite in die Größenordnung der Dämpfung der im Filter verwendeten Schwingkreise gebracht werden soll. Es zeigt sich, daß die Bandbreite anfangs linear, später aber nur noch mit der Wurzel aus der Dämpfung des Quarzes wächst. Die Abstimmung der Schwingkreise muß sehr sorgfältig ausgeführt werden, sonst werden die Filterkurven unsymmetrisch. Bei breiten Filtern kommt die bei schmalen Filtern mögliche Breitenregelung durch Verstimmung der Schwingkreise nicht in Frage. Im übrigen werden die berechneten charakteristischen Kurvengrößen, wie Höckerabstand, Überhöhung und Einsattelung in Kurvenform dargestellt, wobei der Allgemeinheit halber sämtliche Verstimmungen auf die Dämpfung der Schwingkreise bezogen sind.

Eingereicht: 17. August 1937.

Wege zur Verzerrungsminderung bei Leitungsverstärkern für Mehrfach-Nachrichtensysteme.

Von H. Werrmann.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes der Siemens & Halske AG.

Da dieser Aufsatz auch für die Verhältnisse bei der gemeinsamen Verstärkung von mehreren Fernsehkanälen zutrifft, veröffentlichen wir ihn im Interesse der Leser in unseren Hausmitteilungen.
Die Schriftleitung.

Übersicht:

Anforderungen an Verstärker für Mehrfach-Nachrichtensysteme hinsichtlich der Nichtlinearität. Beschreibung verschiedener in der Literatur vorgeschlagener Maßnahmen zur Linearisierung solcher Verstärker.

I. Anforderung an die Verzerrungsfreiheit der Verstärker.

Die Leitungsverstärker für Trägerstrom-Mehrfach-Nachrichtensysteme dienen zur gleichzeitigen Verstärkung mehrerer voneinander unabhängiger Nachrichtenkanäle. In Bild 54 ist als Beispiel Frequenzbereich und Kanalzahl einiger deutscher Systeme für die Übertragung von Fernsprechen und Fernsehen zusammengestellt^{5) 6) *)}). Infolge der bekannten nichtlinearen Eigenschaften der Verstärkeröhren entstehen bei der Verstärkung der Frequenzgemische zusätzliche Teilschwingungen, die in den einzelnen Kanälen in störender Weise in Erscheinung treten. Ihre Frequenzen lassen sich angeben, wenn die Frequenz der erzeugenden Grundschwingungen sowie der nichtlineare Zusammenhang zwischen Eingangsspannung e und Ausgangsstrom i der Verstärker bekannt ist. Dieser Zusammenhang ist für eine bestimmte Art von Röhren gegeben durch die Potenzreihe

$$i = a_1 \cdot e^1 + a_2 \cdot e^2 + a_3 \cdot e^3. \quad (1)$$

Es entstehen bei einer Eingangsspannung e von der Frequenz f_1 im Verstärkerausgang außer dem Strom von der gleichen Frequenz noch Teilströme zweiter und dritter Ordnung mit den Frequenzen $2f_1$ bzw. $3f_1$. Setzt sich die Eingangsspannung aus 2 Grundschwingungen f_1 und f_2 zusammen, so entstehen im Ausgang außer ihren Oberschwingungen $2f_1$, $3f_1$, $2f_2$, $3f_2$ durch Kombination noch die

*) Literaturhinweise am Schluß des Aufsatzes.