

	$\frac{\omega}{\omega_0}$ für 10 kHz	$f_w$ aus 10 kHz	$f_w$ aus $\mu_A$
Kern I. . .	0.45	22 kHz	18 kHz
Kern II. . .	0.55	18 kHz	15 kHz
Kern III. . .	1.40	7 kHz	10 kHz

Wir können die Grenzfrequenz aber auch aus der Anfangspermeabilität  $\mu_A$  mit Gl. (14) berechnen. Die so ermittelten Werte sind ebenfalls in die vorstehende Tabelle aufgenommen. Sie sind teils niedriger, teils höher als die Werte, die aus den Messungen bei 10 kHz ermittelt wurden.

Die bei 50 Hz gemessene Anfangspermeabilität ist ein Mittelwert über den ganzen Blechquerschnitt. Bei der Frequenz 10 kHz sind infolge der Flußverdrängung aus dem Blechinnern die Schichten in der Nähe der Blechoberfläche stärker beteiligt. So kann man aus den Wertepaaren für die Grenzfrequenz vermuten, daß die Anfangspermeabilität bei den Blechkernen I und II in den Oberflächenschichten kleiner, beim Kern III größer ist als in der Blechmitte.

Die gemessenen Kurven konstanter Feldstärke, Abb. 7 bis 9, laufen bei hohen Frequenzen stärker zusammen als die idealisierten Kurven der Abb. 6. Daraus kann man vermuten, daß die Verdopplungsfeldstärke in der Nähe der Blechoberfläche größer als in der Blechmitte ist. Man erkennt das besonders deutlich aus folgendem Zahlenvergleich: die nachstehende Tabelle enthält die Feldstärke  $|\hat{\mathcal{H}}_D|$ , bei der die Permeabilität für sehr tiefe Frequenzen auf die doppelte Anfangspermeabilität angestiegen ist. Aus Abb. 6 liest man ab, daß für die Ver-

dopplungsfeldstärke  $|\hat{\mathcal{H}}_D|$  bei der Grenzfrequenz  $\omega_w$  der Wirbelströme die komplexe Permeabilität den Wert  $\bar{\mu} = (0,74 - j0,75) \mu_A$  hat. Die zu dieser Permeabilität gehörenden gemessenen Feldstärken sind ebenfalls in der folgenden Tabelle aufgenommen. Im idealen Blech sollen sie mit der Verdopplungsfeldstärke  $|\hat{\mathcal{H}}_D|$  bei tiefen Frequenzen übereinstimmen. In Wirklichkeit sind sie zweifelsfrei dreimal so groß.

	$ \hat{\mathcal{H}}_D $ für $\omega = 0$	für $\bar{\mu} = (0,74 - j0,75) \mu_A$
Kern I. . .	45 mA cm	80 mA cm
Kern II. . .	30	50
Kern III. . .	22	70

Es nimmt also die „Verdopplungsfeldstärke“ bei allen 3 Blechkernen mit wachsender Frequenz, also wachsender Flußverdrängung, merklich zu und deshalb wohl auch vom Innern des Bleches nach den Schichten unter der Blechoberfläche. So können uns die Abb. 7 bis 9 nicht nur als Unterlagen zur Berechnung des Scheinwiderstandes von Spulen mit Kernen aus 0,35 mm starkem Dynamoblech IV dienen, sondern geben uns auch Hinweise auf Inhomogenitäten der magnetischen Werkstoffeigenschaften im Blechinnern und lassen uns vermuten, daß bei den 3 gemessenen Kernen die Permeabilität von der Blechmitte zum Blechrande teils fällt, teils steigt, und daß der Anstieg der Permeabilität mit der Feldstärke von der Blechmitte zum Blechrande abnimmt. Dann hätten die Oberflächenschichten die magnetisch besseren Eigenschaften.

## Quarkristalle mit veränderlicher Frequenz

(Mitteilung aus dem Laboratorium Dr. Steeg & Reuter, Bad Homburg)

Von A. Zobel

DK 538.65 : 621.396.611.21

Piezoelektrische Kristalle, insbesondere solche aus Quarz, werden bereits seit einer Reihe von Jahren als Bauelemente in Nachrichtengeräten verwendet, teilweise als frequenzbestimmendes Element zur Stabilisierung der im Sender erzeugten Schwingung bzw. als Kontrollorgan zur Frequenzüberwachung, neuerdings auch als Selektionsmittel (Filter) in Übertragerschaltungen, Siebschaltungen u. dgl. In allen diesen Fällen ist die Frequenz durch die mechanischen Abmessungen des Kristalls festgelegt. Eine

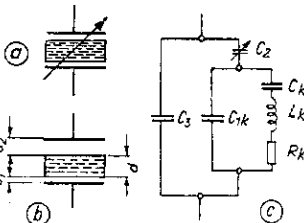


Abb. 1. Elektr. Ersatzschaltbild des schwingenden Quarzkristalls

Änderung der Eigenfrequenz von der Kristallseite aus ist dabei lediglich durch die Ausnutzung des Temperaturkoeffizienten des Kristalls möglich. Ein Verfahren, das jedoch wegen des damit verbundenen Zeitaufwandes, bis sich der Kristall auf das neue Temperaturgleichgewicht einstellt, für praktische Zwecke ausscheidet, insbesondere dann, wenn es auf einen raschen Frequenzwechsel ankommt.

Nachstehend werden daher für den Frequenzbereich von 500 bis 4000 kHz Kristallanordnungen (im folgenden Variokristalle genannt, für die das Schaltzeichen nach Abb. 1 a vorgeschlagen wird) behandelt, mit denen es auf einfache Weise möglich ist, die Frequenz innerhalb be-

stimmter, durch den Kristall gegebener Grenzen meßbar zu verändern.

### I. Das Ersatzschaltbild des Variokristalls

Der piezoelektrische Kristall, wie er für die vorliegenden Betrachtungen in Frage kommt, besteht aus einem runden, plattenförmigen Kristall, dem in geringem Abstände zwei Metallplatten als Elektroden gegenüberstehen, wie aus Abb. 1 b ersichtlich. Durch die Veränderung des Abstandes einer der beiden Elektroden gegenüber der Oberfläche des Kristalls läßt sich eine Änderung der Frequenz erzielen.

Wir betrachten zunächst das Verhalten eines Variokristalls in Zusammenhang mit dem Ersatzschaltbild des Quarzes. Bekanntlich läßt sich der schwingende piezoelektrische Kristall, als elektrisches Schaltelement gesehen, durch ein Ersatzschaltbild der Abb. 1 c darstellen<sup>1)</sup>.

Eine derartige Kombination elektrischer Schaltelemente besitzt zwei Resonanzstellen, die als Serien- und Parallelresonanz bezeichnet werden. Für die Eigenfrequenz der Serienresonanz  $f_s$  ergibt sich der Ausdruck<sup>2)</sup>

$$f_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left( 1 + \frac{C_k}{C_1 C_2 - C_3} \right)} \quad (1)$$

und für die Eigenfrequenz der Parallelresonanz  $f_p$

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left( 1 - \frac{C_k (C_2 - C_3)}{C_1 C_3 + C_2 C_3 + C_1 C_2} \right)} \quad (2)$$

dabei bedeuten:

$C_k$  die dynamische Kapazität des schwingenden Kristalls,

1) Butterworth, Proc. Phys. Soc. 27, S. 410, 1915.  
K. S. van Dyke, Phys. Rev. 25, S. 895, 1925.

2) D. W. Dye, Proc. Phys. Soc. 38, S. 399, 1926.

\*) Die Bezeichnungsweise für die einzelnen Größen im Ersatzschaltbild wurde in Übereinstimmung mit R. Bechmann, Telef. Zeitschr. 76, 1937, gewählt.

$L_k$  die dynamische Selbstinduktion des schwingenden Kristalls,  
 $R_k$  den Ohmschen Widerstand des schwingenden Kristalls im Falle der Serienresonanz,  
 $C_{1k}$  die statische Kapazität des Quarzes, die sich ausdrücken läßt durch

$$C_{1k} = \frac{\varepsilon \cdot O}{4\pi d} \quad (3)$$

wobei  $\varepsilon$  die Dielektrizitätskonstante des Quarzes,  
 $O$  die Quarzoberfläche,  
 $d$  die Dicke des Quarzes,

$C_2$  die statische Kapazität des Quarzes zwischen den Elektroden und der Quarzoberfläche

$$C_2 = \frac{O}{4\pi(d_1 + d_2)} \quad (4)$$

dabei ist  $d_1$  und  $d_2$  der Abstand der Elektroden von der Quarzoberfläche (Luftspalt) gemäß Abb. 1 b.

Zunächst soll die max. erreichbare Variation der Eigenfrequenz in Abhängigkeit vom Luftspalt behandelt werden. Wir betrachten dazu das Verhalten des Kristalls in der

$$\frac{f_s - f'_s}{f'_s} = \frac{\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left(1 + \frac{C_k}{C_{1k} + C_2}\right)} - \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left(1 + \frac{C_k}{C_{1k} + C'_2}\right)}}{\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left(1 + \frac{C_k}{C_{1k} + C_2}\right)}}$$

Nach dem erweiterten binomischen Lehrsatz läßt sich der vorstehende Ausdruck wie folgt vereinfachen:

$$\begin{aligned} \frac{f_s - f'_s}{f'_s} &= \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{C_k}{C_{1k} + C_2} - 1 + \frac{1}{2} \frac{C_k}{C_{1k} + C'_2}}{1 + \frac{1}{2} \frac{C_k}{C_{1k} + C_2}} \\ &= \frac{\frac{C_k}{C_{1k} + C_2} - \frac{C_k}{C_{1k} + C'_2}}{2 + \frac{C_k}{C_{1k} + C_2}} \\ &= \frac{\frac{1}{C_{1k} + C_2} - \frac{1}{C_{1k} + C'_2}}{\frac{2}{C_k} + \frac{1}{C_{1k} + C_2}} \end{aligned}$$

Bei aufliegenden Elektroden wird  $C'_2 = \infty$  und damit

$$\frac{f_s - f'_s}{f'_s} = \frac{C_k}{2(C_{1k} + C_2)} \quad (5)$$

Unter Verwendung der Ausdrücke (3) und (4) wird

$$\frac{C_{1k}}{C_2} = \frac{\frac{\varepsilon \cdot O}{4\pi d}}{\frac{O}{4\pi(d_1 + d_2)}} = \varepsilon \frac{d_1 + d_2}{d} = \delta, \quad (6)$$

wodurch sich nach entsprechender Umformung ergibt

$$\begin{aligned} \frac{f_s - f'_s}{f'_s} &= \frac{C_k}{2} \cdot \frac{1}{C_{1k} + C_2} = \frac{C_k}{2} \cdot \frac{1}{\frac{C_k}{C_2} + 1} \\ &= \frac{C_k}{2 C_{1k}} \cdot \frac{C_2}{C_2 + 1} \end{aligned}$$

Setzen wir zur Vereinfachung [nach (6)] für  $\frac{C_{1k}}{C_2} = \delta$ , so ist

$$\frac{f_s - f'_s}{f'_s} = A_s \frac{\delta}{1 + \delta}, \quad (7)$$

wobei  $A_s = \frac{C_k}{2 \cdot C_{1k}}$  für einen bestimmten Plattenschnitt eine Konstante darstellt.

Die Frequenzänderung des Variokristalls für die beiden Elektrodenstellungen nach Abb. 3 läßt sich unter Ver-

Nähe der beiden Resonanzstellen, bei zwei verschiedenen Elektrodenstellungen, einmal bei aufliegenden Elektroden und schließlich beim Abstand  $d_1$ , wie in Abb. 2 angedeutet.

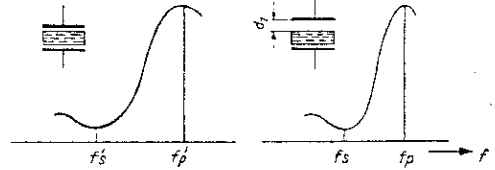


Abb. 2. Resonanzkurve eines piezoelekt. Kristalls für zwei Elektrodenstellungen

Nach (1) ist die Eigenfrequenz der Serienresonanz

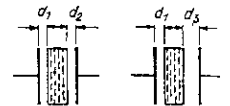
$$\text{für } f_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left(1 + \frac{C_k}{C_{1k} + C_2}\right)}$$

$$\text{und } f'_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} \left(1 + \frac{C_k}{C_{1k} + C'_2}\right)}$$

und für die Frequenzdifferenz

wendung der Ausdrücke (6) und (7) berechnen, wobei zu beachten ist, daß der Luftspalt  $d_1$  auf der einen Seite un-

Abb. 3. Elektrodenstellungen des Variokristalls



verändert beibehalten wird, dagegen der Luftspalt der zweiten Seite zwischen den Grenzen  $d_2$  und  $d_3$  liegt.

Nach (6) ist:

$$\delta_1 = \varepsilon \frac{d_1 + d_2}{d}$$

$$\delta_2 = \varepsilon \frac{d_1 + d_3}{d}$$

und nach (7) ist:

$$\begin{aligned} \frac{f_{s1} - f'_{s1}}{f'_{s1}} &= A_s \frac{\delta_1}{1 + \delta_1} = F_1, \\ \frac{f_{s2} - f'_{s2}}{f'_{s2}} &= A_s \frac{\delta_2}{1 + \delta_2} = F_2. \end{aligned} \quad (8)$$

Die Differenz  $F_2 - F_1 = \Delta F_s$  ergibt die gesuchte Frequenzvariation. Nach Kenntnis des Zahlenwertes für die Konstante  $A_s$  läßt sich für jede beliebige Luftspaltkombination die zugehörige Frequenzvariation unter Verwendung der beiden Ausdrücke (8) berechnen.

Für die Y-Platte ( $\vartheta = 90^\circ$ , siehe Abb. 8), die für die vorliegenden Untersuchungen von besonderem Interesse ist, ergibt sich unter Zuhilfenahme der mechanisch-elektrischen Theorie des Ersatzschemas<sup>3)</sup> für  $C_k = 26,51 \cdot 10^{-6} \cdot O \cdot f$ .

Ersetzt man in (3) die Plattendicke  $d$  durch  $\frac{N}{f}$ , wobei  $N$  den Schwingungskoeffizienten (Produkt aus Plattendicke  $d$  und der Frequenz  $f$ ) darstellt, so ist

$$\begin{aligned} A_s &= \frac{C_k}{2 C_{1k}} = \frac{26,51 \cdot 10^{-6} \cdot O \cdot f \cdot 4\pi \cdot N}{2 \varepsilon \cdot O \cdot f} \\ &= \frac{26,51 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 194}{2 \cdot 4,45} \\ &= 6,52 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

In Abb. 4 sind die gemessenen Werte für die Frequenzvariation  $\Delta F_s$  in Abhängigkeit vom Luftspalt eingezeichnet. Der Luftspalt liegt innerhalb des gemessenen Bereiches zwischen 0,01 und 0,45 mm. Die untere Grenze wurde so gewählt, daß eine Berührung zwischen Quarz und Elektrode gerade vermieden wurde, um eine zusätz-

<sup>3)</sup> R. Bechmann, Telefunken-Ztg. 76, 1937.

liche Dämpfung des Quarzes auszuschalten. Zum Vergleich sind die nach (8) errechneten Werte, die eine befriedigende Übereinstimmung mit der Messung ergeben, mit eingetragen.

Für die Anregung der Quarze in der Serienresonanz kann eine von K. Heegner<sup>4)</sup> angegebene Schaltung verwendet werden, die sich auch für Variokristalle als geeignet

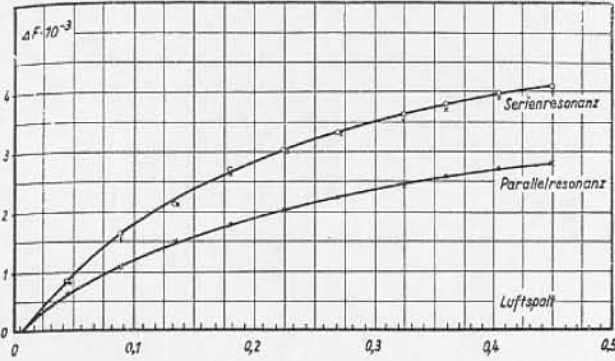


Abb. 4. Abhängigkeit der Frequenzvariation vom Luftpalt  
Frequenz der Platte  $f = 2000$  kHz  
Orientierung: Y

- × Gemessene Werte in Serienresonanzschaltung
- o Errechnete Werte für die Serienresonanz
- × Gemessene Werte in Parallelresonanz

erwiesen hat. Der Quarz liegt hier als Koppelglied zwischen dem Anoden- und Gitterkreis zweier Röhren. Bei abgestimmtem Anodenkreis wirkt der Kristall als Serienresonanzglied.

Nachdem für den Fall der Serienresonanz gezeigt wurde, daß zwischen Frequenzvariation und Luftpaltänderung ein eindeutiger Zusammenhang besteht, der sich auch rechnerisch aus dem Ersatzschaltbild behandeln läßt, wenden wir uns nunmehr dem Verhalten des Variokristalls in der Parallelresonanz zu. Für die Anregung kann beispielsweise die in Abb. 5 wiedergegebene Schaltung nach Pierce

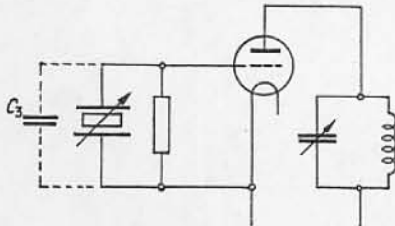


Abb. 5. Parallelresonanzschaltung nach Pierce

benutzt werden. Der Quarz liegt im Gitterkathodenkreis in Reihe mit der Kapazität  $C_3$ , in der die innere Röhrenkapazität und die Schaltkapazität der Zuleitung enthalten sind, die, wie aus (2) hervorgeht, für die Frequenz der Parallelresonanz mitbestimmend sind, jedoch rechnerisch in allgemeiner Form nicht erfaßt werden können. Entsprechend, wie bei der Serienresonanz, ergibt sich für die Frequenzdifferenz der Parallelresonanz

$$\frac{f_p - f'_p}{f_p} = A_p \frac{\delta}{1 + \delta} \quad (9)$$

Unter Berücksichtigung der in Abb. 3 angegebenen Elektrodenabstände:

$$\begin{aligned} \frac{f_{p1} - f'_{p1}}{f_{p1}} &= A_p \frac{\delta_1}{1 + \delta_1} = F'_1 \\ \frac{f_{p2} - f'_{p2}}{f_{p2}} &= A_p \frac{\delta_2}{1 + \delta_2} = F'_2 \\ F'_2 - F'_1 &= \Delta F_p \end{aligned} \quad (10)$$

Der numerische Wert für  $A_p$  läßt sich, wie oben bereits angedeutet, nur experimentell bei Verwendung einer Schaltung mit genau definiertem Wert für  $C_3$  bestimmen. Bei

einer Kapazität von etwa 30 pF im Quarzkreis wurde aus zahlreichen Messungen  $A_p = 4,0 \cdot 10^{-3}$  ermittelt. In Abb. 4 ist die gemessene Frequenzvariation für die Parallelresonanz zum Vergleich mit eingezeichnet. Die erreichbare Frequenzvariation liegt um etwa 40 % niedriger als bei der Serienresonanz. In allen Fällen, wo eine möglichst große Frequenzvariation erwünscht ist, sind Schaltungen zu benutzen, bei denen der Kristall in der Serienresonanz erregt wird.

## II. Aufbau der Halter

Innerhalb des betrachteten Frequenzbereiches von 500 bis 4000 kHz werden runde, planparallele Quarzscheiben verwendet, die in der Dickenschwingung erregt werden. Die Quarzplatte wird in der Mittelebene, die gleichzeitig Knotenebene ist — also während des Schwingungs-

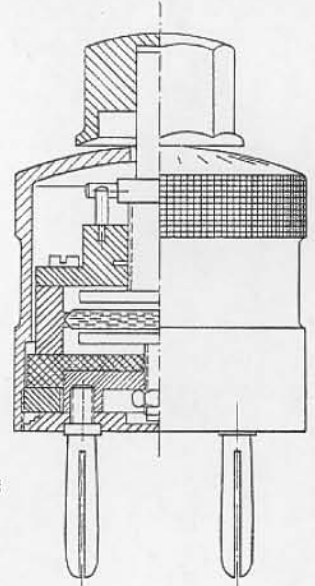


Abb. 6. Schematischer Schnitt durch einen Variohalter

vorgangs in Ruhe bleibt — an drei Punkten, wovon einer federnd ausgebildet ist — gehalten. Dadurch wird eine zusätzliche Dämpfung durch die Halterung vermieden. Gleichzeitig ist der Abstand der Platte gegenüber der jeweiligen Elektrodenstellung eindeutig festgelegt. Die eine Elektrode, die auf einem Sockel aus keramischem Material sitzt, wird fest auf den kleinstmöglichen Luftpalt eingestellt. Sie läßt sich gleichzeitig — bei entsprechender Vergrößerung des Abstandes gegenüber dem Quarz — zur Einstellung eines bestimmten Variationsverhältnisses der Frequenz verwenden, da für die max. erreichbare Frequenzvariation die Summe der beiden Luftpalte maß-



Abb. 7. Variohalter

4) K. Heegner, Elektr. Nachr. Techn. 10, S. 357, 1935.

gebend ist. Die Frequenzvariation bei gegebenem Gesamluftspalt ( $d_1 + d_2$ ) wird um so größer, je kleiner der Luftspalt der fest eingestellten Elektrode ist. Die andere Elektrode, die von außen über einen Drehknopf zugänglich ist, kann — innerhalb einstellbarer Grenzen — um eine Umdrehung, die einer Änderung des Luftspaltes um 0,45 mm entspricht, geändert werden. Diese Elektrode steht gleichzeitig mit einem Schutzring, der den Kristall umschließt und gegen statische Einschlüsse schützt, in Verbindung. Die Verdrehung kann an einer Skala, die eine Gradenteilung besitzt oder direkt in Kiloherz geeicht ist, abgelesen werden. Abb. 6 zeigt den Aufbau der Fassung, Abb. 7 einen vollständigen Halter mit Schutzkappe.

III. Eigenschaften der Variokristalle

Wie bereits eingangs erwähnt wurde, ist die maximal erreichbare Frequenzänderung — auf die es bei der vorliegenden Betrachtung im wesentlichen ankommt — abhängig von der Absolutfrequenz des Quarzes und dem Kristallschnitt. Weiterhin interessiert die Konstanz der eingestellten Frequenz, die im wesentlichen durch den Temperaturkoeffizienten des gewählten Kristallschnittes bedingt ist. Die Temperaturkoeffizienten für die Dicken-schwingung in Abhängigkeit von der Orientierung bei den heute allgemeinüblichen Schnitten in XZ-Ebene (im folgenden  $Y_\vartheta$ -Schnitt genannt) zeigen zwei Nullstellen bei  $\vartheta = 41^\circ$  und  $\vartheta = 125^\circ$ , wobei mit  $\vartheta$  derjenige Winkel bezeichnet wird, den die Plattennormale mit der Z-Achse bildet. In Abb. 8 ist die Frequenzvariation, die bei einem

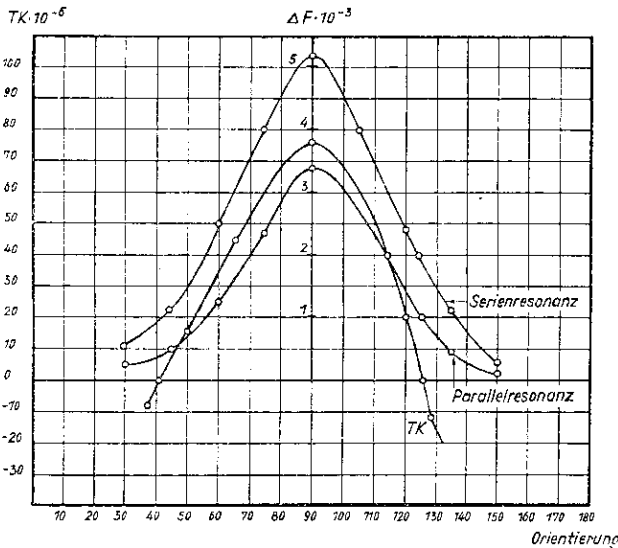


Abb. 8. Abhängigkeit der Frequenzvariation von der Orientierung (Plattenschnitt  $Y_\vartheta$ )  
a) Serienresonanz b) Parallelresonanz

Luftspalt von 0,45 mm maximal erreicht wird, in Abhängigkeit von der Orientierung eingetragen, und zwar bei Anregung des Quarzes in der Serien- und Parallelresonanz. Die angegebenen Meßwerte sind Mittelwerte aus zahlreichen Messungen an verschiedenstem Quarzmaterial. Die Platten hatten einheitlich einen Durchmesser von 25 mm und eine Frequenz von etwa 3500 kHz. Die Frequenzvariation ist in gewissen Grenzen von der Form der Platte, dem Plattenschliff, der Oberflächenbeschaffenheit u. dgl. mehr abhängig.

Die größte überhaupt mögliche Frequenzvariation ergibt der  $Y$ -Schnitt ( $\vartheta = 90^\circ$ ) mit etwa  $5,2 \cdot 10^{-3}$  in der Serienresonanz und etwa  $3,3 \cdot 10^{-3}$  in der Parallelresonanz, der jedoch gleichzeitig mit dem Höchstwert des Temperaturkoeffizienten (etwa  $80 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ) zusammenfällt. Von den temperaturunabhängigen Schnitten  $Y_\vartheta = 125^\circ$  und  $Y_\vartheta = 41^\circ$  eignet sich nur der erstere für das Varioprinzip. Man erhält Frequenzvariationen, die bei gleichem Luftspalt etwa um 50 % niedriger sind als beim  $Y$ -Schnitt. Platten der  $41^\circ$ -Orientierung fallen wegen der geringen Frequenzvariation außerhalb der Betrachtung. Neben diesen zu Dickenschwingungen angeregten Platten in der YZ-Ebene lassen sich eine Reihe weiterer Schnitttrich-

tungen verwenden, die jedoch keinerlei Vorteile gegenüber dem  $Y$ - bzw.  $125^\circ$ -Schnitt bieten. Vielfach — insbesondere bei dem früher verwendeten X-Schnitt — treten bei Veränderung des Luftspaltes zwischen Quarzoberfläche und Elektrode Resonanzerscheinungen auf, die darauf zurückzuführen sind, daß die beim Schwingungsvorgang vom Quarz ausgehende Schallstrahlung bei Abständen zwischen Quarz und Elektroden, die der halben Schallwellenlänge bzw. einem Vielfachen davon entsprechen, auf den Quarz zurückwirkt. Diese Rückwirkung führt zu einer Erhöhung der Quarzdämpfung, die u. U. so stark wird, daß der Schwingungsvorgang unterbunden wird. Die oftmals auftretenden störenden Frequenz- und Amplitudensprünge, die ebenfalls durch die oben erwähnten Resonanzerscheinungen oder durch eine ungenügende Entkopplung zwischen Dicken- und Durchmesserschwingung hervorgerufen werden, lassen sich bei den  $Y$ -Schnitten durch geeignete Maßnahmen ohne weiteres beseitigen. Auch die abgegebenen Hochfrequenzspannungen bleiben innerhalb des oben angegebenen Luftspaltintervalls von 0,01 und 0,45 mm praktisch konstant. Bei den tieferen Frequenzen zwischen 500 und 1000 kHz ist der Abfall unterhalb 1 %, bei höheren Frequenzen liegt die Änderung bei etwa 10 %. Eine weitere Erhöhung des Luftspaltes bringt für praktische Zwecke keinerlei Vorteile mehr, da einerseits die Hochfrequenzspannung dann rasch absinkt und andererseits — wie aus Abb. 4 ersichtlich — die Frequenz sich einem Grenzwert nähert.

Wir wenden uns nunmehr der Abhängigkeit der Frequenzvariation von der Absolutfrequenz des Quarzes zu. In Abb. 9 sind die Meßergebnisse für den Frequenzbereich von 500 bis 4000 kHz für den  $Y$ -Schnitt bei Anregung in der Serien- und Parallelresonanz zusammengestellt. Die für die Serienresonanz nach (8) errechneten Werte sind

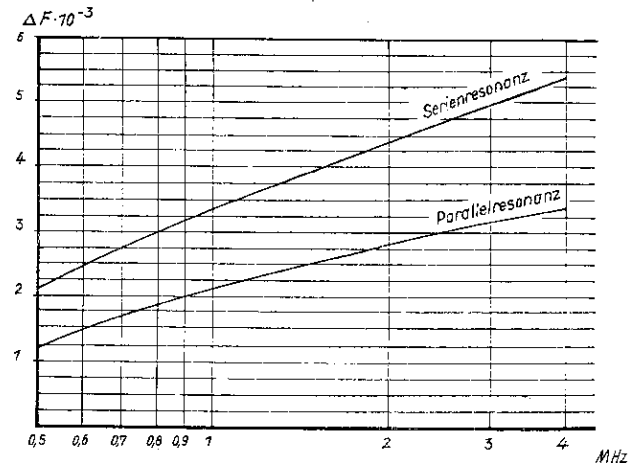


Abb. 9. Abhängigkeit der Frequenzvariation von der Quarzfrequenz  
a) Serienresonanz b) Parallelresonanz

mit eingetragen. Die angegebenen Werte für die Frequenzvariation sind Höchstwerte, die bei einer Änderung des Luftspaltes zwischen 0,01 und 0,045 mm erzielt werden können.

Aus dem Kurvenverlauf läßt sich folgendes entnehmen:

1. Die bei Variokristallen erzielbare Frequenzvariation ist von der Eigenfrequenz des Quarzes abhängig.
2. Die Frequenzvariation nimmt mit steigender Frequenz zu und liegt bei der  $Y$ -Platte im untersuchten Frequenzbereich zwischen etwa  $2 \cdot 10^{-3}$  und  $4 \cdot 10^{-3}$  für die Serienresonanz und zwischen  $1,2 \cdot 10^{-3}$  und  $3,4 \cdot 10^{-3}$  für die Parallelresonanz.
3. Die Frequenzvariation der Parallelresonanz ist je nach der Absolutfrequenz etwa 30 bis 50 % niedriger als die der Serienresonanz.

Für den temperaturunabhängigen Schnitt  $Y_\vartheta = 125^\circ$  ergeben sich ähnliche Verhältnisse. Bei Anregung des Quarzes in der Serienresonanz ergeben sich Frequenzänderungen, die zwischen  $0,9$  und  $2,1 \cdot 10^{-3}$  liegen. Die Konstante  $A_s$  hat den Wert  $2,70 \cdot 10^{-3}$ , damit läßt sich nach (8) für jede beliebige Frequenz die entsprechende Frequenzvariation berechnen. Für die Parallelresonanz ist die Frequenzvariation ebenfalls 30 bis 50 % geringer.