

Ferrite als magnetostriktive Resonatoren und deren Anwendung als Elemente elektrischer Filter

Von der
Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich
zur Erlangung der Würde eines Doktors der Technischen Wissenschaften
genehmigte
Promotionsarbeit

Vorgelegt von
Carl Werner Diethelm
von Erlen und Weinfelden (Kt. Thurgau)

Referent: Herr Prof. E. Baumann
Korreferent: Herr Prof. H. Weber

Sonderdruck aus Technische Mitteilungen PTT 1951,
No. 8, S. 281—297

Meinen lieben Eltern

Meinem hochverehrten Lehrer,

Herrn Prof. E. Baumann,

*unter dessen grosszügiger Leitung diese Arbeit entstanden ist, danke
ich herzlich für seine wertvolle Hilfe und das rege Interesse, das
er stets an meiner Tätigkeit genommen hat.*

INHALTSVERZEICHNIS

Einleitung	7
I. Herstellung und magnetische Eigenschaften einiger Ferrite	9
II. Dynamische Magnetostruktions-Untersuchungen an Ferritstäben ..	12
1. Der magnetostruktive Resonator (Allgemeines)	12
2. Untersuchungen	14
a) Messmethode	14
b) Ergebnisse	15
III. Elektrische Filter mit magnetostruktiven Ferritstäben	17
1. Magnetostruktive Filter (Allgemeines)	17
2. Zwei Versuchsfilter	20
Literaturverzeichnis	23
Lebenslauf	24

Leer - Vide - Empty

Ferrite als magnetostruktive Resonatoren und deren Anwendung als Elemente elektrischer Filter

Von Carl W. Diethelm, Zürich

538.652

Zusammenfassung. *MgZn-, CoZn- und NiZn-Mischferrite werden zunächst auf ihre magnetischen Eigenschaften im allgemeinen untersucht. Die verschiedenen zur Herstellung dieser Ferrite angewandten Verfahren werden beschrieben und diskutiert. Auf Grund dynamischer Magnetostruktionsmessungen wird sodann die Eignung von Ferritstäben als magnetostruktive Resonatoren geprüft. Man findet, dass sich NiZn-Ferrite mit Zn-Ferritgehalten von 0 bis etwa 40% zu kräftigen Schwingungen anregen lassen, da sie einen grossen Magnetostruktioneffekt mit verhältnismässig hoher Permeabilität verbinden. Dank ihrer geringen elektrischen Leitfähigkeit treten in den Stäben auch bei hohen Frequenzen praktisch keine Wirbelströme auf. Der Gütefaktor der Antriebsspule kann daher 100 und mehr erreichen, was bei Verwendung metallischer Stäbe ausgeschlossen wäre. Der Gütefaktor der Stäbe selbst liegt zwischen 1000 und 3000. Solche Resonatoren lassen sich, ähnlich wie piezoelektrische Kristalle, als Elemente elektrischer Filter verwenden. Als Anwendungsbeispiele wurden zwei einfache Brückenfilter mit einem Durchlassbereich von 4 kHz bei 40 bzw. 80 kHz gebaut und untersucht. Die den Resonatoren entsprechenden elektrischen Impedanzen sind wegen der magnetischen und der magneto-elastischen Hysterese stromabhängig. Die Filter arbeiten deshalb nur bei entsprechend kleinen Eingangsspannungen einwandfrei. Die Grössenordnung der im Durchlassbereich übertragbaren Leistung ist etwa 1 mW.*

Résumé. *L'auteur examine tout d'abord, d'une manière générale, les propriétés magnétiques des ferrites mixtes de MgZn, CoZn et NiZn. Il décrit et discute les divers procédés utilisés pour la préparation de ces ferrites. Pour déterminer si des bâtons de ferrite conviennent comme résonateurs magnétostrictifs, on les soumet à des mesures dynamiques de magnétostriction. On trouve que les ferrites de NiZn contenant de 0 à 40% environ de ferrite de Zn peuvent engendrer de fortes vibrations, car leur grand effet magnétostrictif s'allie à une perméabilité relativement élevée. Même avec les hautes fréquences, il ne se produit pratiquement aucun courant de Foucault dans les bâtons, grâce à leur faible conductibilité électrique. Le coefficient de qualité de la bobine d'entraînement peut donc atteindre 100 ou davantage, ce qui serait exclu si l'on employait des vibreurs métalliques. Quant aux bâtons mêmes, ils ont un coefficient de qualité allant de 1000 à 3000. Les résonateurs de ce genre peuvent être utilisés comme éléments de filtres électriques de la même manière que les cristaux piézoélectriques. Comme modèle d'expérimentation, on a construit et étudié deux simples filtres en pont ayant une bande passante de 4 à 40, respectivement 80 kHz. A cause de l'hystérésis magnétique et magnétoélastique, les impédances électriques correspondant aux résonateurs dépendent du courant. C'est pourquoi les filtres ne travaillent à la perfection qu'avec de faibles tensions à l'entrée. La puissance transmise dans la bande passante est d'environ 1 mW.*

Einleitung

Als Ferrite bezeichnet man binäre Oxyde von der allgemeinen Formel $MO \cdot Fe_2O_3$, wobei M ein zweiwertiges Metall bedeutet. Viele dieser Verbindungen sind ferromagnetisch. Zu ihnen gehört der Magnetit oder Ferroferrit ($Fe_3O_4 = FeO \cdot Fe_2O_3$), der als einziger Ferrit in der Natur vorkommt. Es scheint naheliegend, diese Halbleiter als Kernmaterial für Hochfrequenzspulen zu benützen, da ihr hoher spezifischer Widerstand (10^{-2} Ohm cm, bei Magnetit bis 10^8 Ohm cm) das Problem der Wirbelstromverluste ganz in den Hintergrund treten lässt. Hilpert^(1)*) ist erstmals auf diesen Gedanken gekommen und hat bereits 1909 diesbezügliche Patente angemeldet. Erst in neuerer Zeit

ist es jedoch gelungen, Ferrite herzustellen, deren magnetische Eigenschaften den Bedürfnissen der Fernmeldetechnik genügen. Dieser Erfolg ist den Arbeiten zu danken, die Snoek^(2) 3) und seine Mitarbeiter 1933 in den Philips-Laboratorien begonnen und während der Kriegsjahre weiter betrieben haben. Damit ist der Anfang zur systematischen Untersuchung der ferromagnetischen Nichtmetalle gemacht worden, die bis dahin noch keine eingehendere Behandlung erfahren haben.

Unsere eigenen Untersuchungen sind von folgendem Problem ausgegangen: Die Verwirklichung hochselektiver elektrischer Filter, wie sie in der modernen Fernmeldetechnik benötigt werden, setzt nahezu verlustlose Schaltelemente voraus. Dies hat in stei-

*) Siehe das Literaturverzeichnis am Schluss.

gendem Masse zur Verwendung elektromechanischer Resonatoren an Stelle rein elektrischer Resonanzkreise geführt. Die weitaus grösste Bedeutung haben dabei die piezoelektrischen Kristalle erlangt, besonders der Piezoquarz.

Dieser Kristall ist ein ungewöhnlich dämpfungs- armer mechanischer Schwinger, der sich durch den Piezoeffekt nahezu ohne Energieverluste elektrisch anregen lässt. In analoger Weise können grundsätzlich auch magnetostriktive Stäbe verwendet werden, die den Vorzug haben, bedeutend billiger als Kristalle zu sein. Ihr mechanischer Gütefaktor ist zwar viel geringer als beim Quarz, aber in der Regel immer noch wesentlich besser als bei elektrischen Schwingkreisen.

Die Anregung ist dagegen mit Verlusten verbunden, die zum grossen Teil durch die in den Stäben auftretenden Wirbelströme verursacht werden und in der geringen Güte der Antriebsspule zum Ausdruck kommen. Die Verwendbarkeit solcher Elemente bleibt auf tiefe Frequenzen beschränkt. Sie haben in der Filtertechnik deshalb keine Bedeutung erlangt. Bei einem magnetostriktiven Material geringer Leitfähigkeit würde das Problem der Wirbelströme jedoch nicht mehr auftreten. Dies hat uns veranlasst, die Magnetostriktion in einer Reihe von Ferriten näher zu untersuchen.

Zuvor hatten wir uns aber mit der Herstellung von Ferriten zu befassen, was zu allgemeineren

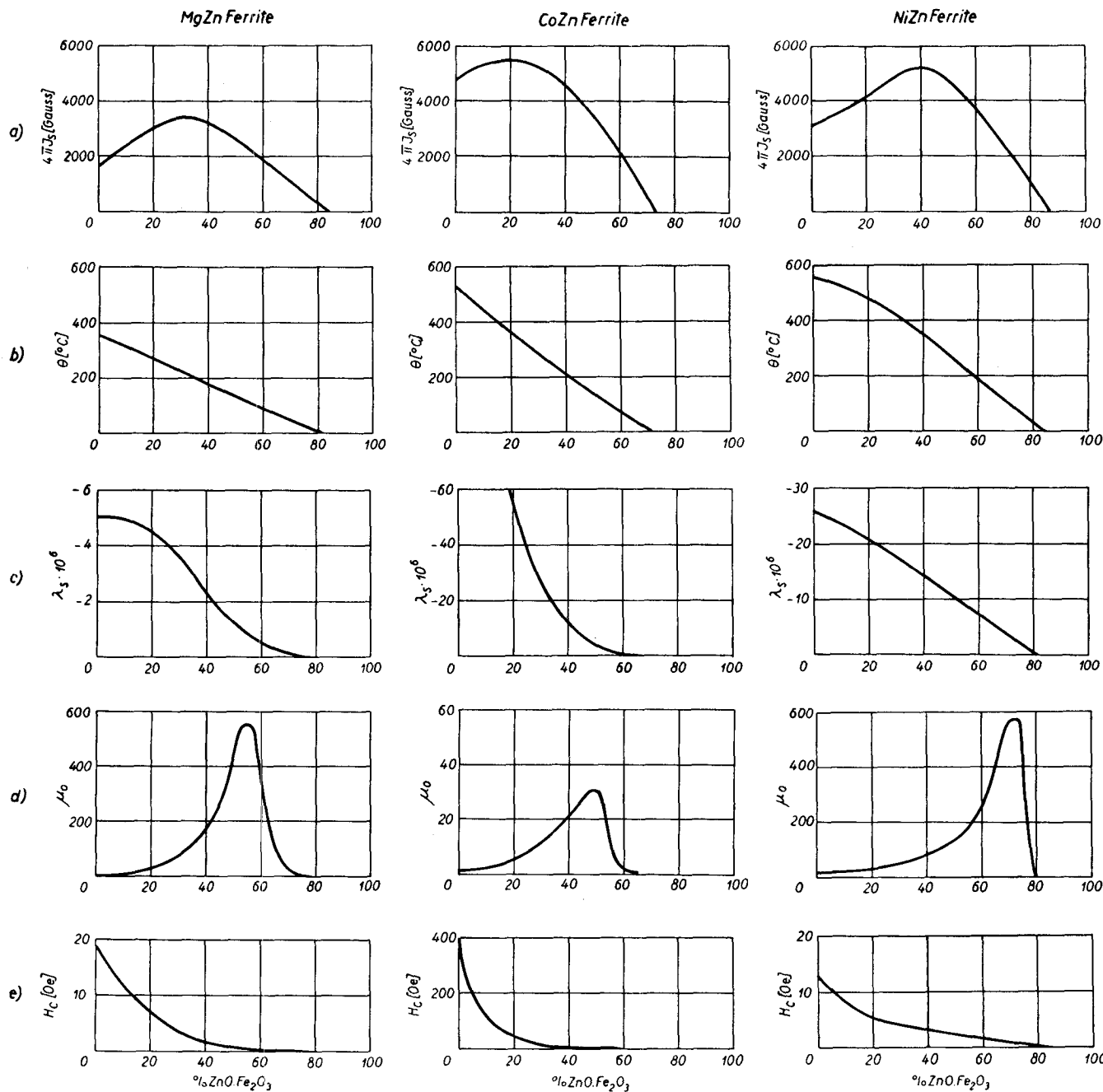


Fig. 1. Magnetische Eigenschaften von Ferriten in Abhängigkeit vom Gehalt an Zn-Ferrit

a) Sättigungsmagnetisierung b) Curietemperatur c) Sättigungsmagnetostriktion d) Anfangspermeabilität e) Koerzitivkraft

physiko-chemischen Untersuchungen Anlass gab. In diesem Zusammenhang haben wir uns im besonderen auch jenen Ferriten zugewandt, deren chemische Zusammensetzung zu hoher Anfangspermeabilität und geringer Hysterese führt und die somit als Spulenkernmaterial geeignet sind. Darüber wird im ersten Kapitel dieser Arbeit kurz berichtet.

Im Verlauf der Versuche konnte festgestellt werden, dass es Ferrite mit hoher Magnetostriktion gibt. Das elektromechanische Verhalten dieser Materialien haben wir im Hinblick auf ihre Verwendung als Filterelemente genauer untersucht. Die Resultate geben wir im zweiten Kapitel bekannt, das durch einige grundsätzliche Betrachtungen über den magnetostriktiven Resonator eingeleitet wird.

Das dritte Kapitel gibt zunächst einen kurzen Überblick über die wichtigsten Filterschaltungen, die sich mit magnetostriktiven Elementen ausführen lassen. Schliesslich werden zwei Bandfilter mit magnetostriktiven Ferritstäben auf ihre praktische Brauchbarkeit geprüft. Der Durchlassbereich dieser Filter beträgt etwa 4 kHz und liegt bei 40 bzw. 80 kHz.

I. Herstellung und magnetische Eigenschaften einiger Ferrite

Eine Anzahl von Ferriten, namentlich jene, welche die zweiwertigen Ionen von Mg, Zn, Cu, Ni, Fe, Co, Mn enthalten, besitzen eine kubische Struktur (Spinellstruktur) und können lückenlose Reihen von Mischkristallen bilden. Die systematische Untersuchung der magnetischen Eigenschaften solcher Mischkristalle hat *Snoek*³⁾ zur Entdeckung geführt, dass Zn-Ferrit, das einzige der erwähnten, das unmagnetisch ist, die Curie-Temperatur eines magnetischen Ferrites verringert. Vom Studium der ferromagnetischen Legierungen her ist bekannt, dass bei der

Annäherung an den Curie-Punkt die Kristallanisotropie verschwindet und die Magnetostriktion geringe Werte annimmt. Dadurch steigt die Anfangspermeabilität μ_0 und erreicht wenig unterhalb des Curie-Punktes ein Maximum, während gleichzeitig die Hysterese abnimmt. Der Zusatz von Zn-Ferrit kann nun so bemessen werden, dass das Maximum von μ_0 bei Zimmertemperatur erscheint. Dadurch ist es möglich, Ferrite herzustellen mit μ_0 grösser als 1000 und erheblich geringerer Hysterese als in den üblichen Massekernen, während Wirbelströme praktisch überhaupt nicht auftreten. Solche Ferrite sind daher ein hervorragendes Ferromagnetikum für Spulenkern.

Unsere Untersuchungen haben sich zunächst auf MgZn-, CoZn- und NiZn-Ferrite beschränkt. Die Kurven in Fig. 1 stellen die Eigenschaften dieser Ferrite in Abhängigkeit vom Gehalt an Zn-Ferrit dar. Fig. 1a zeigt, dass die Sättigung nur gering ist; sie geht auch bei anderen Ferriten kaum über 5000 Gauss hinaus. Ferrite können daher nur dort angewendet werden, wo keine hohe Induktion erforderlich ist. Die Fig. 1b—e veranschaulichen den erläuterten Zusammenhang zwischen Curie-Temperatur, Magnetostriktion, Anfangspermeabilität und Hysterese, die mit der Koerzitivkraft (Fig. 1e) in engem Zusammenhang steht. In den Fig. 2, 3 und 4 sind die Hystereseschleifen bei verschiedenem Zn-Ferritgehalt dargestellt. Die Messungen, die den Diagrammen zugrunde liegen, wurden an Proben ausgeführt, die alle nach dem gleichen Verfahren hergestellt wurden. Man sieht somit, wie sich durch die Variation der chemischen Zusammensetzung Materialien mit den verschiedenartigsten magnetischen Eigenschaften hervorbringen lassen.

Die Herstellung der Ferrite kann auf sehr mannig-

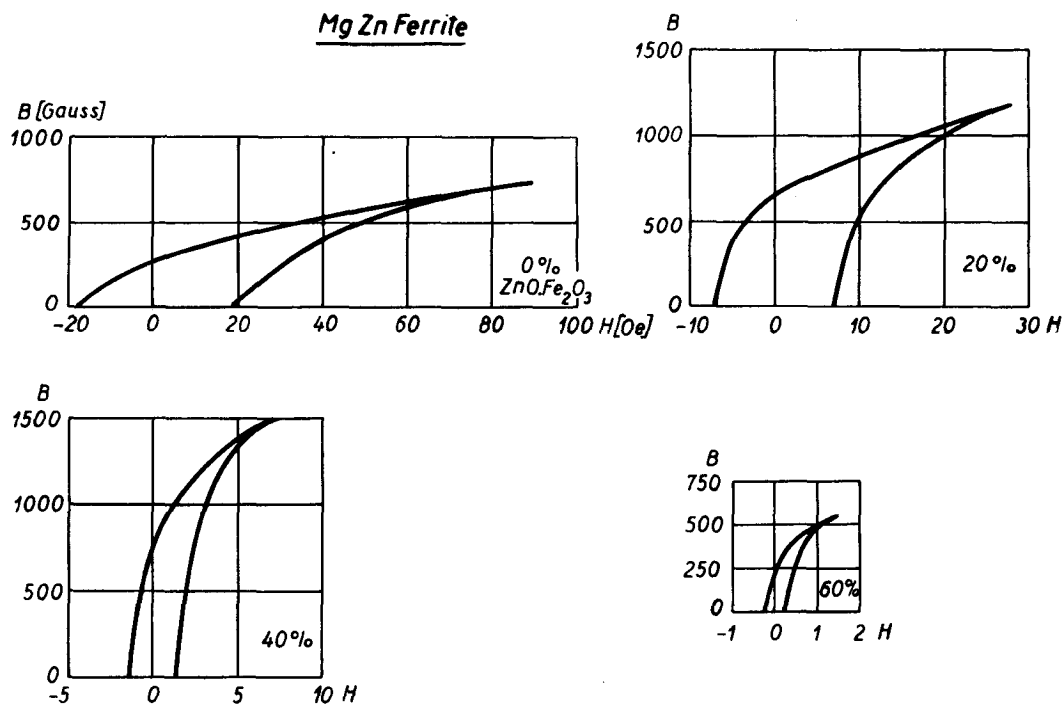


Fig. 2.
Hystereseschleifen von
MgZn-Ferriten

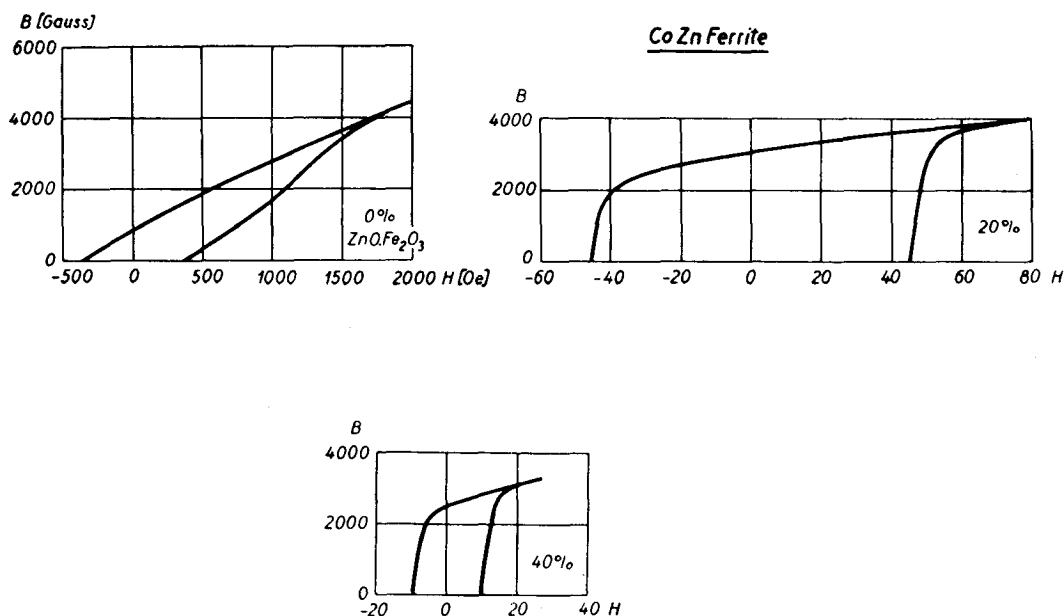


Fig. 3.
Hystereseschleifen von
CoZn-Ferriten

fache Weise erfolgen. Die naheliegendste Methode wäre wohl, die Oxyde zu mischen und zusammenzuschmelzen; sie scheitert jedoch daran, dass die Schmelze teilweise dissoziiert. Die Reaktion muss daher im festen Zustand stattfinden. Dies kann beispielsweise geschehen, wenn die fein verteilten und innig gemischten Oxyde zu einem Presskörper verdichtet und bei hoher Temperatur gesintert werden. Eine derartige Herstellung muss sich aber besonders schwierig gestalten wegen der grossen Zahl von Variablen, die den Ablauf der Reaktion beeinflussen: Verteilung und Diffusionsfähigkeit der Oxyde, Pressdruck, thermische Behandlung usw. Die Eignung eines Verfahrens erweist sich am deutlichsten beim Versuch, Ferrite mit hoher Anfangspermeabilität und geringen Verlusten herzustellen;

denn die Erzielung dieser Eigenschaften hängt wesentlich davon ab, ob die Bildung einer einheitlichen und gut kristallisierten Ferritphase gelingt. Es zeigt sich indessen, dass allein durch intensives Mischen fein pulverisierter Oxyde eine vollständige Reaktion nicht gewährleistet wird, sondern dass überdies eine erhöhte chemische Aktivität der Reaktionspartner dazu erforderlich ist.

Die erste Methode, ein aktives Gemisch zu erhalten, bestand darin, die Metalle aus einer Salzlösung durch NaOH als Mischhydroxyd zu fällen. Der Niederschlag wurde ausgewaschen, getrocknet, pulverisiert, gepresst und gesintert. Ein NiZn-Ferrit wies nach 6stündiger Sinterung bei 1200° C im Sauerstoffstrom und langsamer Abkühlung (5° C/Min.) die in Tabelle I₁ angeführten Eigenschaften auf. Die langsame Abküh-

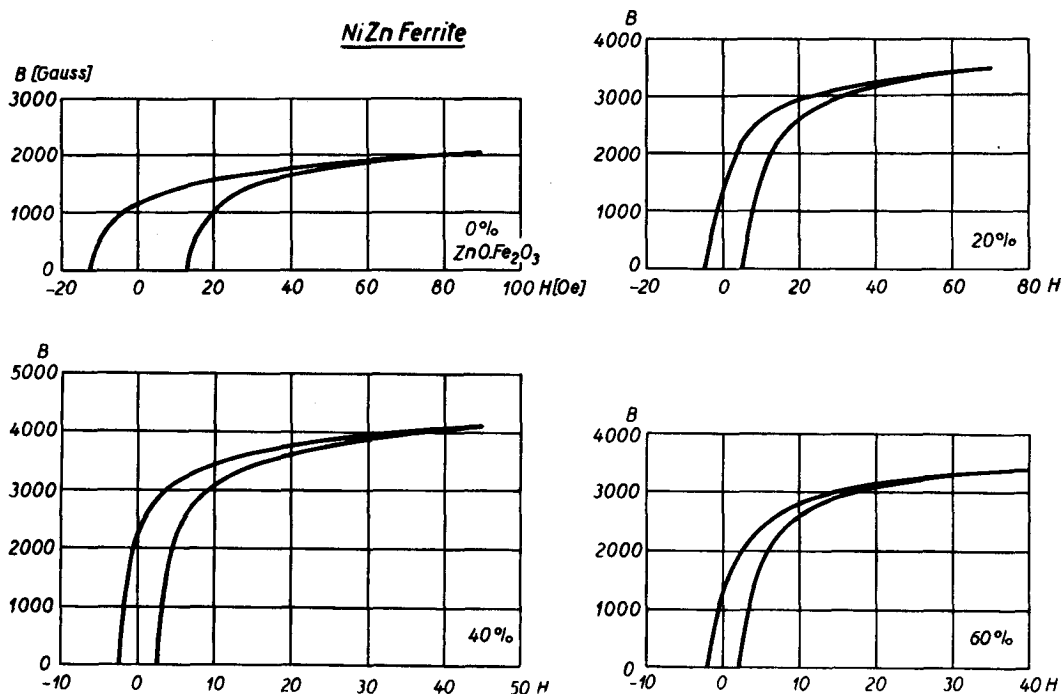


Fig. 4.
Hystereseschleifen von
NiZn-Ferriten

lung hat die Vermeidung innerer Spannungen zum Zweck und wurde auch bei allen übrigen Proben angewandt. Der Umstand, dass Zn-Hydroxyd in Alkalien löslich ist, verbietet die Anwendung der Lauge im Überschuss, weshalb die Fällungen meist nicht ganz quantitativ sind. Die grössten Fehler treten bei Mg auf, das erst bei einem p_H von ungefähr 11 auszufallen beginnt.

Dem kann grundsätzlich durch Einzelfällung der Hydroxyde und mechanisches Mischen begegnet werden. Das Füllen und Auswaschen grösserer Mengen ist jedoch so umständlich, dass versucht wurde, nur das Eisen in der aktiven Form des Hydroxydes zu belassen und diesem die Oxyde der zweiwertigen Metalle beizumischen. In *Tabelle I₄* sind die Daten eines derart hergestellten MgZn-Ferrites angegeben. Die Oxyd-Hydroxyd-Mischung wurde drei Tage in der Kugelmühle gemahlen, gepresst und während sechs Stunden bei 1200° C im Sauerstoff gesintert. Es hat sich gezeigt, dass bei dieser Methode die magnetischen Eigenschaften durch den Zustand der beigemischten Oxyde beeinflusst werden. Die Unabhängigkeit von

den Ausgangsstoffen, ein Vorzug, den besonders die Mischfällung besitzt, fällt somit dahin.

Als nächstes haben wir die Ferrite direkt aus einer Mischung der Salze, namentlich Sulfate und Oxalate, hergestellt. Im Fall der Beispiele *Tabelle I_{2,3}* wurde das Verfahren wie folgt durchgeführt: Die während dreier Tage in der Kugelmühle fein gemahlenen und gemischten Sulfate bzw. Oxalate wurden langsam im Sauerstoffstrom zersetzt und während fünf Stunden bei 900° C weitergeglüht, wonach das Ferrit beinahe vollständig gebildet war. Das gewonnene Pulver wurde zur Reaktivierung erneut 16 Stunden gemahlen, dann gepresst und drei Stunden bei 1200° C gesintert. Beim Beispiel 2b erfolgte die Sinterung in Luft, was zu einer kaum feststellbaren Dissoziation führt, die aber sogleich grössere Verluste zur Folge hat. Beispiel 2c weist einen geringen Überschuss an Fe₂O₃ auf. Das Ansteigen von μ_0 , das dabei stets beobachtet wurde, liess sich durch grössere Überschüsse noch weiter treiben, jedoch unter Inkaufnahme erhöhter Verluste.

Tabelle I. Ferrite: Anfangspermeabilität und Verlustkonstanten*), gemessen im Frequenzbereich von 20 bis 200 kHz

Probe-Nr.	Ausgangsmaterial	Zusammensetzung	Permeabilität μ_0	Hysteresekonstante $C_h \times 10^6$	Nachwirkungskonstante $C_n \times 10^6$	
					bei 100 kHz	bei 200 kHz
1	Mischhydroxyd	15 % NiO, 35 % ZnO, 50 % Fe ₂ O ₃	460	0,12	6	8
2 a	Sulfate	17,5% 32,5% 50 %	400	0,20	8	12
b	Sulfate	17,5% 32,5% 50 %	400	0,80	10	30
c	Sulfate	17,5% 32,5% 52,5%	755	0,17	6	10
3	Oxalate	17,5% 32,5% 50 %	370	0,15	11	11
4	Oxyde-Hydroxyd	25 % MgO, 25 % 50 %	530	2,8	43	67

*) Bedeutung der Konstanten siehe Anhang.

Die eingangs diskutierten Mischreihen sind ebenfalls aus den Sulfaten hergestellt worden.

Das in *Tabelle I₄* angeführte Beispiel eines MgZn-Ferrites ist das beste Resultat, das wir hier erreicht haben. Die Versuche waren allerdings nicht so zahlreich, so dass eine Verbesserung nicht ausgeschlossen ist, um so mehr, als die Magnetostriktion geringer

ist als in den anderen betrachteten Ferriten (vgl. Fig. 1c).

Die höchste Anfangspermeabilität, die sich in der Reihe der CoZn-Ferrite ergab, betrug etwa 30. Dieser geringe Wert und die grosse Hysterese sind offenbar durch die hohe Magnetostriktion dieser Ferrite bedingt. Es wurde deshalb keine besondere Mühe zur Erzielung besserer Resultate aufgewendet.

Tabelle II. Massekerne: Anfangspermeabilität und Verlustkonstanten (nach Legg⁴⁾)

Material	Permeabilität μ	Hysteresekonstante $C_h \times 10^6$	Nachwirkungskonstante $C_n \times 10^6$
Permalloy-Pulver	75	1,1	5,9
Mo-Permalloy-Pulver	125	0,36	4,8
Sendust	65	1,1	16

Als Vergleichswerte sind in *Tabelle II* die effektive Permeabilität und die Verlustkonstanten von Massenkernen angegeben, die aus Pulvern von Legierungen mit extrem hohem μ_0 und geringer Hysterese hergestellt sind.

Anhang: Bedeutung der Konstanten C_h und C_n in den *Tabellen I und II*.

Zwischen den Werten $\text{tg}\delta$ und μ , die an einem geschlossenen Ring gemessen werden, und den entsprechenden $\text{tg}\delta'$ und μ' , die man bei gleicher Induktion B an einem Ring mit Luftspalt findet, besteht die Beziehung:

$$\frac{\text{tg}\delta}{\mu} = \frac{\text{tg}\delta'}{\mu'}$$

Es ist daher zweckmässig, für Materialvergleiche eine Konstante von der Form $\frac{\text{tg}\delta}{\mu}$ zu benutzen; denn sie gibt unmittelbar Aufschluss über den $\text{tg}\delta'$ eines geplanten magnetischen Kreises von gegebenem μ' .

Im *Rayleigh*-Gebiet ist

$$\frac{\text{tg}\delta}{\mu} = C_h B_{\text{eff}} + C_n + C_w f,$$

wobei

C_h : Hysteresekonstante,
 C_n : Nachwirkungskonstante,
 C_w : Wirbelstromkonstante.

Die Wirbelstromverluste der Ferrite sind meist unmessbar klein, so dass $C_w = 0$ gesetzt werden kann. C_n ist bei den Blech- und Pulverkernen in weiten Grenzen von der Frequenz unabhängig, nicht aber bei den Ferriten.

II. Dynamische Magnetostruktions-Untersuchungen an Ferritstäben

1. Der magnetostriktive Resonator (Allgemeines)

Die eingangs des ersten Kapitels erwähnten kubischen Ferrite weisen, mit Ausnahme von Fe_3O_4 , alle eine negative Magnetostruktion auf. Die Magnetostruktionskurven der von uns untersuchten Ferrite sind in Fig. 5 dargestellt. Als Proben dienten aus den Sulfaten hergestellte Stäbe. Bei Co-Ferrit liess sich die Kurve mit der verwendeten Apparatur nicht aufnehmen, da die Sättigungsfeldstärke von über 2000 Oerstedt nicht erreicht wurde.

Bringt man einen magnetostriktiven Stab in ein magnetisches Wechselfeld parallel zur Achse, so führt er Längsschwingungen von der doppelten Frequenz des Feldes aus, da die Längenänderungen in einem von der Feldrichtung unabhängigen Sinne erfolgen. Um Schwingungen von der gleichen Frequenz zu erhalten, muss der Stab vormagnetisiert werden, entweder durch einen überlagerten Gleichstrom (Fig. 6a) oder durch einen permanenten Magneten (Fig. 6b).

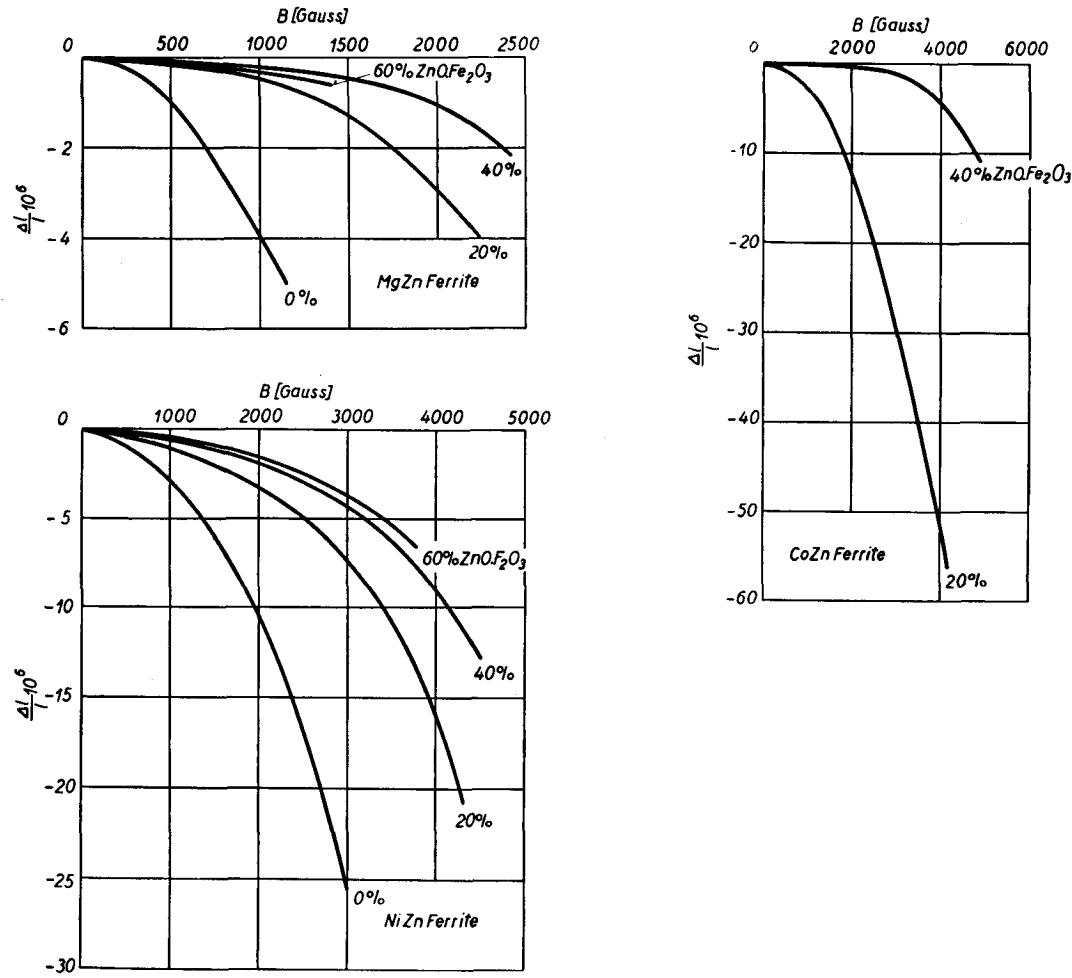


Fig. 5.
Magnetostruktionskurven von Ferriten

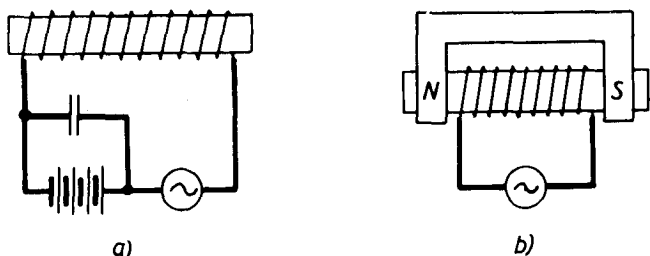


Fig. 6. Magnetostruktive Resonatoren

Im folgenden wird stets vorausgesetzt, die im Stab herrschende konstante Induktion sei viel grösser als die Amplitude der Wechselinduktion, so dass für die Betrachtung der Wechsellvorgänge die Magnetostruktionskurve durch die Tangente ersetzt werden darf. Die Steilheit η der Kurve und die Grösse der

reversiblen Permeabilität μ sind für die Antriebswirkung massgebend.

Vielfach lassen sich die Magnetostruktionskurven durch die Gleichung

$$\frac{\Delta l}{l} = a B^2 \quad (1)$$

näherungsweise beschreiben. Für Nickel, ein Metall mit besonders hoher Magnetostruktion, sowie für Ni-Ferrit und NiZn-Ferrit 80:20 sind die Werte der Koeffizienten a und einige weitere magnetische Daten in *Tabelle III* zur Orientierung zusammengestellt. Die beiden Ferrite erweisen sich unter den betrachteten als die wirksamsten magnetostruktiven Schwinger, da sie einen hohen Wert von a mit verhältnismässig hoher Permeabilität verbinden.

Tabelle III. Magnetische Daten von Nickel, Ni-Ferrit und NiZn-Ferrit 80:20

Material	Permeabilität		Sättigungs-Magnetisierung $4 \pi J_s$ (Gauss)	Koerzitivkraft H_c (Oe)	Magnetostruktions-Koeffizient $a \times 10^{12}$ (Gauss ⁻²)	Sättigungs-Magnetostruktion $\lambda_s \times 10^6$
	μ_0	$\mu_{max.}$				
Nickel	110	600	6100	3,4	— 1	— 32
Ni-Ferrit	12	55	3100	12	— 2,75	— 26
NiZn-Ferrit 80:20 . .	32	165	4200	5	— 0,85	— 21

Mason⁵⁾ leitet die Gleichungen und die elektrische Ersatzschaltung des magnetostruktiven Resonators ausführlich her. Wir beschränken uns daher auf die Wiedergabe des Resultates. Es wird angenommen, der Stab sei homogen magnetisiert und längs des Stabes trete kein Streufluss auf. Die mechanischen Schwingungen seien ungedämpft. Unter diesen Voraussetzungen beschreiben die nachstehenden Gleichungen den Zusammenhang zwischen den elektrischen und mechanischen Grössen (in elektromagnetischen Einheiten):

$$11 = \mathfrak{Z} (R_0 + j\omega L_0) + \ddot{u} (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) \quad (2)$$

$$\mathfrak{Z} = \frac{1}{\ddot{u}} \left(\frac{\mathfrak{F}_1 + \mathfrak{F}_2}{2} - j \frac{\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1}{2} q \sqrt{\rho E} \operatorname{ctg} \frac{\omega l}{2v} \right), \quad (3)$$

wobei

$$L_0 = 4 \pi \frac{w^2}{R_m} \quad (4)$$

$$\ddot{u} = 4 \pi \frac{\eta E w}{R_m} \quad (5)$$

L_0, R_0, w = Induktivität, Verlustwiderstand, Windungszahl der Antriebsspule

$\mathfrak{F}_1, \mathfrak{F}_2$ = Kräfte an den Stabenden

$\dot{\xi}_1, \dot{\xi}_2$ = Geschwindigkeiten der Stabenden

l, q = Länge, Querschnitt des Stabes

ρ, E = Dichte, Elastizitätsmodul des Stabmaterials

$v = \sqrt{E/\rho}$ = Schallgeschwindigkeit im Stab

$\ddot{u}$ = elektromechanisches Übersetzungsverhältnis

R_m = Reluktanz des magnetischen Pfades

Für den uns interessierenden Fall des an beiden Enden freien und in der Mitte eingespannten Stabes ist $\mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F}_2 = 0$ und $\dot{\xi}_2 = -\dot{\xi}_1 = \dot{\xi}$. Damit folgt aus (2) und (3):

$$11 = \mathfrak{Z} (R_0 + j\omega L_0) + \ddot{u} 2 \dot{\xi} \quad (6)$$

$$\mathfrak{Z} = \frac{1}{\ddot{u}} \left(-j \dot{\xi} q \sqrt{\rho E} \operatorname{ctg} \frac{\omega l}{2v} \right). \quad (7)$$

Die elektrische Impedanz ist sodann

$$\mathfrak{Z} = \frac{11}{\mathfrak{Z}} = R_0 + j\omega L_0 + \ddot{u}^2 j \frac{2 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{2v}}{q \sqrt{\rho E}}. \quad (8)$$

Fig. 7 zeigt das der Gleichung (8) entsprechende elektrische Netzwerk. Der Stab befindet sich in Resonanz, wenn $\frac{\omega l}{2v} = \frac{\pi}{2}$ (Grundfrequenz). Für die Umgebung der Resonanzstelle lässt sich $\mathfrak{Z}_M$ näherungsweise als Parallelschwingkreis darstellen; es resultiert die Ersatzschaltung Fig. 8a mit

$$L_1 = \ddot{u}^2 \frac{8 l}{\pi^2 q E} \quad (9)$$

$$C_1 = \frac{1}{\ddot{u}^2} \frac{q l \rho}{8}. \quad (10)$$

Durch die Einführung des Widerstandes R_1 im Schwingkreis ist berücksichtigt worden, dass in Wirklichkeit die Schwingungen des Stabes gedämpft sind. Fig. 8b zeigt den prinzipiellen Verlauf des Real-

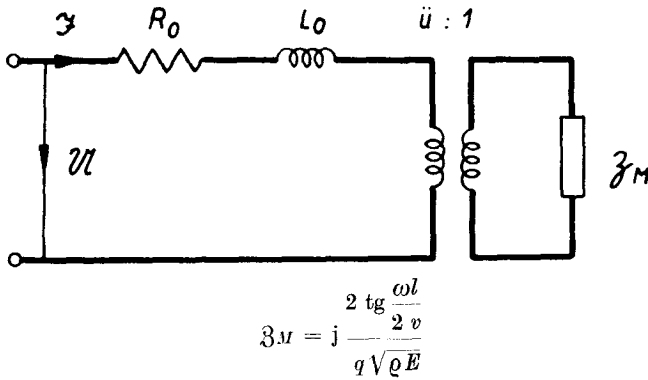


Fig. 7. Elektrische Ersatzschaltung des frei-freien magnetostruktiven Stabes

und Imaginärteiles der Impedanz in Funktion der Frequenz.

In einem nichtferromagnetischen Material wird die Schwingungsdämpfung allein durch plastische Verformung und elastische Nachwirkung verursacht. In einem Ferromagnetikum, in dem die elastischen Wechsellspannungen Richtungsänderungen der spontanen Magnetisierung hervorrufen, tritt dagegen noch eine Dämpfung infolge von magnetoelastischer Hysterese und Wirbelströmen hinzu (siehe ausführlich: *Becker-Döring*⁶⁾). Diese kann die rein mechanische Dämpfung um ein Vielfaches übertreffen. In Ferriten fällt die Wirbelstromdämpfung dahin, und man kann die magnetoelastische Hysterese unabhängig von der Frequenz leicht messen.

Der Quotient $\frac{L_1}{L_0}$ ist ein Mass für die elektromechanische Kopplung. Aus den Gleichungen (4), (5) und (9) folgt:

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{32}{\pi} \eta^2 E \frac{l}{q R_m} \quad (11)$$

Führt man noch die Reluktanz des Stabes $R_{ms} = l/\mu q$ ein, so erhält man:

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{32}{\pi} \eta^2 \mu E \frac{R_{ms}}{R_m} \quad (12)$$

Würde man statt eines Stabes beispielsweise einen Ring als Schwinger verwenden, dann wäre $R_m = R_{ms}$ und $\frac{L_1}{L_0}$ somit eine reine Materialkonstante. Da mit zunehmender Vormagnetisierung η ansteigt und μ

fällt, weist $\frac{L_1}{L_0}$ ein Maximum auf. Die Vormagnetisierung, bei der dieses auftritt, wollen wir als die optimale bezeichnen.

2. Untersuchungen

a) Messmethode

Die elektrischen Ersatzgrößen eines gegebenen Resonators werden aus dem Impedanzverlauf (Fig. 8b) ermittelt. Schreibt man die Impedanzgleichung in der Form $Z = R + jX$ und vernachlässigt bei der Berechnung R_1^2 als klein gegenüber $\omega^2 L_1^2$, so erhält man:

$$Z = R_0 + \frac{R_1}{v^2 + \frac{1}{Q_1^2}} + j\omega \left(L_0 - \frac{L_1 v}{v^2 + \frac{1}{Q_1^2}} \right) \quad (13)$$

wobei

$$v = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \quad (\text{Verstimmung})$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad (\text{Resonanzfrequenz des Stabes})$$

$$Q_1 = \frac{\omega L_1}{R_1} \quad (\text{Güte}).$$

Bei Beschränkung auf Resonanznähe kann Q_1 als konstant angesehen werden. Der Imaginärteil weist zwei Nullstellen auf bei den Verstimmungen

$$v_1 = \frac{L_1}{2 L_0} \left[1 - \sqrt{1 - 4 \left(\frac{L_0}{L_1 Q_1} \right)^2} \right] = \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} - 1 \quad (14)$$

und

$$v_2 = \frac{L_1}{2 L_0} \left[1 + \sqrt{1 - 4 \left(\frac{L_0}{L_1 Q_1} \right)^2} \right] = \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2} - 1.$$

In der Regel darf $4 \left(\frac{L_0}{L_1 Q_1} \right)^2$ als klein gegen 1 vernachlässigt werden, so dass

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &\approx \omega_0^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \\ \omega_2^2 &\approx \omega_1^2 \left(\frac{L_1}{L_0} + 1 \right) \end{aligned} \quad (15)$$

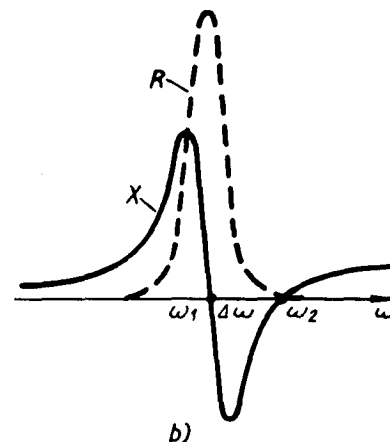


Fig. 8. Elektrische Ersatzschaltung des frei-freien magnetostruktiven Stabes in der Umgebung der Resonanzfrequenz

und folglich

$$\frac{L_1}{L_0} \approx \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2} \approx \frac{2 \Delta \omega}{\omega_1} \tag{16}$$

Der Quotient $\frac{L_1}{L_0}$ lässt sich demnach bestimmen, wenn man mittels einer Impedanzmessbrücke feststellt, bei welchen Frequenzen $\mathfrak{Z}$ reell ist.

Der Mittelwert von zwei Impedanzmessungen, etwa 10% unter- und oberhalb ω_1 , liefert L_0 sowie R_0 in der Umgebung der Resonanzfrequenz. Nach Gleichung (16) lässt sich nun L_1 berechnen.

Die Kreisgüte ermittelt man aus dem bei ω_1 gemessenen Widerstand. Setzt man in Gleichung (13) $v = v_1$ bzw. $\omega = \omega_1$, so wird

$$\mathfrak{Z} = R = R_0 + \frac{R_1 Q_1^2}{(v_1 Q_1)^2 + 1} \tag{17}$$

Da in der Regel $R_0 \ll R$ und $(v_1 Q_1)^2 \ll 1$, kann

$$R \approx R_1 Q_1^2 = \omega_1 L_1 Q_1$$

gesetzt werden, und es ist somit

$$Q_1 \approx \frac{R}{\omega_1 L_1} \tag{18}$$

Fig.9 zeigt die für die Anregung der Probestäbe verwendete Spule und die ungefähren Abmessungen der Stäbe. Die Spule wird mit Gleichstrom und überlagertem Wechselstrom gespeist. Da die Induktion nicht an allen Stellen des Stabes gleich ist und ein

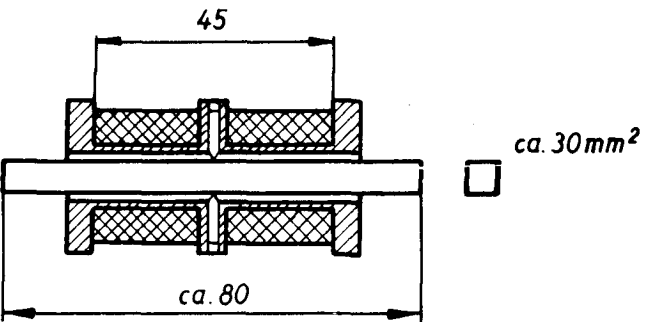


Fig. 9. Antriebsspule ($w = 1700$) mit Probestab

Teil der Feldlinien gänzlich ausserhalb der Probe verläuft, werden die Messungen nicht die Bestimmung wahrer Materialeigenschaften, sondern nur qualitative Vergleiche gestatten. Dies genügt jedoch hier, da es sich im wesentlichen darum handelt, die Betriebseigenschaften von Ferritresonatoren zu untersuchen. Das Schema der Impedanzmessbrücke, mit der die Messungen ausgeführt wurden, ist in Fig. 10 dargestellt. In der Brücke sind symmetrische Drosseln (ohne Eisenkern) und Sperrkondensatoren angeordnet, damit der Gleichstrom nicht durch den Differentialübertrager Tr fließt. Das Verstärkervoltmeter V , das einem Widerstand von 10 Ohm parallel liegt, zeigt den Wechselstrom im Messobjekt X an. Als Vergleichsnorm N verwendet man einen variablen Widerstand bei der Bestimmung der Nullstellen oder ein Variometer in Serie mit einem variablen

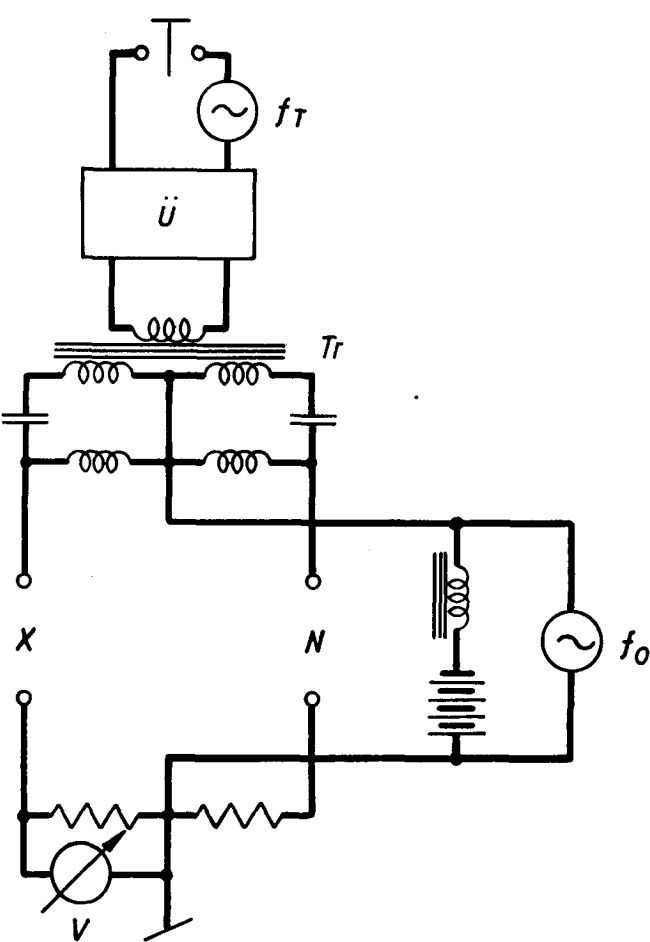


Fig. 10. Schema der Impedanzmessbrücke

Widerstand für die Messung von L_0 und R_0 . Der Gleichstrom wird vom Normal durch eine grosse, vernachlässigbare Seri kapazität ferngehalten. Als Nullinstrument dient ein Überlagerer $\ddot{U}$ mit Kopfhörer. Die Messung der kleinen Frequenzdifferenzen zwischen den Nullstellen erfolgt nach der Überlagerungsmethode mit dem Überlagerer $\ddot{U}$, dem geeichten Tonfrequenzgenerator f_T und dem Kopfhörer als Schwebungsanzeiger.

b) Ergebnisse

Die MgZn- und CoZn-Ferrite zeigen keine messbare Aktivität mit Ausnahme von Mg-Ferrit, wo das Auftreten einer Resonanz eben noch feststellbar ist. Dieses Verhalten rührt teils von zu geringer Steilheit der Magnetostruktionskurve, teils von zu kleiner Permeabilität her. Wirksame Resonatoren sind dagegen die NiZn-Ferrite mit Zn-Ferritgehalten bis etwa 40%. Die Untersuchungsergebnisse von drei aus den Sulfaten hergestellten Stäben mit 0, 20 und 40% Zn-Ferrit sollen im folgenden näher betrachtet werden.

Die Konstanten der Resonatoren sind sowohl von der Vormagnetisierung als auch von der Wechselstromamplitude abhängig. Sie wurden zunächst als Funktion des Magnetisierungsstromes J_0 mit verschwindend kleinem Wechselstrom gemessen. Um

Tabelle IV. Daten von NiZn-Ferrit-Resonatoren (Antriebsspule nach Fig. 9, Magnetisierungsstrom optimal)

Stab Nr.	Zusammensetzung		Stab- dimensionen		J_0 (mA)	f_0 (kHz)	$\frac{L_1}{L_0}$	L_1 (μ H)	Q_1	L_0 (mH)	Q_0	ϱ $\left(\frac{g}{cm^3}\right)$	$E \times 10^{-12}$ $\left(\frac{dyn}{cm^2}\right)$	v $\left(\frac{m}{s}\right)$
	%	%	l (cm)	q (cm ²)										
	NiO·Fe ₂ O ₃	ZnO·Fe ₂ O ₃												
1	100	0	8,00	0,30	160	34,5	1/ 80	295	1400	23,5	65	4,83	1,47	5500
2	80	20	7,87	0,31	160	35,1	1/ 90	305	1000	27,5	55	4,95	1,51	5500
3	60	40	7,74	0,30	120	35,3	1/135	405	1200	55,0	75	4,67	1,39	5450

eine eindeutige Abhängigkeit zu erhalten, entmagnetisierte man die Proben vorerst, worauf man J_0 nach und nach erhöhte und vor jeder Messung mehrmals kommutierte. In *Tabelle IV* sind die Daten bei optimalem J_0 zusammengestellt. Mit grösser werdendem Zn-Ferritgehalt nimmt einerseits die Steilheit der Magnetostruktionskurve ab, andererseits aber die Permeabilität zu. $\frac{L_1}{L_0}$ fällt daher anfangs nur allmählich, während L_1 sogar ansteigt. Überschreitet der Zn-Ferritgehalt 40%, so nimmt die Aktivität jedoch rasch ab und ist bei 60% nahezu verschwunden.

Die piezoelektrischen Kristalle weisen eine Impedanz auf, die das Inverse von jener der magnetostriktiven Elemente ist. Die Bedeutung, die hier der Quotient $\frac{L_1}{L_0}$ hat, kommt dort dem Verhältnis der elektromechanischen Kapazität zur Belagskapazität zu. Dieses ist eine Materialkonstante und beträgt beispielsweise beim Quarz (X-Schnitt) 1/125.

In Fig. 11 ist für Stab 1 L_0 , L_1 und $\frac{L_1}{L_0}$ in Abhängigkeit von J_0 dargestellt. Man sieht, dass ein solcher Resonator nur bei hoher Konstanz des permanenten Feldes als Filterelement verwendbar ist. Bei optimaler Vormagnetisierung entspricht beispielsweise einer J_0 -Änderung von 1% eine Abweichung von L_0 und L_1 von etwa 0,6%. Ein Vorteil der Abhängigkeit besteht andererseits darin, dass sich ein vorgeschriebener Wert von L_1 innerhalb gewisser Grenzen mittels der Vormagnetisierung einstellen lässt und nicht

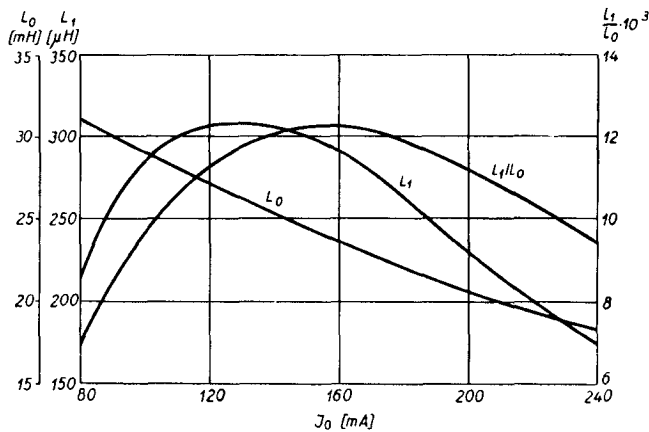


Fig. 11. Stab 1 (Ni-Ferrit). Abhängigkeit der Induktivitäten L_0 und L_1 vom Magnetisierungsstrom J_0

die Windungszahl der Antriebsspule geändert werden muss. Durch eine grössere vorübergehende Störung des magnetischen Zustandes erfahren die Konstanten eines Resonators wegen der Hysterese eine bleibende Veränderung. Magnetostriktive Systeme müssen daher sorgfältig gegen Störströme und Störfelder geschützt werden.

Infolge des ΔE -Effektes nimmt die Resonanzfrequenz mit steigender Vormagnetisierung zu. Die relative Frequenzänderung, bezogen auf eine J_0 -Änderung von 1% bei optimaler Vormagnetisierung, beträgt $2,5 \times 10^{-5}$ bei Stab 1 und $3,5 \times 10^{-5}$ bei den Stäben 2 und 3, ist also sehr gering.

In den folgenden Versuchen wurde J_0 auf den optimalen Wert eingestellt und der Wechselstrom variiert. Bei den kleinen in Betracht kommenden Strom- bzw. Feldstärken gilt für den Zusammenhang von Wechselinduktion und Wechselfeldstärke im Stab die *Rayleighsche* Beziehung:

$$B = \mu_0 H + \frac{1}{2} \alpha H^2. \quad (19)$$

Die *Rayleigh*-Konstante α beschreibt sowohl das Anwachsen des Hystereseverlustfaktors

$$\operatorname{tg} \delta_h = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{\pi \mu_0} H_1, \quad (20)$$

als auch den Anstieg der wirksamen Permeabilität

$$\mu = \mu_0 + \alpha H_1 \quad (21)$$

(μ_0 = Anfangs- bzw. reversible Permeabilität) mit der Feldamplitude H_1 . Aus letzter Beziehung geht hervor, dass L_0 und μ mit zunehmendem Strom ansteigen müssen. Die Zunahme von L_0 wurde im Bereich von 0,1...10 mA gemessen und beträgt je mA 0,4% bei Stab 1, 0,5% bei Stab 2 und 0,8% bei Stab 3. Diese beträchtliche Stromabhängigkeit setzt der Verwendbarkeit von Ferritresonatoren als Filterelemente gewisse Grenzen.

Vergrössert man in der Resonanz den Strom und damit die Schwingungsamplitude des Stabes, so beobachtet man eine Verminderung der Kreisgüte sowie eine Abnahme der Resonanzfrequenz, entsprechend einer Abnahme des Elastizitätsmoduls. Diese Erscheinungen werden bei einer näheren Betrachtung der magnetoelastischen Hysterese verständlich. Wegen des engen Zusammenhanges der magnetoelastischen mit der magnetischen Hysterese

ist zu erwarten, dass bei kleinen Spannungsamplituden zwischen der Dehnung ε und der Spannung σ ebenfalls eine *Rayleighsche* Beziehung besteht. Lässt man demnach den magnetischen Grössen μ , B und H sinngemäss die mechanischen Grössen $1/E$, ε und σ entsprechen und führt eine elastische *Rayleigh*-Konstante α_e ein, so erhält man die den Gleichungen (20) und (21) analogen Beziehungen für den magnetoelastischen Hystereseverlustfaktor und den Elastizitätsmodul:

$$\operatorname{tg} \delta_e = \frac{4}{3\pi} E_0 \alpha_e \sigma_1 \quad (22)$$

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} + \alpha_e \sigma_1. \quad (23)$$

Aus (23) folgt die Amplitudenabhängigkeit von E :

$$\frac{dE}{d\sigma_1} = -\alpha_e E_0^2. \quad (24)$$

Eliminiert man aus (22) und (23) $\alpha_e \sigma_1$ und differenziert, so erhält man

$$-\frac{1}{E_0} \frac{dE}{d\operatorname{tg} \delta_e} = \frac{3\pi}{4} \quad (25)$$

und da E dem Quadrat der Resonanzfrequenz f proportional ist

$$-\frac{1}{f_0} \frac{df}{d\operatorname{tg} \delta_e} = \frac{3\pi}{8}. \quad (26)$$

(25) und (26) gelten auch dann, wenn σ_1 nicht an allen Stellen des Stabes gleich ist, wie das bei unseren Untersuchungen der Fall war; denn sowohl $\operatorname{tg} \delta_e$ wie auch der aus der Resonanzfrequenz berechnete E-Modul hängen vom selben Mittelwert über σ_1 ab. Diesem Mittelwert ist ferner die Schwingungsamplitude und damit die elektrische Spannung über dem Schwingkreis im Ersatzschema proportional. Eine gute Bestätigung des theoretischen Ergebnisses liefert Stab 2, wie Fig. 12 zeigt. Es sind dort der Verlustfaktor $\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q_1}$ und die relative Änderung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Spannung über dem Schwingkreis aufgetragen. Die Nachprüfung

von Gleichung (26) liefert den Wert $\frac{3\pi}{8} = 1,18$. Stab 2 stellt jedoch insofern eine Ausnahme dar, als er von allen untersuchten Proben die weitaus grösste Amplitudenabhängigkeit aufwies. In der Regel war diese um ein Vielfaches kleiner und konnte beispielsweise bei den Stäben 1 und 3 für eine Nachprüfung der Theorie nicht genügend zuverlässig gemessen werden. Der Gütefaktor war bei den meisten Proben höher als bei den hier betrachteten und erreichte im besten Falle etwa 3000.

Der Temperaturkoeffizient der Resonanzfrequenz wurde an andern Proben gemessen, und zwar nur an solchen mit 20% Zn-Ferrit. Es ergaben sich Werte zwischen -5 und -8×10^{-5} je $^\circ\text{C}$. Beim Quarz (X-Schnitt) beträgt er etwa -2×10^{-5} je $^\circ\text{C}$.

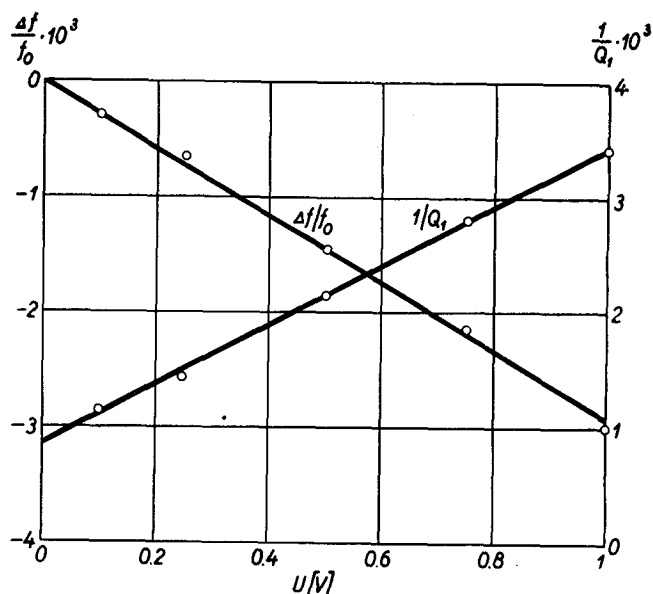


Fig. 12. Stab 2 (NiZn-Ferrit 80:20). Abnahme der Resonanzfrequenz f und Ansteigen des Verlustfaktors $1/Q_1$ bei wachsender Spannung U am elektromechanischen Schwingkreis (magnetoelastische Hysterese)

III. Elektrische Filter mit magnetostriktiven Ferritstäben

1. Magnetostriktive Filter (Allgemeines)

Kombinationen von Schaltelementen, die dem Ersatzschema des magnetostriktiven Resonators entsprechen, sind besonders zum Aufbau von Brückenfiltern geeignet. Die Brückenschaltung (Fig. 13) hat zwar den Nachteil, dass alle Elemente doppelt vor-

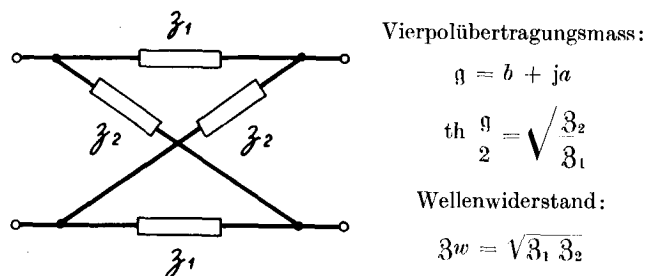


Fig. 13. Brückenschaltung

kommen. Ein magnetostriktiver Stab kann aber die Stelle von zwei gleichen Stäben in den Längs- oder Kreuzzweigen einnehmen, wenn er mit zwei getrennten, symmetrischen Antriebswicklungen versehen wird. Fig. 14a zeigt schematisch ein solches System, das man als Vierpol auffassen kann. Die Gleichungen für Ein- und Ausgangsspannung lauten:

$$U_1 = (R + j\omega L + Z_M) \mathfrak{I}_1 + (j\omega M + Z_M) \mathfrak{I}_2 \quad (1)$$

$$U_2 = -(j\omega M + Z_M) \mathfrak{I}_1 - (R + j\omega L + Z_M) \mathfrak{I}_2.$$

R ist der Verlustwiderstand einer Antriebswicklung, L deren Induktivität, M die Gegeninduktivität zwischen beiden Spulen und Z_M ein Viertel der elektromechanischen Impedanz, gemessen zwischen 1...2 mit 1'...2' verbunden. Durch Vergleich von (1) mit den entsprechenden Gleichungen des Kreuzgliedes:

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{\mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}_2}{2} \mathfrak{I}_1 + \frac{\mathfrak{Z}_1 - \mathfrak{Z}_2}{2} \mathfrak{I}_2 \\ u_2 &= -\frac{\mathfrak{Z}_1 - \mathfrak{Z}_2}{2} \mathfrak{I}_1 - \frac{\mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}_2}{2} \mathfrak{I}_2 \end{aligned} \quad (2)$$

findet man die Impedanzen der Ersatzschaltung Fig. 14b:

$$\mathfrak{Z}_1 = R + j\omega(L + M) + 2\mathfrak{Z}_M; \mathfrak{Z}_2 = R + j\omega(L - M). \quad (3)$$

Die Schaltung Fig. 14c geht aus Fig. 14b durch einfache Umformung hervor und ist für Messungen zwischen beliebigen Klemmen gültig.

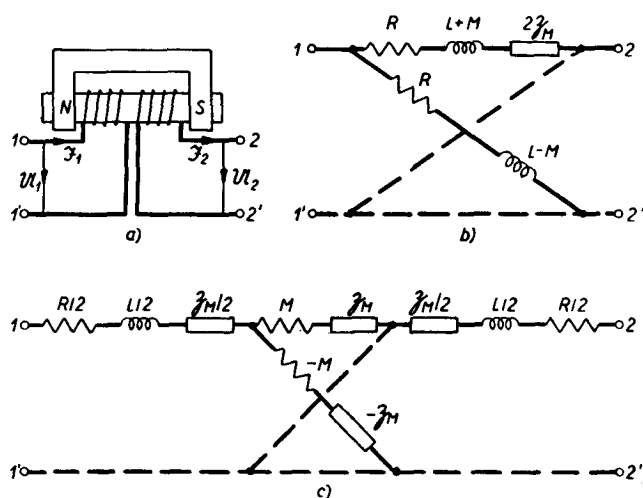


Fig. 14. Ersatzschaltungen des magnetostriktiven Stabes mit zwei Antriebswicklungen

In der Umgebung der Resonanzfrequenz lässt sich $\mathfrak{Z}_M$ als Parallelschwingkreis darstellen, wodurch sich die Schaltung Fig. 15_{1B} ergibt. Man sieht nun, dass ein Stab mit zwei Antriebswicklungen als Bandfilter wirkt, wenn die Klemmen der einen Wicklung als Eingang und die der anderen als Ausgang benutzt werden. Die relative Bandbreite ist

$$\frac{f_B - f_A}{f_0} = \frac{L_1}{2(L + M)}. \quad (4)$$

Da $\frac{L_1}{L + M}$ den Wert 1/100 kaum übersteigt, kann sie nur etwa 0,5% betragen.

Ein Bandfilter mit einem Durchlass von etwa 1% und besserer Dämpfung erhält man durch Verwendung von zwei Resonatoren in Brückenschaltung (Fig. 15₂).

Mit magnetostriktiven Elementen allein können offensichtlich nur schmale Filter gebaut werden. Der Durchlassbereich lässt sich jedoch in einfacher Weise verbreitern, indem man Kapazitäten in Serie zu den Elementen schaltet. Fig. 15₃ zeigt ein derartiges Filter. Die Gleichung der Reaktanzen lautet für die Längszweige beispielsweise:

$$\mathfrak{Z}_1 = \frac{1}{C_A} \frac{(1 - \omega^2/\omega_A^2)(1 - \omega^2/\omega_3^2)}{j\omega(1 - \omega^2/\omega_2^2)}, \quad (5)$$

wobei

$$\omega_A^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_a^2 + \omega_a^2 - \sqrt{(\omega_a^2 + \omega_a^2)^2 - 4\omega_a^2\omega_2^2} \right] \quad (6)$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \quad (7)$$

$$\omega_3^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_a^2 + \omega_a^2 + \sqrt{(\omega_a^2 + \omega_a^2)^2 - 4\omega_a^2\omega_2^2} \right] \quad (8)$$

und

$$\omega_a^2 = \frac{1}{(L + M)_1 C_A} \quad (9)$$

$$\omega_a^2 = \omega_2^2 \left(1 + \frac{L_1}{(L + M)_1} \right). \quad (10)$$

Durch Multiplikation bzw. Addition von (6) und (8) folgt ferner:

$$\omega_A \omega_3 = \omega_a \omega_2 \quad (11)$$

$$\omega_A^2 + \omega_3^2 = \omega_a^2 + \omega_2^2. \quad (12)$$

Wählt man C_A so, dass $\omega_a = \omega_2$, dann kommen die Nullstellen ω_A und ω_3 symmetrisch zur Unendlichkeitsstelle ω_2 zu liegen. Mit Hilfe von (11), (12) und (10) findet man sodann:

$$\frac{\omega_3 - \omega_A}{\omega_2} = \sqrt{\frac{L_1}{(L + M)_1}}. \quad (13)$$

Bei einem Verhältnis $\frac{L_1}{(L + M)_1} = 1/100$ wären die

Nullstellen also um 10% voneinander entfernt, und mit ebensolchen Reaktanzen in den Kreuzzweigen würde ein Filter mit einer Bandbreite von 15% resultieren.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass sich mit magnetostriktiven Elementen und Kondensatoren auch Bandsperren sowie Tief- und Hochpassfilter ausführen lassen.

In den betrachteten Filtern sind praktisch nur die Antriebsspulen und allfällige Zusatzinduktivitäten verlustbehaftet. Die entsprechenden Verlustwiderstände lassen sich aber auf Grund der Äquivalenzbeziehung Fig. 16 aus dem eigentlichen Filternetzwerk herausnehmen, sofern sie gleich gross gemacht werden. Dadurch beeinflussen sie die Form der Dämpfungskurve nicht, sondern verursachen lediglich eine konstante zusätzliche Dämpfung. Das zulässige Mass dieser Restdämpfung ist das Kriterium für die Spulengüte.

Komplizierte Filterschaltungen mit mehr als nur zwei Resonatoren sind denkbar, doch ist in Betracht zu ziehen, dass mit zunehmender Zahl der Elemente auch die Anforderungen an deren Konstanz wachsen. Fallen zum Beispiel im Durchlassbereich irgendwo Nullstellen und Pole von $\mathfrak{Z}_1$ und $\mathfrak{Z}_2$ nicht genau zusammen, so entsteht zwischen ihnen ein kleiner Sperrbereich, der sich in einem stärkeren Schwanken der Betriebsdämpfung bemerkbar macht. Die Gefahr solcher Unstimmigkeiten ist um so grösser, je mehr

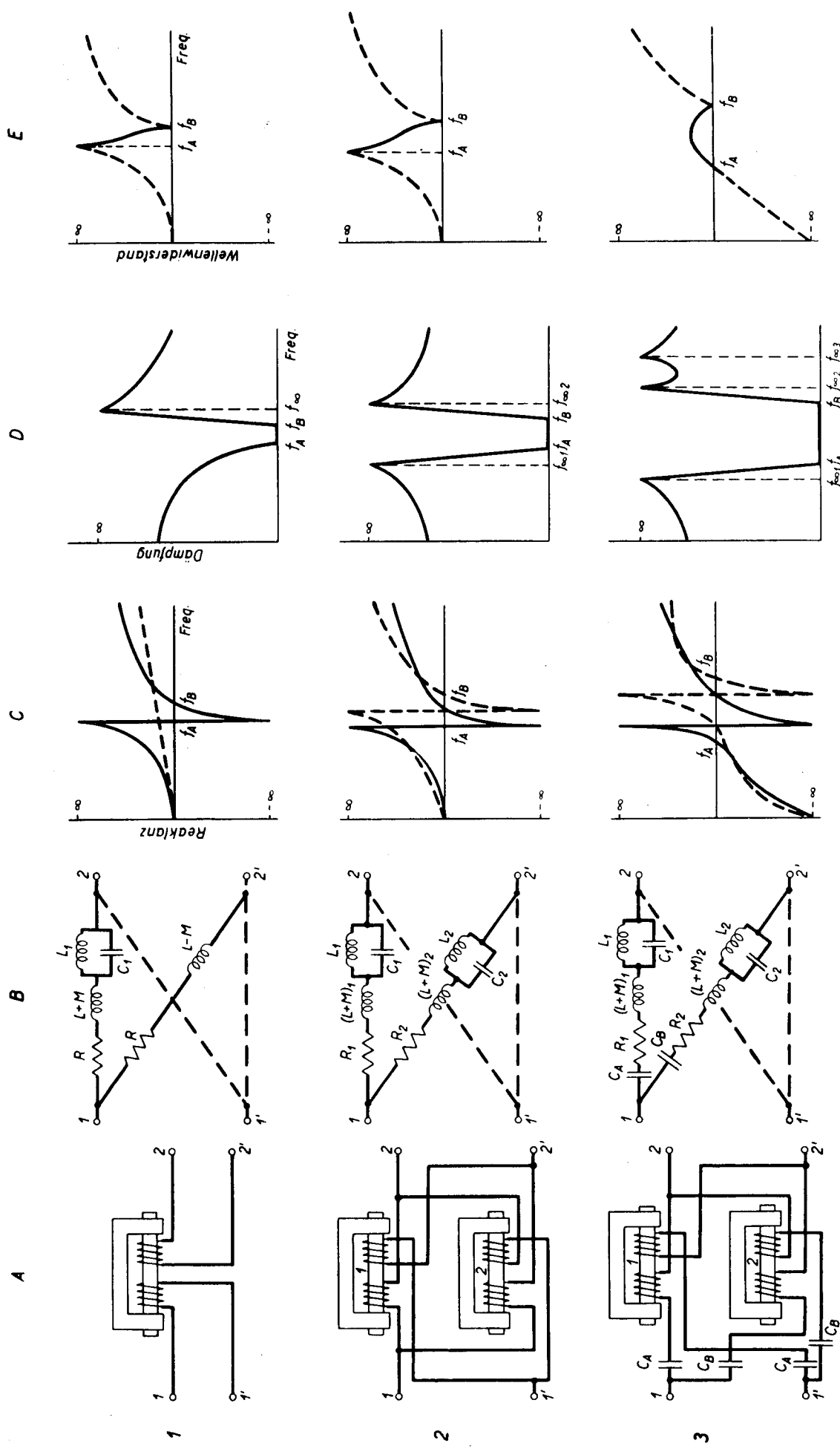


Fig. 15. Bandfilter mit magnetostruktiven Elementen

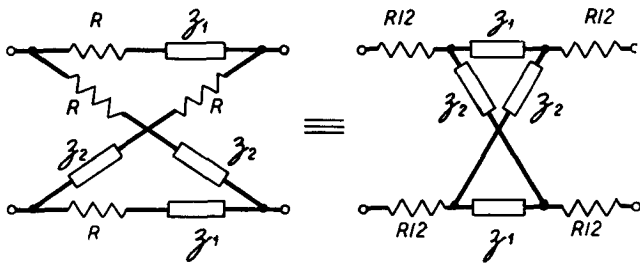


Fig. 16. Brückenschaltung mit ausgeglichenen Verlusten

Resonanzfrequenzen das Filter besitzt, das heisst, je besser seine Filtereigenschaften sein sollen.

Kritischer noch sind die Verhältnisse im Sperrbereich. Es gilt dort für die Dämpfung:

$$\text{th } \frac{b}{2} = \sqrt{\left| \frac{Z_2}{Z_1} \right|} \quad (14)$$

oder bei genügend grossem b :

$$\text{th } \frac{b}{2} \approx 1 - 2e^{-b}. \quad (15)$$

Soll nun eine vorgeschriebene Sperrdämpfung b_0 nie unterschritten werden, so muss der Quotient $\left| \frac{Z_2}{Z_1} \right|$ stets der Ungleichung

$$1 - 4e^{-b_0} \leq \left| \frac{Z_2}{Z_1} \right| \leq 1 \quad (16)$$

genügen; er darf also höchstens um $4e^{-b_0}$ von 1 abweichen (Fig. 17).

Danach ist vorauszusehen, dass sich mit magnetostriktiven Elementen keine verwickelten Schaltungen ausführen lassen, denn ihre Daten sind zu sehr von Strom und Vormagnetisierung abhängig. Hohe Werte der Sperrdämpfung müssen vielmehr durch Ketten-schaltung einfacherer Teilfilter aufgebracht werden. Zwei derartige Filter, wie sie etwa zum Aufbau von Kanalfiltern für die Trägertelephonie in Betracht kämen, wurden praktisch ausgeführt und sind im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

2. Zwei VersuchsfILTER

Um die Brauchbarkeit von Ferritstäben als Filterelemente praktisch zu prüfen, haben wir zwei Bandfilter nach Fig. 15₃ gebaut. Für das erste Filter wurde ein relativer Durchlassbereich von 4,5% bei etwa 80 kHz gewählt, für das zweite ein solcher von 10% bei etwa 40 kHz.

Fig. 18 zeigt das 80-kHz-Filter im Bilde. In der Antriebsspule A ist der Ferritstab F ($l \approx 3$ cm, $q \approx 0,2$ cm²) sichtbar, der durch vier Spitzen in der Mitte festgehalten wird. Die Spule ist mit zwei genau symmetrisch ausgeführten Wicklungen von je 340 Windungen versehen. Ein kräftiger Stabmagnet M dient zur Vormagnetisierung, deren Wert sich mittels der Schrauben S einstellen lässt. Die Stäbe bestehen aus NiZn-Ferrit 80:20. Sie wurden aus einer Mischung von Fe-Hydroxyd mit Ni- und Zn-Oxyd hergestellt und sechs Stunden bei 1200°C in Sauerstoff gesintert.

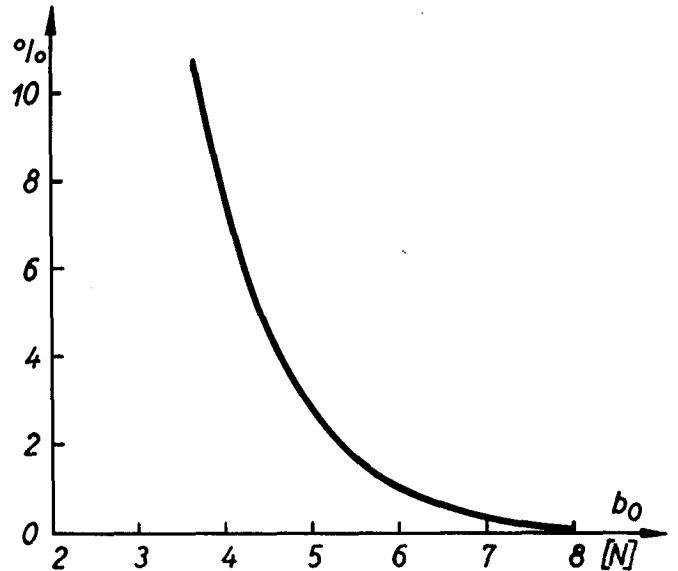


Fig. 17. Höchstzulässige Abweichung des Quotienten $\left| \frac{Z_2}{Z_1} \right|$ von 1 als Funktion von b_0

Bei der Ausführung der magnetostriktiven Systeme geht man so vor, dass man anstelle der Antriebsspule zunächst eine Probespule mit bekannter Windungszahl einsetzt und darin die Daten des zu verwenden Stabes bei optimaler Vormagnetisierung bestimmt. Aus dem Resultat kann man die Windungszahl ermitteln, die für die vorgeschriebene elektromechanische Impedanz erforderlich ist. Zur Feineinstellung benützt man die Vormagnetisierung. Die elektrische Symmetrie des Systemes erreicht man bei symmetrischem Aufbau mit genügender Genauigkeit auch in der elektromechanischen Impedanz, wenn man die Antriebsspulen abseits der Resonanzfrequenz auf gleiche Induktivität einstellt.

Für das 80-kHz-Filter haben wir die Bandgrenzen und die Dämpfungspole, bezogen auf die Bandmitte, folgendermassen festgelegt:

$$\begin{aligned} \frac{f_A}{f_0} &= 0,9775 & \frac{f_{\infty 1}}{f_0} &= 0,9675 \\ \frac{f_B}{f_0} &= 1,0225 & \frac{f_{\infty 2}}{f_0} &= 1,0325 \\ \frac{f_B - f_A}{f_0} &= 0,045 & \frac{f_{\infty 3}}{f_0} &= \infty \end{aligned}$$

Daraus errechnet*) man

$$\frac{f_2}{f_0} = 0,98699 \quad \frac{f_3}{f_0} = 1,01312$$

und (Bezeichnungen siehe Fig. 19)

$$\begin{aligned} \frac{L_A}{L_1} &= 973 & \frac{L_B}{L_2} &= 1056 \\ \frac{L_1}{L_2} &= 1,085 & \frac{L_A}{L_B} &= 1 \end{aligned}$$

*) Berechnungsmethode siehe: Mason, W. P. and R. A. Sykes. Electrical Wave Filters Employing Crystals with Normal and Divided Electrodes. Bell Syst. Techn. J., 19 (1940), 221.

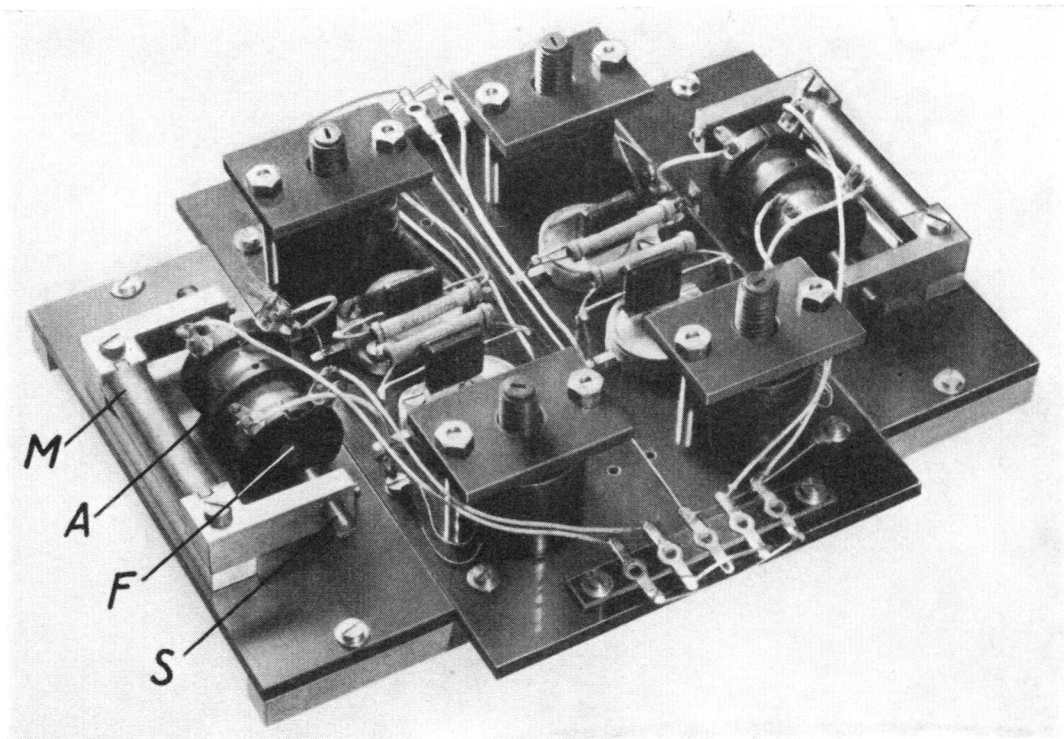


Fig. 18.
Versuchsausführung
des 80-kHz-Filters

Ausgehend von einem Stab mit der Resonanzfrequenz 80,240 kHz ($= f_2$) ergeben sich die Frequenzen wie in *Tabelle V* angegeben. Durch die Wahl des Belastungs-

Tabelle V. Zusammenstellung der Daten des 80-kHz-Filters

Frequenzen:

	berechnet kHz	gemessen kHz
$f_{\infty 1}$:	78,660	
f_A :	79,468	79,400
f_2 :	80,240	80,240
f_3 :	82,364	82,350
f_B :	83,127	83,120
$f_{\infty 2}$:	83,940	

Elemente (gemessen):

$L_1 = 16,5 \mu\text{H}$		$Q_1 = 3200$	Strom: 0,5 mA
$L_{01} = 4,20 \text{ mH}$	$R_{01} = 22 \Omega$	$Q_{01} = 100$	
$L'_{01} = 12,10 \text{ mH}$	$R'_{01} = 30 \Omega$	$Q'_{01} = 210$	
$L_A = 16,30 \text{ mH}$	$R_A = 52 \Omega$	$Q_A = 160$	
$L_{01} = 255$	$\frac{L_A}{L_1} = 988$		
$L_2 = 15,4 \mu\text{H}$		$Q_2 = 2700$	Strom: 0,5 mA
$L_{02} = 2,78 \text{ mH}$	$R_{02} = 16 \Omega$	$Q_{02} = 90$	
$L'_{02} = 13,52 \text{ mH}$	$R'_{02} = 32 \Omega$	$Q'_{02} = 220$	
$L_B = 16,30 \text{ mH}$	$R_B = 48 \Omega$	$Q_B = 170$	
$L_{02} = 180$	$\frac{L_B}{L_2} = 1060$		

Wellenwiderstand in der Bandmitte:

$$Z_{w0} = 375 \Omega$$

Beste Anpassung:

$$0,75 Z_{w0} = 280 \Omega$$

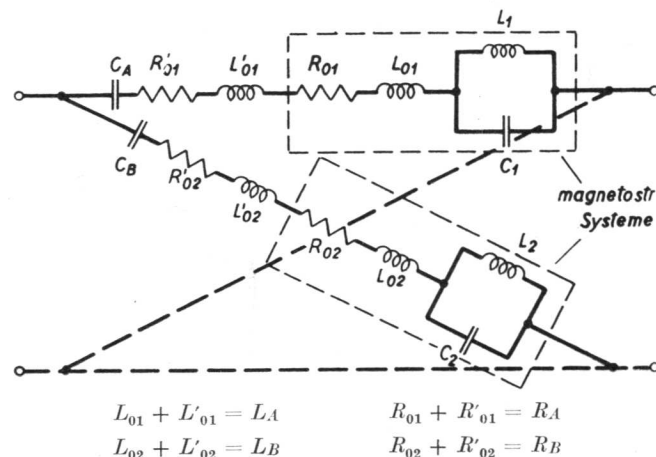
Belastungswiderstand (unter Berücksichtigung der Verluste):

$$R = 230 \Omega$$

widerstandes des Filters werden die Schaltelemente dem Betrage nach festgelegt, worauf sich die Windungszahlen der Antriebsspulen aus den im Vorversuch gefundenen Daten der Stäbe ermitteln lassen.

Die am abgeglichenen Filter gemessenen Werte der Frequenzen und Elemente sind in *Tabelle V* zusammengestellt. Der Temperaturkoeffizient der Resonanzfrequenz beträgt bei beiden Stäben etwa -7×10^{-5} je $^{\circ}\text{C}$. Auf einen Ausgleich der Verlustwiderstände R_A und R_B wurde verzichtet, da besonders die von den Antriebsspulen herrührenden Teile R_{01} und R_{02} stromabhängig sind, und zwar in ungleichem Masse.

Fig. 20 zeigt die Kurven der Betriebsdämpfung für zwei verschiedene Quellenspannungen U_0 . Die Kurve für $U_0 = 0,5 \text{ V}$ verläuft erwartungsgemäss. Bei $U_0 = 3,5 \text{ V}$ treten dagegen Abweichungen auf, die



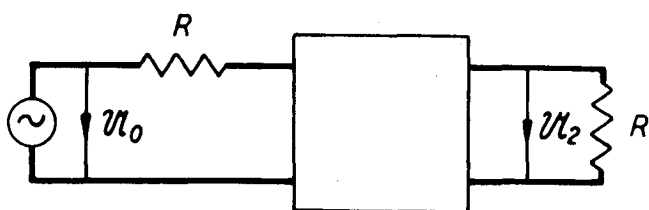
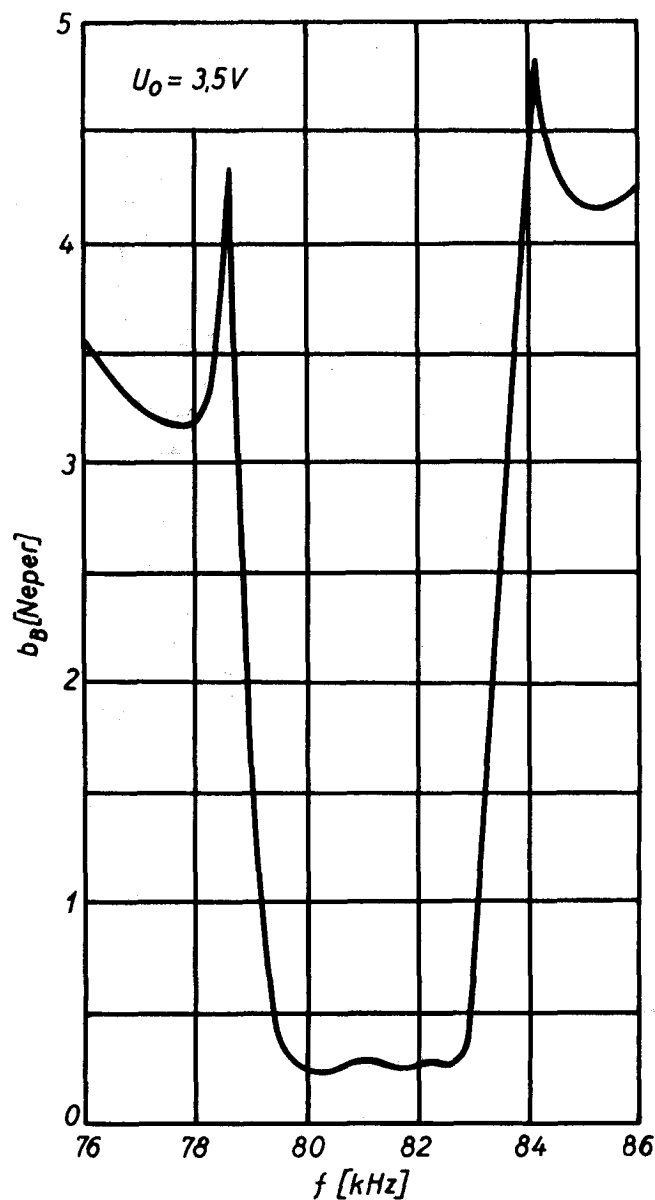
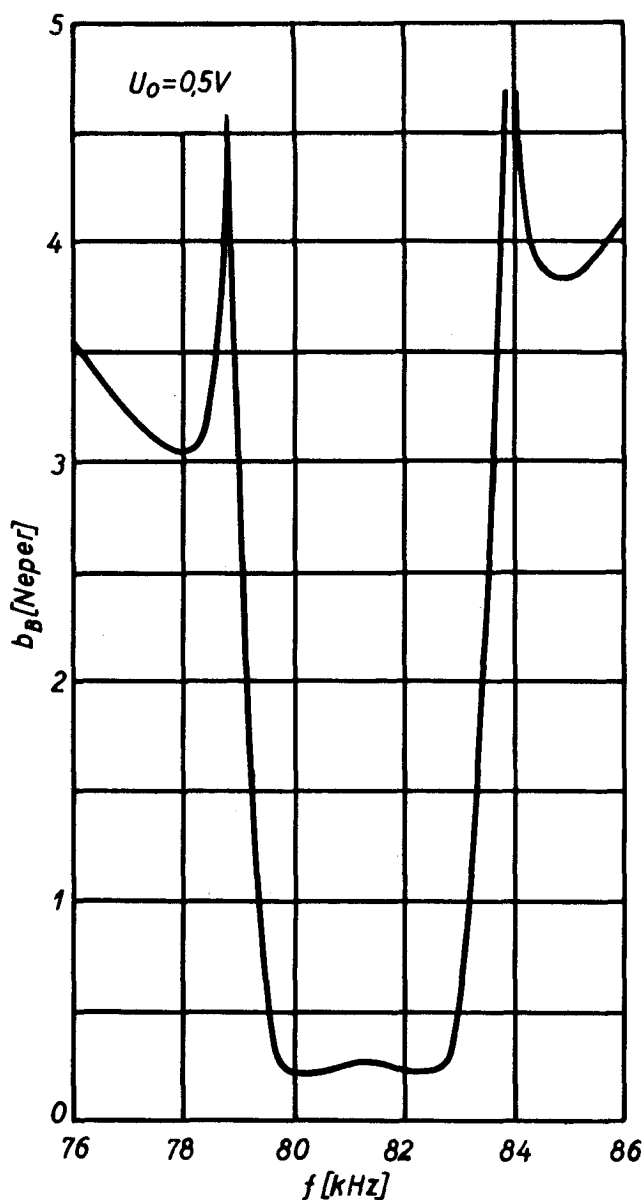
$$L_{01} + L'_{01} = L_A$$

$$R_{01} + R'_{01} = R_A$$

$$L_{02} + L'_{02} = L_B$$

$$R_{02} + R'_{02} = R_B$$

Fig. 19. Schaltung der Versuchsfilter



$$b_B = \ln \left| \frac{U_0}{2 U_2} \right|$$

Fig. 20. Betriebsdämpfung des 80-kHz-Filter

von den strombedingten Impedanzänderungen in den magnetostriktiven Systemen herrühren. Sie äussern sich in einer Verschiebung der Dämpfungspole und rein zufällig in einer Erhöhung der Sperrdämpfung. Der Verlauf im Durchlass zeigt ferner, dass die Pole und Nullstellen der Impedanzen nicht mehr übereinstimmen. Untersucht man die Stromabhängigkeit der Impedanzen einzeln, so stellt man fest, dass sich die Nullstellen bei Erhöhung des Stromes von 0,1 auf 5 mA um folgende Beträge verschieben:

$$\begin{array}{ll} f_A \text{ um } -145 \text{ Hz} & f_2 \text{ um } -95 \text{ Hz} \\ f_B \text{ um } -50 \text{ Hz} & f_3 \text{ um } -180 \text{ Hz} \end{array}$$

Daraus sieht man deutlich, dass die Impedanzen nur kleine Ströme führen dürfen und das Filter somit nur eine geringe Leistung zu übertragen vermag. Im vorliegenden Falle kann U_0 auf etwa 1 V erhöht werden, ohne wesentliche Beeinträchtigung des Dämpfungsverlaufes. Die Ausgangsleistung im Durchlass beträgt dann etwa 0,6 mW.

Schliesslich haben wir noch untersucht, ob durch die nichtlinearen Eigenschaften des Ferritmaterials Modulationsprodukte im Filter entstehen. Zu diesem Zweck wurde das Filter mit zwei um 1000 Hz verschiedenen Durchlassfrequenzen gespeist. Bei $U_0 =$

4 V war am Ausgang die Spannung der Differenzfrequenz noch kleiner als 1 mV.

Das zweite, bei 40 kHz arbeitende Filter war ähnlich gebaut wie das erste und mit Stäben aus gleichem Material versehen. Die massgebenden Frequenzen haben wir hier wie folgt gegeben:

$$\begin{array}{ll} \frac{f_A}{f_0} = 0,95 & \frac{f_{\infty 1}}{f_0} = 0,93 \\ \frac{f_B}{f_0} = 1,05 & \frac{f_{\infty 2}}{f_0} = 1,07 \\ \frac{f_B - f_A}{f_0} = 0,10 & \frac{f_{\infty 3}}{f_0} = \infty \end{array}$$

Damit ergibt sich:

$$\frac{f_2}{f_0} = 0,97096 \qquad \frac{f_3}{f_0} = 1,02974$$

und

$$\begin{array}{ll} \frac{L_A}{L_1} = 187,8 & \frac{L_B}{L_2} = 226,6 \\ \frac{L_1}{L_2} = 1,209 & \frac{L_A}{L_B} = 1 \end{array}$$

Die gemessenen Daten sind in *Tabelle VI* zusammengestellt. Fig. 21 zeigt die Dämpfungskurve für $U_0 = 0,2$ V. Die Spannung konnte ohne Nachteil auf etwa 0,6 V erhöht werden, entsprechend einer Ausgangsleistung von ungefähr 0,3 mW im Durchlass.

Tabelle VI. Zusammenstellung der Daten des 40-kHz-Filters
Frequenzen:

	berechnet kHz	gemessen kHz
$f_{\infty 1}$:	37,737	
f_A :	38,549	38,550
f_2 :	39,400	39,400
f_3 :	41,785	41,780
f_B :	42,607	42,575
$f_{\infty 2}$:	43,418	

Elemente (gemessen):

$L_1 = 69 \mu\text{H}$	$Q_1 = 2800$	
$L_{01} = 7,2 \text{ mH}$	$R_{01} = 25 \Omega$	$Q_{01} = 75$
$L'_{01} = 5,7 \text{ mH}$	$R'_{01} = 15 \Omega$	$Q'_{01} = 95$
$L_A = 12,9 \text{ mH}$	$R_A = 40 \Omega$	$Q_A = 80$
$L_{01} = 104$	$L_A = 187$	
L_1	L_1	
$L_2 = 57 \mu\text{H}$	$Q_2 = 2100$	
$L_{02} = 9,4 \text{ mH}$	$R_{02} = 38 \Omega$	$Q_{02} = 65$
$L'_{02} = 3,4 \text{ mH}$	$R'_{02} = 10 \Omega$	$Q'_{02} = 90$
$L_B = 12,9 \text{ mH}$	$R_B = 48 \Omega$	$Q_B = 70$
$L_{02} = 165$	$L_B = 226$	
L_2	L_2	

Wellenwiderstand in der Bandmitte: $Z_{w0} = 325 \Omega$
Beste Anpassung: $0,75 Z_{w0} = 244 \Omega$
Belastungswiderstand (unter Berücksichtigung der Verluste): $R = 200 \Omega$

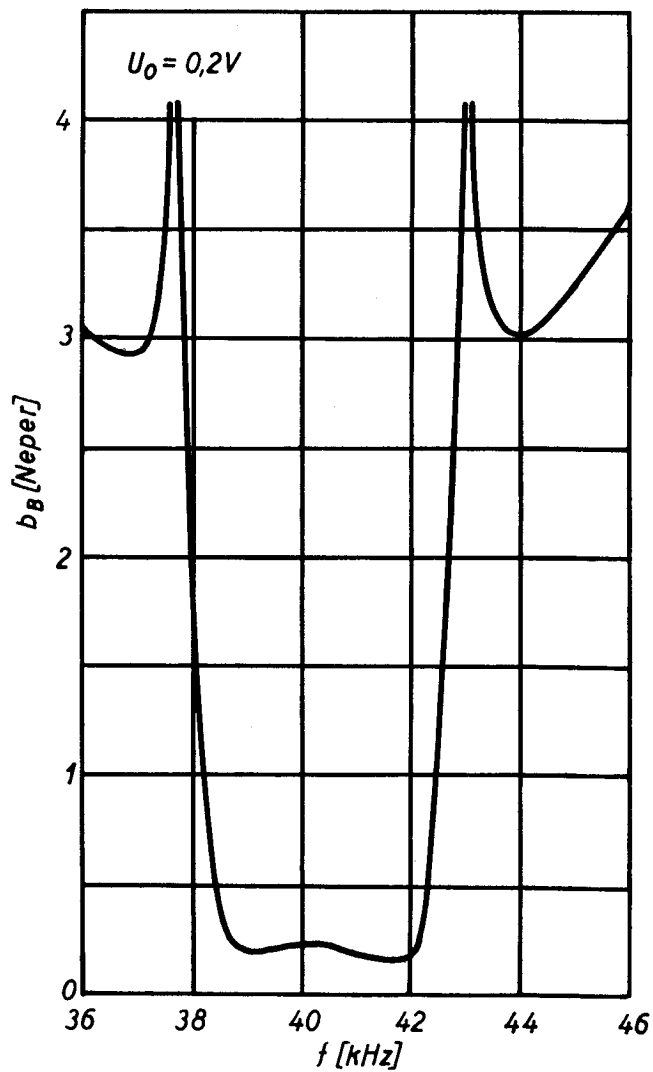


Fig. 21. Betriebsdämpfung des 40-kHz-Filters

Die Untersuchungsergebnisse lassen den Schluss ziehen, dass sich magnetostriktive Ferritstäbe als Filterelemente eignen, sofern nur geringe Leistungen zu übertragen sind. Für den Aufbau von komplizierten Schaltungen und von Filtern mit extrem schmalen Durchlassbereich würde die Konstanz solcher Elemente nicht hinreichen.

Bibliographie

- Hilpert, S. Verfahren zur Herstellung magnetisierbarer Materialien von gleichzeitig geringer elektrischer Leitfähigkeit für elektrische und magnetische Apparate. D.R.P. 226347 und 227785 (1909).
- Snoek, J. L. Magnetic and Electrical Properties of the Binary System MO-Fe₂O₃. Physica **3** (1936), 463.
- Snoek, J. L. New Development in Ferromagnetic Materials. New York/Amsterdam, 1947.
- Legg, V. E. Magnetic Materials in the Telephone System. Bell Syst. Techn. J. **18** (1939), 447.
- Mason, W. P. Electromechanical Transducers and Wave Filters. New York 1946.
- Becker, R. und W. Döring. Ferromagnetismus. Berlin 1939.

LEBENS LAUF

Ich wurde am 1. Juni 1921 in Zürich geboren. Dort besuchte ich die Primar- und Sekundarschule und anschliessend die kantonale Oberrealschule. Im Sommer 1940 legte ich die Maturitätsprüfung ab und begann im Herbst desselben Jahres das Studium der Elektrotechnik an der ETH. Während eines halben Jahres der Studienzeit war ich als Werkstattpraktikant in der Maschinenfabrik Oerlikon tätig. Im Sommer 1946 erwarb ich das Diplom als Elektro-Ingenieur. Seither arbeitete ich an der ETH unter der Leitung von Herrn Prof. E. Baumann zuerst am Institut für Fernmeldetechnik und später an der Abteilung für industrielle Forschung des Institutes für technische Physik. Aus dieser Tätigkeit ist die vorliegende Promotionsarbeit hervorgegangen.

Zürich, im Januar 1951

Carl W. Diethelm