

Zur Theorie der magnetischen Tonaufzeichnung.

(Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Dresden.)

Von Ernst Hormann, Hirschberg.

DK 621.395.625.3.013

1. Einleitung.

Es gibt drei praktisch verwertbare Arten der Tonaufzeichnung:

1. Das mechanische Verfahren (Grammophon).
2. Das optische Verfahren (opt. Tonfilm).
3. Das magnetische Verfahren.

Das mechanische und das optische Verfahren sind oft eingehend untersucht und in vielen Büchern und Zeitschriften behandelt worden. Es existiert aber nicht ein einziger Artikel, der sich grundsätzlich und systematisch mit dem magnetischen Verfahren beschäftigt, obgleich dieses bereits 1900 von dem Dänen Poulsen gefunden wurde. Es ist deshalb das Ziel der vorliegenden Arbeit, das Verfahren grundsätzlich zu besprechen, einmal, um vor unberechtigten Hoffnungen und Erwartungen zu schützen und dann, um zu zeigen, wie das Verfahren nach Erkennen seiner Eigenarten zu einer größtmöglichen Güte entwickelt werden kann.

Die der Arbeit zugrunde liegenden Versuche wurden an folgender Apparatur durchgeführt (Abb. 1):

Ein endloser, etwa 3 m langer Stahldraht von 0,3 mm \varnothing (bisweilen gegen Stahlbänder vertauscht)

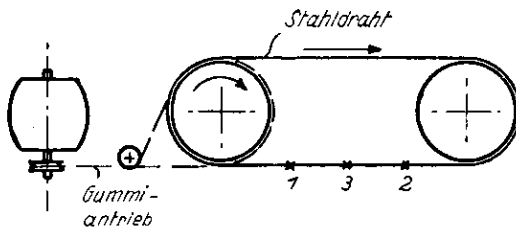


Abb. 1. Versuchsanordnung.

lief über zwei Messingscheiben, die von einem Elektromotor angetrieben wurden. Bei 1 wurde besprochen, bei 2 abgehört oder ein Röhrenvoltmeter oder ein Oszillograph angeschlossen und bei 3 sofort wieder gelöscht. Durch diese Anordnung war es möglich, die Versuchsbedingungen in einfachster Weise in weiten Grenzen zu ändern.

II. Der Besprechungsvorgang.

Das Prinzip der magnetischen Tonaufzeichnung beruht darauf, daß man mit Hilfe von Besprechungsmagneten ein Schwanken der Magnetisierung des Schriftträgers im Rhythmus des Besprechungsstromes bewirkt. Die Magnetisierung geschieht praktisch trägheitslos. Der Schriftträger ist ein Stahlband oder -draht. Auch hat man es mit Stahlscheiben ähnlich den Grammophonplatten versucht (ETZ 1903, S. 752), allerdings wohl, wie zu erwarten, mit geringem Erfolg. Die wechselnde Magnetisierung zeigt sich nach außen in einem analogen Schwanken des austretenden Streukraftflusses. Schneidet der Streufluß die Windungen einer Abhörschule, so wird eine dem Besprechungsstrom proportionale EMK induziert, wir hören in dem Abhörtelefon den Besprechungston. Das Besprechen wie auch das Abhören kann einpolig oder zweipolig erfolgen.

Grundsätzlich hat man zwischen zwei Arten zu unterscheiden:

1. der Längsmagnetisierung, bei der der schreibende Kraftfluß axial verläuft (Abb. 2a),
2. der Quermagnetisierung mit senkrecht zum Schriftträger liegenden Kraftfluß (Abb. 2b).

Hier soll zunächst nur die Längsmagnetisierung besprochen werden. Erst im Schlußkapitel wird auf die Quermagnetisierung eingegangen.

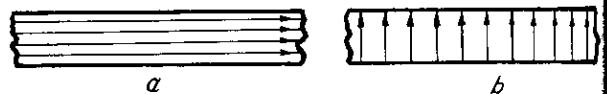


Abb. 2. Längs- und Quermagnetisierung.

Dem Verständnis des Besprechungsvorganges mögen einige Vorversuche dienen:

1. Auf ein entmagnetisiertes Stahlband wird ein Magnet einpolig aufgesetzt und wieder abgehoben (Abb. 3). Den Verlauf der Induktionslinien während des Aufsetzens zeigt *a*. Das Ein- und Austreten von Induktionslinien bedeutet eine Änderung der Magnetisierungsstärke J , also das Entstehen von Polen. Das Kraftlinienbild nach

Abheben des Magneten (mit Eisenfeilspänen aufgenommen) zeigt *b*. *c* zeigt die Verteilung der Magnetisierungsstärke *J* längs des Bandes. Den Verlauf der remanenten Induktionslinien zeigt *d*. Das Ersatzschema des Stahlbandes ist jetzt ein nach *e* magnetisierter Stabmagnet.

Es werde derselbe Versuch unter der Annahme durchgeführt, daß das Band zuvor nicht entmagnetisiert, sondern bis zur Sättigung vormagnetisiert,

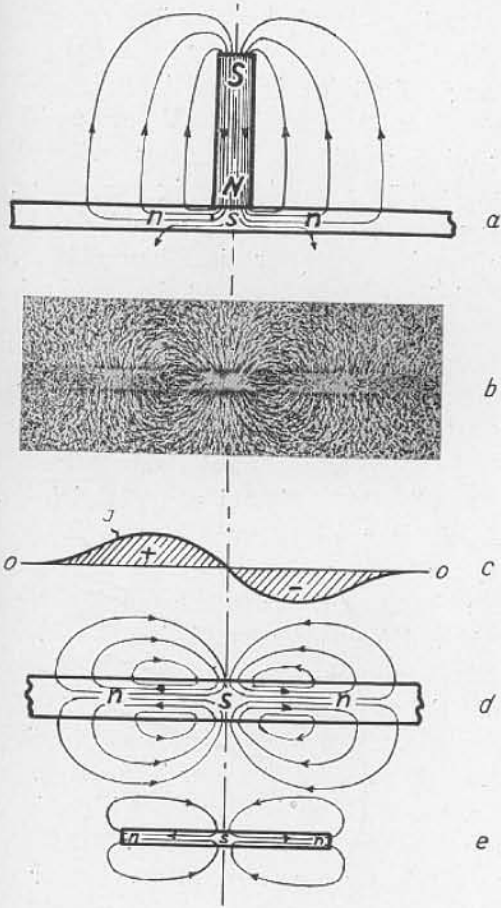


Abb. 3. Band entmagnetisiert.

Fluß II wirksam sein, das Bild sich also nach links ausbilden.

Die Betrachtung ergibt, daß nur die eine Richtung des sich auf beide Seiten verteilenden Be-

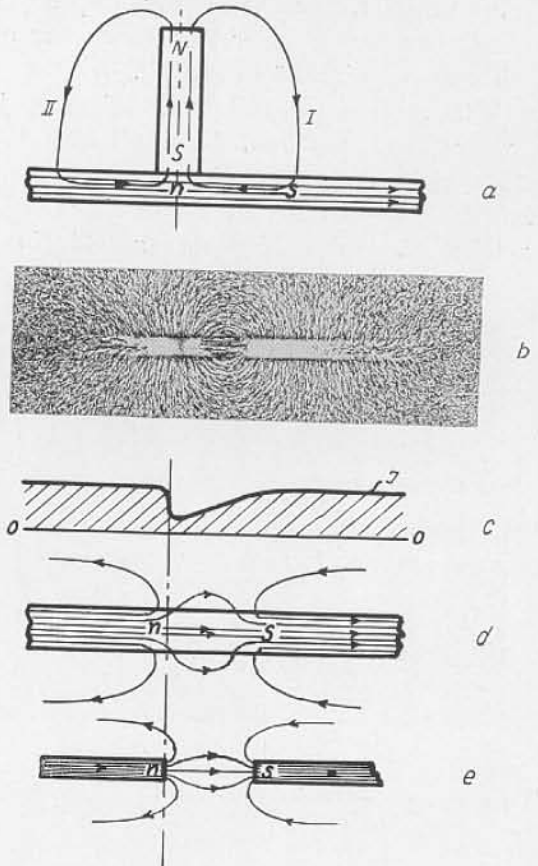


Abb. 4. Band bis zur Sättigung vormagnetisiert.

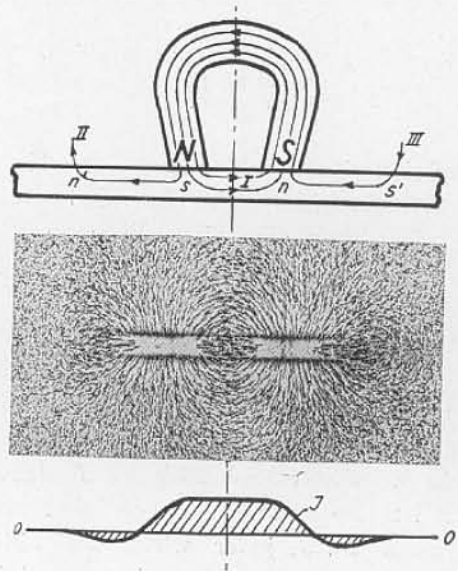


Abb. 5. Band entmagnetisiert.

stärkt wurde, so daß es eine der Grenzschleife entsprechende Remanenz besitzt (Abb. 4). Dann zeigt *a* den Verlauf der Induktionslinien. Fluß I schwächt die Vormagnetisierung, Fluß II ist unwirksam, da er die Richtung des Vormagnetisierungsflusses hat und durch die Vormagnetisierung bereits die maximale Remanenz erreicht wurde. Die weitere Darstellung ergibt sich analog Abb. 3. Die Magnetisierungsstärke *J* kann natürlich auch bis Null abnehmen oder das Vorzeichen wechseln. Bei entgegengesetzter Vormagnetisierung wird

sprechungsflusses wirksam ist, wenn man von der maximalen Remanenz des Schriftträgers aus schreibt. Diese Erkenntnis ist wichtig, denn man muß natürlich die Forderung aufstellen, daß nur ein Fluß schreibt, auch wenn der Besprechungsfluß, und das ist stets der Fall, in 2 oder mehr örtlich getrennte Teilflüsse zerfällt.

2. Wir führen die gleiche Überlegung jetzt unter der Annahme durch, daß der Besprechungs magnet 2polig aufgesetzt wird.

Zunächst sei das Band entmagnetisiert (Abb. 5). Der Gesamtfluß des Magneteten zerfällt in den

nach b und ein Ersatzschema nach d . Es ist ohne weiteres klar, daß diese Arbeitsweise höchst unbefriedigende Resultate liefern würde.

Schließlich sei angenommen, daß die Vormagnetisierung und der Hauptfluß entgegengesetzte Richtung haben (Abb. 7). Dann schreibt nur der Hauptfluß, die beiden Streuflüsse sind unwirksam. J kann prinzipiell in der in Abb. 7 gezeichneten Weise schwanken, je nachdem, ob man in der Hysteresis-Schleife von A ausgehend bis B , C oder D magnetisiert. Bezüglich des äußeren magnetischen Streuflusses sind diese 3 Fälle bei gleicher Änderung ΔJ völlig gleichwertig.

3. Das Band besitze durch Vormagnetisierung wieder eine maximale Remanenz. Ein Magnet konstanter Stärke werde 1polig aufgesetzt, das Band ein Stück entlanggezogen und der Magnet wieder abgehoben. (Der einfacheren Darstellung wegen wird angenommen, daß das Band ruht und der Magnet darüber hinweggleitet.) Wählt man die Richtung der Vormagnetisierung so, daß der Fluß, der nach der Seite des ankommenden Bandes hin liegt, nicht wirkt, Abb. 8a, dann ist der J -Verlauf ein getreues Abbild des schreibenden Flusses. Wir lassen hierbei unberücksichtigt, daß der „Einbruch“ nicht unendlich steil, sondern (angenähert) unter einem Winkel α geneigt ist. Hat die Vormagnetisierung die umgekehrte Richtung (Abb. 8b), so schreiben beide Flüsse. Fluß II löscht das von Fluß I Geschriebene teilweise wieder aus, die Folge ist eine Verzerrung.

Sollen jetzt von dem Magneten Wechselvorgänge, z. B. ein sinusförmiger Ton aufgezeichnet werden, so ergeben sich aus den bisherigen Betrachtungen folgende Folgerungen: Das Band muß bis zur Sättigung vormagnetisiert und der schreibende Fluß in jedem Augenblick nach Abb. 8a gerichtet sein. Das ist nur möglich, wenn man den Wechselstrom i_w einem Gleichstrom i_+ überlagert ($i_+ > i_w$), der den Ruhepunkt bestimmt, und von dem aus der Besprechungsstrom $i = i_+ + i_w$ seine Größe wechselt. Ist in dem vom Wechselstrom überstrichenen Gebiet der Zusammenhang zwischen der Remanenz und dem Feld \mathfrak{H} linear, so entsprechen Änderungen von \mathfrak{H} ($\mathfrak{H} \sim i$) proportionale Änderungen der Remanenz, die Aufzeichnung ist formgetreu (Abb. 9a—b).

Die Betrachtung ist richtig, wenn wir Winkel α (Abb. 8) vernachlässigen können. Das kann geschehen, solange $\alpha \leq \alpha \leq \alpha \beta$ ist. Hierbei ist β

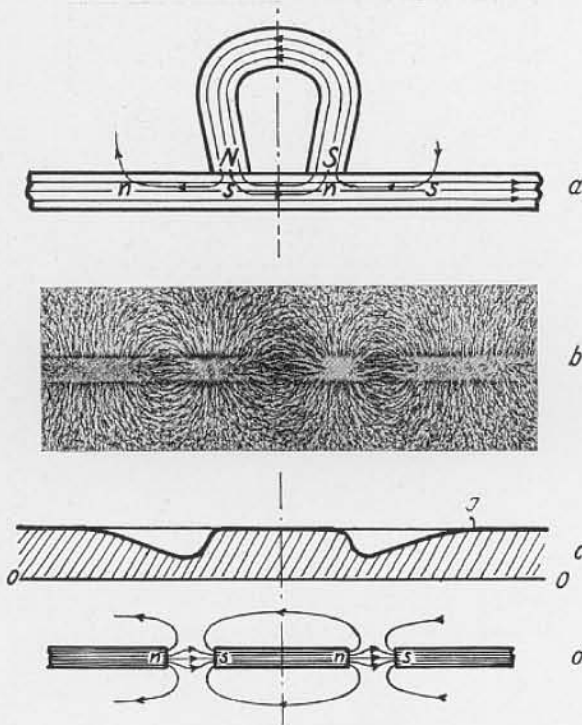


Abb. 6. Band bis zur Sättigung vormagnetisiert. Fluß der Vormagnetisierung und des aufgesetzten Magneten gleichgerichtet.

Hauptfluß I und die beiden Streuflüsse II und III. Die Streuflüsse sind dem Hauptfluß entgegengerichtet, bewirken also eine schwache Magnetisierung mit umgekehrtem Vorzeichen. Dort, wo die Streuflüsse ein- bzw. austreten, entstehen die schwachen Pole n' und s' .

Für den Fall, daß das Band bis zur Sättigung vormagnetisiert wurde und der Hauptfluß I die gleiche Richtung wie die Vormagnetisierung hat, gilt Abb. 6. Der Hauptfluß kann J nicht mehr erhöhen, ist also ohne Wirkung. Die Streuflüsse aber erniedrigen J , jeder wirkt wie Fluß I in Abb. 4. Es entsteht dann ein Kraftlinienbild

gegeben durch die maximale Steilheit der J -Schwankungen. Wird $\angle \alpha > \angle \beta$, so tritt eine Verzerrung ein, wie sie in Abb. 9c gezeigt ist. In dem Gebiet zwischen f und g bleibt nicht die Remanenz bestehen, wie sie der jeweiligen Besprechungsfeldstärke entspricht, sondern dem Anteil des unter Winkel α abnehmenden stärkeren

der Magnetisierung den Schrifträger in seiner ganzen Stärke durchsetzen. Dann wird:

$$\text{ctg } \beta = \frac{2\pi \cdot d}{\lambda \cdot 2},$$

$$\text{tg } \beta = \frac{\lambda}{\pi \cdot d},$$

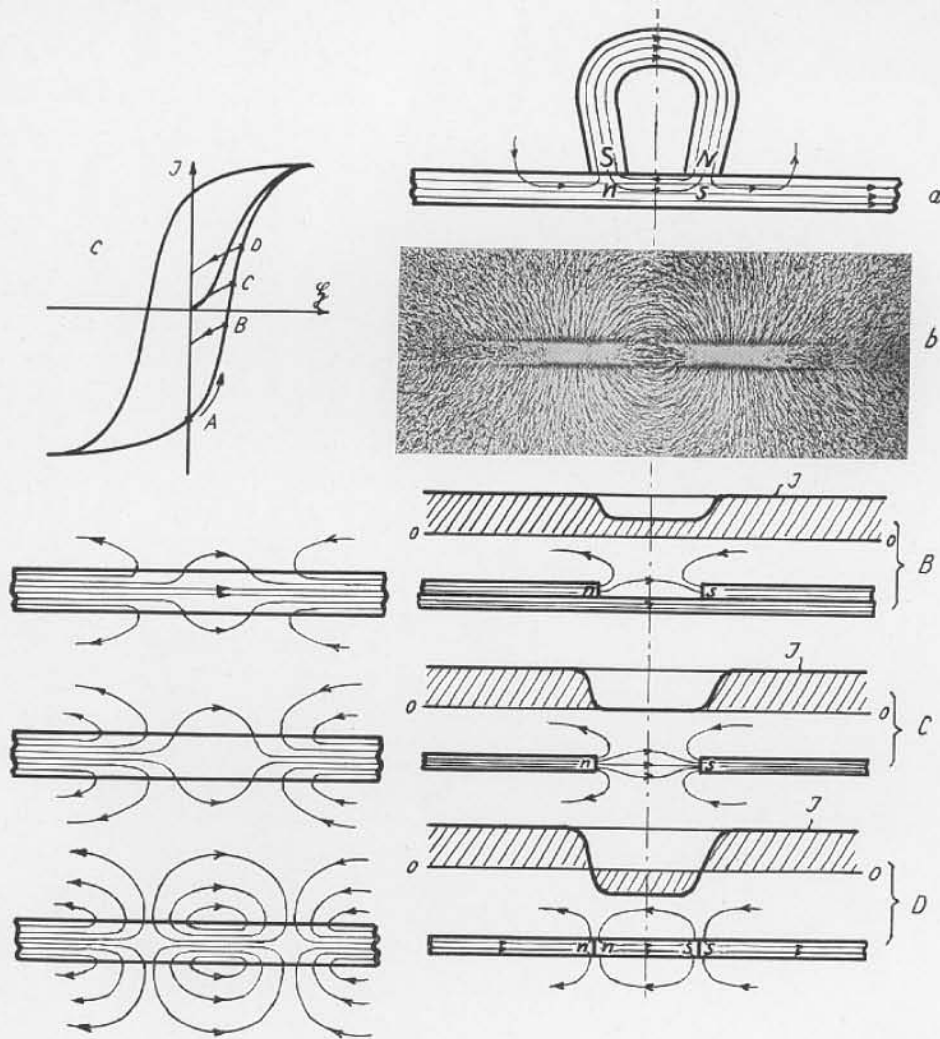


Abb. 7. Band bis zur Sättigung vormagnetisiert. Fluß der Vormagnetisierung und des aufgesetzten Magneten entgegengerichtet.

Feldes bei g . Für ein verzerrungsfreies Arbeiten muß deshalb sein: $\angle \alpha \leq \angle \beta$. Bei der Berechnung von β ist für den Scheitelwert der Sinuswelle der Radius des Stahldrahtes $\left(\frac{d}{2}\right)$ oder die halbe Bandstärke $\left(\frac{d}{2}\right)$ einzusetzen, da ja die Schwankungen

α ist nach Abb. 10:

$$\text{tg } \alpha = a / \frac{d}{2}.$$

Der „Streubereich“ a ist durch die Wahl der Anordnung festgelegt und nur noch von der Amplitude des Besprechungsstromes abhängig. Für a ist deshalb der Wert bei der größten vor-

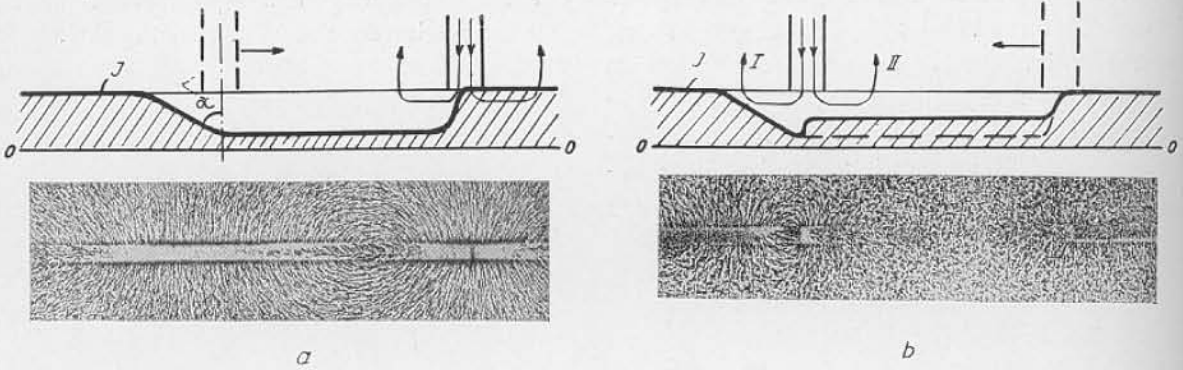


Abb. 8. Schreiben eines Gleichstromzeichens bei richtiger (a) und falscher (b) Vormagnetisierung.

kommenden Amplitude einzusetzen. *a* wird um so kleiner, je größer der magnetische Widerstand des Schriftträgers (dünner Draht, dünnes Band), je geringer der Übergangswiderstand vom Schriftträger zur Luft (Band) und je kürzer der Polkern ist. Die kleinste unverzerrt geschriebene Wellen-

Natürlich werden auch Frequenzen über f_{max} aufgezeichnet (theoretisch bis ∞), jedoch verzerrt. Immerhin zeigt die Tabelle, daß die höchste unverzerrt geschriebene Frequenz bei einpoligem Besprechen sicherlich nicht allzu hoch gelegt werden kann, da es nicht möglich ist, den Streu-

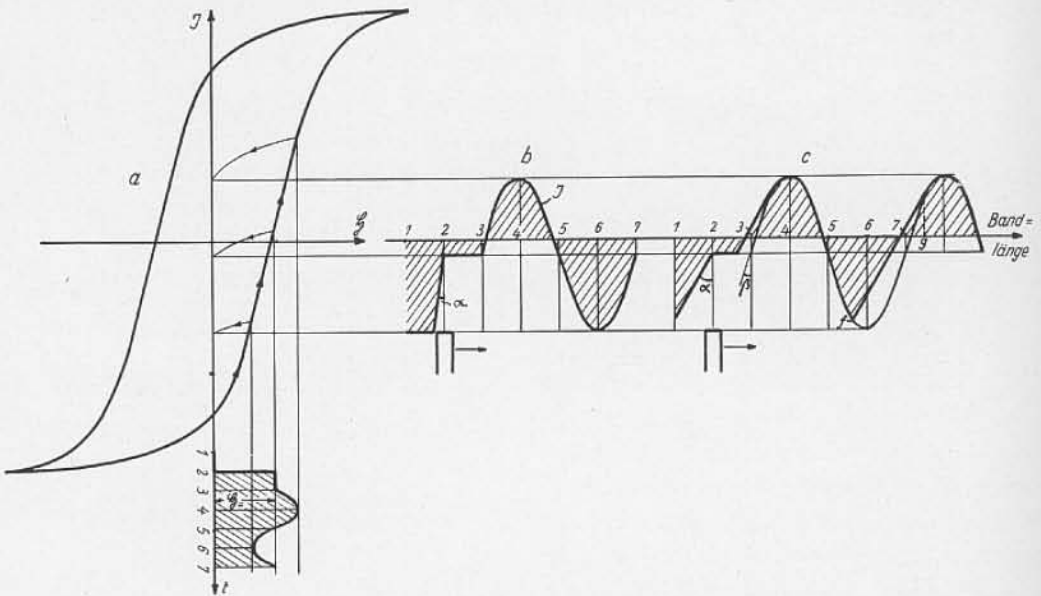


Abb. 9. Einpoliges Schreiben.

länge λ_{min} und damit die höchste Frequenz f_{max} ist gegeben durch: $\text{tg } \alpha = \text{tg } \beta$

$$\frac{2a}{d} = \frac{\lambda}{\pi \cdot d}$$

$$\lambda_{min} = 2\pi \cdot a.$$

Für $v = 3 \text{ m/sec}$ wird

bei $a = 0,5$	1	2 mm
$\lambda_{min} = 3,14$	6,28	12,56 mm
$f_{max} = 960$	480	240 Hz.

bereich *a* beliebig klein zu machen. Um eine qualitativ und auch quantitativ angenähert richtige Beurteilungsmöglichkeit des einpoligen Besprechens zu haben, hatten wir den „Einbruch“ durch einen Winkel α charakterisiert. Hierbei haben wir zweierlei vernachlässigt (Abb. 11), nämlich, daß noch eine zusätzliche Verzerrung durch eine Spaltbreite *b* eintreten kann (s. folgenden Abschnitt), und daß dann aber der angenommene Winkel α die Verhältnisse zu ungünstig wiedergibt.

4. Wir wollen jetzt die unter 3. durchgeführten Betrachtungen auf das zweipolige Besprechen anwenden.

Zunächst werde ein Magnet konstanter Stärke zweipolig aufgesetzt, ein Stück entlanggezogen und abgehoben (Abb. 12). Das Band habe eine Richtung der Vormagnetisierung wie in Abb. 7, und

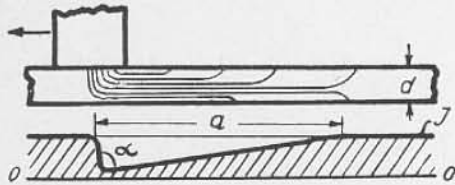


Abb. 10. Der „Streibereich“.

wie sie für die praktische Durchführung des zweipoligen Besprechens allein möglich ist. Dann schreibt vor allem der Hauptfluß. Der Streufluß III ist unwirksam (maximale Remanenz!) und Streufluß II löscht z. T. das vom Hauptfluß Geschriebene. Wir erhalten dann ein Abb. 8b ver-

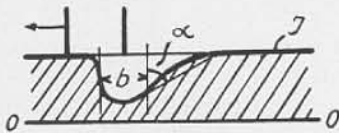


Abb. 11. Der „Einbruch“ bei einpoligem Schreiben.

gleichbares Bild, bei dem auch 2 Flüsse geschrieben. Sind die Streuflüsse sehr klein, nahezu gleich Null, dann wird der J -Verlauf durch die gestrichelte Linie gegeben, entspricht also dem Besprechungsstrom.

Wir erweitern unsere Betrachtungen auf das Schreiben eines sinusförmigen Tones. Vereinfachend nehmen wir an, daß nur der Hauptfluß vorhanden ist. Der Abstand der beiden Pole des Besprechungsmagneten, die „Spaltbreite“, sei b_1 . Dann zeigt Abb. 13, daß b_1 eine Verzerrung des Geschriebenen bedingt. Denn das Aussteuern einer Hysteresisschleife ist ein irreversibler Vorgang und das Verfahren der magnetischen Tonaufzeichnung beruht ja gerade auf der Irreversibilität. Deshalb richtet sich die Remanenz nach dem maximalen Wert der Feldstärke, gleichgültig, ob von diesem Wert \mathfrak{H} langsam oder schnell oder nach

irgendeiner Kurvenform nach Null hin abnimmt. So entspricht auch in unserem Fall J dem jeweils an jeder Stelle vorhanden gewesenen Höchstwert von \mathfrak{H} . Wir erhalten deshalb die resultierende J -Kurve, wenn wir die bei $b_1 = 0$ zu erwartende Kurve um b_1 verschieben ($b_1 = v \cdot \Delta t$) und nach Abb. 13 die Umrundungslinie zeichnen.

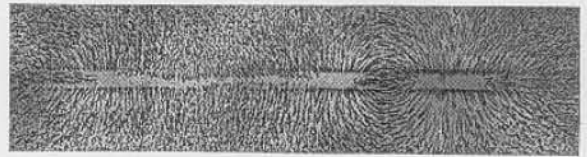
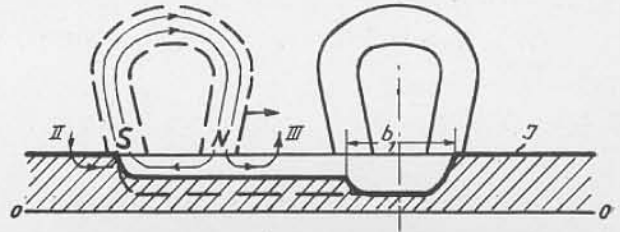


Abb. 12. Die Verzerrung durch Streuflüsse bei zweipoligem Schreiben.

Die entstehende Verzerrung ist klein, wenn $\lambda \gg b_1$, und wird mit größer werdendem b_1 größer. Bei $b_1 = \lambda$ schwankt J überhaupt nicht mehr, da jede Stelle des Bandes für einen Augenblick dem Scheitelwert des Feldes ausgesetzt war. Vergrößern wir b_1 über λ hinaus, so bleiben trotzdem die J -Schwankungen aus. Um die durch die Spaltbreite bedingte Verzerrung klein zu halten, muß

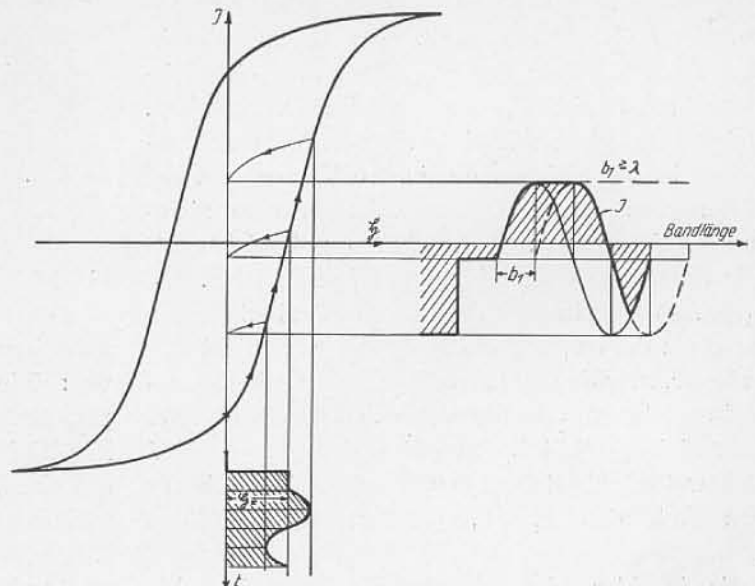


Abb. 13. Zweipoliges Schreiben.

verlangt werden, daß stets

$$\lambda_{\min} \geq b_1 \geq 10 \times b_1$$

sein muß.

Damit ergibt sich eine Höchsfrequenz f_{\max} , bis zu der man genügend verzerrungsfrei schreiben kann. Die Frequenz, bis zu der überhaupt geschrieben wird, liegt dann etwa 10mal höher. Ist gefordert, daß

$$f_{\max} = 3000 \quad 4000 \quad 6000 \quad 10000 \text{ Hz,}$$

so wird bei

$v = 2 \text{ m/sec}$	$\lambda_{\min} = 0,67$	0,5	0,4	0,2 mm
3 „	$\lambda_{\min} = 1$	0,75	0,6	0,3 „
4 „	$\lambda_{\min} = 1,33$	1	0,8	0,4 „

dementsprechend muß sein:

$b_1 = 0,067$	0,05	0,04	0,02 mm
0,1	0,075	0,06	0,03 „
0,133	0,1	0,08	0,04 „

b_1 muß also, um verzerrungsfrei bis zu hohen Frequenzen hinauf arbeiten zu können, enorm klein sein. Diese Berechnung war allerdings unter der ungünstigen Annahme angestellt worden, daß die Feldverteilung zwischen den beiden Polen durch ein Rechteck dargestellt werden kann. Da aber die Seiten des Rechtecks mehr oder weniger abgerundet sein werden, ist die wirksame magnetische Spaltbreite kleiner als die geometrisch gemessene.

Die besprochene Verzerrung war bedingt durch die endliche Spaltbreite. Eine weitere Verzerrung kommt hinzu, wenn der Streufluß eine beachtliche Größe hat (Abb. 12). Dann schreibt der Streufluß über das vom Hauptfluß Geschriebene noch einmal, aber zeitlich verschoben. Beim Besprechen mit einer Sinuswelle konst. Frequenz ist die Folge eine lineare Verzerrung, bei Besprechen mit Frequenzgemischen eine nicht-lineare Verzerrung. Es muß also unbedingt stets der Streufluß äußerst klein gehalten werden. Ist $b_1 \geq \lambda$, so schreibt nur der Streufluß. Es liegt also dann ein dem 1 poligen Besprechen vergleichbarer Fall vor, nur daß der Arbeitspunkt auf der Hysteresisschleife ungünstig und der Verlauf der Schleife dort nicht geradlinig ist. Sind der Grundwelle λ Oberwellen überlagert, so werden sie auch für den Fall, daß $b_1 = \lambda$, geschrieben, allerdings verzerrt.

Es ist klar, daß es wünschenswert ist, den „Einbruch“ einem Dreieck vergleichbar zu ge-

stalten, wobei aber der Streubereich $a = b_1$ wird. Man kann das z. T. dadurch erreichen, daß man dem Pol 2 weniger oder gar keine Windungen gibt, oder aber ihn breiter als Pol 1 ausbildet (Abb. 14). Dann wird aus I und II mehr oder weniger vollkommen der Verlauf III entstehen

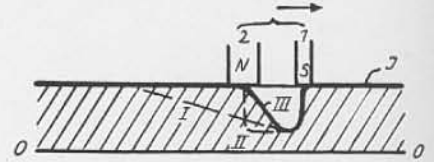


Abb. 14. Der „Einbruch“ bei zweipoligem Schreiben.

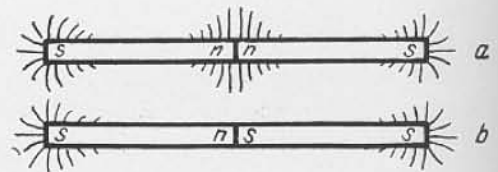


Abb. 15.

Es liegt in der Natur des Verfahrens, daß man nur Wechsellvorgänge aufzeichnen kann, da sich die Aufzeichnung nur in einem ständig wechselnden Aus- und Eintreten der Kraftlinien bemerkbar macht. Ein mit einer Sinuswelle besprochener Draht entspricht also einer Hinter-

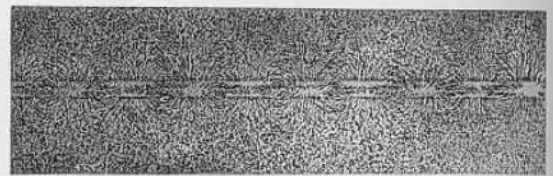


Abb. 16. Das Kraftlinienbild eines mit einem Sinustrom (50 Hz) besprochenen Bandes.

einanderschaltung von Magneten folgender Art: — n — s — n — s — n —. Es liegt, im Ersatzschema betrachtet, stets der Fall a in Abb. 15 vor; Die Kraftlinien in der Radialrichtung (der Streufluß) addieren sich. Fall b, bei dem die Kraftlinien in der Radialrichtung sich gerade aufheben, so daß nach außen keine Kraftwirkung auftritt, ist prinzipiell nicht möglich. Ein mit einem Sinustrom besprochenes Band ergibt deshalb ein Eisenfeilspänebild nach Abbildung 16.

III. Der Abhörvorgang.

Der Abhörvorgang geht in der Weise vor sich, daß der aus dem Schriftträger austretende, den Magnetisierungsschwankungen proportionale Streufluß die Windungen der Abhörspule schneidet, eine EMK erzeugt und einen Strom, dessen Richtung durch die Rechte-Hand-Regel gegeben ist. Nehmen wir als Schriftträger ein Band an, so können wir das Schneiden des Streuflusses mit den Windungen der Abhörspule prinzipiell nach den drei in Abb. 17 gezeichneten Arten bewirken: Bei *a* fließt ein Strom entsprechend der EMK:

$$e \sim \frac{d\varphi_{str}}{dt} \sim \Phi_{0str} \cdot \sin \omega t,$$

bei *b* von der halben Größe, und bei *c* geht noch der Abstand *h* mit ein. Denn die Größe des die Windungsfläche durchsetzenden Flusses ist von dem Verhältnis h/λ abhängig. Ist z. B. $h = \lambda$, so

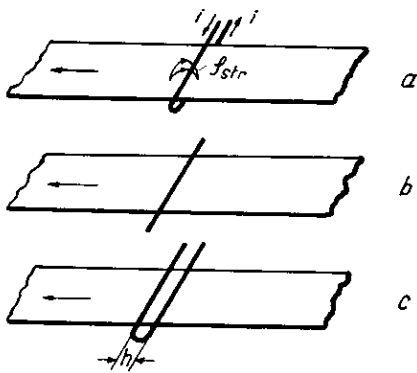


Abb. 17. Das Prinzip des Abhörvorgangs.

wird $e = 0$ sein, denn dann fließt ein gleich starker Fluß hinein wie heraus, der Gesamtfluß Φ_{str} in der Gleichung $\varphi_{str} = \Phi_{0str} \cdot \cos \omega t$ ist Null. Φ_{str} muß deshalb kleiner als λ_{min} sein, wie das Folgende zeigt, zweckmäßig $\approx \frac{\lambda_{min}}{2} \cdot \lambda_{min}$ ist (Kap. II) ungefähr 0,5 bis 1 mm groß. Es ist klar, daß die Spulenbreite nicht so klein gehalten werden kann. In der Praxis verwendet man trotzdem diese Anordnung, setzt aber in die Spule einen Eisenkern hinein. Dann wird im Eisenquerschnitt der Fluß einmal so groß ($\mu =$ Permeabilität) und für Φ_{0str} die Breite des Eisenkerns maßgebend. Diese kann aber ohne weiteres so klein wie oben gefordert gehalten werden. Betrachten wir bei Besprechung mit einem Sinusstrom konst. Amplitude (Geschwindigkeit v und Frequenz f konstant) den Einfluß von h auf Φ_{0str} und damit auf den Effektiv-

wert der induzierten EMK, so ergibt sich eine Abhängigkeit, wie sie in Abb. 18 dargestellt ist. Für die Abhör-EMK ist also das Verhältnis h/λ von entscheidender Bedeutung. Abb. 18 zeigt, daß man $h \approx \frac{1}{2} \cdot \lambda_{min}$ wählen wird. Bei Verwendung von Stahlbändern, wobei dann die Kernbreite ungefähr gleich der Bandbreite ist, liegt es nahe, durch nicht rechteckige Polflächen evtl.

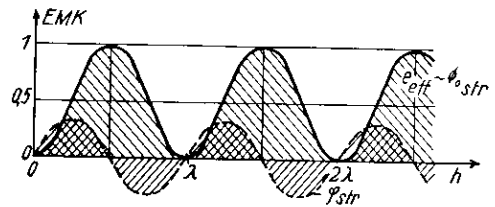


Abb. 18. Der Einfluß der Breite *h* des Polkerns des Abhörmagneten.

die Abhängigkeit von h zur Frequenzgang-Beeinflussung auszuwerten. Versuche sind hierüber nicht angestellt worden.

Der Fluß φ habe im besprochenen Schriftträger einen Verlauf nach Abb. 19. Dann ist die φ_{str} -Kurve

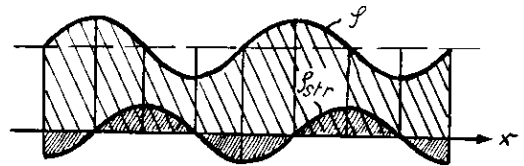


Abb. 19. Magnetisierungsfluß und Streufluß.

um 90° phasenverschoben, denn φ_{str} stellt ja gerade die Änderung von φ dar. Deshalb ist:

$$\varphi_{str} \sim \frac{d\varphi}{dx} \sim \frac{d\varphi}{dt} \cdot \frac{1}{v} \text{ mit } dx = v \cdot dt; \text{ also}$$

$$e \sim \frac{d\varphi_{str}}{dt} \sim \frac{d^2\varphi}{dt^2}.$$

Ist $\varphi = \Phi_0 \cdot \cos \omega t$, dann ist $\varphi'' = -\omega^2 \Phi_0 \cdot \cos \omega t$, d. h. die Wiedergabe entspricht einer zweimaligen Differentiation, ist also ω^2 proportional.

In gleicher Weise wie ein 1- und 2 poliges Besprechen ist auch ein 1- und 2 poliges Abhören möglich. Hört man 2 polig ab, so setzt sich der gesamte Strom aus den beiden Teilströmen, die in den beiden Spulen induziert werden, nach Phase und Amplitude zusammen, und zwar sind die Teilströme voneinander zu subtrahieren (Abb. 20), falls die Spulen, wie es bei den Be-

sprechungsspulen der Fall ist, gleichsinnig geschaltet sind. Dann wirken die beiden Teilströme bei gleicher Richtung des Feldes unter den Polkernen gegeneinander:

$$i_{ges} \text{ ist ein Maximum bei: } b_2 = \frac{1}{2}\lambda \quad \frac{3}{2}\lambda \quad \frac{5}{2}\lambda \text{ usw.}$$

$$\text{und gleich Null bei: } b_2 = 0 \quad \lambda \quad 2\lambda \quad ,,$$

Die allgemeine Abhängigkeit der EMK von b_2 gibt die Gleichung:

$$e'_{ges} = \sqrt{e_1^2 + e_2^2 - 2 \cdot e_1 \cdot e_2 \cdot \cos b_2}$$

(Effektivwerte, also geometrische Subtraktion!
 e'_{ges} entspricht dem Vektor d in Abb. 20b.)

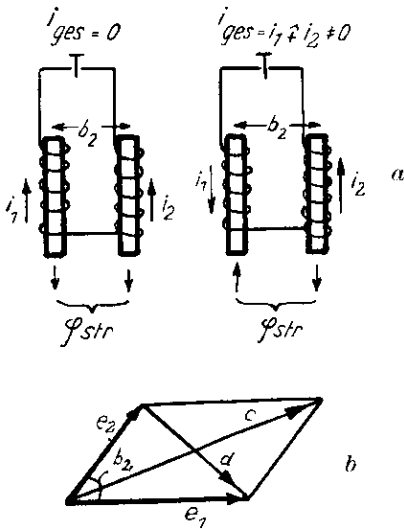


Abb. 20. Zweipoliges Abhören.

Schaltet man die Spulen gegeneinander, so wird:
 $e''_{ges} = \sqrt{e_1^2 + e_2^2 + 2 \cdot e_1 \cdot e_2 \cdot \cos b_2}$ (e''_{ges} entspricht jetzt Vektor c in Abb. 20b). Für $e_1 = e_2 = 1$ werden
 $e'_{ges} = \sqrt{2 - 2 \cdot \cos b_2}$ und $e''_{ges} = \sqrt{2 + 2 \cdot \cos b_2}$.
 Abb. 21a zeigt ihren Verlauf in Abhängigkeit von b_2 . Die Abhör-EMK ist also von b_2 in ähnlicher Weise abhängig wie von der Polbreite h .
 Abb. 21b wurde an der Versuchsanordnung aufgenommen. Das Diagramm zeigt den zu erwartenden Verlauf, weicht nur in der Amplitude am Anfang hiervon ab. Das liegt daran, daß bei sehr kleinem b_2 die Polkerne sich gegenseitig beeinflussen können. Die gestrichelte horizontale Linie gibt den Wert bei einpoligem Abhören. Die Abhängigkeit der EMK von der Entfernung b_2 kann man natürlich weitgehend zur Beeinflussung des Frequenzganges verwenden (Abb. 31). Besonders bei Verwendung von Stahlbändern be-

stehen zahlreiche Variationsmöglichkeiten, wenn man die eine der beiden Polflächen quer auf das Band setzt, die andere aber etwas schräg, so daß b_2 nicht konst. ist, sondern über das Band hinweg zwischen zwei Werten schwankt, und man außerdem nicht rechteckige Polflächen verwendet, also die Abhängigkeit von h und b_2 kombiniert.

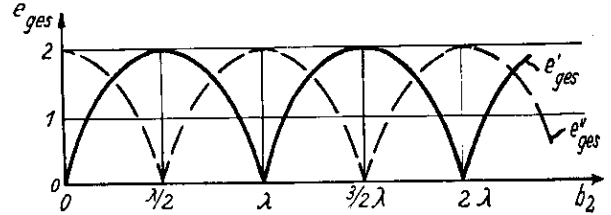


Abb. 21a. Der Einfluß des Abstandes der beiden Magnete bei zweipoligem Abhören.

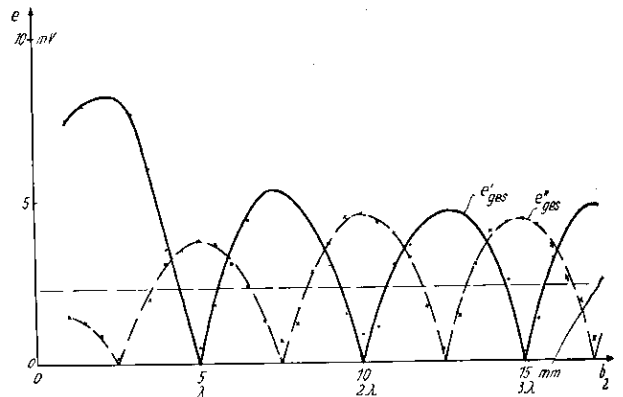


Abb. 21b. Experimentell ermittelte Werte

$$v = 3 \text{ m/sec, } f = 600 \text{ Hz, } \lambda = \frac{3000}{600} = 5 \text{ mm.}$$

Der Einfluß von b_2 und h ist vergleichbar dem der Spaltbreite beim Intensitätstonfilm. Aber nur vergleichbar, denn Verlauf und Ursache sind hier und dort verschieden.

IV. Der Arbeitspunkt auf der Hysteresisschleife.

Das Wesen der magnetischen Tonaufzeichnung besteht darin, daß man die Hysteresisschleife des Schrifträgers aussteuert. Entsprechend den Momentanwerten der Besprechungsfeldstärke bleiben Momentanwerte der Remanenz auf dem Draht zurück, deren Streufeld, wie oben gezeigt, die Wiedergabe ermöglicht. Damit der Vorgang verzerrungsfrei vor sich geht, müssen zwischen dem Besprechungsstrom i , der Feldstärke \mathfrak{H} , der Induktion \mathfrak{B} des Drahtes und der Remanenz lineare Beziehungen bestehen.

Für einen geschlossenen Eisenring konstanten Querschnitts ist der Fluß Φ als Funktion von \mathfrak{H} durch die Hysteresisschleife gegeben. Die Funktion ist nur in einem begrenzten Gebiet linear. Fließt der Kraftfluß auf seinem geschlossenen Wege durch Luft und Eisen, so gilt die Gleichung:

$$\Phi = \frac{U}{\frac{l_E}{\mu \cdot F_E} + \frac{l_L}{F_L}} = \frac{U}{\mathfrak{B}_E + \mathfrak{B}_L};$$

$$U = \text{EMK} := \mathfrak{H} (l_E + l_L) = 0,4 \pi \cdot w \cdot i l,$$

F_E, F_L = die Querschnitte,

l_E, l_L = die Länge des Eisen- bzw. Luftweges.

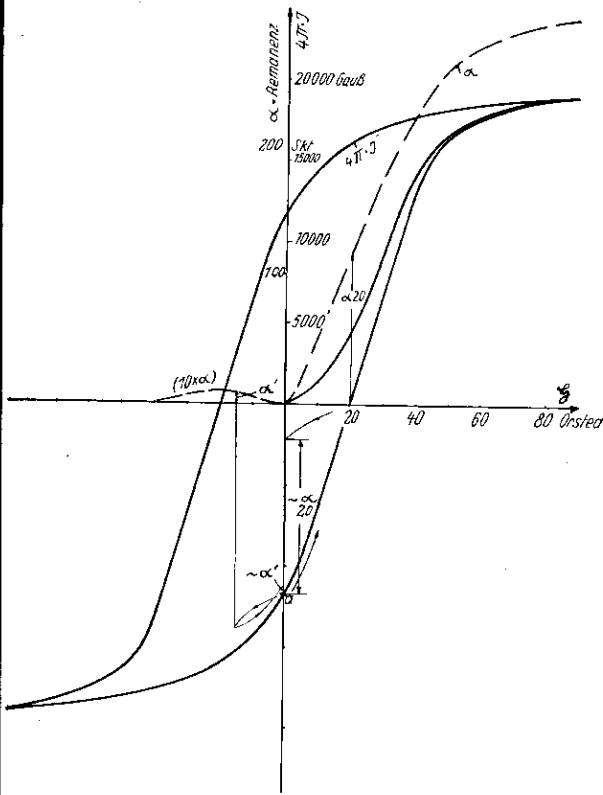


Abb. 22. Die Hysteresisschleife und die „Charakteristik“ des verwendeten Drahtes.

U steigt linear mit i . \mathfrak{B}_L ist konstant, \mathfrak{B}_E enthält den durch das Eisen bedingten unregelmäßigen Verlauf. Soll $\Phi \sim i$ bleiben, so muß $\mathfrak{B}_L \gg \mathfrak{B}_E$ gemacht werden. Um nichtlineare Verzerrungen zu vermeiden oder klein zu halten, wird man also zweckmäßig die Besprechungsmagnete so bauen, daß der Kraftfluß auf seinem Wege teilweise durch Luft verläuft und $\mathfrak{B}_L \gg \mathfrak{B}_E$ ist. Praktisch erreicht man es unschwer dadurch, daß man bei zweipoligem Besprechen zwischen den äußeren Enden der beiden Polkerne einen ge-

nügend großen Luftspalt läßt. Bei einpoligem Besprechen ist die Forderung an sich stets erfüllt. Dann sind also \mathfrak{B} und \mathfrak{H} proportional i . Daß die Remanenz der Grenzschleife praktisch proportional \mathfrak{B} gesetzt werden kann, zeigt Abb. 22. Dort ist für den verwendeten Draht $4\pi I/\mathfrak{H}$ aufgetragen und dann, von dem Punkt a maximaler negativer Remanenz ausgehend, der der Remanenz proportionale Ausschlag α bei der ballistischen Messung, wenn bis \mathfrak{H} magnetisiert und dann ausgeschaltet wurde. Die Remanenz entspricht in ihrem Verlauf recht gut dem Anstieg der I -Kurve (in anderem Maßstab), d. h. also, die absteigenden Äste der Hysteresisschleife sind praktisch parallel und die Remanenz proportional \mathfrak{B} .

Die α/\mathfrak{H} -Kurve stellt die eigentliche „Charakteristik“ des Schriftträgers dar, vergleichbar z. B. der Charakteristik von Elektronenröhren: Ihre „Steilheit“ muß möglichst groß sein, die Aussteuerung darf nur im geradlinigen Teil erfolgen (dieser ist bei der Grenzschleife natürlich am größten), als Arbeitsruhepunkt wählt man zweckmäßig die Mitte des geradlinigen Teils, indem man von einer Ruhe-Feldstärke \mathfrak{H}_- aus aussteuert, entsprechend der Wahl einer günstigen Gittervorspannung bei Elektronenröhren, die Charakteristik darf nicht übersteuert werden usw.

Bei der Wahl des Gleichstroms i_+ , dem man den Besprechungsstrom i_- überlagert, ist zu beachten, daß die Flußrichtung beim Besprechen entgegengesetzt der Flußrichtung der Vormagnetisierung sein muß (Abb. 7 und 8a). Die Vormagnetisierung wird, wie das nächste Kapitel zeigt, beim Löschen erreicht. War mit einem negativen Strom $-i_L$ gelöscht worden, so muß der Gleichstrom i_+ positiv sein. Da aber bei einpoligem Besprechen der wirksame Fluß die umgekehrte Richtung hat wie beim zweipoligen Besprechen, gilt folgende Zusammenstellung:

einpolig mit $-i_L$ gelöscht:

i_+ muß sein bei einpoligem Besprechen: +,

i_- „ „ „ zwei „ „ : -;

zweipolig mit $-i_L$ gelöscht:

i_+ muß sein bei einpoligem Besprechen: -,

i_- „ „ „ zwei „ „ : +.

Deshalb liegen auch in der Abb. 23, die bei einpoligem Löschen mit $-i_L$ die Abhängigkeit der abgehörten Spannung vom Gleichstrom i_+ in

der Besprechungsspule, d. h. von dem Arbeitspunkt auf der Hysteresisschleife bei ein- und zweipoligem Besprechen darstellt, die beiden Buckel einmal rechts und einmal links. Um Irrtümer zu vermeiden, sei erwähnt, daß natürlich der sonst auftretenden Verzerrungen wegen nur in der Nähe der beiden höchsten Buckel gearbeitet werden darf. Die zwei kleineren Buckel rühren

aber auch Fluß I. Vgl. Abb. 8b). Es ist also durchaus nicht so, daß nur während der einen Halbwelle die Remanenz im Stahldraht geändert wird, wie man leicht annehmen könnte.

V. Das Löschen und die Vormagnetisierung.

Den Löschmagneten weist man zweckmäßig eine doppelte Aufgabe zu: einmal das Geschriebene zu löschen und dann zugleich die gewünschte maximale Vormagnetisierung zu schaffen. Deswegen wird man beim Löschen auch unbedingt bis zur Sättigung gehen.

Man kann natürlich einpolig und auch zweipolig löschen. Beim einpoligen Löschen ist etwa der doppelte Strom zur Erreichung des Flusses nötig, dafür ist es aber hierbei möglich, einwandfrei den Draht auf den Wert max. Remanenz zu bringen. Bei zweipoligem Löschen besteht die Gefahr, daß

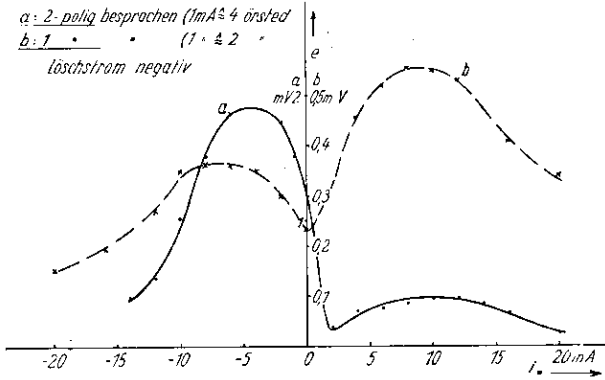


Abb. 23. Die Abhängigkeit vom Arbeitspunkt auf der Hysteresisschleife.

nicht daher, daß die Remanenz in Abb. 22 auch nach links hin ein Maximum aufweist. Diese Größe der Remanenz ist viel zu klein. Vielmehr schreiben wir, auch wenn i_- in der Besprechungsspule nach der falschen Seite hin umgeschaltet wird, in der in Abb. 22 durch den Pfeil bezeichneten Richtung, nur schreibt jetzt der nach der anderen Seite hin gehende Streufluß. Es liegen

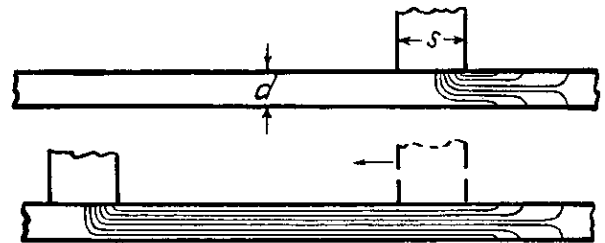


Abb. 25. Einpoliges Löschen und Vormagnetisieren.

ein Streufluß (II in Abb. 12) die Remanenz verkleinert. Außerdem spricht die folgende Betrachtung gegen das zweipolige Löschen. Wir wollen uns die Frage vorlegen, ob die Kraftlinien wirklich axial im Schrifträger verlaufen, so daß eine reine Längsmagnetisierung vorliegt. Abb. 25 zeigt den Verlauf des wirksamen Flusses bei einpoligem Arbeiten. Die Kraftlinien verlaufen sicher zum größten Teil axial, zumal wenn $s \gg d$ gemacht wird. Deshalb ist auch einpolig eine saubere Längsmagnetisierung möglich. Die Molekularmagnete werden sukzessiv gerichtet und aneinandergereiht. Die Feldstärke ändert sich während des Darübergleitens nicht, Induktionslinien treten also weder ein noch aus. Ungünstiger liegen die Verhältnisse beim zweipoligen Löschen (Abb. 26). Dort verläuft zwar der Fluß axial, sofern nur $b \gg d$ gemacht wird, die axiale Richtung kann aber vom 2. Pol beim Darübergleiten weitgehend wieder zerstört werden. Nehmen wir an, daß die Fläche der Polkernspitze gleich dem Querschnitt des Drahtes oder Bandes ist, oder gar kleiner, und daß die

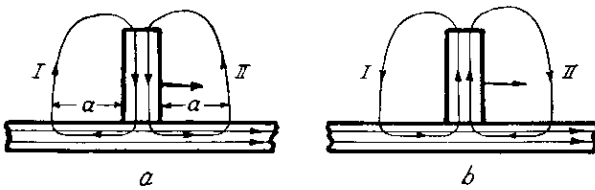


Abb. 24. Zum Arbeiten mit $i_- = 0$.

jetzt die Fälle vor, wie sie durch Abb. 6 und 8b illustriert wurden. Die Folge sind starke Verzerrungen. Um das Gesagte besser zu verstehen, sei noch ein Sonderfall besprochen, der in der Praxis der vielen Verzerrungen wegen allerdings vermieden werden muß. Es werde einpolig mit einem Wechselstrom i_- bei $i_- = 0$ (Punkt a in Abb. 22) besprochen. Dann ist in der einen Halbwelle der Fluß nach Abb. 24a gerichtet (Fluß II unwirksam, I schreibt. Normal!), in der anderen nach 24b (Fluß II in erster Linie wirksam,

Streuung vernachlässigt werden kann, so wird das remanente Feld sogar völlig quergelagert sein. Ist dagegen die Polfläche sehr viel größer als der Querschnitt des Schrifträgers, so ist längs des Eisenweges \mathfrak{B} nicht konstant, sondern hat den in Abb. 26 angedeuteten Verlauf. Es ist klar, daß dann die Molekularmagnete die axiale Richtung, wie sie im Bereich der größten Kraftliniendichte herrscht, zu allermeist beibehalten werden. Es muß deshalb zweitens gefordert werden: $s \gg d$ (Band günstiger als Draht). Sind die beiden Forderungen nicht erfüllt, so ist der Fluß mehr oder weniger schräg gelagert, die Kraftlinien treten stark unsymmetrisch aus. Das hat zur Folge, daß ein Tordieren des Drahtes im Betrieb schwankende

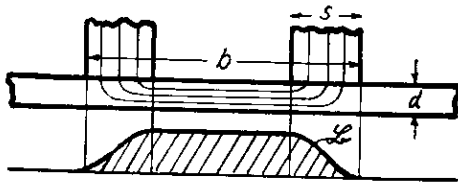


Abb. 26. Der \mathfrak{B} -Verlauf im Schrifträger bei zweipoligem Schreiben.

Abhör-Amplituden bewirkt und zudem, wegen der geometrischen Addition des Feldes der Vormagnetisierung und der Besprechung, nichtlineare Verzerrungen.

VI. Der Einfluß der Wellenlänge.

Es sollen jetzt zwei Wirkungen besprochen werden, die den Gesamtvorgang recht komplizieren. Um das zu zeichnende Bild zunächst möglichst einfach und übersichtlich zu gestalten, waren sie bisher unberücksichtigt geblieben.

Einen mit Strömen wechselnder Größe besprochenen Stahldraht kann man sich aus Teilmagneten bestehend denken, deren Länge bei grober Vorstellung gleich $\lambda/2$ ist. Entsprechend ihrem Verhältnis von Länge zu Durchmesser haben sie einen Entmagnetisierungsfaktor N , so daß ein Remanenzwert R bestehen bleibt, der sich aus dem Wert R' ohne Berücksichtigung von N und der Scherung unter dem Winkel N ergibt. Je größer die Wellenlänge und je dünner der Schrifträger, um so kleiner die Entmagnetisierung. Zur Berechnung der Entmagnetisierung¹⁾ geht man von der magnetischen Ladung auf der

Oberfläche infolge der Streukraftlinien aus und errechnet deren dem inneren Felde entgegengesetzte Komponente. Herr Preisach (Siemens & Halske AG.) hat unter der Annahme sinusförmiger Aufzeichnung den Scherungswinkel für Band und Draht berechnet und wird seine Ergebnisse demnächst selbst veröffentlichen. Es sei deshalb hier nur die Tatsache der Entmagnetisierung erwähnt und im besonderen auf die Berechnung von Herrn Preisach hingewiesen. Bei Bändern kann man den Einfluß der Entmagnetisierung weit geringer halten als bei Drähten, weil es möglich ist, viel dünnere und doch feste Bänder herzustellen. Das Material des Bandes muß deshalb auch neben einer großen Remanenz

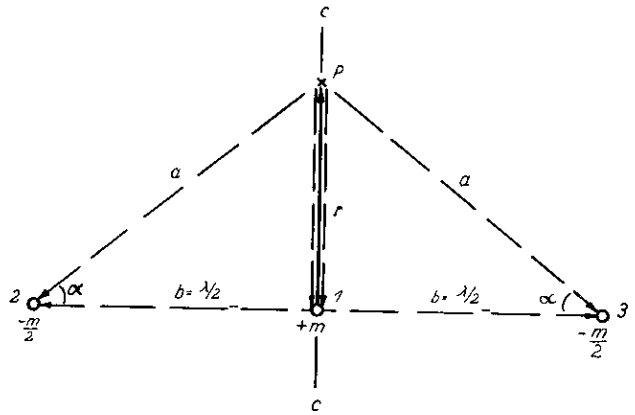


Abb. 27. Zur Abhängigkeit des Streufeldes von der Wellenlänge.

eine möglichst große Koerzitivkraft besitzen. Umgekehrt sollen natürlich die Kerne kleine Remanenz, geringe Koerzitivkraft und großes N haben.

Der zweite Einfluß der Wellenlänge erstreckt sich auf das wirksame Streufeld. Um diesen Einfluß zu zeigen, ersetzen wir Φ_{str} , d. h. die sinusförmig schwankenden Oberflächenladungen, durch punktförmige Ladungen im Abstand $b = \lambda/2$. Dann können wir ein Ersatzschema nach Abb. 27 zeichnen. Für den Punkt P sind die Richtungen der Kräfte, die von den drei Ladungen ausgehen, eingetragen. In der Achse $c-c$ stehe der Abhörmagnet, so daß wir nur das Feld in dieser Achse zu betrachten brauchen. Die Radialkomponenten der Kräfte der negativen und positiven Ladungen sind entgegengesetzt, und die resultierende Kraft ist von b abhängig. Für $b = 0$ wird sie Null. Für den Punkt P ist

¹⁾ J. Würschmidt, Die Theorie des Entmagnetisierungsfaktors. (Sammlung Vieweg.)

$$\mathfrak{D}_{1c} = \frac{m}{r_2}, \quad \mathfrak{D}_{2c} = \mathfrak{D}_{3c} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{m}{a^2} \cdot \sin \alpha = -\frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot r}{a^3}$$

Dann wird

$$\begin{aligned} \mathfrak{D}_{c_{res}} &= \frac{m}{r^2} - \frac{m \cdot r}{a^3} = \frac{m}{r^2} - \frac{m \cdot r}{(b^2 + r^2)^{3/2}} \\ &= \frac{m}{r^2} - \frac{m \cdot r}{(\lambda/4 + r^2)^{3/2}} \end{aligned}$$

Abb. 28 zeigt als Auswertung der Gleichung für $r = 1$ und $m = 1$ die Abhängigkeit von $\mathfrak{D}_{c_{res}}$ von λ . Die Gleichung ist insofern von Interesse, als sie zeigt, wie etwa auf den Absolutwert des Feldes die Wellenlänge λ einwirkt. Die Abnahme des

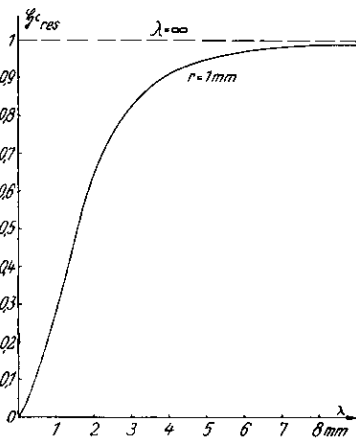


Abb. 28.

Feldes mit r dürfte man nicht nach ihr berechnen, da die Feldverteilung wegen des Eisenkerns der Abhörschule durchaus inhomogen ist. Das Feld nimmt weit langsamer ab, als es die Gleichung ergeben würde. Abb. 29 zeigt ein Beispiel dafür. Die Betrachtung ergibt die wichtige Erkenntnis, daß mit kleinerer Wellenlänge die wirksame Windungszahl abnimmt. Denn der Abnahme des Feldes ist eine Abnahme der Windungszahl proportional zu setzen. Man wird deshalb auch die Windungen möglichst dicht an den Schriftträger heranbringen.

Zu der Abhängigkeit der wirksamen Windungszahl von der Wellenlänge in radialer Richtung kommt natürlich noch die Abhängigkeit in axialer Richtung. Denn für einen weiten Bereich der geschriebenen Frequenzen ist ja $\lambda/2$ unbedingt kleiner als die Spulenbreite, so daß dann auch aus diesem Grunde die wirksame Windungszahl mit λ zunimmt.

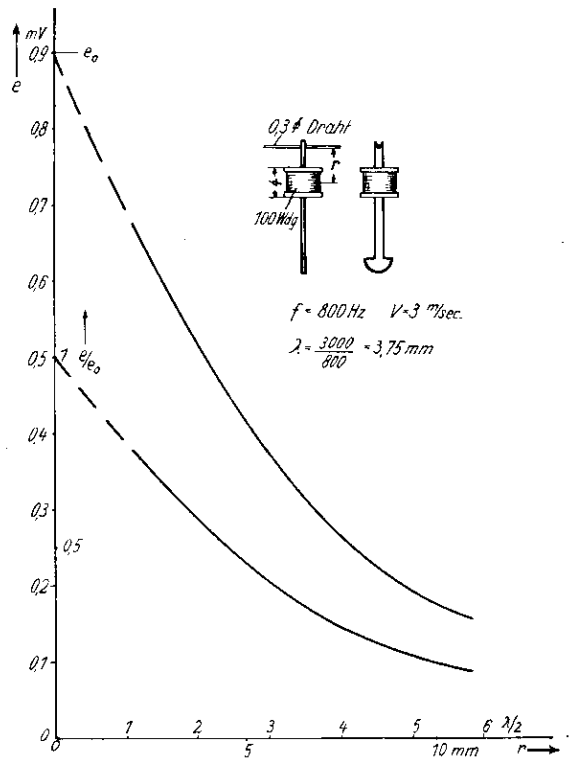


Abb. 29.

VII. Die Geschwindigkeit des Schriftträgers.

Von der Laufgeschwindigkeit v_1 des Schriftträgers beim Schreiben ist die auf dem Band sich ausbildende Wellenlänge bei gegebener Frequenz abhängig. Je größer v_1 , um so größer λ :

$$\lambda = v_1/f.$$

Je größer die Geschwindigkeit v_1 , um so geringer der besprochene schwächende Einfluß kleiner Wellenlängen, um so größer sind aber auch neben dem Materialverbrauch die Störungen, die durch leichte Erschütterungen, kleine Schwankungen in der Führung usw. bedingt werden. In der Praxis schwankt v_1 meist zwischen 1–3 m/sec.

Für eine frequenzgetreue Wiedergabe muß $v_1 = v_2$ sein, die Geschwindigkeit beim Besprechen v_1 gleich der beim Abhören sein. Denn

$$\lambda = \frac{v_1}{f_1} = \frac{v_2}{f_2}, \text{ also } f_2 = \frac{v_2}{v_1} \cdot f_1.$$

Abgesehen von Sonderfällen muß also sein: $v_1 = v_2$.

Die Wiedergabe-EMK ist proportional der Drahtgeschwindigkeit bei der Wiedergabe. Da aber die Steilheit der aufgezeichneten Welle umgekehrt proportional der Geschwindigkeit ist,

wird bei $v_1 = v_2$ die Wiedergabe unabhängig von der Geschwindigkeit. Das e/v -Diagramm sollte deshalb einen Verlauf wie die horizontalen Linien in Abb. 30a haben. e ist von v unabhängig, bei gegebener Apparatur nur abhängig von der Amplitude und der Frequenz. Berücksichtigt man aber den Umstand, daß für kleines λ die Entmagnetisierung und die Schwächung des Streufeldes durch die Nachbarpole groß wird, so ist ein Verlauf zu erwarten, wie er gestrichelt eingezeichnet ist. Abb. 30b zeigt die Abhängigkeit, wie sie an der

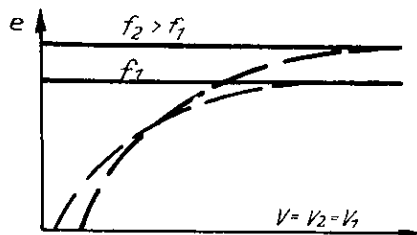


Abb. 30a. Der Einfluß der Laufgeschwindigkeit.

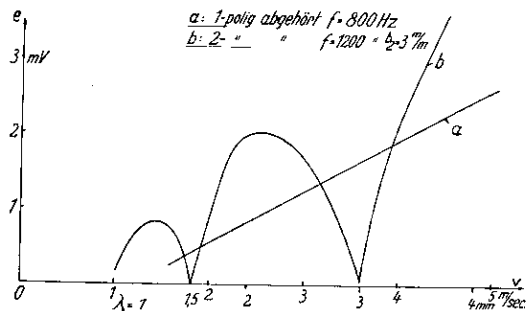


Abb. 30b.

Versuchsapparatur aufgenommen wurde. Kurve b wurde 2 polig aufgenommen und zeigt den besprochenen Einfluß des Polabstandes der Abhörspeule. Das Ansteigen der Kurven ist durch die Abhängigkeit von der Wellenlänge und vor allem vom Wachsen der wirksamen Windungszahl in axialer Richtung (s. Ende Kap. VI) begründet. Denn der Radius der Abhörspeule betrug 5 mm, war also größer als der größte Wert von $\lambda/2$.

VIII. Der Frequenzgang.

Der Frequenzgang ist durch mehrere in der Art des Verfahrens liegende Faktoren bestimmt. Da sie einzeln schon besprochen wurden, genügt hier eine kurze Zusammenfassung:

1. Die Wiedergabe ist proportional ω^2 . Bevorzugung der hohen Frequenzen. Vergleichbar zweimaligem Transformieren mit unterangepaßten Transformatoren. Kann

deshalb, wenn nötig, durch eine zweimal integrierende Schaltung ausgeglichen werden.

2. Die Selbstentmagnetisierung steigt mit der Frequenz. Benachteiligung der hohen Frequenzen.
3. Die wirksame Windungszahl fällt mit der Frequenz. Benachteiligung der hohen Frequenzen.
4. Einfluß der Polkernbreite beim Abhören. Da $h \approx \frac{1}{2} \cdot \lambda_{\min}$ sein soll: Benachteiligung der niedrigen Frequenzen.
5. Einfluß des Polabstandes b_2 bei 2 poligem Abhören.
Minima bei $f = 0 \quad \frac{v}{b_2} \quad \frac{2v}{b_2} \quad \frac{3v}{b_2}$ usw.

6. Einfluß der endlichen Spaltbreite oder des Streubereiches a beim Schreiben. Würde eine Benachteiligung der hohen Frequenzen bedingen. Darf aber wegen der damit verbundenen nichtlinearen Verzerrung niemals bedeutend werden. Es ist wesentlich, dafür zu sorgen, daß oberhalb der durch Rechnung ungefähr einzuschätzenden, aber nur durch einen Versuch genau zu bestimmenden Grenzfrequenz f_{\max} des verzerrungsfreien Schreibens die Abnahmeapparatur keine weiteren Frequenzen hindurchläßt, um den Klirrfaktor in leidlichen Grenzen zu halten. Während man bei den meisten anderen Apparaturen froh darüber ist, wenn von höchsten Frequenzen wenigstens ein Teil übertragen wird, muß man hier von vornherein auf alle Frequenzen oberhalb f_{\max} verzichten.

Der resultierende Frequenzgang wird durch das Zusammenwirken dieser Faktoren bestimmt. Er fällt sowohl bei hohen als auch bei niedrigen Frequenzen ab. Eine Vorherberechnung erscheint

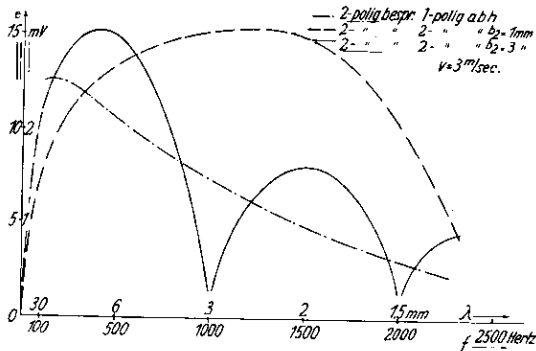


Abb. 31. An der Versuchsapparatur aufgenommene Frequenzgänge.

kaum möglich, da man nicht den quantitativen Verlauf aller Einflüsse und ihr Zusammenwirken genügend genau kennt. Abb. 31 zeigt einige charakteristische Frequenzgänge, die an der Apparatur aufgenommen wurden.

IX. Verzerrungen.

Die Amplitudenbegrenzung des Verfahrens ist nach oben gegeben durch die volle Aussteuerung

der „Charakteristik“, nach unten durch die dann eintretende Reversibilität. Denn die magnetische Tonaufzeichnung beruht ja gerade auf der Irreversibilität der Aussteuerung. Der Störspiegel ist in erster Linie bedingt durch kleine Schwankungen in dem Anliegedruck der Stifte, in der Stärke des Bandes oder Drahtes und in der Geschwindigkeit. Formänderungen der Schleife durch wechselnden Zug dürften bei einer einigermaßen guten Apparatur zu vernachlässigen sein. Ebenso bei genügend dünnen Schriftträgern solche durch den Einfluß der Wirbelströme. Auch die Tatsache, daß das Schreiben einer Hysteresis-Schleife sich aus kontinuierlichen und diskontinuierlichen (Barkhausen-Effekt) Vorgängen zusammensetzt, kann unberücksichtigt bleiben, denn die Amplituden müssen stets so groß sein, daß die „Feinstruktur“ der Schleife keine Rolle spielt. Höchstens der Barkhausen-Effekt im Kern der Abhörmagneten kann bei sehr kleinen Amplituden stören.

Die linearen Verzerrungen sind im vorhergehenden Kapitel besprochen worden. Sie sind amplitudenunabhängig und frequenzabhängig.

Nichtlineare Verzerrungen entstehen:

1. wenn im Polkern des Besprechungsmagneten $\mathfrak{B} \sim i$ (Verzerrung amplitudenabhängig, frequenzunabhängig),
2. wenn im Aussteuerbereich die Charakteristik nicht geradlinig ist (amplitudenabhängig, frequenzunabhängig),
3. wegen der endlichen Breite des Besprechungspaltes (amplitudenunabhängig, frequenzabhängig),
4. wenn bei einpoligem Besprechen $\angle \alpha > \angle \beta$ (amplituden- und frequenzabhängig),
5. durch schädliche Streuflüsse der Schreibmagnete (nur abhängig von der Formgebung),
6. wenn die Kraftlinien nicht genau axial verlaufen. Diese Verzerrung kann besonders stark werden, wenn man zweipolig niedrige Frequenzen schreibt. Dann treten dieselben Schwierigkeiten wie bei zweipoligem Löschen auf.

X. Die Quermagnetisierung.

In einem letzten Abschnitt soll noch kurz auf die Quermagnetisierung eingegangen werden (Abb. 2b). Die Quermagnetisierung unterscheidet sich in mehreren Punkten grundsätzlich von der Längsmagnetisierung.

Nehmen wir wieder an, wie bei der Betrachtung der Längsmagnetisierung, daß auf ein bis zur Sättigung quervormagnetisiertes Band die Besprechungspole so aufgesetzt werden, daß der Fluß quer durch das Band fließt, so ergibt sich Abb. 32. In 32a ist der Fluß dem Vormagnetisierungsfluß gleichgerichtet, deshalb praktisch ohne Wirkung. In 32b erscheint das resultierende Bild durch die

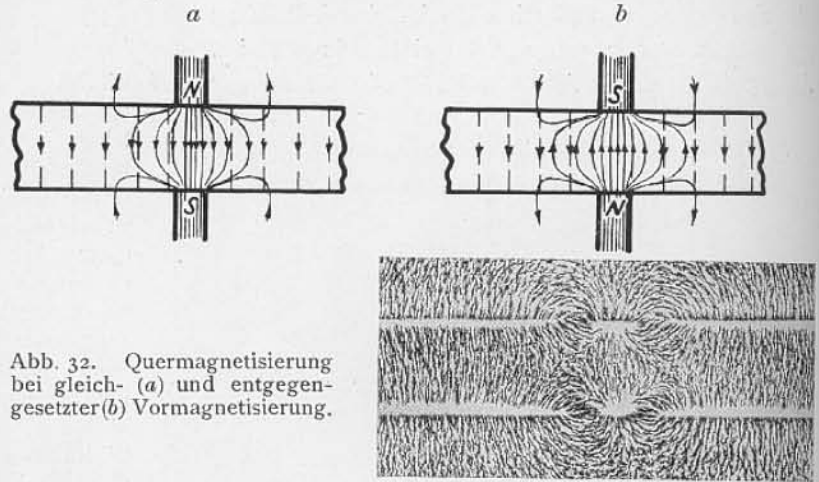


Abb. 32. Quermagnetisierung bei gleich- (a) und entgegengesetzter (b) Vormagnetisierung.

Streuflüsse und den gekrümmten Verlauf des Hauptflusses stark verzerrt. Wir erkennen aus der Darstellung, daß es hier nicht möglich ist, die Streuflüsse klein zu halten, oder sie durch Vormagnetisierung bis zur maximalen Remanenz ganz oder größtenteils unschädlich zu machen.

Bei der Längsmagnetisierung sind Flußquerschnitt und Spaltbreite etwas Verschiedenes. Dort sind sie durch die geometrische Anordnung festgelegt und unabhängig von der Amplitude. Hier dagegen sind Flußquerschnitt und Spaltbreite gleichzusetzen. Sie sind auch abhängig von der Amplitude. Der wirksame Spalt kann eine recht erhebliche Größe haben und ist auf jeden Fall nicht so klein wie bei der Längsmagnetisierung zu halten. Er ist natürlich um so breiter, je breiter und je dünner das Band ist.

Zeichnet man sich die J -Verteilung längs des Bandes auf, so hat sie etwa einen Verlauf nach Abb. 33. Man sieht dann, daß man ganz gleich wie in Kap. II eine Betrachtung mit Winkel α und Spaltbreite b_1 anstellen und den Frequenzbereich der möglichen verzerrungsfreien Übertragung errechnen könnte. Die Berechnung zeigt dann, daß von diesem Standpunkt aus durchaus eine immerhin leidlich gute Sprachübertragung zu erwarten ist. Sie wird praktisch aber sehr

schlecht und verzerrungsreich wegen der obigen Betrachtungen über den Streufluß.

Bei der Quermagnetisierung wirkt φ direkt nach außen. Es ist also $\varphi = \varphi_{\text{str}}$ und somit die Wiedergabe proportional ω und nicht, wie bei der Längsmagnetisierung, proportional ω^2 .

Auch von der Entmagnetisierung aus betrachtet ergeben sich einige Unterschiede gegenüber der Längsmagnetisierung, da ja die Länge der Teilmagnete durch die Bandbreite festgelegt ist, und nur ihre Breite entsprechend λ wechselt.

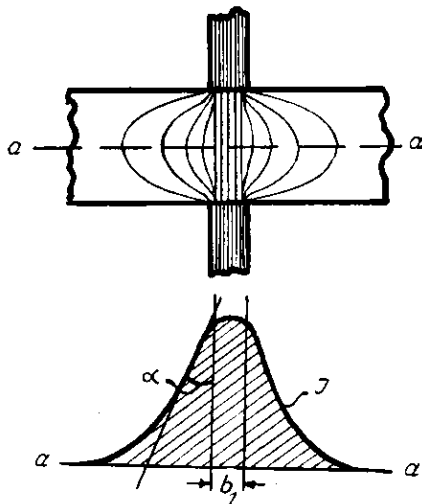


Abb. 33. Der J -Verlauf längs des Bandes.

Doch soll darauf nicht weiter eingegangen werden, da es klar erscheint, daß die Güte der Ausführmöglichkeit bei der Quermagnetisierung hinter der bei der Längsmagnetisierung zurückstehen muß.

XI. Zusammenfassung.

An Hand von Modellversuchen wird der Verlauf der Kraftlinien untersucht und der verschiedenartige Einfluß der Streukraftflüsse klargestellt. Es ist zweckmäßig, vor dem Besprechen den Schriftträger bis zu einer maximalen Remanenz vorzumagnetisieren. Hohe Frequenzen werden verzerrt. Bei 1 poligem Besprechen ist die Grenze verzerrungsfreien Schreibens durch die Größe des „Streubereichs“ a , bei 2 poligem Besprechen durch die Spaltbreite b_2 bedingt.

Das Abhören entspricht einer zweimaligen Differentiation. Bei 2 poligem Abhören setzt sich die Gesamt-EMK geometrisch aus den beiden Einzel-EMK zusammen, wodurch Interferenzen

entstehen können. Außerdem ist das Verhältnis Polkernbreite zu Wellenlänge von Einfluß. Die Polkernbreite wird zweckmäßig $\approx \frac{1}{2} \cdot \lambda_{\text{min}}$ gewählt.

Beim Besprechen muß der Wechselstrom i_{ω} einem Gleichstrom i_{st} überlagert werden, der den Arbeitspunkt auf die Mitte des geradlinigen Teils der „Charakteristik“ legt. Der Strom der Vormagnetisierung muß i_{st} entgegengerichtet sein.

Es ist vorteilhaft, 1 polig zu löschen. Die Polkernbreite und bei 2 poligem Besprechen und Löschen auch die Spaltbreite müssen groß gegenüber dem Durchmesser des Schriftträgers sein.

Kleine Wellenlängen der Magnetisierungsschwankungen schwächen die Remanenz auf dem Band und setzen die wirksame Windungszahl der Abhörspule herab.

Der Frequenzgang entsteht durch Zusammenwirken mehrerer Faktoren, die teils die hohen, teils die niedrigen Frequenzen begünstigen. Der resultierende Frequenzgang fällt sowohl bei hohen als auch bei niedrigen Frequenzen ab.

Die Amplitude des Verfahrens ist nach oben durch eine volle Aussteuerung der Hysteresis-Schleife, nach unten durch die bei kleinen Amplituden eintretende Reversibilität begrenzt.

Es werden die verschiedenen Verzerrungen diskutiert.

Die Quermagnetisierung steht an Güte hinter der Längsmagnetisierung zurück.

Herrn Prof. Dr. Barkhausen bin ich für wertvolle Anregungen und Unterweisungen zu allergrößtem Dank verpflichtet.

Weiter gilt mein Dank der Heinrich-Hertz-Gesellschaft, deren freundliche Unterstützung mir überhaupt erst die Durchführung der Arbeit ermöglichte.

Literatur.

- ETZ 1900, S. 385.
 1901, S. 57: Dr. Rellstab, Der Telegraph.
 S. 181: Jul. H. West, Über den Telephonographen von Poulsen.
 S. 246: Jul. H. West: Der Telephonograph.
 1903, S. 752.
 1920, S. 513.
 1921, S. 1068: A. Nasarischwily, Neue Versuche mit dem Telephon.
 1930, S. 449: C. Stille, Die elektromagnetische Schallaufzeichnung.

(Eingegangen am 2. Mai 1932.)