

HEINRICH-HERTZ-INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG  
BERLIN-CHARLOTTENBURG

# Technischer Bericht Nr. 17

Analyse des Aufzeichnungsvorgangs beim Magnetton  
auf der Grundlage des PREISACH-Modells  
des Ferromagnetismus

Dipl.-Ing. G. SCHWANTKE

1 9 5 8

Technischer Bericht Nr. 17

Analyse des Aufzeichnungsvorgangs beim Magnetton auf der  
Grundlage des PREISACH-Modells des Ferromagnetismus

Zusammenfassung

An Stelle der bisher üblichen Betrachtung der bei der Aufzeichnung durchlaufenen Magnetisierungskurven wird hier die Statistik der Barkhausensprünge zugrundegelegt. Die Darstellung des Aufzeichnungsvorgangs im PREISACH-Diagramm führt zu einer einheitlichen und leicht zu handhabenden Theorie für alle Betriebsfälle und gestattet, alle interessierenden - zum Teil bisher ungeklärten - Effekte zwanglos zu deuten. Die Methode enthält die Möglichkeit, bei genauerer Kenntnis der Statistik des speziellen Materials alle Eigenschaften auch quantitativ zu erklären. Experimentelle Anordnungen, die eine solche Statistik auszumessen gestatten, werden angegeben.

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter

gez: Schwantke

(Dipl.-Ing. G. Schwantke)

Der Abteilungsleiter

gez: Cremer

(Prof.Dr.-Ing. L. Cremer)

Der Institutsdirektor

gez: Gundlach

(Prof.Dr.-Ing. F.W. Gundlach)

Berlin-Charlottenburg, den 21.1.1958

1. Einleitung
2. Das PREISACH-Modell
  - 2.1. Allgemeines
  - 2.2. Abbildungsregeln für die PREISACH-Darstellung
  - 2.3. Die Remanenzfläche für die Aufzeichnung bei verschwindender HF-Wellenlänge
  - 2.4. Die "geometrische Verzerrung"
  - 2.5. Kopier- und Löscheffekte
3. Folgerungen für eine einfache Belegungsfunktion
  - 3.1. Kleine HF-Aussteuerung
  - 3.2. Grosse HF-Aussteuerung
  - 3.3. Empfindlichkeitsverlauf nach 3.1. und 3.2.
  - 3.4. Klirrfaktorverlauf
  - 3.5. Frequenzgang für grosse HF-Aussteuerung
4. Allgemeinere Belegungsfunktion
  - 4.1. Nur von  $H_p$  abhängige Belegung
  - 4.2. Linearität und Aussteuerungskennlinie
  - 4.3. Verschiebung des Empfindlichkeitsverlaufs mit der Tonfrequenz
5. Erweiterung auf endliche HF-Wellenlänge
  - 5.1. Zackenkurve und Schwankungsfläche
  - 5.2. Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der HF-Wellenlänge
  - 5.3. Abhängigkeit des Klirrfaktors von der HF-Wellenlänge
6. Messung der Belegungsfunktion
  - 6.1. Ideale Magnetisierung
  - 6.2. Messung am Magnetband
  - 6.3. Verlustmessung

## 1. Einleitung

Alle bisher vorliegenden Theorien der Magnetton-Aufzeichnung gehen von Annahmen über die am Kopfspalt durchlaufenen Magnetisierungskurven aus. CAMRAS [1] verwendet ein Spiegelungsverfahren an der sog. Statischen Kennlinie, worunter der Zusammenhang des Maximalwertes der Feldstärke mit der Remanenz verstanden wird, unter der Annahme, dass die HF-Wellenlänge sehr gross gegen die Spaltbreite ist, was aber praktisch nie zutrifft. AXON [2] legt einen Nachwirkungseffekt zugrunde, der selbst reine Wechselschleifen asymmetrisch verlagern soll, dessen experimentelle Folgerungen aber zu widerlegen sind. WESTMIJZE [3] schlägt ein Hysterese-Schema vor, das eine - einem HF-Zyklus entsprechende - kleine Magnetisierungsschleife als Parallelogramm annähert, wobei die Umkehrpunkte auf der - ebenfalls als Parallelogramm genäherten - Sättigungsschleife liegen. Damit lässt sich zwar die Linearisierung der Aufsprechkennlinie durch HF-Ueberlagerung erklären, jedoch ist das zunächst nur die Folge der linearisierenden Näherung. SCHMIDBAUER [4] berücksichtigt die tatsächlich auftretenden Krümmungen der Magnetisierungskurven in Form von Parabeln im RAYLEIGH-Bereich (d.h. Feldstärke klein gegen Koerzitivkraft), jedoch ist der praktische Betriebsfall von diesem Grenzfall weit entfernt. Eine Erweiterung des WESTMIJZE-Schemas auf stetig gekrümmte Formen von HF-Schleifen macht die sog. Kongruenzhypothese notwendig, d.h. die Annahme, dass sich eine symmetrisch zum O-Punkt liegende Magnetisierungsschleife von einer nur ein kleines Stück unsymmetrisch ausgelenkten nur um eine Parallelverschiebung unterscheidet. In [5] wurde diese Annahme experimentell geprüft und als nicht erfüllt gefunden.

Eine Theorie der Aufzeichnung, die von der Betrachtung der Magnetisierungskurven ausgeht, ohne die Kongruenzhypothese zu verwenden, muss ausserordentlich kompliziert werden. Es scheint daher günstiger, die Betrachtung der Magnetisierungskurven zu verlassen und auf ihre Ursachen, nämlich die Statistik der Barkhausensprünge zurückzugehen.

Diese tiefere Basis erweist sich als sehr fruchtbar, obschon die Beschreibung des Aufzeichnungsprozesses weniger anschaulich

ist und zunächst die Probleme noch komplizierter zu machen scheint.

## 2. Das PREISACH-Modell

### 2.1. Allgemeines

Eine ferromagnetische Substanz ist hinsichtlich ihrer magnetischen Wirkung aufgebaut aus einer grossen Zahl kleiner, spontan - d.h. ohne äussere Einwirkung bis zur Sättigung - magnetisierter Bereiche, die sog. WEISS'schen Bezirke, die jeweils gewisse Vorzugslagen im Kristallgefüge einnehmen und im ganzen nach Grösse, Lage und Richtung statistisch verteilt sind. Bei Anlegen eines äusseren Feldes ändert sich diese Verteilung dadurch, dass sich die Grenzschichten zwischen den Bereichen, die sog. BLOCH'schen Wände, verschieben und so die günstiger zur Feldrichtung liegenden Bereiche anwachsen oder aber - namentlich bei starken Feldern - dass ein ganzer Bereich in eine neue Richtung klappt.

Die Wandverschiebungen können stetig sein, was zur reversiblen Magnetisierungsänderung führt, als auch sprunghaft.<sup>\*)</sup> Im letzten Fall kehrt die Wand im allgemeinen nicht in die Ausgangslage zurück, wenn das äussere Feld wieder verschwindet. Da nämlich die Wandenergie durch Korngrenzen, Fremdeinschlüsse usw. nicht monoton ortsabhängig ist, kann die Wand in einer Potentialmulde hängen bleiben. Das führt zur remanenten Magnetisierung, die uns hier besonders interessiert.

Da die Einzelheiten sehr verwickelt sind, ist es notwendig, ein Modell zu verwenden, das stark vereinfachend das Prinzip für unsere Zwecke richtig wiedergibt. Ein hierfür geeignetes Modell wurde von PREISACH [6] angegeben. Es ist eindimensional, d.h. es existiert nur die plus- oder minus-Orientierung der Elementarbezirke. Das bedeutet aber keine wesentliche Einschränkung, da sich makroskopisch doch nur die Projektionen in Feldrichtung auswirken, die anderen Komponenten mitteln sich statistisch heraus. Jedem WEISS'schen Bezirk - genauer jedem möglichen irreversiblen Verschiebungsprozess - entspricht ein Elementarbereich mit einer

---

<sup>\*)</sup> Das gleiche gilt für Klapp- oder Drehprozesse.

genau rechteckförmigen Magnetisierungsschleife der Koerzitivkraft  $H_b$ . Abb. 1. Dabei ist wesentlich, dass diese im allgemeinen nicht symmetrisch zum Nullpunkt, sondern zu einem Vorspannungswert  $H_m$  liegt, der durch innere Spannungen im Gefüge

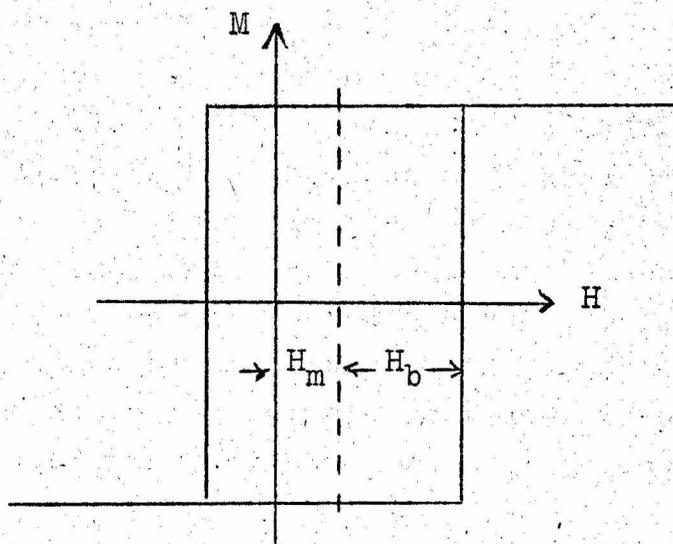


Abb. 1. Schema einer Elementarschleife nach PREISACH

bestimmt wird.<sup>\*)</sup> In Abhängigkeit der Parameter ( $H_b$ ,  $H_m$ ) existiert nun für jede ferromagnetische Substanz eine bestimmte Häufigkeitsverteilung der Elementarbereiche. Die Parameter-Ebene wird als PREISACH-Diagramm bezeichnet. In diesem bilden sich die Magnetisierungszustände ab, indem man kennzeichnet, welche Teile der Parameter-Ebene einer positiven und welche einer negativen Ausrichtung der Bereiche entsprechen sollen. Die makroskopisch messbare Grösse der Magnetisierung erhält man dann durch Integration der Häufigkeitsverteilung - oder, wie wir auch allgemeiner sagen wollen, der statistischen Dichtebelegung über die Parameter-Ebene mit dem entsprechenden Vorzeichen der Bereiche.

<sup>\*)</sup> Die strenge Rechteckform der Schleifen berücksichtigt allerdings nicht genügend die reversiblen Wandverschiebungen. Das ist für unseren Zweck jedoch unwesentlich, da für die Remanenzwerte nur die irreversiblen Beiträge interessieren.

## 2.2. Abbildungsregeln für die PREISACH-Darstellung

Unabhängig von der speziellen Dichtebelegung fragen wir zunächst nach der Gestalt der negativ bzw. positiv bezeichneten Teile des PREISACH-Diagramms in Abhängigkeit vom Verlauf der äusseren Feldstärke  $H$ .

Im entmagnetisierten Zustand mögen die Bereiche  $H_m > 0$  negativ, die mit  $H_m < 0$  positiv orientiert sein. Das ist für das Gebiet  $H_b > H_m$  nicht selbstverständlich, jedoch wird sich später zeigen, dass bei der üblichen Wechselfeldentmagnetisierung sich gerade diese Verteilung ergibt.

Wird nun ein äusseres Feld  $H$  angelegt, so klappen alle Bezirke um, für die gilt:

$$H_m + H_b \leq H. \quad (1a)$$

Die neue Grenze ist also - entsprechend dem Gleichheitszeichen - eine Gerade unter  $45^\circ$ . Abb. 2. Nimmt die Feldstärke wieder ab, so klappen alle Bereiche zurück, für die gilt:

$$H_m - H_b \geq H. \quad (1b)$$

Die Grenze ist also wieder eine Gerade unter  $45^\circ$ , die auf der ersten senkrecht steht. So spielt sich, wie Abb. 2 zeigt, ein voller Zyklus in einem Dreiecksbereich ab, der als Abbild einer kleinen Wechselfeldschleife im M-H-Diagramm gelten kann. Im Sinne des in den Kapiteln 2 - 4 durchweg betrachteten Grenzfalles, dass während des Aufzeichnungsvorgangs sehr viele HF-Zyklen durchlaufen werden, fassen wir das Bild eines ganzen HF-Zyklus gleichzeitig ins Auge, in der Parameter-Ebene gegeben durch den begrenzenden Dreiecksbereich. Der ganze Aufzeichnungsvorgang stellt sich dann dar als die Veränderung der Grösse und Lage eines solchen Dreiecksbereichs für ein Bandteilchen, das am Sprechkopfspalt vorbeiwandert.

Für ein reines Wechselfeld liegt dieser Dreiecksbereich, wie sich aus Abb. 2 ergibt, symmetrisch zur  $H_b$ -Achse. Ueberlagert man noch ein Gleichfeld, so verschiebt sich das Hülldreieck in Richtung der  $H_m$ -Achse, wie man - analog zu Abb. 2 - schrittweise konstruiert. Abb. 3a. Dabei bleibt unterhalb der Ecke P

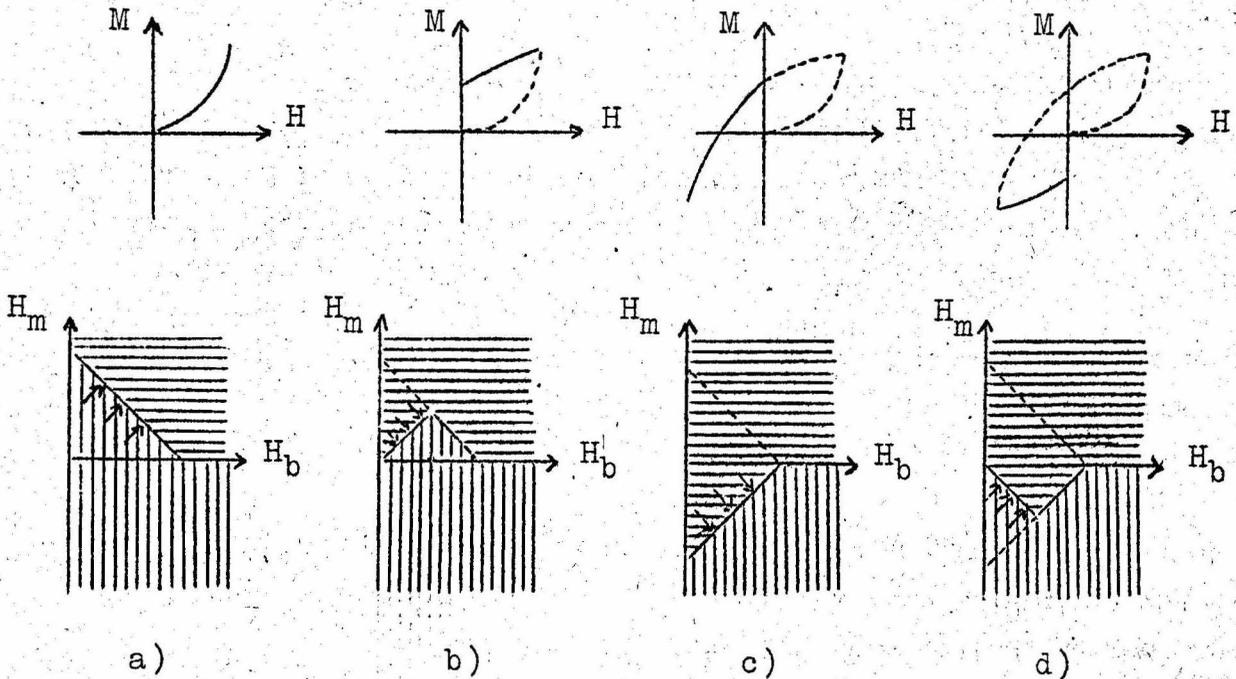


Abb. 2. Verschiedene Stadien einer Magnetisierungsschleife im PREISACH-Diagramm

Senkrechte Schraffur: Positive Orientierung  
Waagerechte Schraffur: Negative Orientierung

ein kleiner, ebenfalls dreiecksförmiger Bereich positiver Ausrichtung stehen (in Abb. 3a dichter schraffiert). Das ist der Ausdruck dafür, dass in der M-H-Ebene der Schleifenmittelpunkt sich zu einem gewissen Magnetisierungswert  $> 0$  verschiebt.

Man erkennt bereits damit die wesentlichen Vorteile der PREISACH-Darstellung:

- 1) Statt der gekrümmten Magnetisierungskurven betrachtet man hier gleichseitige, rechtwinklige Dreiecke.
- 2) Die Lage dieser Dreiecke ist nur von Wechsel- und Gleichfeldstärke abhängig, nicht von der Vorgeschichte, und zwar derart, dass die Abszisse der Ecke P durch den Wechselfeldwert, die Ordinate durch den Gleichwert (bzw. NF-Phasenwert) der Feldstärke bestimmt ist.

3) Die Abbildung ist unabhängig vom speziellen Material.

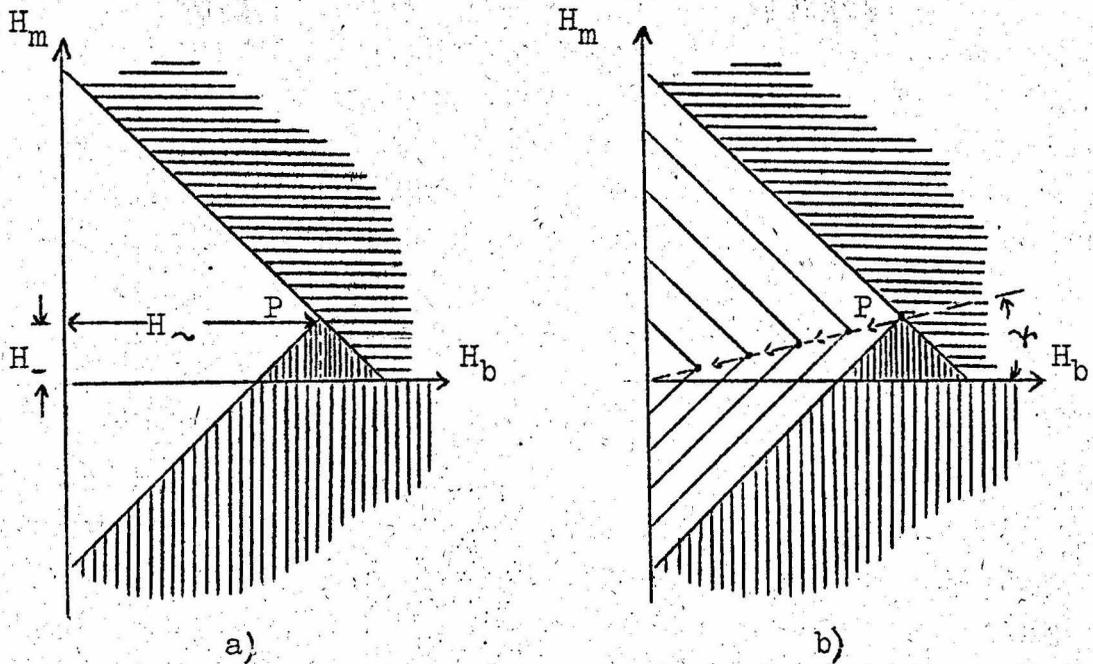


Abb. 3. Hülldreieck in unsymmetrischer Lage und Stadien der Zusammenziehung bei der Aufzeichnung.

Daraus folgt sogleich noch eine weitere Vereinfachung. Die Lage des Hülldreiecks ist - gemäss Abb. 3 - eindeutig durch die der Ecke P gegeben. Dieser Punkt kann also als Repräsentant der ganzen Schleife angesehen werden. Die Änderung von Lage und Grösse des - eine HF-Magnetisierungsschleife repräsentierenden - Dreiecksbereichs während des Aufzeichnungsvorgangs bildet sich damit ab in eine Bahn des Punktes P, die im Nullpunkt beginnt und - nach Durchlaufen des Spaltfeldes - wieder dort endet. Diese Bahn ist eindeutig durch den Feldverlauf bestimmt. Dabei bleibt - gegenüber der Gleichverteilung im entmagnetisierten Zustand - ein gewisser Ueberschuss der Elementarbereiche einer Orientierung übrig. Der Teil der PREISACH-Ebene, in dem diese umorientierten Bereiche liegen, heisse "Remanenzfläche", da die Integration der Belegungsdichte über diese Fläche die schliesslich erreichte Remanenz ergibt.

### 2.3. Die Remanenzfläche für die Aufzeichnung bei ver- schwindender HF-Wellenlänge

Betrachten wir zunächst den Fall so niedriger Tonfrequenz, dass sich die NF-Phase nicht ändert, solange das verfolgte Bandteilchen im Spaltbereich weilt. Der Aufzeichnungsprozess ist dann charakterisiert durch ein Anwachsen und nach einem Maximum wieder eine Abnahme der Feldstärke unter der Bedingung

$$\frac{H_-}{H_{\sim}} = \text{const} = \text{tg } \gamma$$

( $H_-$  der über dem Spalt unveränderliche NF-Phasenwert),  
( $H_{\sim}$  der HF-Spitzenwert).

Die Bahn der Ecke P ist dann eine Kurve mit festem Polarwinkel  $\gamma$ , also eine Gerade, die für den an- und abklingenden Feldbereich doppelt durchlaufen wird. Abb. 3b stellt einige Stadien des Hülldreiecks für diesen Prozess dar. Die dabei entstehende Remanenzfläche wird begrenzt durch die P-Linie, die  $H_b$ -Achse und einer durch die Lage des Punktes P im Feldmaximum gehenden  $45^\circ$ -Geraden (entsprechend der Begrenzung des doppelt schraffierten Gebietes in Abb. 3a). Der direkt unter der P-Linie liegende Teil heisse "Hauptfläche", der Rest "Nebenfläche".

Bezeichnen  $(\xi, \eta)$  die  $(H_b, H_m)$  - Koordinaten von P, so gilt im allgemeinen Fall beliebiger Tonfrequenz

$$\begin{aligned} \xi &= \hat{i}_{HF} h(x) \\ \eta &= i_{NF} h(x) \end{aligned} \quad (2)$$

Dabei ist der geometrische Spaltfeldverlauf  $h(x)$  so definiert, dass gilt:

$$H(x) = h(x) [i_{NF}(x) + i_{HF}(x)] \quad (3)$$

Die Koordinate  $x$  wird in Bandlaufrichtung gemessen. Es ist zweckmässig, die Magnetisierungsvorgänge des betrachteten Bandteilchens nicht zeit- sondern ortsabhängig zu betrachten. Wegen der konstanten Bandgeschwindigkeit hängen ja beide Parameter linear voneinander ab.

$x_m = \text{Ort des Feldmaximums}$

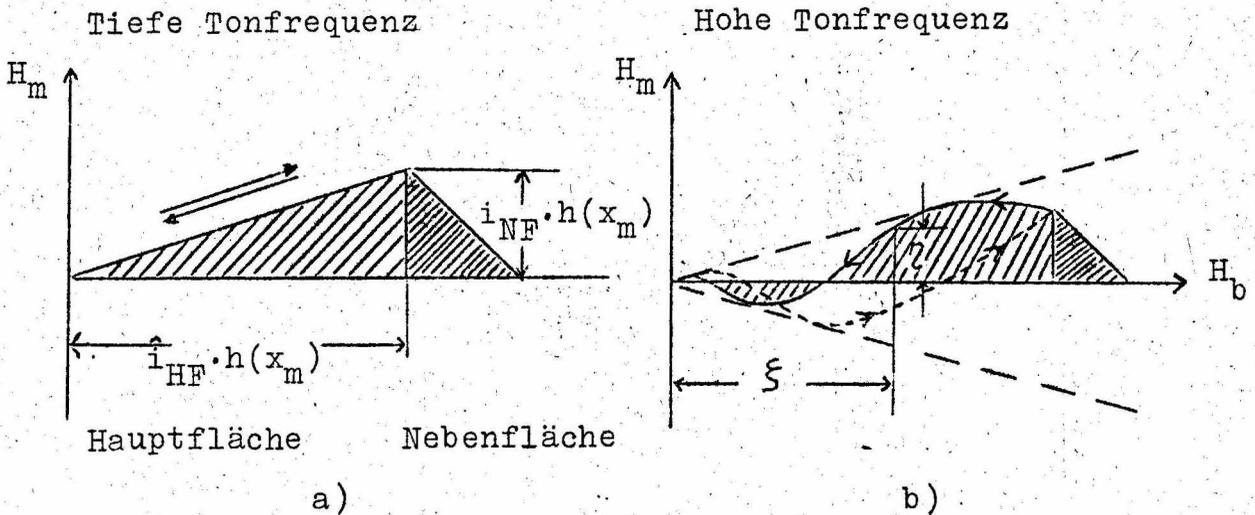


Abb. 4. Bahn der Dreiecksecke P bei der Aufzeichnung und die entstehende Remanenzfläche  
 einfache Schraffur: Hauptfläche  
 doppelte Schraffur: Nebenfläche

Bei einer hohen Tonfrequenz führt die über dem Spalt sich erstreckende Periodizität vom  $i_{NF}$  zu einer entsprechend gekrümmten P-Linie, die die  $H_b$ -Achse mehrfach schneiden kann, aber innerhalb des symmetrischen Winkelbereichs  $\text{tg } \gamma = \hat{i}_{NF} / \hat{i}_{HF}$  liegen muss. Die Remanenzfläche wird ganz analog durch die P-Linie - genauer deren absteigenden Teil - begrenzt. Abb. 4b. Der aufsteigende Ast der P-Linie ist nur gestrichelt angegeben, da er keinen Einfluss auf die Remanenzfläche hat. Die P-Linie hängt ja nicht von der Vorgeschichte ab. Die Remanenzfläche besitzt dann positiv und negativ orientierte Teile.

#### 2.4. Die "geometrische Verzerrung"

Bei der Konstruktion der Remanenzfläche ist eine wesentliche Einschränkung zu beachten. Die Steigung der gekrümmten P-Linie darf dem Betrage nach nicht grösser sein als Eins. Andernfalls reduziert sich die Remanenzfläche um entsprechende 45°-Pro-

jektionen, wie aus den Regeln (1) folgt. Abb. 5.

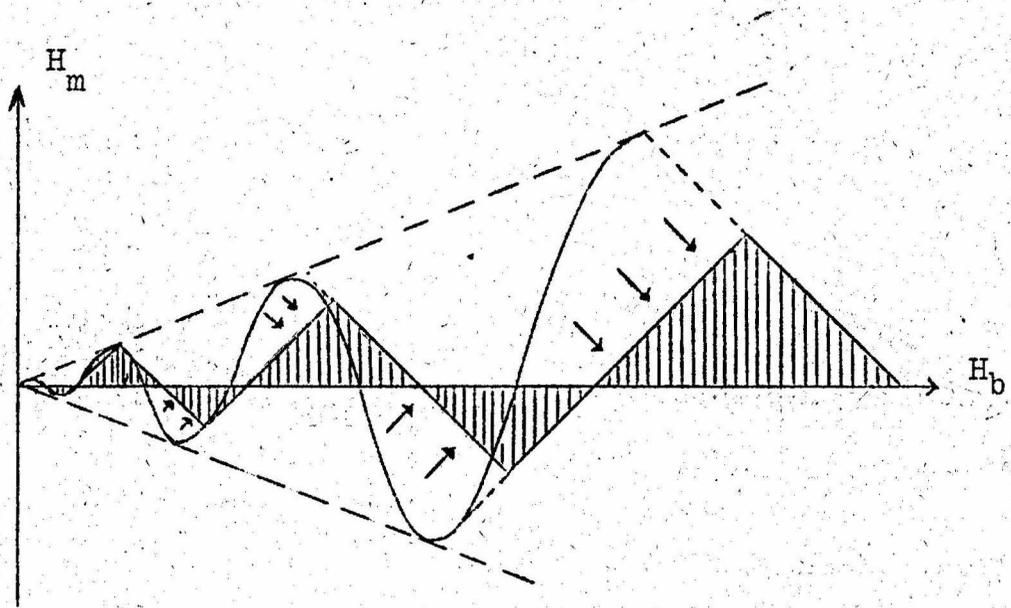


Abb. 5. Reduktion der Remanenzfläche bei hohen Frequenzen und grosser Aussteuerung

Daraus folgt ein Begrenzer-Effekt. Eine Erhöhung des NF-Stromes vergrössert die Remanenzfläche nicht mehr im gleichen Masse. Dieser Effekt ist streng zu unterscheiden von materialbedingten Sättigungserscheinungen und heisse deshalb "geometrische Verzerrung". Für eine sinusförmige Magnetisierung folgt dafür, dass dieser Effekt nicht auftritt:

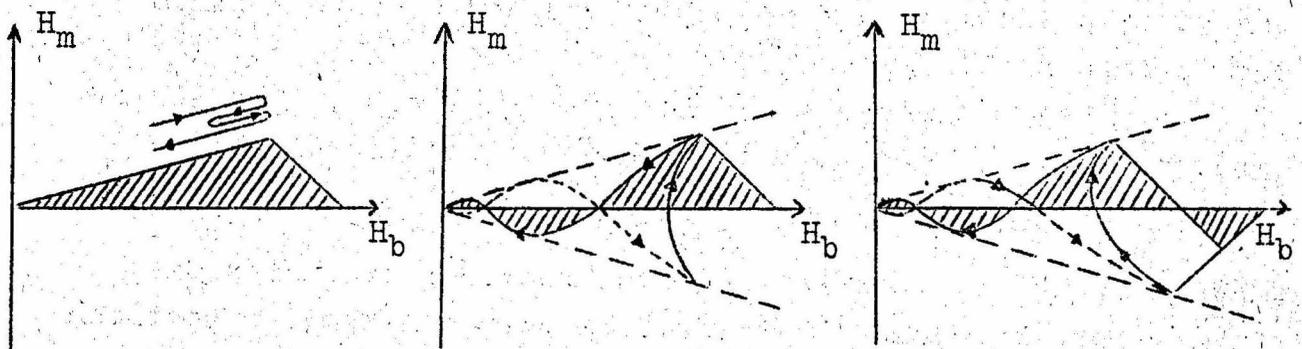
$$\left| \frac{h\left(\frac{x}{x_0}\right)}{h'\left(\frac{x}{x_0}\right)} \right| \cdot k x_0 \sin kx + \cos kx \leq \frac{\hat{i}_{HF}}{\hat{i}_{NF}} \quad (4)$$

$x_0$  = halbe Spaltbreite.

Da die Steilheit  $h'\left(\frac{x}{x_0}\right)$  des Feldverlaufs mit wachsendem Abstand vom Spalt abnimmt, gibt es stets - je nach Lage des Arbeitspunktes und der Aussteuerung - Gebiete, wo Gl.(4) verletzt ist. Bei den tiefen und mittleren Frequenzen liegt dieses hinreichend nahe dem Nullpunkt der PREISACH-Ebene, so dass der

Effekt nicht merkbar wird; die hohen haben geringeren Pegel, was zum gleichen Ergebnis führt. Andererseits zeigen sich hier die Grenzen einer noch sinnvollen Aufsprechanhebung der Höhen. Die geometrische Verzerrung hat zur Folge, dass hinsichtlich der Uebertragungskennlinie bei hohen Frequenzen scheinbar die Sättigung eher erreicht wird als bei tiefen.

Schliesslich wird Gl.(4) noch aus einem anderen Grunde verletzt. Der Feldverlauf am Spalt besitzt ja im allgemeinen nicht ein, sondern zwei Maxima gleichen Betrages. Dazwischen liegt ein Minimum, in dem die Feldsteilheit null ist. Die P-Linie für diesen Fall zeigt Abb. 6, a für eine tiefe, b für eine hohe Frequenz ( $kx_0 \approx \pi/2$ ). Bei der tiefen zeigt sich keine Aenderung der Remanenzfläche, desgl. bei der hohen für den gezeichneten Phasenwert (Scheitelwert bei Feldmaximum). Es genügt, den Vorgang nach dem letzten Maximum zu betrachten, so, als ob überhaupt nur ein Feldmaximum da wäre.



a) tiefe Frequenzen    b) zwei Maxima gleichen Betrages    c) erstes Max. > zweites Max.

hohe Frequenzen  $kx_0 = \frac{\pi}{2}$

Abb. 6. Verlauf der P-Linie unter Berücksichtigung beider Feldmaxima.

Nun zeigt sich aber experimentell eine periodische Schwankung des Frequenzganges (Aufzeichnung mit breitem Spalt), die den Ausgangspunkt der AXON'schen Theorie bildet [2] und auch von SCHMIDBAUER [4] und NOTTEBOHM [7] behandelt wurde. Die beiden letztgenannten Autoren führen diesen Effekt auf das Zusammenwirken beider Maxima zurück.

Allgemein ist zunächst aus Abb. 6 abzulesen, dass sich die damit bewirkten Reduktionen nur auf die Remanenznebenfläche beziehen. Damit stimmt das experimentelle Ergebnis (siehe [7]) gut zusammen, dass sich die Welligkeit des Frequenzganges mit wachsender Vormagnetisierung vermindert. Der Beitrag der Nebenfläche wird ja dabei kleiner im Verhältnis zur gesamten Remanenzfläche.

Eine genauere Analyse zeigt jedoch bei der hohen Frequenz zwar gewisse Verformungen der ursprünglichen Sinusform, aber praktisch keine periodische Amplitudenänderung der Grundschwingung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Eine solche ergibt sich erst, wenn man annimmt, dass das erste Maximum - dem Betrage nach - grösser ist als das zweite. Abb. 6c. Das würde bedeuten, dass beide Spaltkanten unterschiedlich scharf sind, was bei den nicht ganz gleichen Abschleifbedingungen durchaus möglich erscheint.

Ausserhalb unserer Betrachtung muss bleiben, dass sich die geometrische Richtung der Feldstärke über dem Spalt wesentlich ändert. Der Einfluss dieser Richtungsänderung ist zwar noch nicht streng zu übersehen, jedoch darf man vermuten, dass der Einfluss für den Feldverlauf zwischen beiden Maxima in der Grössenordnung des Beitrages der Nebenfläche bleibt. Hinter dem zweiten Maximum ist dann die Richtungsänderung geringer, so dass man eine mittlere, fest bleibende Feldrichtung zugrundelegen kann.

Neuere Bandsorten besitzen eine wesentliche magnetische Vorzugsrichtung in Längsrichtung. Im Extremfall hängen die Magnetisierungsvorgänge nur von dieser Feldkomponente ab. Die Richtungsänderung des resultierenden Feldes braucht dann nicht mehr berücksichtigt zu werden.

## 2.5. Kopier- und Löscheffekte

Die gleiche makroskopisch messbare Remanenz kann verschiedenen Charakter haben, je nach der Vorgeschichte, die auf sie führte. Im PREISACH-Diagramm drückt sich das darin aus, dass bei gleichem Gesamtbeitrag die Remanenzfläche verschiedene Gestalt und Lage haben kann. Da diese Unterschiede im M-H-Diagramm nicht erkennbar sind, gibt es Effekte, die nur vom PREISACH-Modell her zu verstehen sind,

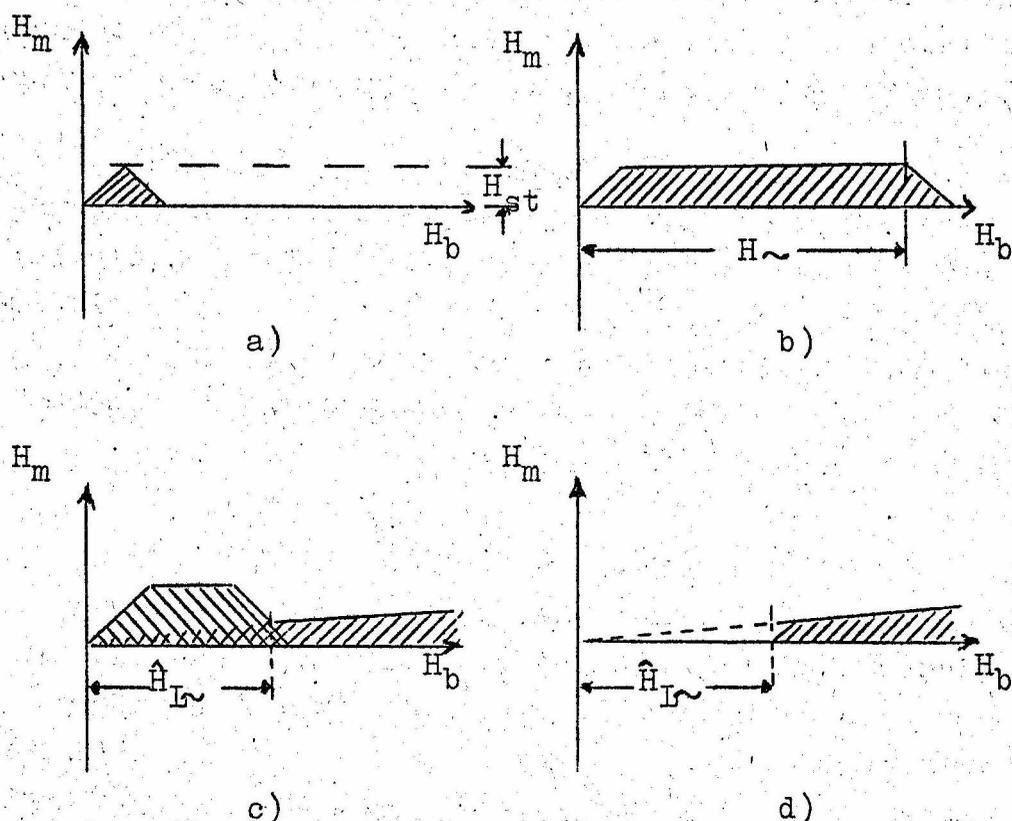


Abb. 7. Verstärkter Kopiereffekt und Beseitigung einer Störaufzeichnung durch ein schwaches Wechsel-  
feld

Die Einwirkung schwacher Gleichfelder auf eine Bandaufzeichnung, etwa das Durchkopieren von einer Windung der Bandspule auf die andere, macht sich normalerweise nur sehr schwach störend bemerkbar. Ein zusätzliches an- und wieder abklingendes Wechsel-  
feld verstärkt jedoch diesen Kopiereffekt wesentlich. Abb. 7a,b zeigt die Remanenzfläche für beide Fälle. Wie sich später bei

Betrachtung der Dichtebelegung zeigen wird, hat dieser Effekt linearen Charakter. Hat man also ein Mutterband grosser Koerzitivkraft, so können auf Grund dieses Effektes billige Bandkopien hergestellt werden.

Meist tritt jedoch dieser Effekt als unerwünschte Störung auf. Um eine so gestörte Aufnahme wieder zu verbessern, setzt man sie nach KRONES [9] einem schwachen, reinen Wechselfeld aus, das dann die Störaufzeichnung weitestgehend, die originale jedoch nur wenig schwächt. Abb. 7c zeigt die Remanenzfläche für Original- und Störaufzeichnung, 7d die Beseitigung durch ein Wechselfeld der Amplitude  $\hat{H}_{L\sim}$ . Die Originalaufzeichnung wird dabei nur wenig vermindert, die Störung völlig beseitigt.

Die Störfestigkeit der Aufzeichnung nach dem HF-Verfahren wird manchmal stabilisierenden Effekten zugeschrieben (insbesondere gegenüber dem älteren Gleichstromverfahren). Tatsächlich ist dieses Verhalten einfach dadurch erklärbar, dass sich die Remanenzfläche auch bei kleinen NF-Pegeln weit zu grossen  $H_b$  - Werten erstreckt. Eine vollständige Löschung einer Aufnahme ist nur durch ein reines Wechselfeld

$$\hat{H}_{L\sim} \geq h(x_m) [\hat{i}_{NF} + \hat{i}_{HF}]$$

möglich (sofern die Belegungsfunktion in den entfernteren Teilen der Remanenzfläche noch nicht sehr stark abgeklungen ist. Bei der üblichen Einstellung der Geräte auf ungefähr Empfindlichkeitsmaximum ist das nicht der Fall). Die P-Linie ist dann die hin- und herdurchlaufene  $H_b$ -Achse. Dadurch ergibt sich für den entmagnetisierten Zustand, dass oberhalb der  $H_b$ -Achse alle Elementarbereiche negativ, unterhalb positiv orientiert sind, was bisher schon für den neutralen Zustand vorausgesetzt wurde.

Lässt man ein bespieltes Band noch einmal am Kopf vorbeilaufen, der nur mit der gleichen Vormagnetisierung erregt ist, so bleibt nur die halbe Nebenfläche stehen. Bei einer Ueberspielung mit einer zweiten Aufnahme muss diese entsprechend geringer ausgesteuert werden, um die erste nicht zu verdecken, weil diese ja teilweise gelöscht wird. Bei einer dritten Ueberspielung

ohne Tonfrequenz wird nur die zweite Aufnahme geschwächt.

### 3. Folgerungen für eine einfache Belegungsfunktion

#### 3.1. Kleine HF-Aussteuerung

Da sich die im vorigen Abschnitt behandelten Abbildungsgesetze nur auf die Parameter-Ebene beziehen, sind sie streng für jede ferromagnetische Substanz gültig, solange nur das PREISACH-Modell selbst anwendbar ist, d.h. solange die Schwellwerte fest sind und weder von der Zeit (wie bei Nachwirkungserscheinungen) noch vom Magnetisierungszustand abhängen.

Die Ungenauigkeit beginnt erst, wenn Annahmen über die Elementardichtebelegung getroffen werden. Jedoch ist auch dieser Zustand nur vorläufig, da sich die Belegung exakt messen lässt, so dass sich die Folgerungen - wenigstens im Prinzip-beliebig verfeinern lassen.

Zur ersten Uebersicht soll zunächst eine möglichst einfache Belegungsfunktion  $\varphi(H_b, H_m)$  zugrundegelegt werden, die für kleine Feldstärken das RAYLEIGH'sche Gesetz exakt und für grosse Feldstärken die Sättigungshystereseschleife im prinzipiellen Verlauf richtig wiedergibt. Dass diese Forderungen auf sehr einfache Weise erfüllbar sind, zeigt, dass die PREISACH-Darstellung den ferromagnetischen Eigenschaften besonders gut angepasst ist.

Wie schon PREISACH [6] gezeigt hat, ist die erste Bedingung erfüllt, wenn man für kleine Feldstärken verlangt  $\varphi = \varphi_0 = \text{const.}$  In diesem Fall ist die Magnetisierung proportional der jeweils umorientierten PREISACH-Fläche. Die Magnetisierungskurven in Abb. 2 sind daher Parabeln, wie das RAYLEIGH'sche Gesetz verlangt.

Die Sättigungserscheinungen ergeben sich dadurch, dass für grössere Entfernung vom Ursprung die Belegung  $\varphi$  verschwindet. Wir verlangen nun, dass der Uebergang zwischen dem Bereich

$\varphi = \varphi_0$  und dem mit  $\varphi = 0$  unstetig erfolgt, und zwar besitze das  $\varphi_0$ -Gebiet etwa die Form einer Halbellipse, deren Scheitel bei der Stelle  $H_b = H_b^*$  liege. Aus Isotropiegründen muss der  $\varphi_0$ -Bereich symmetrisch zur  $H_b$ -Achse sein. Abb. 8.

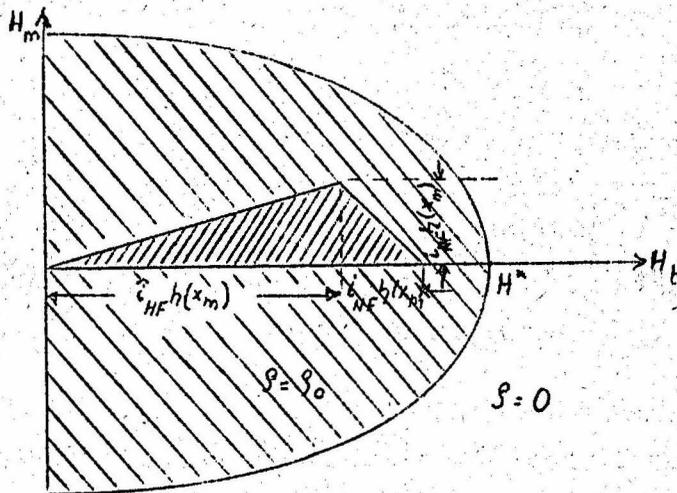


Abb. 8. Lage der Remanenzfläche in Bezug auf das  $\rho_0$ -Gebiet für den Fall kleiner Aussteuerung

Der Fall "kleiner Aussteuerung" sei dadurch gekennzeichnet, dass die Remanenzfläche vollständig im  $\rho_0$ -Bereich liegt. Dann ist die Remanenz einfach proportional der Remanenzfläche. Diese setzt sich aus Haupt- und Nebenfläche zusammen (Abb.4), so dass im Fall tiefer Frequenzen gilt:

$$\begin{aligned}
 M_r &= \frac{\rho_0}{2} h^2(x_m) \left[ \hat{i}_{HF} i_{NF} + i_{NF}^2 \operatorname{sgn} i_{NF} \right] \\
 &= \frac{\rho_0}{2} h^2(x_m) \hat{i}_{HF} i_{NF} \left[ 1 + \frac{i_{NF}}{\hat{i}_{HF}} \operatorname{sgn} i_{NF} \right]
 \end{aligned} \tag{5a}$$

$x_m$  = Ort des Feldmaximums

Im Falle beliebiger Tonfrequenz besitzt die Hauptfläche die Randkurve  $\eta(\xi)$ , so dass mit Gl. (2) gilt:

$$\text{Hauptfläche} = \int_0^{\xi_m} \eta d\xi = -i_{HF} \int_{x_m}^{\infty} i_{NF}(x) h(x) h'(x) dx$$

Damit gilt für die Remanenz im allgemeinen Fall:

$$M_r = \frac{\rho_0}{2} h^2(x_m) i_{NF}^2 \operatorname{sgn} i_{NF} - \rho_0 \hat{i}_{HF} \int_{x_m}^{\infty} i_{NF}(x) h(x) h'(x) dx \quad (5b)$$

Die Gl.(5) stimmen genau überein mit dem Ergebnis von SCHMIDBAUER [4], wobei zu setzen ist  $\rho_0 = 4b$ . Unsere Herleitung ist sehr viel einfacher und fast unmittelbar anschaulich ablesbar. Hervorzuheben ist vor allem, dass man mit einer verschärften Voraussetzung auskommt. SCHMIDBAUER musste verlangen, dass der gesamte Magnetisierungsvorgang bei der Aufzeichnung im RAYLEIGH-Bereich verläuft. Hier genügt es, dass nur die Remanenzfläche selbst im  $\rho_0$ -Bereich liegt, während die - die Magnetisierungsschleifen repräsentierenden - Hüll-dreiecke (Abb. 3), die während der Aufzeichnung durchlaufen werden, nicht darin liegen müssen. Damit ist der Gültigkeitsbereich bezüglich der maximalen Aussteuerung erweitert. Schliesslich gilt andererseits als Einengung die Bedingung (4) für die obere Frequenz- bzw. Aussteuerungsgrenze, um keine Reduktionen durch geometrische Verzerrung zu erhalten. Diese Bedingung ist bei der Betrachtung von Magnetisierungskurven nicht zu übersehen.

### 3.2. Grosse HF-Aussteuerung

Der Fall "grosser Aussteuerung" setzt voraus:

$$h(x_m) \hat{i}_{HF} \geq H^* \quad (6)$$

In diesem Fall liegt also die Nebenfläche stets im Bereich  $\rho = 0$ . Von der Hauptfläche geht nur die im  $\rho_0$ -Bereich liegende Teilfläche ein. Für diese folgt im Fall tiefer Frequenzen nach Abb. 9, wenn wir eine hinreichend kleine  $i_{NF}$ -Aussteuerung voraussetzen, so dass sich die Krümmung des  $\rho_0$ -Bereichs im Scheitel  $H^*$  noch nicht sehr bemerkbar macht:

$$M_r = \frac{\rho_0}{2} (H^*)^2 \frac{i_{NF}}{\hat{i}_{HF}} = M_0' \frac{i_{NF}}{\hat{i}_{HF}} \quad (7a)$$

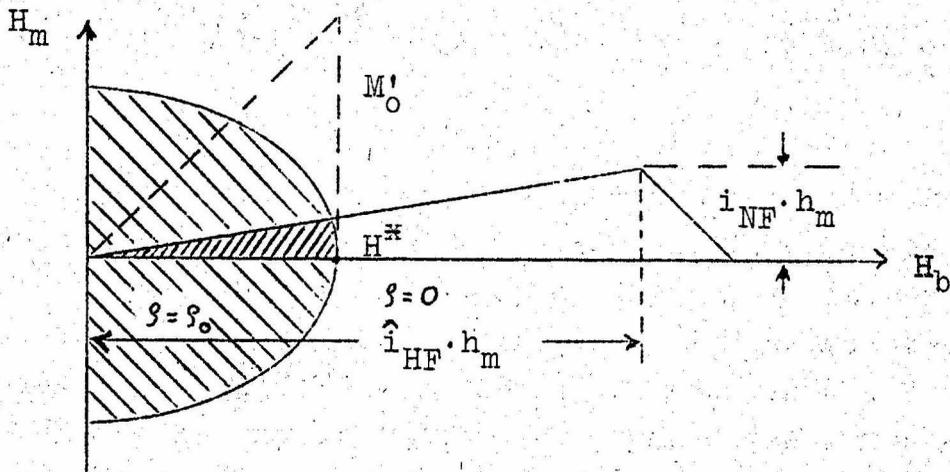


Abb. 9. Remanenzbestimmung im Fall grosser HF-Aussteuerung bei tiefen Frequenzen

Dabei ist  $M'_0$  eine formal eingeführte, extrapolierte Sättigungsremanenz, die dann der wirklichen entsprechen würde, wenn das  $\psi_0$ -Gebiet nicht Halbellipsenform, sondern die eines Parallelstreifens der Breite  $H^*$  hätte. (Gestrichelt in Abb. 9 angedeutet).

Gl. (7a) entspricht genau der Beziehung, die auch aus dem WESTMIJZE-Modell [3] und [5] folgt. Unsere Herleitung benutzte jedoch wesentlich erweiterte Voraussetzungen. Auf das WESTMIJZE-Modell wird man nämlich durch eine sehr spezielle  $\psi$ -Verteilung geführt, und zwar die linienhafte Belegung einer Parallelen zur  $H_m$ -Achse im Abstand  $H^*$ .

Für hohe Tonfrequenzen folgt analog zu Gl. (5b):

$$M_r = -\psi_0 \hat{i}_{HF} \int_{x^*}^{\infty} i_{NF}(x) h(x) h'(x) dx \quad (7b)$$

Dabei gilt für die untere Integrationsgrenze  $x^*$ :

$$\hat{i}_{HF} \cdot h(x^*) = H^* \quad (8)$$

Das Integral in Gl. (7b) hängt also noch implizit von  $i_{HF}$  ab,

da entsprechend Gl. (8) die untere Grenze  $x^{\#}$  nach Massgabe des Feldverlaufs über dem Spalt dadurch bestimmt wird, Um diese Eigenschaft zu eliminieren, normieren wir das Integral, indem wir einführen

$$g(x) = \frac{h(x)}{h(x^*)} \quad (9)$$

Damit erhält man schliesslich:

$$M_r = \frac{M_0'}{\hat{i}_{HF}} (-2) \int_{x^*}^{\infty} g(x) g'(x) i_{NF}(x) dx \quad (10)$$

Das Integral in Gl. (10) gibt den Frequenzgang der Aufzeichnung im Fall grosser Aussteuerung wieder - analog zur SCHMIDBAUER-Formel Gl. (5b) für den Fall kleiner HF- Aussteuerung. Es zeigt einen monotonen Abfall zu den hohen Frequenzen hin (siehe auch Abschn. 3.5.).

Gl. (10) lässt sich auch auf der Basis des M-H-Diagramms gewinnen, wenn man eine kleine HF-Schleife statt als Parallelogramm aus Parabelbögen und Geradenstücken zusammengesetzt annähert. (Siehe auch [5]). In diesem Fall muss aber die Kongruenzforderung symmetrischer und unsymmetrischer Schleifen erhoben werden, die experimentell nicht erfüllt ist.

Ins PREISACH-Diagramm übersetzt verlangt die Kongruenzforderung, dass das  $\rho_0$ -Gebiet ein symmetrisch liegendes Rechteck ist, dessen Schmalseite (in  $H_b$ -Richtung) weniger als halb so lang ist als die Längsseite (in  $H_m$ -Richtung). In die Remanenz selbst geht aber nur der auf der Remanenzfläche liegende Teil der Belegungsfunktion ein. Es ist für die Remanenz, - nicht jedoch für die Magnetisierungskurven, die darauf führen, - gleichgültig, wie die Belegungsfunktion ausserhalb davon verläuft. Bei kleinen NF- Aussteuerungen schneidet aber die Remanenzfläche das gleiche Stück des  $\rho_0$ -Bereichs aus, unabhängig davon, ob das  $\rho_0$ -Gebiet Halbellipsen- oder Rechteckform (der Breite  $H_b = H^{\#}$ ) besitzt.

Die darin zu Tage tretende Invarianzeigenschaft rechtfertigt andererseits die Kongruenzhypothese als vernünftige. Ersatz-

vorstellung trotz des entgegenstehenden experimentellen Ergebnisses, wenn man zur Darstellung des Aufzeichnungsprozesses lieber das altgewohnte M-H-Diagramm verwenden möchte. Kann man nämlich über die Belegung ausserhalb der Remanenzfläche beliebig verfügen, so kann man auch die besonders einfache Vorgabe treffen, die auf die Kongruenz führt.

Die PREISACH-Darstellung lehrt uns aber, dass die Kongruenzforderung zu speziell ist und Gl. (10) auch unter allgemeineren Voraussetzungen gültig ist.

### 3.3. Empfindlichkeitsverlauf nach Abschn. 3.1. und 3.2.

Unter Empfindlichkeit versteht man die Abhängigkeit der Wiedergabespannung vom Vormagnetisierungsstrom bei kleiner NF-Aussteuerung und fester Tonfrequenz:

$$E = \left. \frac{\partial U_w}{\partial i_{NF}} \right|_{i_{NF}=0} = F(\hat{i}_{HF}) \quad (11)$$

Nehmen wir ein hinreichend dünnes Band an, so dass für das ganze Bandinnere ein gleicher Feldverlauf  $h(x)$  gilt, so ergibt sich unterhalb der Stelle  $\hat{i}_{HF} = H^*/h(x_m)$  nach Gl. (5) ein linearer Anstieg, oberhalb ein hyperbolischer Abfall nach Gl. (7a) bzw. (10). Dieser Verlauf ist gestrichelt in Abb. 10b eingetragen.

Bei einem Band endlicher Dicke hängt der Maximalwert der Feldstärke  $h(x_m)$  von der Tiefenkoordinate  $y$  des Bandes ab. Daher liegt die Spitze des Verlaufs Abb. 10b für jeden Bandlängsschnitt an etwas verschiedener Stelle. Der Wiedergabevorgang nimmt dann - in erster Näherung - eine Summation mit der Bewertung  $e^{-ky}$  vor. Dadurch mildert sich die scharfe Spitze zu einem breiteren Maximum. Ebenso wird das Maximum flacher, wenn man den  $\xi$ -Bereich mit stetigem Uebergang in den Bereich  $\xi = 0$  münden lässt. Damit wird - trotz der starken Vereinfachung durch die ebene  $\xi$ -Verteilung - der experimentelle Verlauf qualitativ schon recht gut wiedergegeben (siehe auch Abb. 12.).

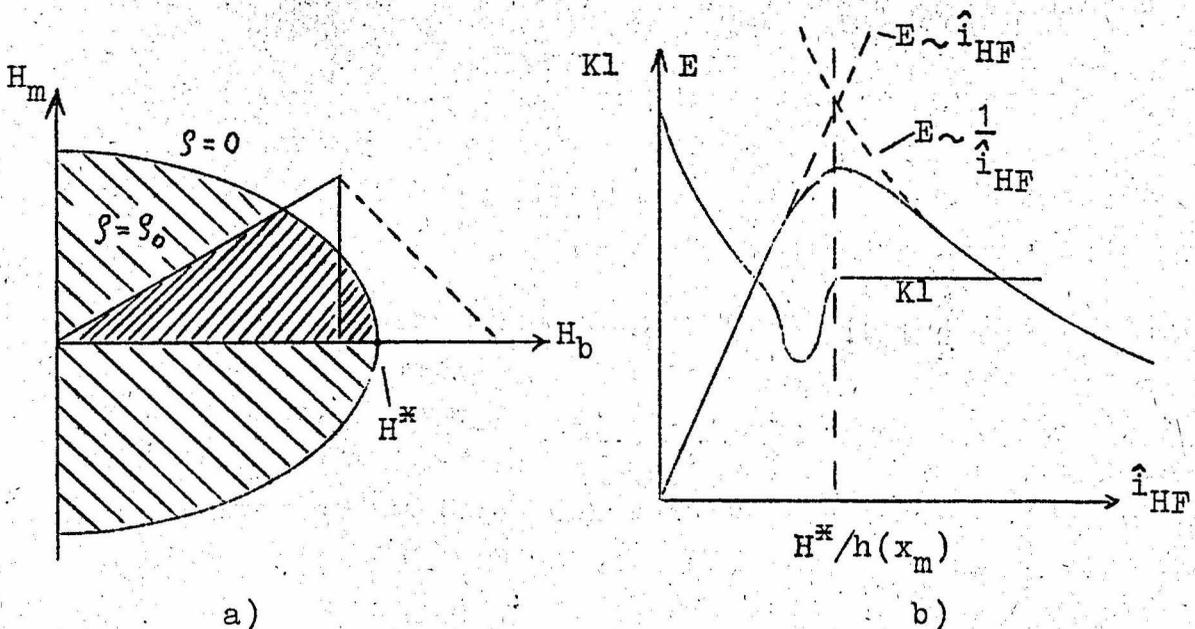


Abb. 10. Verlauf von Empfindlichkeit und Klirrfaktor für die stückweise konstante  $\psi$ -Verteilung

### 3.4. Klirrfaktorverlauf

Dieser wird bei fester Tonfrequenz gemessen und die NF-Aussteuerung jeweils so nachgeregelt, dass sich eine feste Wiederabgabespannung als Bezugspegel einstellt. Bei kleinem Wert der Vormagnetisierung liegt die ganze Remanenzfläche im  $\psi_0$ -Gebiet. Der quadratische Beitrag der Nebenfläche ergibt dann eine überlineare Charakteristik. Mit wachsendem Vormagnetisierungsstrom nimmt der Beitrag der Nebenfläche im Verhältnis zur gesamten Remanenzfläche und damit auch der Klirrfaktor  $Kl$  ab. Schliesslich ragt die Nebenfläche über den  $\psi_0$ -Bereich hinaus, so dass ihr Beitrag beschnitten wird. Daraus folgt eine noch stärkere Abnahme des Klirrfaktors bis zu einem Minimum, wenn der Beitrag der Nebenfläche etwa gleich ist dem über die  $\psi_0$ -Grenze hinausragenden Zipfel der Hauptfläche. (Etwa in der auf Abb. 10a gezeichneten Lage). Der Beitrag der Nebenfläche vermindert sich darauf weiter und zugleich wird auch die Hauptfläche stärker beschnitten, so dass nun die Charakteristik unterlinear wird und der Klirrfaktor wieder ansteigt. Oberhalb

der Stelle  $\hat{i}_{HF} = H^x/h(x_m)$  liefert die Nebenfläche keinen Beitrag mehr. Der Klirrfaktor bleibt also dann konstant, da die Remanenz nur noch vom Verhältnis  $i_{NF}/\hat{i}_{HF}$  abhängt. Abb. 10b. Berücksichtigt man noch die Modifikation des Verlaufs durch das Zusammenwirken aller Bandelemente analog zu Abschn. 3.3., so wird der gemessene Verlauf schon qualitativ richtig wiedergegeben (siehe [8] und [9]).\*)

Quantitative Genauigkeit ist von so einfachen Annahmen über die  $\mathcal{S}$ -Verteilung natürlich nicht zu erwarten. Dass sich aber trotz starker Idealisierung bereits die richtigen Tendenzen ergeben, muss als ein besonderer Erfolg der Methode angesehen werden, denn Aussagen über den Klirrfaktor verlangen schon eine etwas genauere Kenntnis des Systems als solche über die Empfindlichkeit oder den Frequenzgang.

### 3.5. Frequenzgang für grosse HF-Aussteuerung

Das Integral Gl. (10) stellt die analytische Fassung eines als "Aufsprechentmagnetisierung" bezeichneten Effektes dar, auf den besonders MUCKENHIRN [10] hingewiesen hat. Bei einer hohen Tonfrequenz nämlich führt - im M-H-Diagramm betrachtet - im abklingenden Spaltfeldbereich die kleine HF-Schleife während ihrer Zusammenziehung periodische Auf- und Ab-Bewegungen aus, die im Mittel eine abnehmende Steigung zeigen. Im Grenzfall verschwindet - analog zur bekannten einwelligen Wechselstrom-Entmagnetisierung - die Remanenz völlig.

Im PREISACH-Diagramm hat unter diesen Verhältnissen die P-Linie alterierenden Verlauf und schneidet dabei der Grösse nach von rechts nach links abnehmende Remanenzteilflächen aus, die in der Orientierung abwechseln.

Um den Frequenzgang abzuschätzen, verwenden wir eine einfache Feldnäherung, da die exakte Felddarstellung sehr kompliziert ist und streng nur graphisch möglich ist. Dazu ist zu bedenken,

\*) Insbesondere wird erklärt, warum das Klirrfaktorminimum stets tiefer liegt als das Empfindlichkeitsmaximum.

dass der Hauptbeitrag in der Nähe der unteren Integrationsgrenze  $x^*$ , d.h. von den am weitesten rechts liegenden Teilflächen geliefert wird. Man muss also dort den Feldverlauf möglichst gut annähern, während später gewisse Abweichungen zulässig sind.

Die einfachste Näherung dieser Art ist:

$$g(x) = e^{-\frac{\alpha}{2} \frac{x-x^*}{x_0}} \quad (12)$$

Dabei ist zur Normierung die halbe Spaltbreite  $x_0$  mit in den Exponenten aufgenommen.

$$\left. \frac{d}{dx} g(x) \right|_{x=x^*} = -\frac{\alpha}{2x_0} \quad (13)$$

Unter Verwendung von  $i_{NF} = \hat{i}_{NF} \cos k(x-\xi)$ , wobei  $\xi$  eine mit dem Band fest verbundene Koordinate bedeutet, folgt aus Gl.(10):

$$M_r = M_0 \cdot \frac{\hat{i}_{NF}}{\hat{i}_{HF}} \cdot \frac{\alpha}{x_0} \int_{x^*}^{\infty} e^{-\alpha \frac{x-x^*}{x_0}} \cos k(x-\xi) dx$$

mit dem Ergebnis:

$$M_r = M_0 \cdot \frac{\hat{i}_{NF}}{\hat{i}_{HF}} \cdot \frac{\cos k(\xi-x^*) + \frac{kx_0}{\alpha} \sin k(\xi-x^*)}{1 + \left(\frac{kx_0}{\alpha}\right)^2} \quad (14a)$$

oder in anderer Form

$$M_r = M_0 \cdot \frac{\hat{i}_{NF}}{\hat{i}_{HF}} \cdot \Omega\left(\frac{kx_0}{\alpha}\right) \cdot \cos[k(\xi-x^*) - \delta] \quad (14b)$$

mit

$$\Omega(u) = \frac{1}{\sqrt{1+u^2}}; \quad \operatorname{tg} \delta = u; \quad u = \frac{kx_0}{\alpha}$$

Der Frequenzgang  $\Omega(u)$  entspricht dem einer RC-Kombination mit der Zeitkonstanten  $\tau = \frac{1}{\alpha} \frac{x_0}{c}$ . Jenseits einer Grenzfrequenz  $f_g$  tritt ein Abfall vom 6 dB pro Oktave ein. Die Grenzfrequenz ist charakterisiert durch einen Abfall von 3 dB. Es gilt also

$$u_g = 1 \quad f_g = \alpha \frac{c}{2\pi x_0} \quad \begin{array}{l} c: \text{Bandgeschwindigkeit} \\ x_0: \text{halbe Spaltbreite} \end{array} \quad (15)$$

Die Abklingkonstante  $\alpha$  entspricht der Steilheit des Spaltfeldverlaufs an der Stelle  $x^{\#}$  und kann aus Abb. 11 entnommen werden. Die Stelle  $x^{\#}$  ist dadurch bestimmt, dass die Feldstärke gerade den materialbedingten Wert  $H^{\#}$  erreicht, also durch den Schnittpunkt des Feldverlaufs mit einer zur x-Achse parallelen Geraden (strichpunktiert in Abb. 11). Die Tangente in diesem Punkt schneidet nach Gl. (12) und (13) von der normierten x-Achse das Stück  $2/\alpha$  ab.

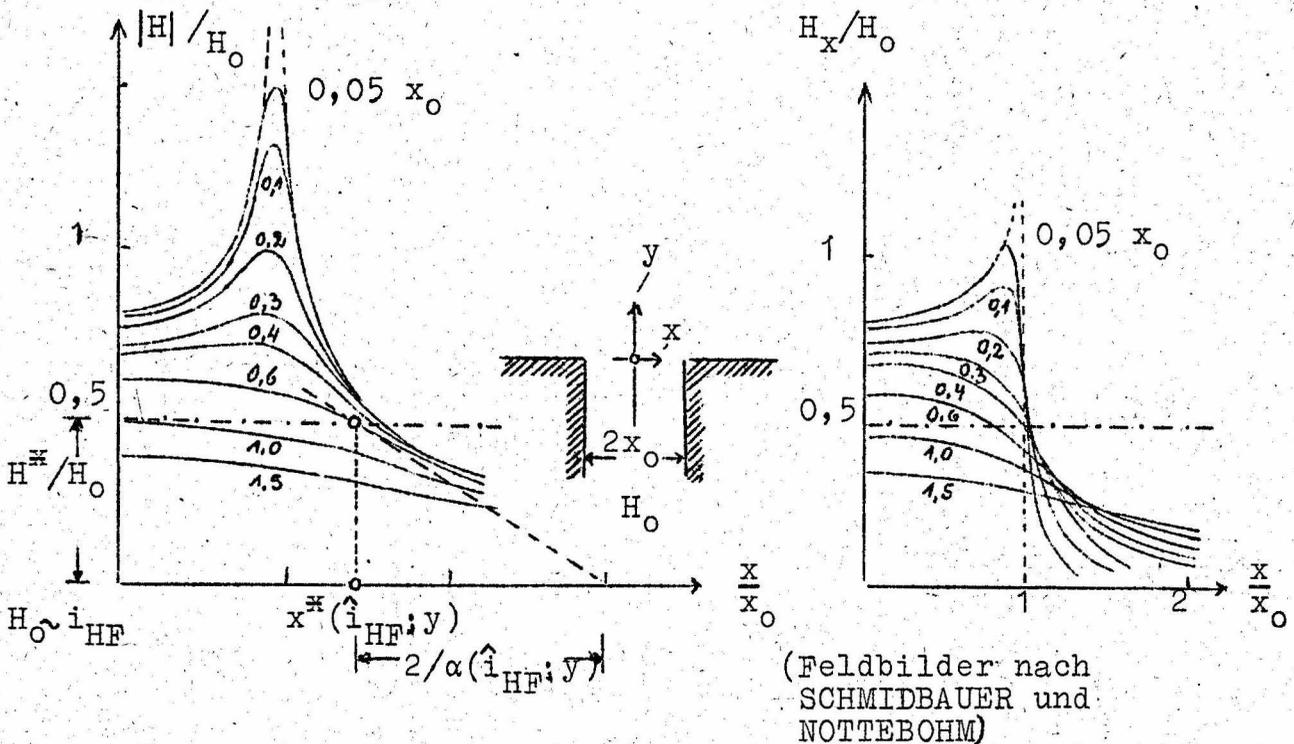


Abb. 11. Ermittlung der Abklingkonstante aus dem Spaltfeldverlauf

Der Feldverlauf nun ist abhängig von der in die Bandtiefe weisenden Koordinate  $y$  und damit ist es auch  $x^z$  und  $\alpha$ . Die Dicke der magnetisierbaren Bandschicht entspricht nämlich etwa der Spaltbreite, so dass die  $y$ -Abhängigkeit eine wesentliche Rolle spielt.

Für das gezeichnete Beispiel einer HF-Aussteuerung in der Nähe des Empfindlichkeitsmaximum folgt für die Grenzfrequenz speziell für  $2x_0 = 10\mu$   $c = 19 \text{ cm/s}$

	H		$H_x$	
$\frac{y}{x_0}$	0,05	0,6	0,05	0,6
$f_g$ [kHz]	1,7	1	15	1,1

Dabei sind in Abb. 11 zwei Scharen von Feldkurven gegenübergestellt. Die Schar von Abb. 11a bezieht sich auf den Feldstärkenbetrag. Die resultierende räumliche Feldrichtung ändert sich nämlich über dem Spalt wesentlich. Bei den zahlreichen Ummagnetisierungen, die ein Bandteilchen bei seinem Vorbeilauf am Spalt erfährt, darf man bei einer magnetisch isotropen Bandschicht annehmen, dass die Magnetisierungsrichtung der Feldrichtung folgt, solange die Spitzenwerte über dem Wert  $H^z$  liegen. Im interessierenden Bereich der abfallenden Feldflanke ändert sich dagegen die Feldrichtung weniger stark, so dass wir sie in erster Näherung als raumfest ansehen können.

Nun besitzen aber neuere Bandsorten (LGS, LGR, FS, FSP) eine magnetische Vorzugsrichtung in Bandlängsrichtung. Im Extremfall wären also die Magnetisierungsvorgänge nur von dieser Feldkomponente abhängig. Abb. 11b. Der wirklich realisierte Fall liegt zwischen beiden Grenzfällen.

Wie die Tabelle zeigt, werden die hohen Frequenzen bevorzugt auf der dem Kopf zugewandten Bandseite aufgezeichnet. Das wird bestätigt durch den sog. Dralleffekt beim Drahtton. Die hohen Frequenzen werden unregelmässig lauter und leiser wiedergegeben, je nachdem ob die bei der Aufnahme am Kopf anliegende Seite

bei der Wiedergabe die gleiche Lage einnimmt oder nicht. <sup>\*)</sup>  
(Siehe auch [8]).

In Ordinatenrichtung in Abb. 11 ist der rein geometrische Feldverlauf aufgetragen, normiert in Vielfachen der Feldstärke  $H_0$  im Innern des Spaltes. Die wirkliche Feldstärke ergibt sich daraus erst durch Multiplikation mit dem Wicklungsstrom. Daher ist die Ordinate des festen Wertes  $H^{\times}$  umgekehrt proportional dem Wicklungsstrom  $\hat{i}_{HF}$ . Je grösser die Vormagnetisierung, umso tiefer liegt die  $H^{\times}$ -Gerade und umso flacher wird der Feldverlauf an den Stellen  $x^{\times}$ . Da dieser schwächer als exponentiell abfällt, nimmt damit auch  $\alpha$  ab; die Grenzfrequenz sinkt und der Frequenzgang verschlechtert sich bei den Höhen.

Ein solcher Effekt ist auch experimentell bestätigt (siehe [8], dort Abb. 49 und Tabelle S. 141).

Gl. (10) gibt also im Zusammenhang mit dem Feldverlauf die richtigen Tendenzen der Frequenzabhängigkeit der Aufzeichnung wieder. Die Beschreibung ist aber deshalb noch unvollkommen, weil die gegenseitige Beeinflussung von Nachbarelementen des Bandes aufeinander damit noch nicht berücksichtigt werden konnte. Das führt auf ein recht schwieriges Problem, das hier nicht mehr erörtert werden kann.

#### 4. Allgemeinere Belegungsfunktion

##### 4.1. Nur von $H_0$ abhängige Belegung

Die einfache, stückweise konstante Belegungsfunktion gab schon die wichtigsten Eigenschaften des magnetischen Aufzeichnungsprinzips wieder. Wir haben also damit eine sehr geeignete Idealvorstellung gewonnen. Physikalisch ist natürlich eine

---

<sup>\*)</sup> Dieser Effekt wird unterstützt durch die Wirkung des Wiedergabevorgangs. Die entfernteren Bandelemente gehen mit dem Gewicht  $e^{-ky}$  ein. Die spaltferneren Bandlängsschnitte, für die im Feldmaximum  $H^{\times}$  nicht erreicht wird, tragen nach den Gl. (5), (10) eine schwächere Aufzeichnung. Bei der Abtastung der Rückseite ist dann die Spur, die die wesentliche Aufzeichnung trägt, weiter entfernt.

kompliziertere Belegung zu erwarten.

In dem Spezialfall, dass die Belegungsfunktion über der Remanenzfläche nur von der Abszisse  $H_b$  abhängt, lassen sich die bisherigen Ergebnisse leicht verallgemeinern. Setzen wir wieder die Remanenz  $M_r$  aus dem Beitrag der Hauptfläche  $M_{rH}$  und dem der Nebenfläche  $M_{rN}$  zusammen, so gilt

$$M_{rH} = - \hat{i}_{HF} \int_{x_m}^{\infty} \varphi[\hat{i}_{HF} h(x)] \cdot h(x) h'(x) i_{NF}(x) dx \quad (16a)$$

$$= \frac{1}{\hat{i}_{HF}} \int_0^{\hat{i}_{HF} h_m} \varphi(H_b) \cdot H_b \cdot i_{NF}[x(H_b)] dH_b \quad (16b)$$

$$M_{rN} = \int_0^{\hat{i}_{NF} \cdot h_m} \varphi[|\xi| + \hat{i}_{HF} h_m] (i_{NF} h_m - \xi) d|\xi| \quad (16c)$$

mit  $h_m = h(x_m)$

Die Gl. (5), (7) bzw. (10) sind als Spezialfälle für stückweise konstantes  $\varphi$  enthalten. Ausserdem wird das Übergangsgebiet zwischen kleiner und grosser HF- Aussteuerung erfasst. Man liest auch aus Abb. (16b) ab, dass für tiefe Frequenzen, d.h.

$$x(H_b) \simeq \text{const} \quad \text{für} \quad 0 \leq H_b \leq \hat{i}_{HF} h_m$$

wieder die WESTMIJZE-Formel Gl. (7a) herauskommt mit der allgemeineren Definition

$$M_0' = \int_0^{\hat{i}_{HF} h_m} \varphi(H_b) H_b dH_b \quad (17)$$

sofern der Beitrag der Nebenfläche bei dem gewählten Arbeitspunkt zu vernachlässigen ist. Diese Beziehung hat also eine noch allgemeinere Bedeutung, als es auf Grund der Herleitung von Gl. (7a) und erst recht des WESTMIJZE'schen Parallelogrammschemas zu erwarten war. Die übrigen Ergebnisse modifizieren sich etwas, ohne jedoch prinzipiell viel zu ändern. Die  $\varphi$ -Ver-

teilung bleibt ja der früheren Idealisierung recht ähnlich, nämlich in der Nähe des Nullpunktes endliche Werte und bei grösserer Entfernung asymptotisches Verschwinden.

#### 4.2. Linearität und Aussteuerungskennlinie

Jede Theorie des Magnetron-Verfahrens sucht insbesondere die Linearisierung der Aufsprechkennlinie durch HF-Ueberlagerung zu erklären. Diese Eigenschaft ist deshalb bemerkenswert, weil das Prinzip der Remanenzzeugung ja gerade auf den nicht-linearen Hysterese-Erscheinungen beruht.

Es genügt nicht, diese Eigenschaft durch ein linearisierendes Schema wiederzugeben, wie etwa AXON [2] oder WESTMIJZE [3] verfahren. Vielmehr muss man zu einem wirklichen Verständnis den allgemeinsten - physikalisch realisierten - Fall der ferromagnetischen Eigenschaften zugrundelegen. Die Möglichkeit dazu bietet bisher allein das PREISACH-Modell.

Auch die allgemeinste Belegungsfunktion ist durch die Forderung der  $180^\circ$ -Isotropie des Materials eingeschränkt. Daraus folgt, dass die  $\varphi$ -Verteilung spiegelbildlich zur  $H_b$ -Achse sein muss. Die Linien  $\varphi = \text{const.}$  schneiden demnach die  $H_b$ -Achse im rechten Winkel, und in der Umgebung der  $H_b$ -Achse gilt die in Abschn. 4.1. gemachte Voraussetzung, dass die Belegungsfunktion nur von  $H_b$  allein abhängt. Bei kleinen NF-Aussteuerungen gilt demzufolge die Linearitätseigenschaft nach Gl. (16) (Beitrag der Nebenfläche von zweiter Ordnung).

Zur Frage der Aufsprechkennlinie oberhalb des Anfangsbereiches betrachten wir Haupt- und Nebenfläche gesondert. Der Beitrag der Hauptfläche ist streng linear, solange auf ihr gilt  $\varphi = \varphi(H_b)$  (entspr. Gl. (16a,b)). Bei grösserer NF-Aussteuerung wird die Remanenzfläche höher, so dass die Krümmung der Linien  $\varphi = \text{const.}$  - in gleicher Tendenz wie die Grenze unseres  $\varphi_0$ -Bereichs (Abb. 8.) - Einfluss gewinnt. Der Beitrag der Hauptfläche wird dann zunehmend unterlinear, um schliesslich sättigungsartig zu verlaufen.

Die Nebenfläche dagegen ergibt - entsprechend der quadratischen Flächenzunahme mit der NF-Aussteuerung - einen anfangs

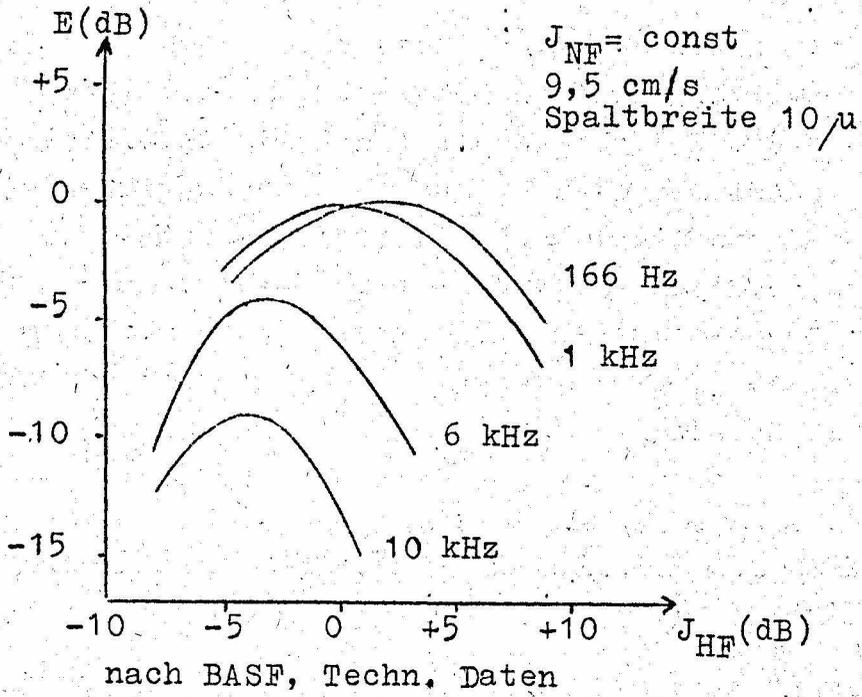
quadratischen, dann abnehmend überlinearen und schliesslich ebenfalls sättigungsartigen Beitrag, wenn sie in ein Gebiet ragt, in dem die Belegung schon stark abgefallen ist. Im Mittelbereich kompensieren sich die unter- und überlinearen Beiträge, so dass - bei günstiger Wahl des Arbeitspunktes - der lineare Aussteuerungsbereich verlängert wird. Hierzu ist noch an den Effekt der "geometrischen Verzerrung" (Abschn. 2.4.) zu erinnern, der bewirkt, dass die Sättigungskrümmung bei den hohen Frequenzen früher einsetzt als bei den tiefen.

#### 4.3. Verschiebung des Empfindlichkeitsverlaufs mit der Tonfrequenz

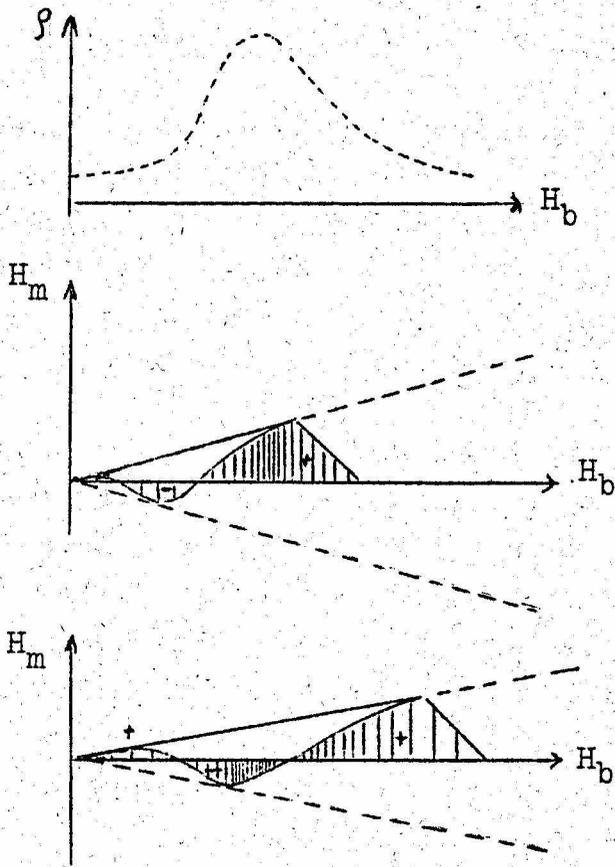
Das Experiment zeigt eine Abhängigkeit des Empfindlichkeitsverlaufs mit der Tonfrequenz, die auf Grund der einfachen Näherung Abschn. 3 nicht zu verstehen ist, und zwar verschiebt sich das Maximum mit steigender Frequenz nach links, Abb. 12 a.

Die Empfindlichkeit im allgemeinen Fall ist bis auf unwesentliche Konstanten und eine Effektivwertbildung durch Gl. (16a,b) gegeben, wenn man die Belegung längs der  $H_0$  - Achse einsetzt und durch die  $i_{NF}$ -Amplitude dividiert - entsprechend der Definition Gl. (11). Für die erste Uebersicht ist jedoch eine anschauliche Ueberlegung im PREISACH-Diagramm besser geeignet.

In Abb. 12b ist zu den Remanenzflächen für je eine hohe und tiefe Frequenz und eine kleinere und grössere HF-Aussteuerung eine  $\varphi$  - Verteilung über der  $H_0$ -Achse gezeichnet, wie man sie im prinzipiellen Verlauf etwa erwarten muss. Für die tiefe Frequenz zeigt der Zustand im unteren Diagramm eine grössere Empfindlichkeit als im oberen. Bei der hohen Frequenz bildet die oszillierende P-Linie zwar von links nach rechts abnehmende Teilflächen, jedoch können sich ihre Beiträge durch die variable Belegung - etwa im Zustand des unteren Diagramms - fast kompensieren. (Belegungsverlauf durch Schraffur angedeutet). In diesem Fall ist also die Empfindlichkeit im Zustand des oberen Diagramms grösser. Somit setzt der Empfindlichkeitsabfall bei der hohen Frequenz früher ein und das Maximum verschiebt sich nach links.



a)



b)

Abb. 12. Verschiebung des Empfindlichkeitsverlaufs mit der Tonfrequenz

Für Substanzen mit sehr langsam (in  $H_0$ -Richtung) abfallendem Belegungsverlauf erhält man ein sehr breites und wenig ausgeprägtes Empfindlichkeitsmaximum für tiefe Frequenzen. Bei hohen dagegen führt die Kompensation der Remanenz-Teilflächen neben einer Verschiebung auch zu einer Verschärfung des Maximums (ebenfalls auf Abb. 12a erkennbar). Auf diesen Effekt wird auch im Normblatt DIN 45 512 (Vormagnetisierung für maximale Empfindlichkeit) Bezug genommen.

## 5. Erweiterung auf endliche HF-Wellenlänge

### 5.1. Zackenkurve und Schwankungsfläche

Wir haben bisher durchweg den Grenzfall betrachtet, dass über dem Spalt für ein vorbeilaufendes Bandteilchen eine sehr grosse Zahl von HF-Zyklen durchlaufen wird, die zugehörige Wellenlänge auf dem Band  $\lambda_{HF}$  also gegenüber der Spaltbreite verschwindet. Das führte zu besonders einfachen Remanenzflächen. Die Vormagnetisierungsperiode trat auf dem Band garnicht mehr in Erscheinung.

Bei praktisch verwendeten Abmessungen von HF-Frequenz, Spaltbreite und Bandgeschwindigkeit erreicht man diesen Grenzfall jedoch nicht, vielmehr passt nur eine begrenzte Anzahl von HF-Wellenlängen auf die Spaltbreite. Die obere Begrenzung der Remanenzfläche ist dann nicht mehr die Bahn der Ecke P des Hüllbereichs (Abb. 3), sondern wird gebildet aus Rudimenten des Hülldreiecks. Dadurch ergibt sich eine Zackenkurve, die um die frühere P-Linie oszilliert, wie man auf Grund der Regeln

Gl.(1) konstruiert. Je kürzer die HF-Wellenlänge, umso dichter schmiegt sich die Zackenkurve an die P-Linie an.

Die Zackenkurve hängt von der speziellen Phasenlage der HF in Bezug auf das betrachtete Bandelement ab. Abb. 13. So wird die Remanenzfläche periodisch mit der HF-Wellenlänge grösser und kleiner, so dass eine Restaufzeichnung entsteht. Diese ist auch experimentell nachweisbar.

Die Restaufzeichnung selbst interessiert im allgemeinen nicht - sie wird doch durch Tiefpasswirkung elektrischer Schaltmittel unterdrückt - , wohl aber ihr Mittelwert über eine Periode.

Der Mittelwert der - durch die Zackenkurve begrenzten - Remanenzflächen selbst ist zwar gleich der durch die P-Linie begrenzten, nicht aber der Mittelwert des Beitrages, den die Flächen liefern, sofern die Belegungsfunktion nicht gerade konstant ist.

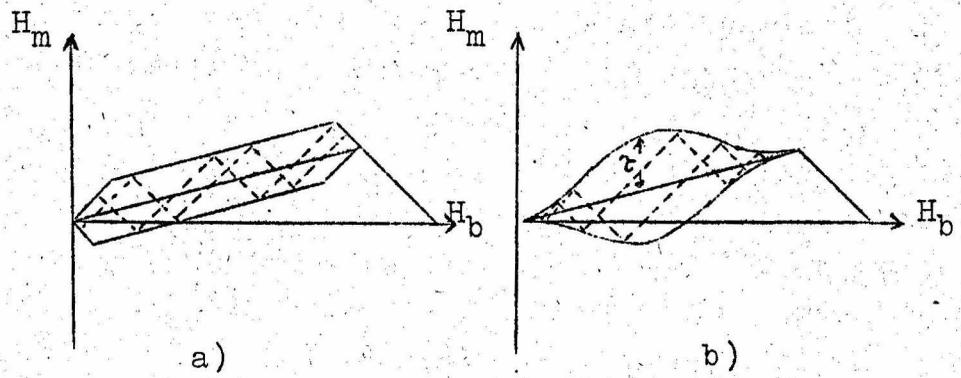
Während einer HF-Periode überstreicht die Zackenkurve ein gewisses Gebiet der PREISACH-Ebene, das wir "Schwankungsfläche" nennen wollen. Diese ist berandet von einer - beiderseits der P-Linie erstreckten - Kurve  $\sigma(\tau)$ , für die gilt

$$\sigma = \hat{i}_{HF} h\left(\frac{x}{x_0}\right)$$

$$\tau = \hat{i}_{HF} \frac{\lambda_{HF}}{4x_0} \left| h'\left(\frac{x}{x_0}\right) \right| \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\hat{i}_{NF}}{\hat{i}_{HF}} \right)^2 \right] \quad (18)$$

$x_0$  = halbe Spaltbreite

$\sigma$  Koordinate in  $H_b$ -Richtung  
 $\tau$  Koordinate in  $H_m$ -Richtung, gemessen von der P-Linie aus.



linearer Feldabfall      Gaußähnlicher Feldabfall

Abb. 13. Lage der Zackenkurve innerhalb der Schwankungsfläche

Für genau linearen Feldabfall ist  $h'\left(\frac{x}{x_0}\right)$  konstant, die Schwankungsfläche also rechteckig bis auf  $45^\circ$ -Spitzen, die den Reduktionen Abb. 5 entsprechen. Abb. 13a. Bei einem Gauss-ähnlichen Feldabfall entsteht die ausgebauchte Schwankungsfläche Abb. 13b.

Wir sind damit in der Lage, für jeden HF-Phasenwert die Zackenkurve zu zeichnen. Um daraus den Mittelwert des Beitrages zu bestimmen, müssten alle Phasenwerte berücksichtigt werden. Wir wollen uns aber mit der Näherung begnügen, nur die Spitzenwerte der Schwankung dafür zu verwenden.

5.2. Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der HF-Wellenlänge

Abb. 14a zeigt die Lage einer Zackenkurve  $Z_m(\nu)$  für den Spitzenwert der Schwankung, wobei die Schwankungsfläche symmetrisch zur  $H_b$ -Achse liegt. Hinsichtlich der Empfindlichkeit betrachten wir ja den Grenzfall verschwindender NF-Aussteuerung.

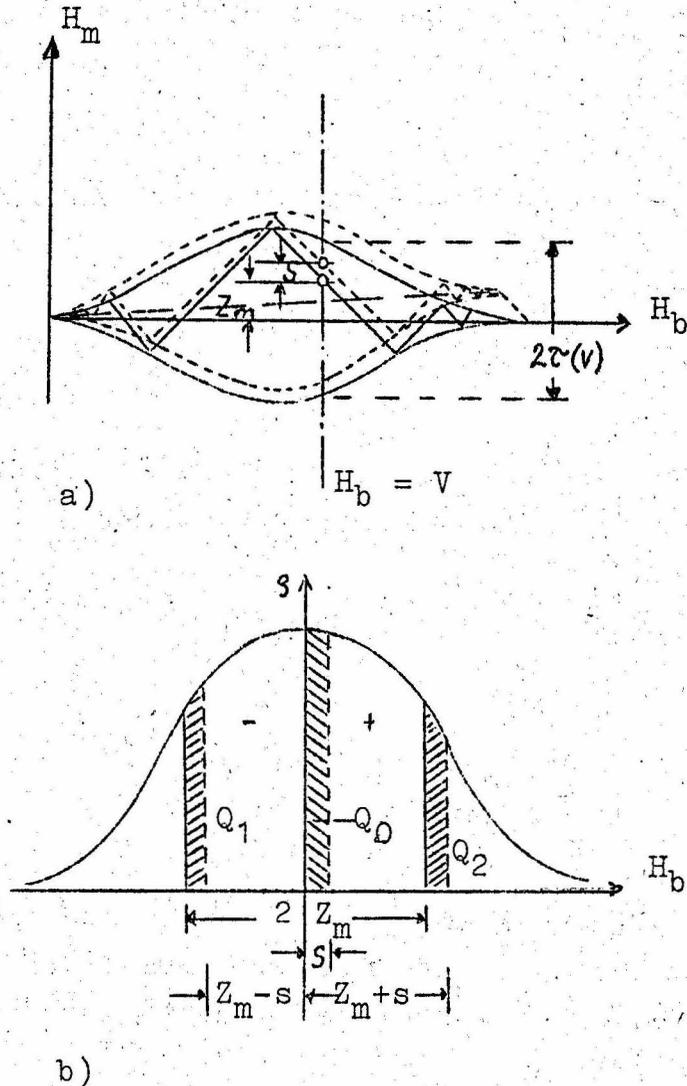


Abb. 14. Zur Mittelwertbildung über die Schwankungsfläche

In Abb. 14b ist ein Schnitt durch das  $\rho$ -Gebirge skizziert, der längs  $H_b = v$  verlaufe. Dann fassen wir den Beitrag des Elementes  $dv$  ins Auge.

Für  $i_{NF} = 0$  sind die Spitzenwerte der Schwankung

$$dM_0 = \bar{f} dv \int_0^{z_m} \rho(v, w) dw$$

der Mittelwert also

$$d\bar{M}_0 = \frac{dv}{2} \int_{-z_m}^{+z_m} \rho(v, w) dw = 0$$

Für  $i_{NF} \neq 0$  ergibt sich dagegen mit  $s = \frac{i_{NF}}{i_{HF}} \cdot v$

$$\overline{dM} = \frac{dv}{2} \int_{-z_m+s}^{+z_m+s} \rho(v, w) dw = dv \frac{Q_1 + Q_2}{2} \xrightarrow{s \rightarrow 0} \rho(v, z_m) \cdot s \cdot dv$$

Damit folgt für die Empfindlichkeit durch Integration über  $v$ :

$$\bar{E} = \frac{1}{\hat{i}_{HF}} \int_0^{\hat{i}_{HF} \cdot h_m} \rho(v, z_m) v dv \quad (19)$$

Nehmen wir nun an, dass das  $\rho$ -Gebirge in  $\pm H_b$ -Richtung glockenartig abfällt, so gilt wegen  $0 \leq |z_m| \leq \tau$ :

$$\rho(v, \tau) \leq \rho(v, z_m) \leq \rho(v, 0)$$

und damit

$$\bar{E}_{\lambda_{HF} \neq 0} \leq \bar{E}_{\lambda_{HF} = 0} \quad (20)$$

Entsprechend Gl. (18) nimmt  $\tau$  proportional zu  $\lambda_{HF}$  ab. Gl. (20) sagt also aus, dass mit abnehmender HF-Wellenlänge die Empfindlichkeit bis zu einem asymptotisch erreichbaren Grenzwert zunimmt.

Dieser Effekt wurde von SCHMIDBAUER [4] experimentell festgestellt, ohne dass bisher eine Erklärung möglich war.

### 5.3. Abhängigkeit des Klirrfaktors von der HF-Wellenlänge

Mit zunehmender HF-Wellenlänge nimmt nach SCHMIDBAUER [4] neben der Empfindlichkeit auch der Klirrfaktor ab. Diese Eigenschaft lässt sich unmittelbar an Abb. 14b ablesen. Bei verschwindender HF-Wellenlänge gibt die Fläche  $Q_0(s)$  ein Abbild des Beitrages zur Aufsprechkennlinie, den das Element  $dv$  liefert. Durch die Glockenform der  $\varphi$ -Fläche ist ihr Charakter unterlinear.

Bei endlicher HF-Wellenlänge ist statt dessen der Mittelwert der Flächen  $Q_1(s)$  und  $Q_2(s)$  zu nehmen. Da eine davon unterlinearen, die andere überlinearen Charakter hat, tritt durch Kompensation eine Linearisierung ein.

In gleicher Richtung, nämlich als Kompensation der allgemein unterlinearen Tendenz der Hauptfläche (siehe Abschn. 4.2.) wirkt sich aus, dass die Aufspreizung  $\mathcal{Z}$  der Schwankungsfläche mit wachsender Aussteuerung  $i_{NF}$  nach Gl. (18) abnimmt. Das heißt ja, dass die Flächen  $Q_1$  und  $Q_2$  näher aneinanderrücken und dadurch nach oben wachsen.

## 6. Messung der Belegungsfunktion

### 6.1. Ideale Magnetisierung

Um im allgemeinen Fall quantitative Aussagen machen zu können, ist eine genauere Kenntnis der  $\varphi$ -Verteilung nötig. Das Ziel ist es, aus magnetischen Messungen einer geeigneten Probe Voraussagen der elektroakustischen Bänderigenschaften zu machen. Die prinzipielle Möglichkeit hierzu wurde in den vorangegangenen Abschnitten dargelegt. Dabei interessiert hauptsächlich die Dichteverteilung in der Umgebung der  $H_0$ -Achse.

Das einfachste Messverfahren erzeugt schrittweise wachsend definierte Remanenzflächen und bestimmt die jeweils erhaltene Remanenz ballistisch. Die Remanenzzunahme auf die Flächenzunahme bezogen bestimmt dann direkt die Verteilungsdichte.

Eine hierfür besonders geeignete Flächenform entsteht bei der sog. "idealen Magnetisierung". Dabei wird ebenfalls mit Gleich-

und Wechselfeld magnetisiert, beim Abmagnetisieren jedoch wird das Gleichfeld konstant gehalten und erst weggenommen, wenn das Wechselfeld bereits herabgeregelt ist. So entsteht eine Flächenform wie beim Kopiereffekt Abb. 7b. Man kann auch eine Remanenzfläche dieser Art schrittweise reduzieren durch Teil-Löschung mit einem reinem Wechselfeld (Abb. 7d). Durch zweckmässige Wahl vom Gleich- und Wechselfeldschritten kann man die PREISACH-Ebene mit einem äquidistanten Raster überziehen, wobei sich die Belegungsdichte an jeder Stelle durch Differenzbildung ergibt.

### 6.2. Messung am Magnetband

Auf ähnliche Weise lassen sich auch am Magnetongerät selbst solche Messungen vornehmen. In diesem Fall erhält man etwas modifizierte Werte, die eine Summation der Wirkung aller Bandteilchen darstellen und damit etwas vom Aufsprech- und Wiedergabekopf abhängen. Sind diese jedoch festgelegt, so gewinnt man den Vorteil, deren Einfluss nicht hinsichtlich der Folgerungen besonders berücksichtigen zu müssen. Die Verwendung einer solchen "reduzierten" Dichteverteilung gestattet, das Band als ideal dünn anzusehen.

Zur Messung selbst erzeugt man eine normale Aufsprech-Remanenzfläche bei einer tiefen Frequenz, lässt aber dann das Band noch einmal ohne NF-Aussteuerung am Kopf vorbeilaufen. Dabei muss die Frequenz der Vormagnetisierung gross genug sein. Uebrig bleibt die halbe Nebenfläche. Die Pegeldifferenz vor und nach dem nochmaligen Durchlaufen bestimmt die Belegungsdichte in dem Restbereich.

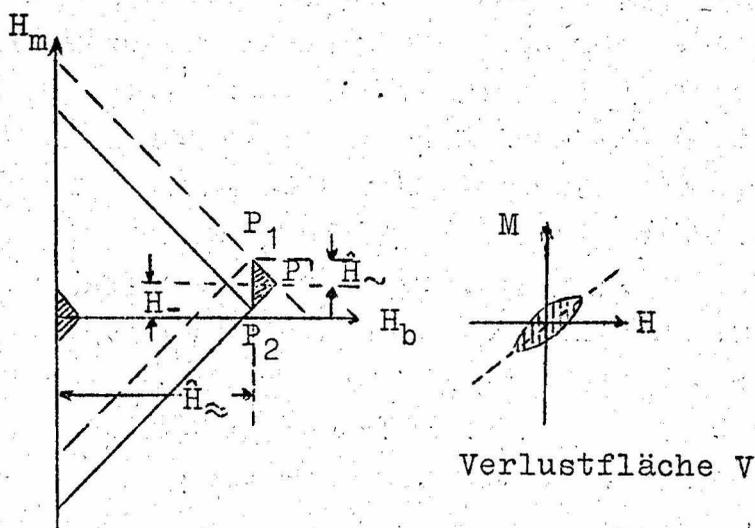
### 6.3. Verlustmessung

Die Verfahren Abschn. 6.1. und 6.2. verbinden den Vorteil experimentell geringeren Aufwandes mit dem Nachteil längerer Auswertung. Daher werde noch kurz ein Verfahren skizziert, das die  $\rho$ -Verteilung punktweise auszuloten gestattet. Dieses eignet sich auch zur Automatisierung etwa für die Zwecke der Herstellungskontrolle.

Die von einer kleinen RAYLEIGH-Schleife im M-H-Diagramm umhüllte Fläche gibt die Verluste einer Periode an und bestimmt sich zu

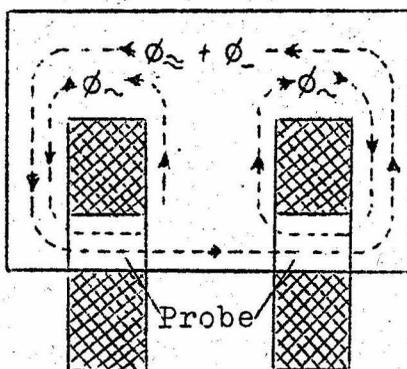
$$V = \frac{2}{3} g \hat{H}^3 \quad (21)$$

Demnach ist die Dichte im Nullpunkt direkt den Verlusten proportional, wenn man mit einem kleinen, reinen Wechselfeld erregt.



a)

Lamellierter Eisenweg



b)

Abb. 15. Bestimmung der Belegungsichte durch eine Verlustmessung

Überlagert man nun ein Wechselfeld  $H_{\sim}$  grösserer Amplitude und etwa der 10-fachen Frequenz, sowie ein Gleichfeld  $H_{-}$ , so führt die Ecke P des zugehörigen Dreiecksbereichs Schwankungen mit der Periode der Messfrequenz zwischen den Maximalwerten  $P_1$  und  $P_2$  aus. Abb. 15a. Rechts davon entsteht dann wieder ein kleiner Dreiecksbereich  $P_1P_2P'$ , der mit der Mess-

frequenz in genau gleicher Weise durchlaufen wird, wie der - einer RAYLEIGH-Schleife entsprechende - in der Nähe des Nullpunktes. Man betrachtet - anschaulich ausgedrückt - die Hysteresefigur einer HF-Schleife im ganzen. HF- und Gleichfeld bestimmen also die  $(H_p, H_m)$ -Koordinaten in der Parameterebene, während die Verluste des Messfeldes die Belegungsdichte an dieser Stelle angeben.

Eine Möglichkeit für die praktische Durchführung deutet Abb. 15b an. In jeder der beiden möglichst gleichen Erregerspulen befindet sich Prübenmaterial. Der magnetische Fluss schliesst sich über einen Eisenweg aus lamellierten Blechen. Jede der Spulen trägt eine Erreger- und eine Messwicklung. Die beiden Erregerwicklungen sind so in Reihe geschaltet, dass sich der Fluss jedes einzelnen Kreises über den kurzen Weg schliesst. Die beiden Messwicklungen dagegen sind so gepolt, dass der zugehörige Fluss den langen, durch beide Spulen führenden Weg einschlägt. Dadurch werden störende Induktionsspannungen im Messkreis vom Erregerkreis her vermieden.

Die Verlustmessung selbst kann dann in bekannter Weise durch Güte- oder Wirkleistungsmessung im Messkreis geschehen oder durch Bestimmung der Phasenverschiebung zwischen Messtrom und der Spannung in einer weiteren kleinen Messspule, die den Messfluss geeignet umschlingt.

### Nachwort

Wenn die CAMRAS'sche Theorie [1] trotz offensichtlicher physikalischer Mängel doch verbreitete Anerkennung gefunden hat, so nur deshalb, weil sie als einzige auf verhältnismässig einfache Weise Linearisierung, Empfindlichkeits- und Klirrfaktorverlauf deutete. Allerdings erklärte sie nicht die Rauschverminderung gegenüber dem älteren Gleichstromverfahren.

Die hier vorgeschlagene Theorie erklärt alle diese Eigenschaften in vollem Einklang mit den realen physikalischen Gegebenheiten. Die didaktischen Schwierigkeiten sind kaum grösser, wenn man sich erst einmal an die PREISACH-Darstellung gewöhnt hat.

Die Theorie wäre daher in der Lage, auch für den Praktiker die CAMRAS'sche Theorie zu ersetzen.

Darüber hinaus war ein tieferes Eindringen in die physikalischen Grundlagen möglich, das auch für die Entwicklung vom Nutzen sein kann. Z.B. lassen sich für die Verbesserung der Bandmaterialien wünschenswerte elektroakustische Eigenschaften in wünschenswerte statistische Dichteverteilungen übersetzen. Diese zu erreichen stehen zwei Wege offen. Einmal die systematische Untersuchung, wie die Variation des chemischen Herstellungsprozesses das  $\rho$ -Gebirge der Substanz beeinflusst, zum andern die Ausnutzung des additiven Charakters der Dichteverteilung. Auf diese Weise lässt sich klar voraussehen, welche Eigenschaften eine bestimmte Mischung verschiedener Ausgangssubstanzen haben wird.

L i t e r a t u r

- [1] M. CAMRAS      Graphical analysis of linear magnetic recording using high-frequency excitation      Proc. I. R. E. Vol. 37 (1949) S. 569-573
- [2] P. E. AXON      An investigation into the mechanism of magnetic-tape recording      Proc. I. R. E. Vol. 99 (1952) S. 106-126
- [3] W. K. WESTMIJZE      Der Aufnahme- und Wiedergabevorgang beim Magnetongerät      Phil. techn. Rdsch. Bd. 14 (1953) S. 289-302
- [4] O. SCHMIDBAUER      Beitrag zur Analyse des Aufsprechvorgangs beim HF-Magnetofon      F. u. Ton 7 (1954) S. 341-360
- [5] G. SCHWANTKE      Entwicklung einer Apparatur zur Untersuchung unsymmetrischer Magnetisierungsvorgänge im Hinblick auf den Aufzeichnungsvorgang beim Magnettonverfahren      Heinrich-Hertz-Inst. Bericht Nr. 15
- [6] F. PREISACH      Ueber die magnetische Nachwirkung      Z. f. Phys. Bd. 94 (1935) S. 277-302
- [7] H. NOTTEBOHM      Das Feld des Sprechkopfes von Magnetongeräten      Elektr. Rdsch. 10 (1956) S. 306-7, 335-37
- [8] F. KRONES      Magnetische Schallaufzeichnung in Theorie und Praxis      Techn. Verlag B. Erb, Wien 52
- [9] F. KRONES      Herstellung und elektroakustische Eigenschaften der Agfa-Magnetton-Bänder, -Filme und -Bezugsbänder      Mitt. d. Agfa Leverkusen. - München, Bd. 1 (1955) Springer Verl. S. 289-319
- [10] W. MUCKENHIRN      Recording demagnetisation in magnetic tape recording      Proc. I. R. E. Vol. 35 (1951) S. 891-97