Sitzungsberichte

der

mathematisch-naturwissenschaftlichen

Klasse

der

Bayerischen Akademie der Wissenschaften

zu München

Jahrgang 1945/46

München 1947

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

In Kommission beim Biederstein Verlag München

Published 1947 under Military Government Information Control License No. US-E-178
Druck der C. H Beck'schen Buchdruckerei in Nördlingen
Printed in Germany. Auflage 1000

Über irreversible magnetische Nachwirkung.

Von Dr. Peter Courvoisier in München.

Mit 7 Abbildungen.

Vorgelegt von Herrn W. Gerlach am 16. März 1945.

Einleitung.

Bei dem Versuch, den irreversiblen Anteil der differentiellen magnetischen Suszeptibilität auf der Hysterese auszumessen durch Zu- und Abschalten eines kleinen Feldes dH bei Beobachtung der Induktionsänderung mit einer Induktionsspule und einem Kriechgalvanometer, wurden zwei Beobachtungen gemacht. Zunächst traten beim Einschalten kleiner Felder dH keine definierten und reproduzierbaren Galvanometerausschläge auf (Ausgangspunkt war dessen mechanischer Nullpunkt), sondern der Ausschlag kroch weiter, solange das Feld dH wirkte. Nach dessen Abschaltung war nur das normale Kriechen des Galvanometers in Richtung auf seinen mechanischen Nullpunkt zu beobachten. Wurde das Feld dH, auch nach längerer Zeit, wieder eingeschaltet, so setzte das Kriechen in Richtung des ersten Ausschlages wieder ein. Stets führte dieses Kriechen aber nur bis zu einem maximalen Ausschlag, von dem aus dann das Rückkriechen zum Nullpunkt langsam einsetzte. Bei größeren dH und damit größeren Momentanausschlägen wurde die Erscheinung von dem dann immer rascher werdenden Rückkriechen des Galvanometers verdeckt. Die Erscheinung trat bei verschiedenen Proben nur auf den steilen Teilen der Hysterese, mit maximaler Stärke in der Gegend der Koerzitivkraft auf, in der Remanenz war sie nicht zu beobachten. Desgleichen konnte beim Einschalten des Galvanometers kurz nach dem Einschalten etwa des Koerzitivfeldes (Probe vorher in Remanenz) auch ohne Zusatzfeld dH ein Kriechen des Galvanometerausschlages beobachtet werden, nicht aber in der Remanenz kurz nach Abschalten des Sättigungsfeldes. Bei sehr kleinem dH trat oft nicht einmal ein momentaner Galvanometerausschlag auf, sondern nur ein Kriechen.

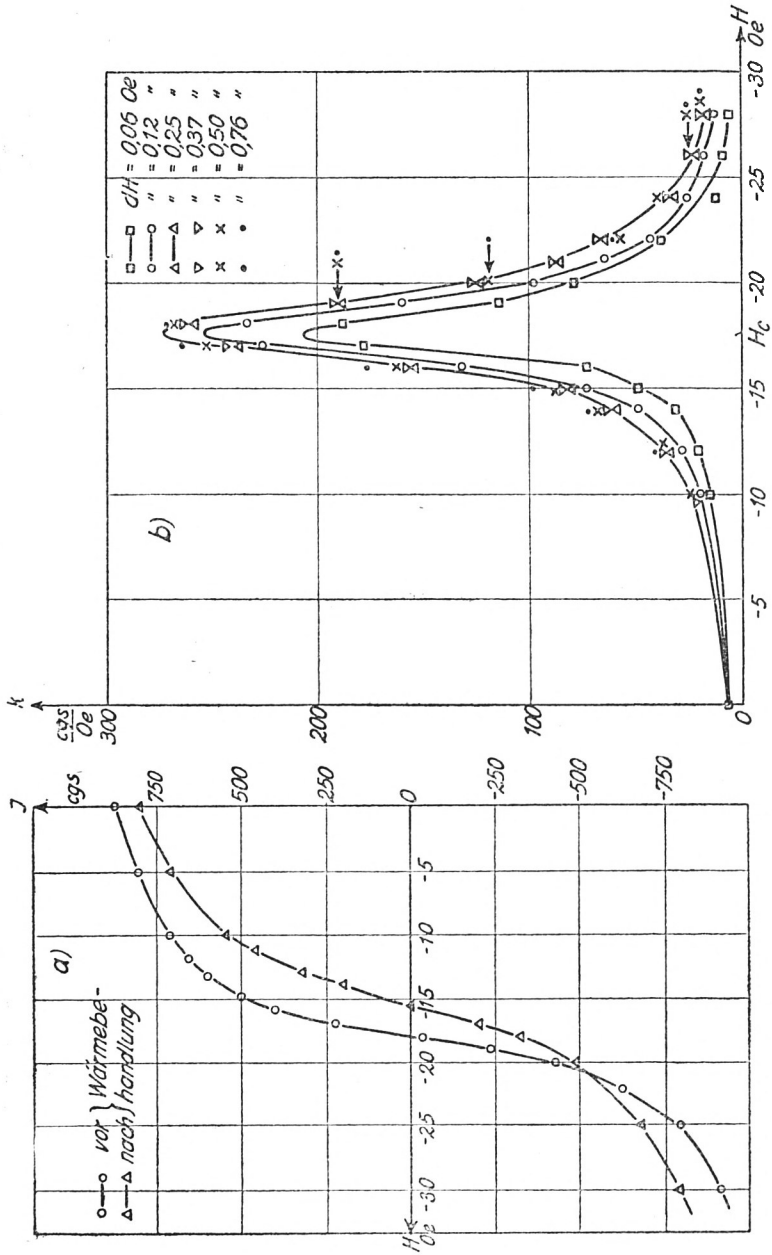


Abb. 1. a) Rückläufiger Teil der Hysteresecurve. b) Differentielle irreversible Susceptibilität bei verschiedenen kleinen Feldänderungen

Bildete man weiter, sowohl unter Benutzung der momentan ablesbaren Ausschläge nach Einschalten von dH als auch der maximalen Ausschläge, durch Division mit dH Suszeptibilitätswerte, so zeigten diese für denselben Punkt der Hysterese einen starken Anstieg mit der Größe von dH. Abb. 1 zeigt den absteigenden Hystereseast und die differentielle irreversible Suszeptibilität auf ihm für verschiedene dH bei einer Stahldrahtprobe. Diese Abhängigkeit von dH verschwand auch dann nicht, als die Messungen mit folgender Vorsichtsmaßregel wiederholt wurden: Es bestand ja die Möglichkeit, daß durch eine Art von Lawinenbildung unter Wirkung des Streufeldes der einzelnen Weißschen Bereiche[1] beim Einschalten des Hauptfeldes – also beim Einstellen des Punktes, an dem $\varkappa_{\text{diff, irr}}$ gemessen werden sollte – bereits ein Teil der irreversiblen Prozesse zum Ablauf gebracht werden könnte, die nachher zu $\varkappa_{\text{diff, irr}}$ beitragen sollten, so daß besonders die kleinen dH zu geringe Induktionsänderungseffekte bewirkten. Deshalb wurde nach Einschalten des Hauptfeldes H zunächst ein kleines Feld δH zugeschaltet, das jedenfalls so groß gewählt wurde, daß ein geringer Momentanausschlag des Galvanometers auftrat. Die Störung des Streufeldgefüges dürfte dann gering sein und nur in kleinem Maße zur Lawinenbildung Anlaß geben. Trotzdem bleibt die starke Abhängigkeit von $\varkappa$ von der Größe von dH erhalten. Die Krümmung der Hysterese konnte für diese Abhängigkeit nicht verantwortlich sein, da die Kurven für verschiedene dH sich dann beim Wendepunkt der Hysterese, also bei H_c, durchschneiden müßten. Eine Andeutung dieses Krümmungseinflusses zeigt sich vielleicht für die größeren dH-Werte in den größeren Unterschieden von $\varkappa_{\text{diff, irr}}$ bei Feldern kleiner als H_c und den geringen Unterschieden bei Feldern größer als H_c.

Die erste Erscheinung wurde als Nachwirkungserscheinung, speziell als irreversible Nachwirkung (NW) gedeutet, da ihre Größe denselben Gang längs der Hysterese zeigt wie $\varkappa_{\text{diff, irr}}$, und da für sie das Superpositionsprinzip nicht gilt; denn das Abschalten des die NW auslösenden Feldes dH unterbindet lediglich den Ablauf der NW, ohne seinerseits einen neuen NW-Effekt

[1] R. Gans, Schriften der Königsb. Gel. Ges., Jahrg. 6 Heft 2.

hervorzurufen. In Gegensatz dazu wird der Ablauf der dem Superpositionsprinzip unterworfenen NW in den Versuchen von G. Richter[2] im Fall der sogenannten anomalen NW trotz u. U. erheblicher irreversibler Magnetisierungsänderungen nicht verändert, solange dort die Einschaltdauer des Gegenfeldes klein bleibt und deshalb die reversiblen Prozesse sich noch nicht auf den neuen Belastungszustand: Gegenfeld – unter Auftreten einer Einschaltwirkung? – haben einstellen können. Diese Unterscheidung ist vielleicht schon bei den Versuchen von F. Preisach[3] am Platze. (Vergleiche dazu auch die mechanischen NW-Versuche von R. Becker).[4]

Es war zunächst der zeitliche Verlauf der NW für verschiedene dH zu studieren, in einem Zeitintervall, in dem keine Wirbelstromeffekte mehr auftreten konnten. Die Zeitkonstante des Stromkreises zur Erzeugung von dH war von der Größenordnung 10^{-4} sec. Berechnungen der Abklingzeit der Wirbelstromeffekte nach verschiedenen Formeln[5] für einen Permeabilitätswert von $\mu = 1 + 4\pi\varkappa = 1 + 4\pi \cdot 200$ und eine Probendicke von 0,1 cm ergaben eine Abklingzeit von ungünstigenfalles 10^{-2} sec. Man ist also wohl berechtigt, schon bei 0,05 sec von echter NW zu reden. Aus den NW-Messungen folgt, wie unten gezeigt wird, die dH-Abhängigkeit von $\varkappa_{\text{diff, irr}}$ zwanglos.

Meßanordnung.

Zur Erzeugung des Hauptfeldes H diente eine auf eine doppelwandige Wasserkühlung gewickelte Feldspule von 60 cm Länge mit einem auf 1% homogenen Feld auf 30 cm Achsenlänge. Der erregende Strom wurde über Regelwiderstände, Amperemeter und Kommutator sowie einen zweipoligen, elektromagnetisch betätigten Ausschalter in Öl einer Akkumulatorenbatterie von großer Kapazität und guter Konstanz über längere Zeit entnom-

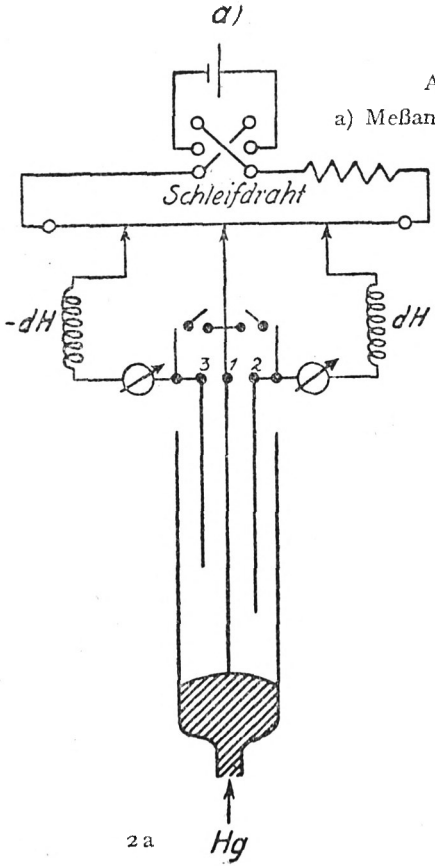
---

[2] G. Richter, Ann. 29 (1937) S. 605.

[3] F. Preisach, Z. Physik 94 (1935) S. 277.

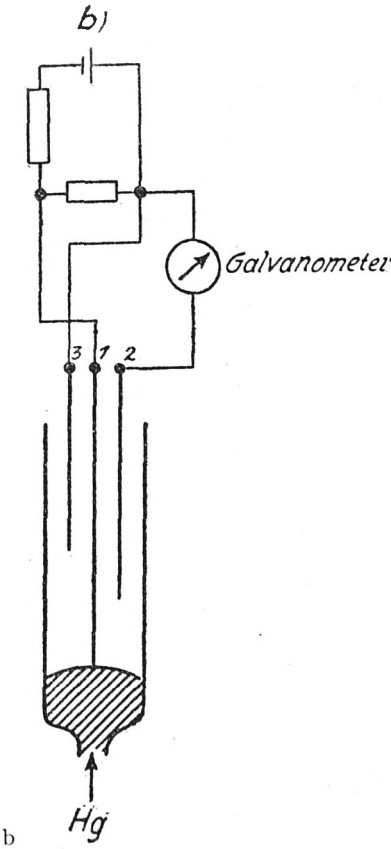
[4] R. Becker, Physik. Z. 26 (1925) S. 919.

[5] W. Wolman, Z. techn. Physik 10 (1929) S. 595. – W. Wolman und H. Kaden, Z. techn. Phys. 13 (1932) S. 370. – H. Kühlewein, Physik. Z. 32 (1931) S. 472.



2a

Abb. 2. Zeitschaltung.
a) Meßanordnung. b) Eichanordnung.



2b

men. Das in der Einleitung erwähnte Sicherheitsfeld δH konnte erzeugt werden durch Kurzschließen eines kleinen regelbaren Widerstandes im Hauptstromkreis.

Zur Erzeugung des Meßfeldes dH wurde auf ein 60 cm langes Isolierrohr, in die Wasserkühlung der Hauptfeldspule eingeschoben, eine einlagige Wicklung aus zwei nebeneinander laufenden dünnen Drähten aufgebracht. Dadurch entstanden zwei Feldspulen gleicher Spulenkonstante, von denen eine das Meßfeld dH lieferte. In der anderen wurden stets Strom und Stromrichtung so eingestellt, daß das erzeugte Feld zu dH entgegengesetzt gleich war. Ein Einschalten dieses Feldes kam also einem Ausschalten des Meßfeldes dH gleich. Diese Anordnung wurde gewählt, da zur Untersuchung der Zeitabhängigkeit der NW lediglich das Meßfeld dH eine variable, meßbare Zeit lang eingeschaltet sein mußte bei dauernd eingeschaltetem Galvanometer. Dies ließ sich aber durch einen Quecksilberschalter erreichen, bei dem in einem Rohr aufsteigendes Hg nacheinander spitze, amalgamierte Kupferkontakte benetzte und damit zuerst das Feld dH, dann sein Gegenfeld $-dH$ einschaltete. Die Schaltung zeigt Abb. 2a. Das Hg strömte aus einem Vorratsgefäß mit zwei verschieden wählbaren Geschwindigkeiten in das Rohr (kommunizierende Röhren, Vorratsgefäß durch Düsen abgeschlossen, durch die Luft nachströmt); die Kupferkontakte 2 und 3 waren in ihrer Höhe verstellbar.

Die Messung der Zeit t zwischen dem Berühren der Kontakte 2 und 3 und damit der Einschaltdauer des Meßfeldes dH geschah mit der Schaltung nach Abb. 2b. Hier wird durch Benetzen von Kontakt 2 eine durch Potentiometer hergestellte kleine Spannung an das Kriechgalvanometer gelegt, so daß dieses anfängt proportional mit der Zeit zu wandern. Bei Berühren von Kontakt 3 wird das Galvanometer kurzgeschlossen und bleibt stehen. Hat man mit der Stoppuhr die Zeit für das Überlaufen der ganzen Skala gemessen, so gibt der Ausschlag, der auftritt, bis das steigende Hg nach Kontakt 2 auch Kontakt 3 erreicht hat, ein Maß für die inzwischen verstrichene Zeit t. Dieser Schalter wurde für Einschaltdauern zwischen 0,05 und 2 sec benützt. Für längere Einschaltdauer genügte ein einfacher Schalter im Stromkreis des Feldes dH und eine Stoppuhr.

Als Kriechgalvanometer diente das Supergalvanometer von Siemens und Halske, dessen hochohmige Wicklung bei offenem magnetischem Shunt auch bei großen Induktionsspulenwiderständen stark genug gedämpft ist. Für größere Beobachtungszeiten t stört, wie schon oben beschrieben, das auf der Direktionskraft beruhende Kriechen des Galvanometers auf seinen mechanischen Nullpunkt zu. Um hiervon freizukommen, wurde eine Kompensationseinrichtung benützt, die das Instrument praktisch direktionskraftfrei macht. Es bleiben dann nur noch Korrekturen übrig, die von zeitlich linearem Kriechen infolge von Thermospannungen oder anderen Fremdspannungen herrühren. Da diese Korrekturen bei $t = 100$ sec etwa 10% des NW-Effektes ausmachten, wurde die direkte Messung der NW nicht mehr über längere Zeiten ausgedehnt.

Als Induktionsspule dient eine kleine Spule von 0,3 cm mittlerem Durchmesser, 2,0 cm Länge und 9500 Windungen eines lackierten Drahtes von 0,03 mm Durchmesser. Ihr Widerstand war 1660 Ohm. Unter Einschaltung der Sekundärspule eines Gegeninduktionsnormals zur Absolutauswertung der Ausschläge und eines „Zugkästchens" für Kriechgalvanometer (der Firma Hartmann und Braun) wurde diese Induktionsspule an die Galvanometerspule angeschaltet. Die Empfindlichkeit dieses Galvanometerkreises war etwa $9 \cdot 10^{-6}$ Voltsec/Skalenteil bezw. unter Berücksichtigung des Probenquerschnittes rund 1 elektromagn. Magnetisierungseinheit je Skalenteil, umgerechnet auf 1 m Skalenentfernung. Da der Ausschlag abgelesen wurde als Differenz zwischen der Skalenstellung vor dem Einschalten von dH und der Skalenstellung nach dem Ausschalten von dH bezw. dem Einschalten von $-dH$, so ist dieser Ausschlag ein direktes Maß für die irreversible Magnetisierungsänderung, da der Ausschlag für das Feld dH und der zugehörige reversible Effekt auf diese Weise abgezogen werden.

Als Probe diente eine Stahldrahtprobe von 30 cm Länge und 0,1 cm Durchmesser, deren absteigender Hystereseast in Abb. 1a dargestellt ist („vor der Wärmebehandlung"). Da die Probe gekrümmt war und infolgedessen bei elastischer Deformation durch Einschieben in ein gerades Röhrchen für die Messung größere Barkhausensprünge zu erwarten waren, wurde die Probe unter

leichtem Zug durch Wechselstromdurchgang schwach geglüht, so daß sie gerade blieb. Die Hysterese nach dieser Behandlung ist ebenfalls in Abb. 1 aufgezeichnet. Der ganze Hystereseast wurde sorgfältig auf größere Barkhausensprünge untersucht, wobei das Auftreten von Sprüngen mit mehr als 10 Magnetisierungseinheiten mit Sicherheit ausgeschlossen werden konnte.

Der zeitliche Verlauf der Nachwirkung.

Den in der beschriebenen Weise durch Ein- und Ausschalten eines Feldes dH ausgemessenen Verlauf der NW zeigt Abb. 3. Das Feld dH ist Parameter. Man erkennt, daß über mehr als drei Zehnerpotenzen der Zeit t Linearität mit lg t besteht und daß die Kurven für verschiedene dH mit gleichem Abstand parallel laufen, mit Ausnahme der Kurve für 50 mOe bei kleineren Zeiten, auf deren Verlauf noch einzugehen sein wird. Diese Kurven mit gut reproduzierbaren Werten des NW-Effektes ΔJ_n waren nur zu erhalten, wenn das erwähnte Sicherheitsfeld δH bei jedem Meßpunkt vor dem Einschalten des Meßfeldes dH stets dieselbe, einmal zu wählende Zeit δt eingeschaltet war. Diese Zeit ist für die Messung in Abb. 3 zu 200 sec gewählt. Die Steigung der Kurven ist von ihr nicht abhängig, es tritt lediglich eine Parallelverschiebung ein, und zwar in Richtung auf größere Werte ΔJ_n zu, wenn δt kleiner gewählt worden war.

Offensichtlich bedeutet das Einschalten von δH im Prinzip nichts anderes als das von dH, nämlich nach einem gewissen Momentaneffekt die Auslösung der NW. Läßt man also das Feld δH verschiedene Zeiten δt wirken und macht danach eine Messung mit stets dem gleichen dH und t, so werden sich verschiedene Werte ΔJ_n ergeben, deren Differenzen die zwischen den zugehörigen Zeiten δt abgelaufenen NW-Effekte sind. Ist nur der Wert des Feldes $H_c + \delta H$ konstant genug, so läßt sich auf diese Weise in indirekter Messung die NW noch weit über 100 sec hinaus verfolgen. Das Ergebnis dieser bis zu 10^4 sec erstreckten Messung ist in Abb. 3 mit dem Parameterwert $dH = 0$ eingetragen. Auch hier verläuft die Kurve linear mit lg t und derselben Steigung wie für die direkte Messung der NW, deren Gerade also bis zu 10^4 sec einfach verlängert werden dürfen, da die

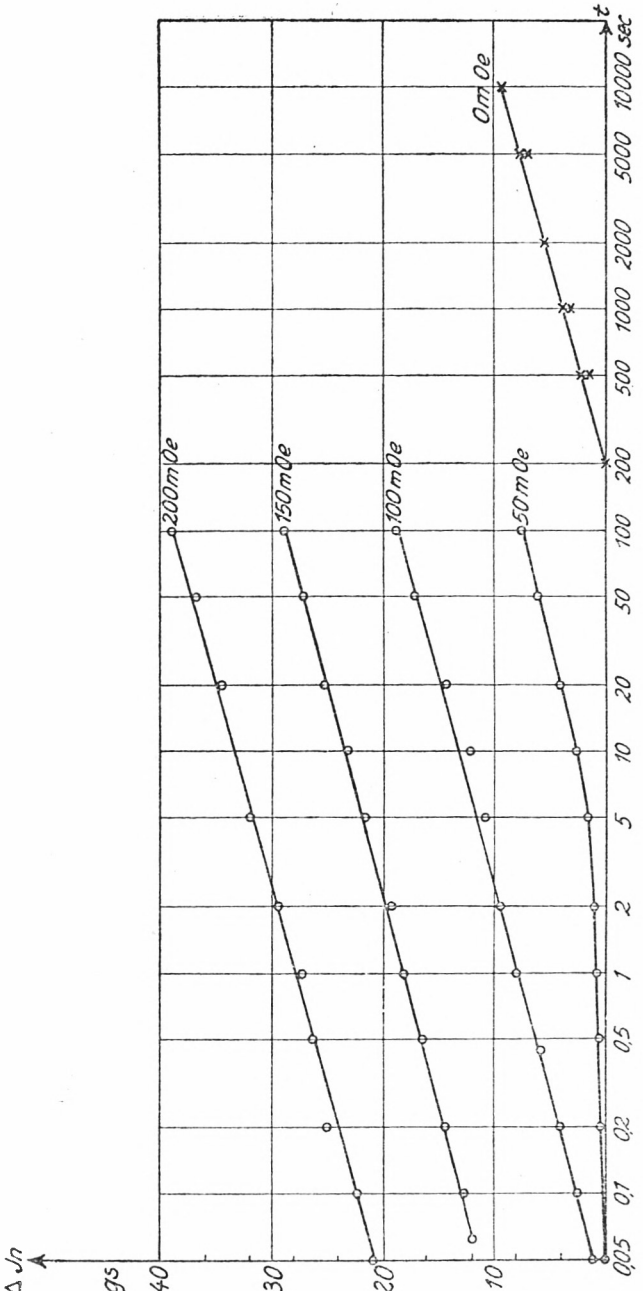


Abb. 3.
Nachwirkungskurven. Parameter: Feldänderung.

indirekte Messung ja mit beliebig wählbarem dH und t durchgeführt werden kann. Eine Weiterverfolgung über 10^4 sec hinaus würde erheblich größere Ansprüche an die Konstanz des Stromes in der Hauptfeldspule stellen.

Bezogen auf die Gerade mit dem Parameterwert 0 findet man, daß die Abstände der Geraden für die anderen Parameterwerte proportional zu dH sind. Daraus folgt, daß die Größe $\varkappa_{\mathrm{diff,irr}}$ nur gemessen werden kann durch Ausmessen der NW-Kurven bezw. ihres Abstandes und Division mit der zugehörigen Differenz von dH. Aus Abb. 3 folgt so ein $\varkappa$-Wert von 200 in Übereinstimmung mit der Steigung der Hysterese in Abb. 1. Die in der Einleitung beschriebene dH-Abhängigkeit von $\varkappa_{\mathrm{diff,irr}}$ ist also nur scheinbar und ist bedingt durch die Meßmethode, d. h. durch die Zeit, die man braucht, um das Galvanometer abzulesen. Setzt man diese einheitlich etwa gleich 1 sec, so wird hier $\varkappa$ für $dH =$ 50 mOe fast Null und steigt mit zunehmendem dH stark an. Bei Abwarten des auftretenden Maximalausschlages (vgl. Einleitung) sind die kleinen dH-Werte begünstigt, da hier die Rückkriechgeschwindigkeit des Galvanometers geringer ist und damit mehr von der NW abgelaufen und der Magnetisierungsänderungseffekt größer ist, bis das Ausschlagsmaximum erreicht ist. Der Anstieg von $\varkappa$ mit dH wird dadurch etwas geringer.

Die Beschreibung der Nachwirkung.

Ein Formalismus zur Beschreibung der auf den verschiedenen Gebieten beobachteten NWen ist durch die Arbeiten von E. Wiechert, E. v. Schweidler, K. W. Wagner und R. Becker[6] aufgestellt worden, der zeigt, daß sowohl die in zahlreichen Experimenten beobachteten NW-Gesetze in Form einer Potenz der Zeit (at^n) als auch diejenigen, bei denen die NW linear mit dem Logarithmus der Zeit verläuft, Grenzgesetze sind für Zeitintervalle der Beobachtung, die klein sind gegenüber dem Zeitintervall, in dem die gesamte NW abläuft. Der erste Fall, in dem fast der gesamte NW-Ablauf in einer Messung beobachtet werden konnte,

[6] E. Wiechert, Ann. 50 (1893) S. 335, 546. – E. v. Schweidler, Ann. 24 (1907) S. 711. – K. W. Wagner, Ann. 40 (1913) S. 817. – R. Becker, Z. Physik 33 (1925) S. 185.

ist m. W. der der magnetischen NW an Karbonyleisen bei G. Richter.[7] Hier können die Messungen mit Hilfe des von den Genannten entwickelten Formalismus sehr gut wiedergegeben werden. (Ausführliche Darstellung dieses Formalismus bei Becker-Döring, „Ferromagnetismus").[8]

Der Grundgedanke dieses Formalismus ist der, daß man es mit einer großen Anzahl von Elementarprozessen zu tun hat, von denen jeder nach einem Exponentialgesetz $e^{-t/\tau}$ einem stabilen Gleichgewicht zustrebt. Die Relaxationszeit τ ist dabei für jeden einzelnen Elementarprozeß charakteristisch, man wird also zu einem, infolge der großen Anzahl der Prozesse stetigen Spektrum von Relaxationszeiten geführt. Gibt man die Form dieser Verteilung der Elementarprozesse auf die verschiedenen Relaxationszeiten vor, was von Wiechert, v. Schweidler und Wagner mit einer angenommenen Gaußschen Verteilung, stets aber über einer logarithmisch geteilten Relaxationszeitachse geschieht, so zeigt sich, daß man in beiden Fällen mit drei Konstanten auskommt, die den Messungen zu entnehmen sind. In dem hier beobachteten Fall, in dem die NW über mehr als 5 Zehnerpotenzen der Zeit linear mit lg t verläuft, wäre eine sehr große Breite der Verteilung bezw. ein großer Wert des Verhältnisses τ_{max}/τ_{min} anzunehmen.

Die Aufgabe, die NW zu beschreiben, ist aber erst dann ganz gelöst, wenn es gelungen ist aus den physikalischen Bedingungen des Systems, in dem eine NW auftritt, das Spektrum der Relaxationszeiten abzuleiten, das zu ihrer formalen Darstellung nötig ist. Im vorliegenden Fall der offensichtlich mit den irreversiblen Vorgängen auf der Hystereseschleife verknüpften NW kann diese Ableitung auf folgendem Wege geschehen. Betrachtet man in Abb. 1 b die Kurve der irreversiblen Suszeptibilität, so kann man unter der vereinfachenden Annahme, daß jeder Elementarprozeß denselben Beitrag zur Magnetisierungsänderung liefert, die Abszissenwerte auffassen als Werte einer potentiellen Energie gegen das äußere Feld, die Ordinatenwerte als Maß für die Anzahl der bei einem bestimmten Feld und damit einer bestimmten poten-

[7] l. c.

[8] R. Becker und W. Döring, „Ferromagnetismus", Springer, Berlin 1939, S. 242.

tiellen Energie ablaufenden Elementarprozesse. Im Maximum dieser Kurve ist diese Anzahl über ein gewisses Intervall der potentiellen Energie konstant. Greift man sich nun in diesem Intervall einen Elementarprozeß heraus, dem die für seinen Ablauf charakteristische Energie ε^* entspricht, so besteht die Wahrscheinlichkeit $W = e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}$ dafür, daß die Differenz $\varepsilon^* - \varepsilon_H$ gegen den zu überwindenden Potentialberg ε^* einmal von der thermischen Energie geliefert und damit der Prozeß zum Ablauf gebracht wird. Je kleiner nun diese Wahrscheinlichkeit ist, desto länger wird man warten müssen, bis dieser Fall einmal eintritt. Es gilt also weiter

$$W \sim 1/\tau, \tag{1}$$

wenn man die Zeit τ von dem Moment an rechnet, in dem der Ausgangszustand für die NW hergestellt worden ist, in diesem Fall vom Einschaltmoment des Feldes an. Man erhält

$$\ln \tau = \frac{\Delta\varepsilon}{kT} + \text{konst.} \tag{2}$$

Setzt man also vom remanenten Zustand aus die Probe einem Feld der Größe von H_c aus, so wird man eine NW beobachten, bei der die Logarithmen der Relaxationszeiten der nachwirkenden Elementarprozesse bis auf eine für alle gleiche additive Konstante proportional zur Differenz ihrer charakteristischen Auslöseenergie und der durch das Feld H_c gegebenen potentiellen Energie sind. Da zu jedem ε^* und damit zu jedem $\Delta\varepsilon$ die gleiche Anzahl von Elementarprozessen gehört, so ist die vom Beckerschen Formalismus geforderte konstante Zahl von Elementarprozessen je Oktave oder Zehnerpotenz der Relaxationszeiten vorhanden.

Die untere Begrenzung dieses Spektrums ist wohl kleiner als die Abklingzeit der Wirbelstromvorgänge und damit unbeobachtbar. Um die obere Begrenzung zu finden, muß man das Modell der Elementarprozesse etwas spezieller fassen. Betrachtet man etwa eine irreversible Wandverschiebung zwischen zwei in verschiedenen Richtungen magnetisierten Bezirken, so kann man die Energie dieses Elementarsystems für jede Lage der Wand als Funktion dieser Lage (Koordinate x) darstellen, wie dies in

Abb. 4 geschehen ist.[9] Zur Vereinfachung ist der Verlauf eckig dargestellt. Er soll entsprechend der vorhin gemachten Annahme gleichen Beitrages aller Elementarprozesse zur Magnetisierungsänderung für alle Prozesse ähnlich sein bis auf die Höhe von ε^*. Unter der Wirkung des Feldes H_c sei die Wand bis zur Lage x_0 vorgerückt. Kann sie nun mit Hilfe der thermischen Agitation den Potentialberg bei x_1 überwinden, so wird sie bis zu x_3 vor-

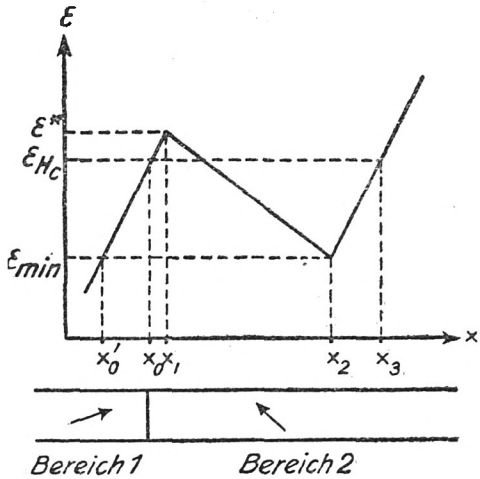


Abb. 4.
Zum Mechanismus der Nachwirkung.

rücken. Um diese Lage wird sie dann oszillieren, wobei eine Art „Steuerung" durch den Anstieg der Potentialkurve durch x_3 hindurch stattfinden wird. Ist die Energie $\varepsilon\ (H_c)$ bei einem anderen Bereichspaar mit größerem ε^* gerade gleich $\varepsilon_{\min}$, so wird dort die Wand von der anfänglichen Lage x_0' in die Lage x_2 vorrücken nach Ablauf ihrer Relaxationszeit τ'. Ihre thermischen Oszillationen werden nun auf den beiden Ästen der Potentialkurve durch x_2 erfolgen, und dabei kann es vorkommen, daß der Potentialberg bei x_1 nach rückwärts wieder überwunden wird, so daß die Wand erneut nach x_0 zurückfällt. Dies wird im Mittel ebenfalls nach der Relaxationszeit τ' stattfinden. Hat

[9] Vgl. Becker-Döring, l. c. S. 107.

man die NW bis zur Zeit $t = \tau'$ verfolgt, so wird im Mittel kein weiterer Magnetisierungszuwachs mehr auftreten, die NW also abgelaufen sein. Die Größe der Welligkeit des Potentials liefert dann mit Gleichung (2) die obere Grenze des Relaxationszeitspektrums, die demnach erst bei sehr großen Zeiten liegen dürfte.

Einen Fall, in dem eine definierte untere Grenze des Spektrums vorhanden ist, stellt die zu $dH = 50$ mOe gehörende NW-Kurve in

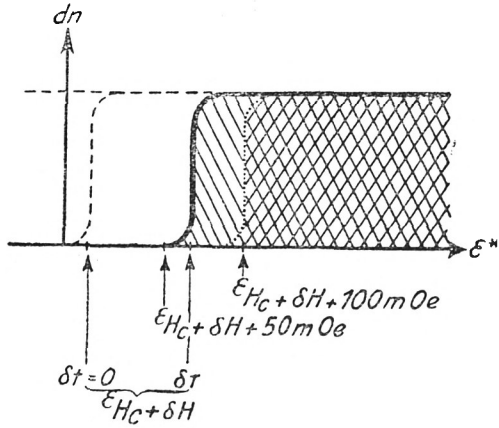


Abb. 5. Energiespektrum.

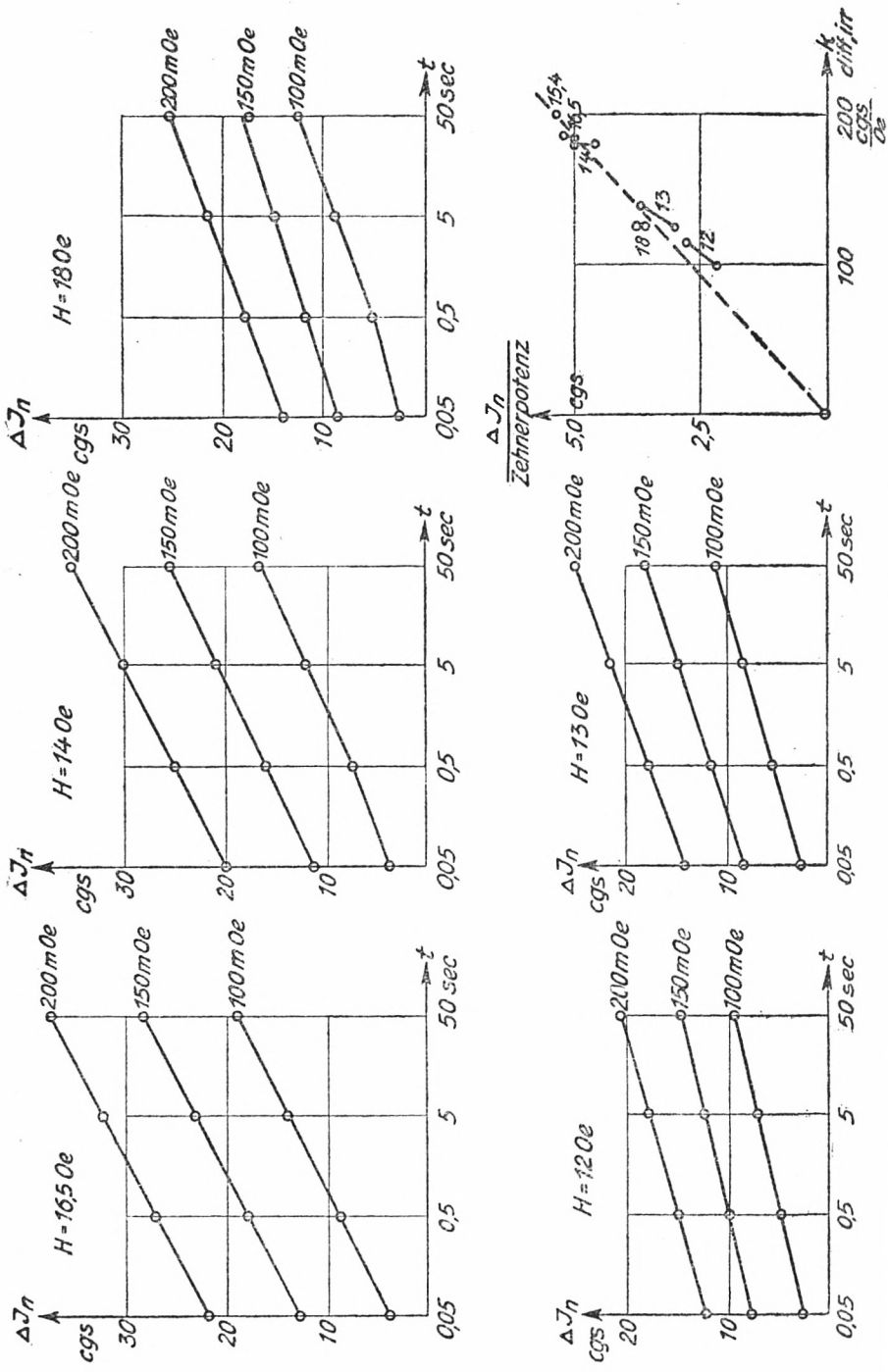
Abb. 3 dar. Hier ist offenbar durch das bereits 200 sec dauernde Feld δH so viel an NW abgelaufen, daß beim Einschalten von dH = 50 mOe keine Prozesse mehr da sind, die momentan ablaufen können. Veranschaulicht man sich in Abb. 5 die Verhältnisse an Hand eines Diagrammes, in dem die – im Gebiete von H_c konstante – Zahl dn von Prozessen gleicher charakteristischer Energie über ε^* aufgetragen ist, noch auszulösende Prozesse im schraffierten Teil, so ist der Zustand für $\delta t = 0$ und $H = H_c + \delta H$, d. h. für den Einschaltmoment von δH durch die gestrichelte, einfach schraffierte Kurve gegeben.[10] Durch NW bis zur Zeit δt hat

[10] Die Begrenzung zwischen abgelaufenen und nicht abgelaufenen Prozessen wird nicht senkrecht sein, denn infolge der hier beschriebenen thermisch bedingten NW werden stets einige, die schon abgelaufen sein sollten, noch nicht abgelaufen sein, andere dagegen schon abgelaufen sein, deren ε^* höher liegt. Die Grenze ist also abgerundet.

sich diese Grenzkurve in Richtung größerer ε verschoben (ausgezogene, doppelt schraffierte Kurve). Erhöht man das Feld um dH = 100 mOe (oder mehr), so werden alle Prozesse, die in das Gebiet zwischen die ausgezogene und die punktierte Kurve fallen, sofort ausgelöst, worauf dann wieder eine NW einsetzt. Erhöht man das Feld aber nur um $dH = 50$ mOe (oder weniger), so tritt kein Momentaneffekt ein, da hierfür die punktierte Kurve links von der durch NW im Zeitraum δt bereits erreichten ausgezogenen Grenzkurve einzuzeichnen wäre. Ihr entspricht kein Momentaneffekt, wohl aber ein kleinster Abstand $\Delta\varepsilon_{min}$ zwischen ε $(H_c + H \cdot 50$ mOe) und der mittleren Energie der ausgezogenen Grenzkurve. Hierzu gehört nach Gleichung (2) ein Wert τ_{min}. Betrachtet man nach Einschalten von $dH = 50$ mOe zum Zeitmoment δt die NW erst als beginnend ($t = 0$), so hat das Relaxationszeitspektrum die untere Begrenzung τ_{min}. Ihr entspricht ein abgerundetes Einlaufen in den linearen Verlauf mit lg t, wie er im Beckerschen Formalismus auch beschrieben wird. Für einen quantitativen Vergleich mit den Beckerschen Formeln müßten diese erst für beliebig große Werte von τ_{max}/τ_{min} angepaßt werden, die experimentelle Reproduzierbarkeit der Effekte dürfte dann aber nicht genügen, weshalb auf dahingehende Untersuchungen verzichtet worden ist.

Suszeptibilitäts- und Temperaturabhängigkeit der NW.

Für die Größe des NW-Effektes, der zwischen zwei festgehaltenen Beobachtungszeiten t_1 und t_2 auftritt, ist die Zahl der Elementarprozesse maßgeblich, deren Relaxationszeiten in dieses Intervall fallen. Nach der oben an Abb. 1 geknüpften Überlegung ist für diese Zahl aber die Suszeptibilität $\varkappa_{diff, irr}$ ein direktes Maß. Man wird also erwarten, daß (bei konstanter Temperatur) die Steigung der NW-Geraden proportional zu $\varkappa_{diff, irr}$ gefunden wird, wenn man etwa für t_1 bis t_2 eine Zehnerpotenz wählt. In Abb. 6 sind NW-Messungen an fünf verschiedenen Punkten des absteigenden Hystereseastes (vgl. Abb. 1) wiedergegeben mit dH als Parameter sowie ein Diagramm, in dem ΔJ_n je Zehnerpotenz als Funktion von $\varkappa$ aufgetragen ist. Bei Hauptfeldwerten kleiner


H = 16,5 Oe
H = 14 Oe
H = 18 Oe
H = 13 Oe
H = 12 Oe
ΔJn
cgs
t
50 sec
200 mOe
150 mOe
100 mOe
ΔJn / Zehnerpotenz
k
diff. irr
cgs / Oe

als H_c zeigt sich eine Divergenz der NW-Geraden, bei Werten größer als H_c eine schwache Konvergenz. Sie ist darauf zurückzuführen, daß $\varkappa_{\text{diff, irr}}$ für die verschiedenen Werte von $H + dH$ schon merklich verschieden sein kann, weshalb auch die Steigung der NW-Geraden verschieden sein wird. Der daraus resultierenden Unsicherheit in der Bestimmung des $\varkappa$-Wertes ist im Diagramm, das ΔJ_n je Zehnerpotenz als Funktion von $\varkappa$ zeigt, durch Angabe eines Streubereiches Rechnung getragen, wobei dem größten $\varkappa$-Wert die größte Steigung zugeordnet ist. In diesem Diagramm ist außerdem ein Punkt für die Koerzitivkraft eingetragen, dessen Werte der Abb. 3 entnommen sind.

Zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit muß man Gleichung (2) für die Werte t_1 und t_2 anschreiben:

$$\ln t_1 = \frac{\Delta\varepsilon_1}{kT} + \text{konst},$$

$$\text{und } \ln t_2 = \frac{\Delta\varepsilon_2}{kT} + \text{konst}.$$

Für festgehaltene Beobachtungszeiten t_1 und t_2 sind also die Werte der gerade zu diesen Zeiten ablaufenden irreversiblen Prozesse proportional zur Temperatur T. Bildet man die Differenz dieser Gleichungen, so resultiert

$$\ln \frac{t_2}{t_1} = \frac{\Delta\varepsilon_2 - \Delta\varepsilon_1}{kT} = \frac{\delta\varepsilon}{kT}, \tag{3}$$

wobei $\delta\varepsilon$ ebenfalls temperaturproportional ist. Die Größe $\delta\varepsilon$ ist aber gleich $\varepsilon_2^* - \varepsilon_1^*$. Innerhalb des Beobachtungsintervalles t_1 bis t_2 – wobei entsprechend (3) nur das Verhältnis $\frac{t_2}{t_1}$ konstant gehalten werden muß –, werden also die Prozesse ablaufen, deren ε in dieses Intervall $\delta\varepsilon$ fällt. Demnach wird der zwischen t_1 und t_2 auftretende NW-Effekt bzw. die Steigung der NW-Geraden (bei konstanter Suszeptibilität) temperaturproportional sein.

In Abb. 7 sind neben der aus Abb. 3 entnommenen Steigung der NW-Geraden für Zimmertemperatur (15° C) NW-Messungen bei 95° C und bei —80° C eingetragen. Die Temperatur 95° C

Abb. 6. Nachwirkungskurven bei verschiedenen Feldern (vgl. Abb. 1).

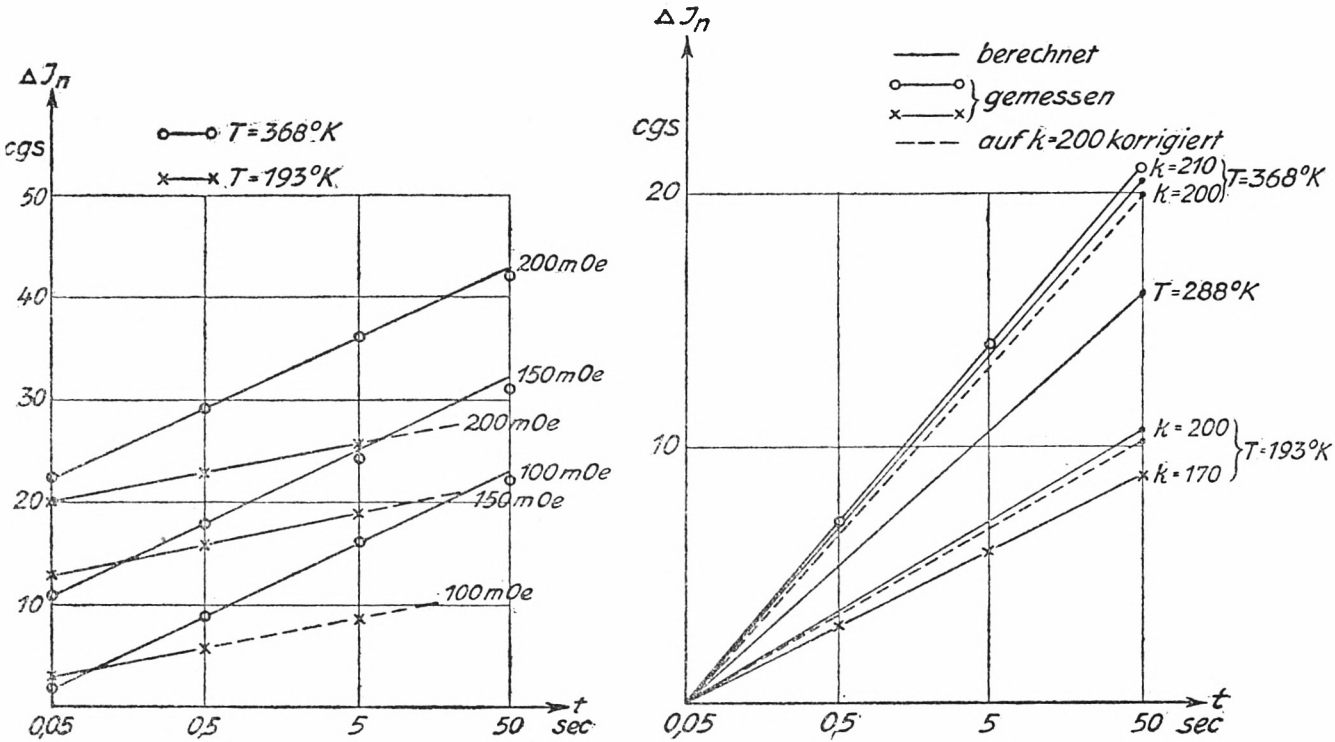


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der Nachwirkung.

ist hergestellt durch Einleiten von Dampf in die Wasserkühlung der Feldspule, die Temperatur —80° C durch Einpacken von Probe und Induktionsspule in Kohlensäureschnee. Bei beiden Temperaturen sind die Messungen bei den dann geltenden Koerzitivfeldern ($H_c = 14{,}2$ Oe für 98° C; $H_c = 16{,}2$ Oe für —80° C) ausgeführt für verschiedene dH zur Bestimmung der Suszeptibilität. Da letztere nicht gleich waren, sind die Steigungen der NW-Geraden auf gleiche $\varkappa$-Werte korrigiert, wofür als Bezugswert der $\varkappa$-Wert bei Zimmertemperatur benützt ist.

Zusammenfassung.

Es wird eine neue Art von magnetischer Nachwirkung beschrieben, die folgende Eigenschaften zeigt:

Auftreten auf den steilen Teilen der Hysterese, besonders in der Koerzitivkraft;

Linearität mit lg t über mehr als fünf Zehnerpotenzen der Zeit;

Proportionalität dieser Steigung mit der differentiellen, irreversiblen Suszeptibilität und mit der absoluten Temperatur;

Ungültigkeit des Superpositionsprinzips.

Als Ursache für das Auftreten dieser Nachwirkung wird die thermische Agitation angenommen. Der zeitliche Verlauf der Nachwirkung ist in Einklang mit dem von Wiechert, v. Schweidler, Wagner und Becker[11] entwickelten Formalismus zur Beschreibung von Nachwirkungserscheinungen.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität München ausgeführt. Sie wurde ermöglicht durch ein Stipendium der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und Herrn Professor W. Gerlach sei mein herzlichster Dank ausgesprochen.

München, im März 1945.

---

[11] l. c.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München

Jahr/Year: 1947

Band/Volume: 1945

Autor(en)/Author(s): Courvoisier Peter

Artikel/Article: Über irreversible magnetische Nachwirkung 89-107