Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 5 (1932)

Heft: III

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Vevey, am 7. Mai 1932.

Präsident: Prof. Dr. P. Scherrer (Zürich).
Vizepräsident: Prof. Dr. A. Perrier (Lausanne).
Sekretär: Dr. G. Herzog (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

Bericht und Rechnungsablegung für das Geschäftsjahr 1931/32 werden genehmigt.

Der Vorstand wird folgendermassen neu gewählt: Präsident: Prof. Dr. P. Scherrer; Vizepräsident: Prof. Dr. A. Perrier; Sekretär und Kassier: Dr. G. Herzog; Vertreter des Redaktionskomitees: Prof. Dr. P. Gruner.

Prof. Gruner berichtet über die wesentlichen Punkte eines neuen Vertrages mit dem Verleger über die Drucklegung der Helvetica Physica Acta. Es wird nachdrücklich betont, dass die Arbeiten aus *allen* schweizerischen physikalischen Instituten in den H.P.A. erscheinen sollten, damit die Zeitschrift Anspruch erheben kann, als Repräsentant der physikalischen Arbeiten in der Schweiz angesehen zu werden.

In die S.P.G. sind als ordentliche Mitglieder aufgenommen worden:

Ch. Blanc (Lausanne), Dr. A. Wegerich (Bern).

Die S.P.G. zählt derzeit 206 Mitglieder.

Die nächste Sitzung findet am 6.—8. August in Thun statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Die Berechnung der Helligkeit des Himmels

von P. Gruner (Bern).

(Erscheint in den H. P. A.)

Bemerkung zum Internationalen Westonelement.

von E. König und F. Buchmüller (Bern).

(Mitteilung des eidg. Amtes für Mass und Gewicht in Bern.)

Inhalt: Die Meinungen darüber, ob die Sicherheit der Reproduktion eines bestimmten Normalwertes der Spannung und die Unveränderlichkeit durch den Zusatz von Schwefelsäure beim Weston-Normalelement erhöht werde, sind geteilt. Die Verfasser geben ihre Beobachtungsresultate an fünf Elementengruppen mit und ohne Säurezusatz wieder. (Erscheint in der H P A.)

Ein Kippgerät für elektrische Nervenreizung

von H. König (Bern).

(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

Physiologische Prozesse pflegen von elektrischen Vorgängen begleitet zu sein. Die auftretenden Potentialdifferenzen sind von der Grössenordnung 1—10 mV. Fourier-Analyse des zeitlichen Verlaufes führt auf Frequenzen von einigen Hertz bis 10^4 Hertz. Die Oszillographierung der langsamen Vorgänge bietet keine Schwierigkeiten. Für die raschen Vorgänge (Dauer ca. 10^{-3} Sek.)

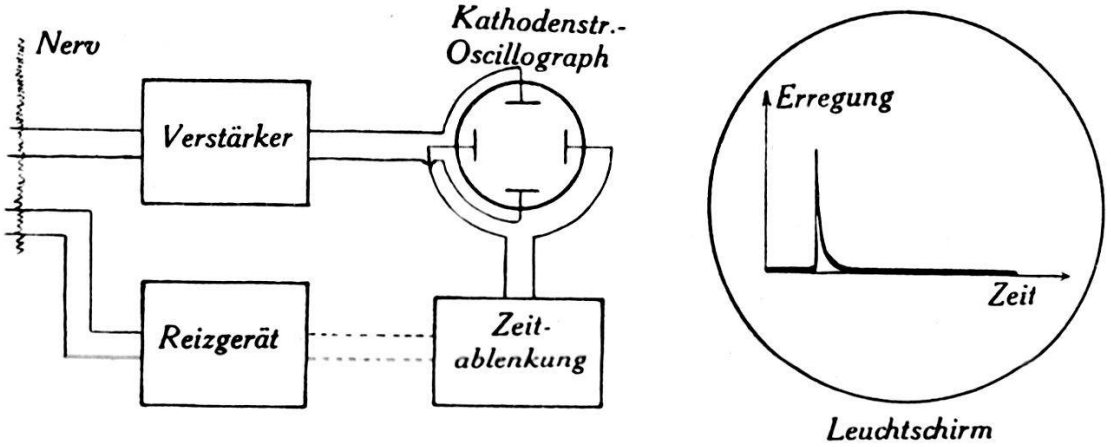

Fig. 1.

bedient man sich nach dem Vorgehen von Erlanger und Gasser der empfindlichen Kathodenoszillographenröhren, welche von der Western Electric Comp. und neuerdings von Ardenne konstruiert werden. Empfindlichkeit ca. 1 mm pro Volt. Die Zeitablenkung erfolgt zeitproportional zweckmässig durch Aufladen eines Kondensators über ein Ventil.

Es handle sich speziell um folgendes Problem (vgl. Fig. 1): Die Wirkung einer einmaligen elektrischen Reizung ist oszillographisch aufzunehmen. Das verlangt, dass im Reizmoment die Zeitablenkung funktioniert, m. a. W. Reiz- und Zeitablenkung müssen synchronisiert werden. Dies kann durch rotierende Kon-

takte, insbesondere die Reizung der Nerven induktiv durch mechanische Stromunterbrechung erfolgen[1]).

Gelegentlich der Erweiterung des Arbeitskreises des Berner Physiologischen Institutes auf Probleme der erwähnten Art schien es mir naheliegend, zu versuchen, die Funktionen der Zeitablenkung, Reizung und Synchronisierung alle einem rein elektrischen Relais zu überbinden. Dieser Plan scheint sich in der Tat durchführen zu lassen. Der die Reizung besorgende Teil der Apparatur sei nachstehend kurz besprochen, da er auch vom physikalisch-technischen Standpunkt aus einiges Interesse bieten dürfte. Es handelt sich im wesentlichen um einen über die Labilitätsgrenze hinaus rückgekoppelten Zweiröhren-Gleichstrom-Verstärker. Dieses

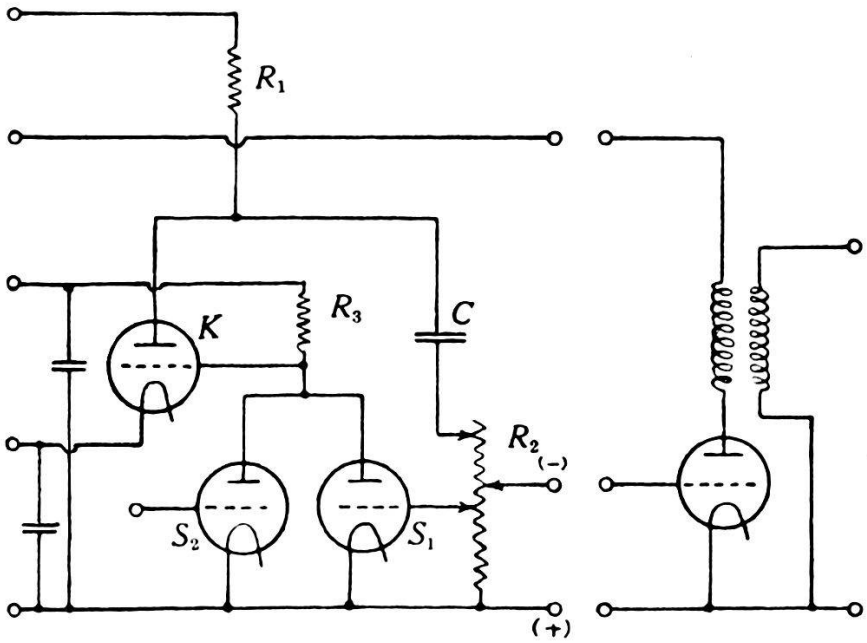

Fig. 2.

Prinzip einer plötzlichen elektrischen Zustandsänderung wird auch mit Erfolg zur wiederholten zeitproportionalen Zeitablenkung[2]) und z. B. zur Anstossung von Eigenschwingungen[3]) verwendet. Die Anordnung der Röhren S_1 und K (siehe Fig. 2) in Loftin-White-Schaltung ermöglicht direkte Widerstandskopplung bei Anwendung nur einer Anodenspannungsquelle, welche hier als Anodengerät mit Stabilisator-Glimmspannungsteiler (System Lorenz-Körös) vorgesehen ist. Im Ruheszutand wird R_3 so eingestellt, dass die Kippröhre K dauernd leitet. Ein positiver Spannungsstoss am Gitter der Steuerröhre S_2 bewirkt nun eine Sperrung

[1]) Erlanger und Gasser, Am. Journal of Physiology, **62**, 496, 1922, und **70**, 624, 1924.

[2]) Brenzinger, Archiv für Elektrotechnik, **24**, 80, 1930.

[3]) Hollmann, Archiv f. Elektrotechnik, **25**, 689, 1931.

des durch K fliessenden Stromes, welche durch den durch die Steuerröhre S_1 verstärkten positiven Spannungsabfall an R_2 (10^3 bis 10^4 Ohm) aufrecht erhalten wird, bis C (10^{-9} bis 10^{-7} F) über R_1 (ca. $2 \cdot 10^5$ Ohm) fast auf volle Spannung aufgeladen ist. Infolge der damit verbundenen Abnahme des Stromes in R_1 bzw. R_2 einerseits, der Zunahme der Anodenspannung von K andererseits kippt schliesslich das System in einen andern Zustand, bei dem sich C durch K entlädt. Der hierbei auftretende negative Spannungsstoss an R_2 hat die in Fig. 1 rechts angedeutete Form (Dauer 10^{-4} bis 10^{-3} Sek.) und kann direkt oder nach Umformung durch ein Ventil zur Reizung der Nerven dienen. Der sehr steile Ansprung kann auch, wie Fig 2 zeigt, zur Erzeugung kurzer Induktionsschläge (Dauer 10^{-5} Sek.) verwendet werden. Es ist als Vorzug des Gerätes zu bewerten, dass der Kippmoment (Reizmoment) dem Moment der Gitterspannungserhöhung bei S_2 um die Aufladezeit von C nacheilt. Es ist leicht dafür zu sorgen, dass während dieser Zeit die Zeitablenkung des Leuchtflecks in Gang gekommen ist. Dadurch ist störungsfreie Aufzeichnung vom ersten Augenblick an möglich gemacht. Durch Verändern von C, R_1 und der Teilbeträge von R_2 lassen sich Reizmoment und Reizdauer innerhalb weiter Grenzen variieren.

Die Ersetzung der mechanischen Kontaktgebung durch elektrische Schaltvorgänge im Vakuum verbürgt eine vollkommene Reproduzierbarkeit eines Reizes auf einer bestimmten Stelle der Zeitachse, was von Bedeutung ist, sobald bei der photographischen Registrierung rascher Vorgänge ein einmaliger Ablauf des Prozesses keine genügende Schwärzung hervorruft, der Prozess also widerholt werden muss.

Eine neue Methode zur Untersuchung der Beugung sehr langsamer Elektronen

von A. Bühl (Zürich), Phys. Inst. d. E.T.H.

Während bei schnellen Elektronen (mehr als 10,000 V) Beugungserscheinungen leicht photographisch zu beobachten sind, wird der Nachweis der gebeugten Elektronen bei kleinen Geschwindigkeiten nach der photographischen Methode schwieriger. Nach Messungen von A. Becker, Kipphan[1]) und Weidner[2]) sind z. B. 10^{-10} bis 10^{-8} Coul./mm^2 nötig, um bei 200 Volt-Strahlen auf einer photographischen Platte (je nach der Plattensorte) eine

[1]) Ann. d. Phys. (5) **10**, S. 15 (1931).
[2]) Ann. d. Phys. (5) **12**, S. 239 (1932).

Schwärzung von 0,05 (also eben sichtbar) zu erhalten. (Gegenüber etwa 10^{-14} Coul./mm^2 bei 30,000 V). Die bei schnellen Strahlen nötigen Belichtungszeiten von der Grössenordnung 1 Sek. wachsen hier auf viele Stunden allein wegen dieser schwächeren Wirkung; ausserdem müssen die durchstrahlten Schichtdicken ausserordentlich klein sein, will man nicht noch weitere Schwächung erhalten. So kommt es, dass im Bereich von einigen hundert Volt nur Rupp einmal die photographische Methode angewandt hat, sonst aber stets mit dem empfindlicheren elektrischen Nachweis (Elektrometer) gearbeitet wurde. Man benützte dabei meistens die Reflexion an einer Oberfläche eines feststehenden oder drehbaren Kristalles in Analogie zum Bragg-Verfahren. Rupp hat ausserdem mit einem Ringauffänger die Beugungsringe an durch-

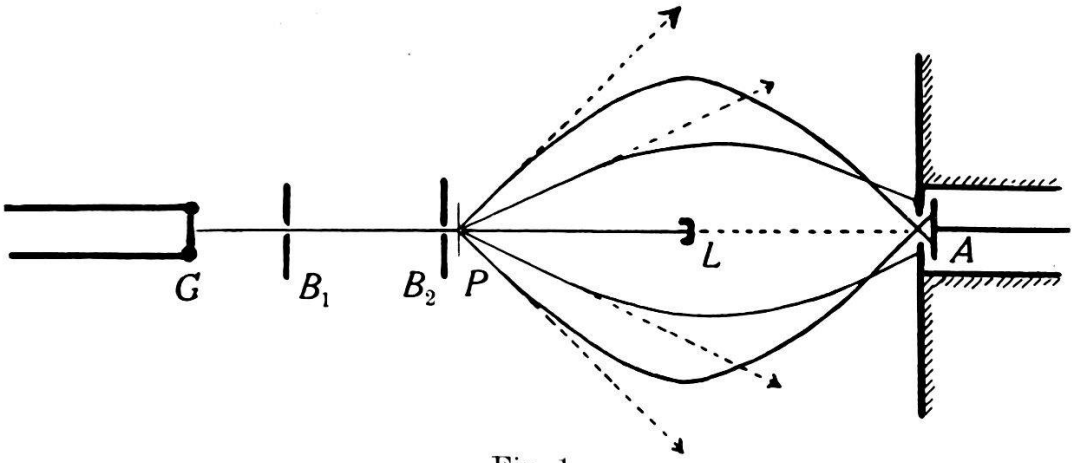

Fig. 1.

strahlten Folien auf ihrem ganzen Umfang elektrisch messen können. Will man bei dieser Methode keine beweglichen Teile verwenden (was im Hochvakuum immer unangenehm ist), so kann man, wie Rupp es auch tat, die einzelnen Beugungsringe dadurch nacheinander in dem feststehenden Ringauffänger messen, dass man die Elektronengeschwindigkeit ändert, und dementsprechend andere Beugungswinkel erhält. In dieser Weise sind zahlreiche Messungen ausgeführt, doch ist es sehr nachteilig, durch die veränderte Elektronengeschwindigkeit für jeden Beugungsring andere Eindringungstiefe der Strahlen im Präparat zu haben, was die Schärfe und Intensität der gebeugten Strahlen ändern muss. Es wird dann fast unmöglich, quantitative Schlüsse zu ziehen.

Es ist nun möglich, die Schwierigkeiten zu beheben, wenn man folgende Anordnung trifft (Fig. 1). Die vom Glühdraht G ausgehenden Elektronen treffen nach Passieren der Blenden B_1 und B_2 das Präparat und werden zum Teil gebeugt. Die in der

Richtung des einfallenden Strahles weiterlaufenden Elektronen werden nun durch einen kleinen Auffänger L aufgenommen und können elektrometrisch oder galvanometrisch zur Intensitätskontrolle gemessen werden. Bei A befindet sich der Hauptauffänger, der also normalerweise überhaupt keine Elektronen erhält. Erzeugt jedoch eine Stromspule ein magnetisches Feld, dessen Achse mit der Primärstrahlrichtung übereinstimmt, so beschreiben die gebeugten Elektronen Schraubenlinien. Bei grossem Beugungswinkel ϑ ist der Durchmesser derselben gross und die Ganghöhe der Schraube klein, bei kleinem ϑ umgekehrt der Durchmesser klein und die Ganghöhe gross. Alle Strahlen, die das Präparat unter dem gleichen Winkel ϑ verlassen, schneiden sich wieder in der Apparatachse im Abstand

$$d = \frac{2\,\pi\,v}{e/m \cdot H} \cos\vartheta, \tag{1}$$

worin v die Geschwindigkeit der Elektronen in cm/sec., H das Magnetfeld in Gauss und e/m die spezifische Ladung der Elektronen bedeutet. Bei festgehaltener Geschwindigkeit der Elektronen ist es also möglich, in einem Abstand d vom Präparat (Auffänger A) alle Elektronen des Beugungswinkels ϑ zu sammeln.[1])

Eine Durchrechnung der Elektronenbahnen zeigt, dass man ein recht gutes Auflösungsvermögen für die einzelnen Beugungswinkel (entsprechend den verschiedenen Netzebenen) erhält, wenn die Elektronengeschwindigkeit in der Grössenordnung von 50 bis 500 Volt liegt.

Benutzt man die Beziehungen

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} \tag{2}$$

V Voltgeschwindigkeit
λ Elektronenwellenlänge in 10^{-8} cm

und

$$\sin\frac{\vartheta}{2} = \frac{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2\,a} \cdot \lambda, \tag{3}$$

so folgt aus (1) (2) und (3) mit den entsprechenden Zahlenwerten

$$\frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} = \frac{V}{75}\left(1 - \frac{H \cdot d}{21{,}2\sqrt{V}}\right),$$

[1]) Die räumlichen Elektronenbahnen sind in Fig. 1 so dargestellt, dass die Ordinaten den Abständen von der Apparatachse entsprechen.

für gegebene Geschwindigkeit und gegebenen Abstand d also ein Ausdruck von der Form

$$\frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} = A\,(1 - B \cdot H),$$

so dass eine bequeme Auswertung der Messungen möglich ist.

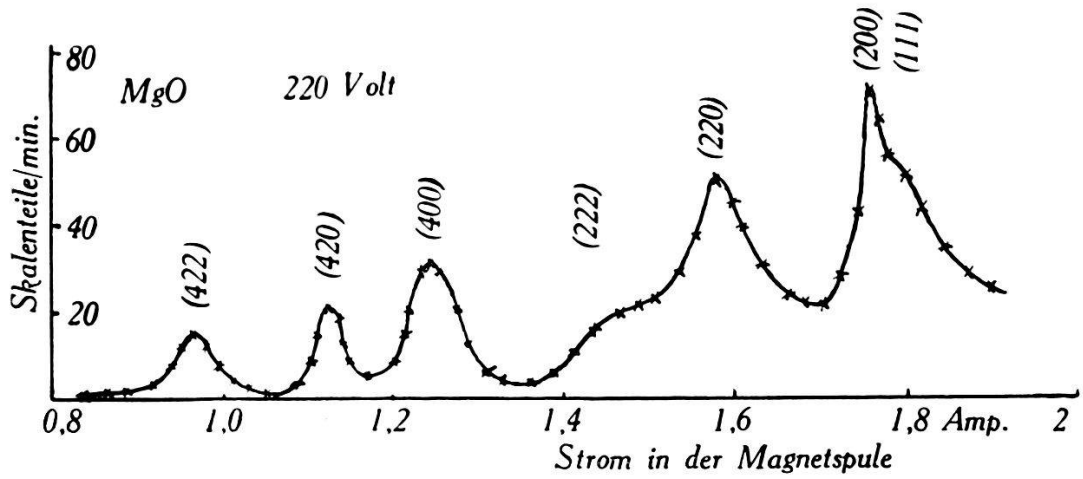

Fig. 2.

Fig. 2 zeigt Ergebnisse an pulverförmigem MgO (am Blendenrand B_2 haftend) für Elektronen von 220 V Geschwindigkeit. Zur Ausschliessung verlangsamter Elektronen hatte die Auffangplatte und das Elektrometer eine Gegenspannung von 180 Volt.

Eine neue Methode zur Messung des Einstein-de Haas-Effektes

von F. Coeterier und P. Scherrer (Zürich).

Unter gyromagnetischem Effekt versteht man die Tatsache, dass bei der Magnetisierung eines Körpers mit dem magnetischen Moment stets auch ein gewöhnliches mechanisches Impulsmoment auftritt. Das Auftreten dieses mechanischen Dralls ist durch Richardson 1908 klar erkannt, und zum ersten Male durch Einstein und de Haas nachgewiesen worden[1]). Seither wurde der Effekt oft gemessen, hauptsächlich durch Beck, Barnett, Chattock und Bates, und besonders durch Sucksmith, dem es gelungen ist, den Effekt auch bei paramagnetischen Substanzen zu messen.

Das magnetische Moment μ des Atomes rührt her von dem Umlaufen der negativen elektrischen Ladung im Atom, welches

[1]) Ein Versuch von Maxwell 1861 blieb ohne Erfolg.

durch Bahn- und Spinimpuls charakterisiert wird. Zu einem Bahnimpuls

$$\mathfrak{B}_e = l \cdot \frac{h}{2\pi}$$

gehört ein magnetisches Moment

$$\mathfrak{M}_e = \frac{e}{2m} \cdot \mathfrak{B}_e ;$$

zu einem mechanischen Spinimpuls

$$\mathfrak{B}_s = s \frac{h}{2\pi}$$

dagegen ein magnetisches Moment

$$\mathfrak{M}_s = 2 \cdot \frac{e}{2m} \mathfrak{B}_s .$$

Die Quantelung der Bahnimpulse und Spinimpulse bringt eine Quantelung der magnetischen Momente in Einheiten

$$\mu_{\text{Bohr}} = \frac{e}{2m} \cdot \frac{h}{2\pi} ,$$

der sogenannten Bohr'schen Magnetonen, mit sich.

Wegen dieser festen Verknüpfung zwischen magnetischem Moment und Drall ist mit jeder Änderung des magnetischen Momentes eines Körpers eine Änderung seines Impulsmomentes, d. h. ein Drehmoment verbunden. Die Ursache dieses Drehmomentes ist letzten Endes in Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und dem Ionengitter zu suchen, die eine einfache Präzession des Gesamtimpulses um das Magnetfeld verhindern.

Wenn es gelingt, das Drehmoment zu messen, das bei der Magnetisierung der Substanz auftritt, so misst man das Verhältnis $\frac{|\mathfrak{B}|}{|\mathfrak{M}|}$. Dieses Verhältnis hat den Wert $\frac{2m}{e}$, wenn es sich um reine Bahnimpulse handelt, den Wert $\frac{m}{e}$ wenn es sich um reine Spinimpulse handelt und einen Wert

$$\frac{1}{g} \cdot \frac{2m}{e}$$

in dem Falle, wo sowohl Bahn- als Spinimpuls vorhanden sind. Der Faktor g, welcher sich nach der bekannten, von LANDÉ auf-

gestellten Formel berechnen lässt, misst auch die Aufspaltung der Energieniveaus beim Zeemaneffekt. Er hat den Wert 1 bei reinem Bahnimpuls und den Wert 2 bei reinem Spinimpuls.

Das bei der Magnetisierung entstehende Drehmoment lässt sich am einfachsten messen, wenn man ein Stäbchen der zu untersuchenden Substanz an einem Quarzfaden axial aufhängt und es dauernd in der Periode seiner Eigenschwingung in seiner Längsrichtung ummagnetisiert. Infolge dieser Magnetisierung wirkt auf das Stäbchen ein periodisches Drehmoment, das die Schwingungen zur Resonanzamplitude aufschaukelt. Die Amplitude hängt ab von der Stärke des Drehmomentes und von der Dämpfung des schwingenden Systems.

So einfach das Prinzip dieser Methode ist, so kompliziert ist die genaue Durchführung der Messungen; vor allem sollte eine absolut genaue Übereinstimmung in der Frequenz bestehen zwischen der schwingenden Bewegung des Stäbchens und dem magnetischen Wechselfeld. So lange diese Übereinstimmung nicht erreicht ist, wird die Amplitude nicht ihren Resonanzwert annehmen. Die Abweichung vom Resonanzwert ist um so grösser, je schärfer das Resonanzmaximum ausgeprägt, d. h. je kleiner die Dämpfung ist. Es tritt hier also das Dilemma auf, dass eine Steigerung der Empfindlichkeit durch Verkleinerung der Dämpfung und damit Vergrösserung der Resonanzamplitude eine immer schärfere Einhaltung der Resonanzfrequenz für die Magnetisierung verlangt. Es ist klar, dass diese Bedingung bald sehr schwer zu erfüllen ist, wenn man bedenkt, dass die Dämpfung eines im Hochvakuum an Quarz aufgehängten Präparates ganz ausserordentlich klein gemacht werden kann (die Dämpfungskonstante erreicht leicht den Wert $10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}$, entsprechend 5000 Schwingungen für die Dämpfung auf halbe Amplitude bei einer Periode von 5 sec).

Sehr schädlich sind bei solchen hochempfindlichen Systemen Temperaturänderungen, die das System verstimmen, und auch mechanische Störungen machen sich bei dieser Resonanzmethode unangenehm bemerkbar.

Sehr wesentlich sind natürlich die magnetischen Störungen, weil sie durch ihr periodisches Auftreten den Effekt stark beeinflussen, ja sogar überdecken können. Man erkennt ihren Einfluss am besten durch Betrachtung der Phase der störenden Kräfte. Schreibt man für das periodische magnetische Moment des Stäbchens

$$M = M_0 \sin \omega t$$

so wird das gyromagnetische Drehmoment durch

$$\lambda \cdot \frac{dM}{dt} = \lambda \omega M_0 \cos \omega t$$

dargestellt, wobei

$$\lambda = \frac{1}{g} \cdot \frac{2m}{e}$$

ist; das Drehmoment ist also um 90^0 gegen die Magnetisierung verschoben[1]). Erfolgt die Magnetisierung des Stäbchens nicht vollständig axial, weist das hängende Stäbchen also ein horizontales Moment auf, so steht dieses Moment einerseits unter dem Einfluss des erdmagnetischen Feldes und andrerseits unter dem Einfluss einer etwaigen Horizontalkomponente des Feldes der Magnetspule. Die Frequenz der letzteren Störung ist $2\,\omega$, bleibt also unwirksam; aber es ergibt sich ein Term mit ωt, wenn das Stäbchen ein permanentes Moment hat, oder wenn das Wechselfeld nicht genau symmetrisch ist. Weil diese Störungen prop. $\sin \omega t$ dem gyromagnetischen Drehmoment prop. $\cos \omega t$ um 90^0 vorauseilen, versuchen sie die Amplitude zu vergrössern. Das resultierende Drehmoment lässt sich als

$$A \cos \omega t + B \sin \omega t = R \cos (\omega t + \delta)$$

darstellen; es ist gegenüber demjenigen, das ohne Störungen vorliegen würde, um δ phasenverschoben. Die schaukelnde Bewegung des Stäbchens ist bei sehr kleiner Dämpfung durch $a \cdot \sin (\omega t + \delta)$ dargestellt, d. h. gegenüber dem magnetischen Moment des Stäbchens um δ phasenverschoben. Die Abwesenheit von Störungen, wie der eben genannten, wird gerade dadurch gekennzeichnet, dass $\delta = 0$ ist. Wenn es umgekehrt künstlich gelingt $\delta = 0$ zu machen, so fallen diese Störungen deshalb ausser Betracht, weil sie genau mit der Bewegung in Phase sind und bei der Aufschaukelung des Systems keine Arbeit leisten.

Die Einrichtung der Apparatur.

Diese Überlegungen führten uns zu der im folgenden beschriebenen Versuchsanordnung, die automatisch die oben genannte Bedingung $\delta = 0$ einhält und zu gleicher Zeit die genaue Resonanzlage der erregenden Kraft sicherstellt. Das aufgehängte schwingende Stäbchen trägt einen Spiegel, welcher einen engen beleuch-

[1]) Auch wenn das magnetische Moment nicht eine reine sin-Funktion, sondern eine andere mit der Eigenfrequenz periodische Funktion ist, kann man den Vorgang in analoger Weise streng behandeln.

teten Spalt auf eine Skala abbildet. In der Mitte der Skala (Nullage des Stäbchens) befindet sich ein genau gleich breiter Spalt, hinter welchem eine Photozelle steht. Wird das Stäbchen in Schwingung versetzt, so tritt ein Photostrom auf, jedesmal, wenn der Lichtzeiger die Nullage passiert. Ein Verstärker- und Schaltmechanismus überträgt dieses Signal auf ein Relais, das den Magnetisierungsstrom in der Magnetspule kommutiert.

Der Hauptvorteil dieser Methode besteht darin, dass die Störungsglieder genau in Phase mit der schaukelnden Bewegung sind und eine „Elimination derselben in erster Annäherung" jetzt hinreicht, um ihren Einfluss zu unterdrücken. Die Störungen nennen wir in „erster Näherung eliminiert", wenn das Einschalten des magnetisierenden Feldes keine sichtbare Verschiebung der Nullage ergibt. Jetzt, wo die Bedingung $\delta = 0$ automatisch eingehalten wird, genügt eine solche Störbefreiung; sonst ist sie bei weitem nicht hinreichend. Ein weiterer wichtiger Vorteil, der erzielt wird, ist die Tatsache, dass jetzt automatisch eine ideale Resonanz eintritt zwischen dem magnetischen Felde und der Bewegung. Dieser Umstand gibt seinerseits wieder die Möglichkeit die Dämpfung beliebig stark zu vermindern und damit die Resonanz-Amplitude zu vergrössern. Mit unserer Apparatur erhielten wir bei Substanzen von einem magnetischen Moment von nur $1{,}5 \frac{\text{elmg. Einh.}}{\text{cm}^3}$ Amplituden von 30 cm in ein Meter Skalenabstand.

Die Schaltung.

In der Fig. 2 ist die Schaltung der Photozelle mit Verstärker und Relais dargestellt. Durch den Photostrom wird das Relais A betätigt und beim Lösen des Kontaktes a wird das polarisierte Relais B umgekippt. Dabei wird die Spannung von Akkumulator E an die Spule von Relais II gelegt und gleichzeitig wird die Spule von Relais I kurzgeschlossen. Aus Fig. 1 ist ersichtlich, auf welche Weise die Relais I und II den Strom in der Magnetspule M kommutieren. Um das Funken an den Kontakten zu vermeiden, sind dieselben mit zwei Kondensatoren, je von 40 μ F. überbrückt. Wesentlich bei der Schaltung ist erstens die Symmetrie der Kommutation und zweitens der Umstand, dass aufeinanderfolgende Relais jeweils nach Kontakt*lösung* des vorhergehenden Relais funktionieren. Mit einer Einrichtung dieser Art kann eine genügend kleine Trägheit im Schaltvorgang erreicht werden. Während die Schwingungsdauer des Stäbchens 5,3 Sekunden betrug, war die Umschaltung innerhalb 5 Millisekunden nach Passierung der Nullage vollzogen.

Nach jeder Umschaltung muss die Wippe C automatisch umgelegt werden, damit das polarisierte Relais von einem entgegengesetzten Strom betätigt wird und also zurückklappen kann für die folgende Umschaltung. Dazu dienen zwei kleine Spulen S_1 und S_2 im Hauptstromkreis. Sie werden abwechselnd vom

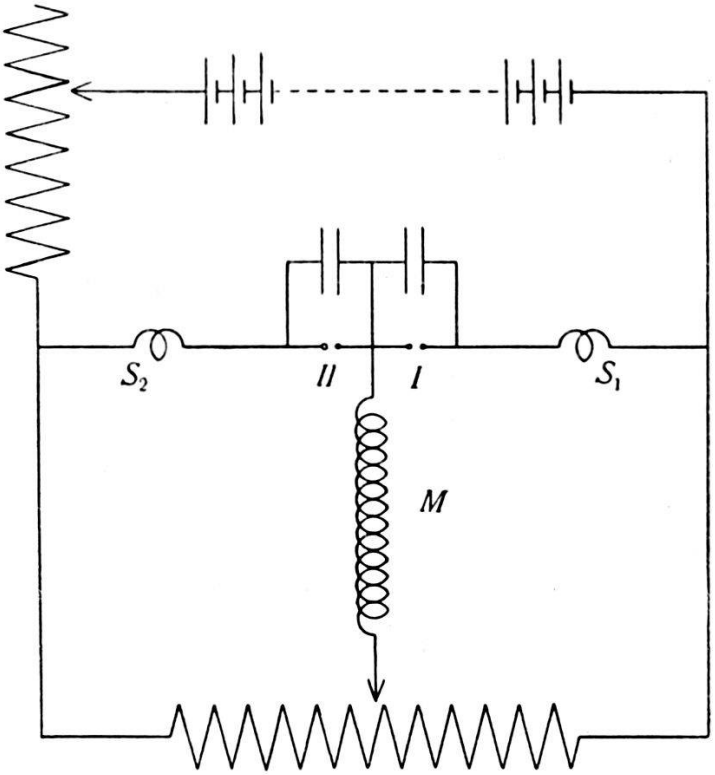

Fig. 1.

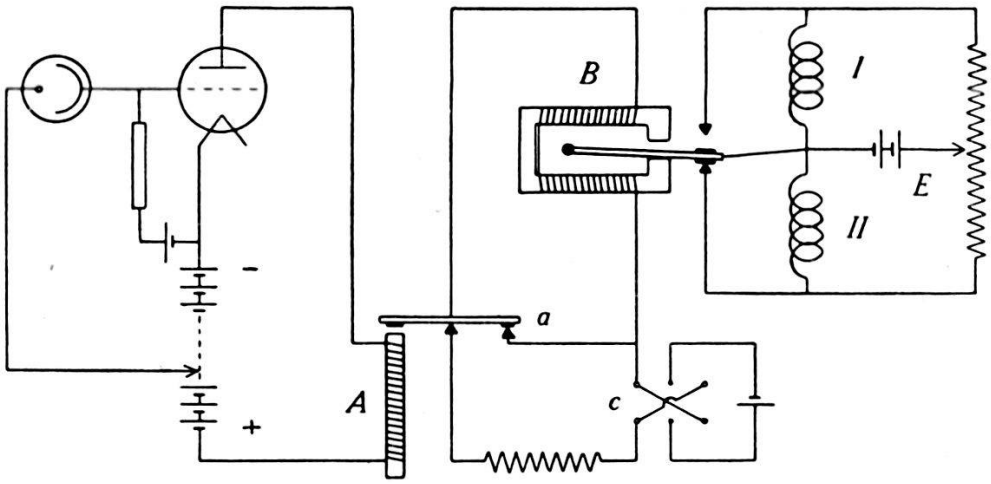

Fig. 2.

Magnetstrom durchflossen und können deshalb mittels zwei Eisenstäbchen, die von den Wippenenden in ihren bezüglichen Windungen herabhängen, die Wippe umlegen, jedesmal, nachdem der Strom von den Relais I und II kommutiert wird. Die Stärke

des Magnetisierungsstromes variierte bei den Versuchen zwischen 1,0 und 1,5 Ampère.

Stellt man die Bilanz der neuen Methode auf, so zeigt sich, dass die Störungsquellen der bisher benützten Methoden sich nicht mehr als ebenso viele Fehlerquellen bemerkbar machen, was ermöglicht, unter sonst gleichen Umständen viel einfacher und mit erheblich grösseren Amplituden zu arbeiten. Die einzige Bedingung die wirklich genau eingehalten werden muss, ist eine möglichst trägheitsfreie scharfe Kommutierung des Feldes genau in der Nullage[1]). Wir haben die Umschaltung zuerst mit den in letzter Zeit populär gewordenen Thyratrons von Hull durchgeführt; aber es zeigt sich, dass die Anwendung der modernen mechanischen schnellarbeitenden Relais für die in Frage kommenden Schaltzeiten hinreicht und ebenso zuverlässig ist.

Um die Versuchsanordnung zu eichen, wurde eine provisorische Messung des g-Faktors an Eisen vorgenommen. Als Resultat ergab sich $g = 2{,}01$ in befriedigender Übereinstimmung mit andern Beobachtern.

Die Apparatur wurde gebaut, um den g-Faktor an Pyrrhotin zu messen. Über die Resultate dieser Messungen wird demnächst berichtet werden.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

Sur l'interprétation mécanique des phénomènes coercitifs, liaisons avec l'aimantation spontanée, application à divers phénomènes

par A. Perrier (Lausanne).

1. *Généralités.* — Ce travail fait suite à des publications antérieures de l'auteur[2]), les développe et les précise quantitativement; il montre notamment qu'on peut retrouver les propriétés coercitives élémentaires sans hypothèse nouvelle. Les bases théoriques, rappelées en séance, comportent une texture mosaïque particulière aux milieux ferromagnétiques; les contraintes élastiques qui y apparaissent ne sont pas dues exclusivement à des traitements extérieurs, mais liées rationnellement à l'aimantation spontanée. Cela implique en particulier le jeu simultané de couplages élastiques et magnétiques entre les groupements élémen-

[1]) Für diesen Fall lässt sich auch die Rechnung ohne jede Annäherung vollkommen streng durchführen.

[2]) Note présentée aussi à la Soc. vaudoise des Sc. nat., séance du 3. II. 1932, mentionnée en sommaire au Bull. de cette Société. Un mémoire plus détaillé paraîtra ultérieurement aux H. P. A.

taires. On arrive ainsi notamment à relier rationnellement aux propriétés mécaniques des métaux les phénomènes si complexes des irréversibilités résultant de traitements thermiques et mécaniques, ce qui, à la connaissance de l'auteur, n'avait jamais été réalisé. Un aspect essentiel de cette théorie est encore que ces irréversibilités sont inhérentes au ferromagnétisme. Elles sont d'ailleurs propriétés « texturales » non « réticulaires ». Comme l'interprétation de ces effets est pour l'instant un but principal, on n'a pas fait intervenir de liaisons proprement réticulaires, ce qui ne veut pas dire qu'elles doivent être négligées dans une théorie plus complète.

Synthèse des courbes d'aimantation.

2. — *Rappel des hypothèses.* — L'hypothèse initiale est exprimée par l'équation

$$d\,W_{\text{mag.}} + d\,W_{\text{él.}} = 0 \tag{1}$$

L'énergie magnétique $d\,W_{\text{mag.}}$ s'exprime de la manière habituelle. L'énergie élastique $d\,W_{\text{él.}}$ est déterminée par la striction spontanée $\Delta l/l$, la direction du vecteur aimantation spontanée $\mathfrak{J}_w$ et la texture particulière au milieu.

Le problème général[1]) se ramène alors à celui de la construction de la fonction $W_{\text{él.}}$. La théorie fait apparaître la nécessité d'une forme du potentiel élastique comportant à la fois des termes *du premier et du second ordre en fonction des contraintes.*

Ces deux groupes de conditions extrêmes correspondent d'une part au cas où seules les contraintes étrangères entrent en ligne de compte (premier ordre) et d'autre part à celui où seules comptent celles qui sont introduites par le ferromagnétisme même (second ordre).

Une courbe d'aimantation étant le résultat d'ensemble des rotations réversibles et irréversibles de l'aimantation à saturation $\mathfrak{J}_w$ de P. Weiss dans chacun des groupements, son étude se ramène rationnellement à celle de la susceptibilité initiale réversible (terme a de la loi $k = a + b\,\mathfrak{H}$) et du champ coercitif $\mathfrak{H}_c$ de chaque groupement. α et β désignant les angles respectifs du champ extérieur, avec la direction de « facile aimantation » et avec celle

[1]) A. Perrier, I, Lignes générales d'une théorie de la magnétostriction. Soc. suisse de Phys., Séance du 2 mai 1931. H. P. A., vol. 4 (1931), p. 214—237. — A. P. II, Interprétation mécanique de la susceptibilité réversible et de ses variations thermiques. Bull. Soc. Sc. nat. vol. **57** (1931), p. 293 (Séance du 1er juillet 1931). — A. P. III, Sur des propriétés de la matière ferromagnétique en lames et fils minces, H. P. A. vol. V (1932), p. 59—67.

de l'aimantation spontanée, $W_{\text{él.}}$ est symbolisée par $f(\beta, \alpha)$, α étant un paramètre de groupement. On établit alors sur la base de (1) la relation fondamentale

$$\frac{df}{d\beta} = \mathfrak{H}\,\mathfrak{J}_w \sin(\alpha - \beta) \tag{2}$$

valable pour chaque groupement élémentaire.

Les propriétés générales de a et $\mathfrak{H}_c$ peuvent être déduites de l'étude d'un seul groupement, choisi d'ailleurs arbitrairement; le plus commode est de partir de l'expression $d\mathfrak{J}/d\mathfrak{H}$ calculée en tenant compte de (2).

3. *Susceptibilité réversible.* — On trouve:

$$a \sim \left(\frac{d\mathfrak{J}}{d\mathfrak{H}}\right)_0 = \mathfrak{J}_w \sin^2\alpha \Big/ \left(\frac{d^2 f}{d\beta^2}\right)_0 \tag{3}$$

expression qui conduit à prévoir que la susceptibilité initiale varie avec la température suivant une loi comprise entre les deux fonctions limites:

$$\mathfrak{J}_w^2 / E\,\frac{\Delta l}{l} \quad \text{et} \quad \mathfrak{J}_w^2 / E\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2$$

correspondant aux conditions extrêmes fixées plus haut. E = module d'élasticité.

Ce qui donne, ainsi qu'il a été prévu dans une publication précédente (I) une interprétation claire de l'allure très curieuse donnée par les expériences antérieures: accroissement de plus en plus rapide de a, maximum aigu puis annulation abrupte au point de Curie.

4. *Champ coercitif élémentaire et terme b.* — Le phénomène coercitif élémentaire s'interprète par un pivotement brusque sur un angle fini de $\mathfrak{J}_w$; il a lieu lorsque $d\mathfrak{J}/d\mathfrak{H} = \infty$, c'est à dire

$$\mathfrak{H}_c \sim -\frac{\left(\frac{d^2 f}{d\beta^2}\right)_c}{\mathfrak{J}_w \sin(\alpha - \beta_c)} \tag{4}$$

d'où découlerait immédiatement une discussion analogue de la variation thermique. $\mathfrak{H}_c$ varie avec la température entre les deux fonctions

$$E\,\frac{\Delta l}{l} \Big/ \mathfrak{J}_w \quad \text{et} \quad E\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 \Big/ \mathfrak{J}_w,$$

lesquelles marquent bien la décroissance rapide donnée par l'expérience. La liaison étroite entre b d'une part et a et $\mathfrak{H}_c$ de l'autre a été interprétée ailleurs (v. publ. I, loc. cit. p. 234), par conséquent aussi sa variation tout à fait semblable à celle de a mais quantitativement différente.

On établit encore l'équation

$$a\,\mathfrak{H}_c = -\,\mathfrak{J}_w \frac{\sin^2 \alpha}{\cos(\alpha - \beta_c)} \tag{5}$$

d'où l'on tire d'abord une justification précise de ce fait qui ressort toujours plus de l'expérience qu'*un seul mécanisme* doit rendre compte des phénomènes réversibles et irréversibles; plus encore, dans ces hypothèses, cette équation semble être la clef de la remarquable invariance de l'exposant n devant les traitements thermiques dans la loi empirique

$$b = A\,a^n$$

En effet, l'équation (5) se caractérise entre autres par la disparition de la fonction texturale $f(\beta)$. Or on sait que cet exposant n subsiste malgré les énormes irréversibilités qui se marquent sur la grandeur a et dont l'origine a été exposée dans la publication I. Les relations données ici précisent en outre cette origine et rendent compte du même coup des variations corrélatives de b et $\mathfrak{H}_c$.

5. *Mécanisme de la formation de la chaleur d'hystérèse.* — Dans cette théorie, il découle de la considération des couplages mécaniques entre chaque groupement et ses voisins lors d'un pivotement irréversible. Faisant entrer en ligne de compte la durée extrêmement réduite de ce processus, il doit émaner du groupement considéré une *pulsation* qui se propage dans le milieu dans toutes les directions et se disperse finalement sur l'ensemble des molécules en un *spectre élastique*, c'est à dire en *agitation thermique*. Cette interprétation conçoit donc la dégradation de l'énergie mécanique par l'intermédiaire de la forme potentielle élastique et ne *localise pas* le processus de dégradation sur les molécules prenant part au renversement. Elle subsiste soit que le pivotement irréversible consiste vraiment en une rotation de $\mathfrak{J}_w$ non modifiée ou en une destruction de cette polarisation suivie d'un rétablissement en sens inverse (v. fin du § 12).

6. *Evaluations numériques.* — Les évaluations des susceptibilités initiales et des champs coercitifs en partant de valeurs connues de l'élasticité et de la magnétostriction sont généralement

différentes par excès ou par défaut des valeurs de l'expérience suivant qu'on se place dans l'une ou l'autre des conditions extrêmes (contraintes au premier et au second ordre) indiquées plus haut.

Application à différentes questions de ferromagnétisme.

7. *La pyrrhotine dans le plan magnétique.* — En choisissant pour $f(\beta)$ la fonction qui résulterait pour le groupement élémentaire d'un couplage à deux dimensions avec contraintes préexistantes considérables, on établit l'équation

$$\mathfrak{H}\,\mathfrak{J}_w \sin(\alpha - \beta) - \sigma \frac{\Delta l}{l} \sin\beta \cos\beta = 0$$

qui est identique à

$$\mathfrak{H} \sin(\alpha - \beta) - N\,\mathfrak{J}_w \sin\beta \cos\beta = 0$$

établie par P. Weiss sur la base de l'expérience si l'on pose

$$N\,\mathfrak{J}_w = \sigma \frac{\Delta l}{l} \Big/ \mathfrak{J}_w \quad \text{où} \quad \sigma = \text{tension spécifique.}$$

Les sens physiques des relations fournies par ces deux modèles différents sont comparés et discutés. Les « champs démagnétisants structuraux » invoqués par P. Weiss et ses collaborateurs sont remplacés ici par des réactions *texturales* d'ordre mécanique.

8. *Lois des grandeurs magnétiques homologues.* — Cette loi, indiquée autrefois par l'auteur[1]) et qui a reçu diverses consécrations expérimentales, en particulier l'identité des variations thermiques de l'aimantation rémanente et de l'aimantation spontanée à un facteur constant près[1]), doit être révisée dans son étendue d'application. L'action conjuguée des couplages mécaniques et magnétiques semble ne devoir lui laisser une valeur théorique rigoureuse que pour une seule forme de dépendance entre la striction et l'aimantation spontanée, laquelle pourra se trouver vraie pour quelques substances et pas pour d'autres.

9. *Dépôts électrolytiques dans le champ magnétique.* — Dans ces milieux, la théorie voit, au moins à la limite, des matières à groupements orientés complètement (positions parallèles et anti-

[1]) A. Perrier, Les var. thermiques de l'hystérèse tournante et de l'hystérèse alternative, Arch. Sc. phys. et nat. (4), t. 28 (1909), pp. 5, 119, 137; aussi Journ. de phys. (4), t. 9 (1910), pp. 785, 865. — A. P., Arch. Sc. ph. et nat. (4), t. 34 (1913), p. 360. — A. P. et G. Balachowsky, Arch. (5), t. 2 (1920), p. 5.

parallèles), mais sans doute exempts de contraintes intérieures (potentiel d'élasticité nul) en l'absence de champs. Ce qui conduit à prévoir des courbes d'aimantation rectangulaires et des champs coercitifs plutôt élevés, ainsi que l'expérience en a décelé sur du fer (Maurain).

La cause de l'orientation doit être recherchée non pas dans l'action immédiate du champ sur les ions libres, mais dans celle de la substance solide déjà déposée.

10. *Multiplicité des courbes anhystérétiques.* — L'expérience a montré la possibilité de « réduire » complètement l'hystérèse par la superposition de champs alternatifs de basse comme de haute fréquence, parallèles ou normaux aux champs inducteurs proprement dits; par l'action simultanée également d'ébranlements mécaniques. Mais les courbes relevées sur les mêmes échantillons se montrent *systématiquement différentes* selon le mode de réduction employé. La théorie *fait face aisément à cette difficulté* en invoquant le double couplage des groupements. Les pivotements irréversibles sont déclanchés dans la majorité des groupements tout aussi bien par les uns que par les autres agents de réduction; mais en outre, chaque agent commande ces pivotements dans d'autres groupements qui ne sont pas les mêmes.

11. *Propagation de l'aimantation de proche en proche dans des fils sous tension.* — Les intéressants résultats publiés récemment par Sixtus et Tonks[1]) paraissent à l'auteur compréhensibles sans hypothèse nouvelle. Essentiellement, on considère les champs de couplage magnétiques au front de renversement de l'aimantation. On établit alors que la vitesse doit être approximativement $\Delta x/\Delta t$, le numérateur représentant la longueur d'une certaine région de couplage, le dénominateur la durée de fixation de l'aimantation spontanée. L'expression trouvée redonne les vitesses observées pour des valeurs de Δx et Δt, correspondant bien à ce que l'on sait des dimensions des groupements et des durées de relaxation.

Elle rend même compte de la croissance linéaire de transmission avec l'intensité du champ permanent agissant.

12. *Autres problèmes.* — Un certain nombre de phénomènes enfin ne peuvent être interprétés par la théorie que de manière plus ou moins incomplète.

---

[1]) K. J. Sixtus and W. Tonks, Propagation of large Barckhausen discontinuities, Phys. Rev. (II), v. 37 (1931), p. 930—958.

Loi d'approche vers la saturation. — On prévoit ici une loi d'approche du second ordre vers la saturation *observable*, de même d'ailleurs que toutes les théories proposées jusqu'ici; cela est en contradiction avec l'expérience qui a donné à P. Weiss et à ses collaborateurs des lois du premier ordre (v. à ce propos une autre note à la même séance).

Point de Curie du champ coercitif. — D'après l'équation (4), le champ coercitif doit disparaître en même temps que l'aimantation spontanée, qui plus est par une chute brusque s'il en est ainsi également de $\mathfrak{J}_w$, c'est ce que l'on observe sur certains ferrocobalts par exemple. Mais pour le fer, le nickel, etc., R. Forrer a montré que $\mathfrak{H}_c$ est encore fini au point de Curie de $\mathfrak{J}_w$. On ne peut en rendre compte ici sans des suppositions assez artificielles. En revanche, les strictions intérieures paraissent devoir jouer un rôle dans l'interprétation de nombreuses complications observées au-dessus du point de Curie (transformations dans le champ par exemple[1])).

Dépendances du temps. — On peut tenter d'imputer les effets de « viscosité » manifestés par des échantillons très « doux » dans des champs faibles à de légers glissements intérieurs sous l'action des variations de striction. Les arguments pour combattre ou appuyer cette manière de voir font défaut.

La baisse rapide de la susceptibilité qui se manifeste dans des champs alternatifs de *fréquences croissantes* supérieures à 10^6 sec^{-1} doit probablement être due à la raréfaction à ces périodes des rotations irréversibles des $\mathfrak{J}_w$, leur durée de relaxation étant de l'ordre de ces périodes et les rotations réversibles subsistant encore.

Pour des alternances de fréquences supérieures à 10^{11} sec^{-1}, toute susceptibilité ferromagnétique disparait, c'est à dire dans la théorie, toute rotation *réversible ou non* de l'aimantation spontanée. Il faudra nécessairement faire appel à des conceptions théoriques proprement réticulaires (liaisons de $\mathfrak{J}_w$ avec le réseau) pour expliquer ce phénomène.

Quoiqu'il en soit, ces effets impliquent d'autre part une conséquence intéressante, à savoir l'exclusion pour l'inversion irréversible de l'aimantation spontanée des mécanismes qui impliquent une destruction et une reconstitution successives de cette aimantation; car, dans cette hypothèse, les hautes fréquences devraient provoquer d'*énormes dilatations*.

---

[1]) V. divers travaux de G. Foëx au Journ. de Physique.

A propos de la loi d'approche vers la saturation ferromagnétique

par A. Perrier (Lausanne).

Les recherches expérimentales (P. Weiss, A. Droz, R. Forrer, Gumlich, etc.[1]) exécutées jusqu'ici établissent, dans des champs intenses, une loi de la forme

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_w \left(1 - \frac{a}{\mathfrak{H}}\right).$$

Ainsi qu'il a été rappelé plus haut, les théories proposées pour les courbes d'aimantation font prévoir, en désaccord avec ce résultat, une loi comportant un infiniment petit du second ordre:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_w \left(1 - \frac{a}{\mathfrak{H}^2}\right).$$

Je veux signaler ici une conséquence immédiate de la loi expérimentale, qui en fait bien ressortir à la fois le caractère exceptionnel et la difficulté d'interprétation théorique.

Calculons l'énergie W à fournir de l'extérieur pour aimanter un corps ferromagnétique par des champs indéfiniment élevés, et en admettant une forme générale de loi limite:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_w \left(1 - \frac{a}{\mathfrak{H}^n}\right).$$

L'expression générale $W = \int_{\mathfrak{H}}^{\infty} \mathfrak{H} d\,\mathfrak{J}$ prend ici la valeur finie

$$\frac{1}{1 - \frac{1}{n}} \cdot \frac{a\,\mathfrak{J}_w}{\mathfrak{H}^{n-1}}$$

pour toute valeur de n supérieure à 1. Dans les autres conditions elle est infinie; singulièrement pour $n = 1$:

$$W = a\,\mathfrak{J}_w \,|\, L \log \mathfrak{H} \,|_{\mathfrak{H}}^{\infty} = \infty.$$

En sorte que, si l'on admet comme valable en toute généralité la loi empirique rappelée, *une théorie quelconque sera en désaccord avec l'expérience sur ce point, qui impliquera une énergie finie pour l'orientation parallèle complète de tous les vecteurs* $\mathfrak{J}_w$.

En invoquant cette proposition, on pourra souvent conclure sans calcul: *il en est par exemple évidemment ainsi de toute inter-*

[1]) On trouvera une mise au point de la question dans P. Weiss, Le magnétisme, Rapports et discussions du VIe Conseil de physique, Solvay Paris, Gauthier-Villars, 1932.

prétation fondée essentiellement sur la magnétostriction intérieure et l'énergie d'élasticité; car cette dernière grandeur est manifestement limitée en tout état de cause.

Une telle loi impliquant cette croissance illimitée de l'énergie n'est d'ailleurs pas inconcevable: la *théorie du paramagnétisme* dans la forme de LANGEVIN par exemple conduit à un infiniment petit du premier ordre. Mais il est piquant de constater à ce propos que la loi d'approche *expérimentale du paramagnétisme* (reconnue indirectement par l'étude de l'aimantation spontanée aux très basses températures) est cette fois, elle, du second ordre!

Propriétés de la matière ferromagnétique en lames et fils minces

par A. PERRIER (Lausanne).

Ce travail a paru récemment dans ce même recueil[1]). Sa proposition essentielle est que les propriétés des milieux ferromagnétiques amenés *par usure* à l'état de lames et fils de faible épaisseur (ordre du $^1/_{100}$ de mm.) doivent différer et entre elles et de celles du milieu compact. Cela découle de la théorie des couplages élastiques et magnétiques de l'auteur et ne doit pas être confondu avec les propriétés de couches extrêmement minces (ne comportant qu'un nombre modéré d'épaisseurs moléculaires).

Des mesures récentes exécutées dans les conditions requises sur l'aimantation rémanente ont mis en évidence le phénomène présumé (L. MEYLAN).

On doit prévoir des effets corrélatifs nombreux sur d'autres phénomènes en liaison avec le ferromagnétisme (conductibilités électrique et calorifique, thermoélectricité, élasticité, etc.), et cela même en l'absence de toute aimantation observable ou de toute action magnétique extérieure (anisotropies spontanées liées à la *forme* par exemple).

Sur quelques ds^2

par G. JUVET (Lausanne).

On peut chercher les solutions des équations cosmologiques de la gravitation qui sont de la forme:

$$ds^2 = -du_1^2 - K^2(u_1)\,(du_2^2 + \sin^2 u_2\, du_3^2) + C^2(u_1)\, du_4^2 = \\ = -d\sigma^2 + C^2\, du_4^2$$

dans l'hypothèse où

$$T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -p, \quad T_4^4 = \varrho,$$

[1]) H. P. A. v. V (1932), p. 59—67; séance Soc. vaud. Sc. naturelles, 18 nov. 1931.

p et ϱ étant des fonctions de u_1. Les espaces correspondants sont de « révolution ». En choisissant l'unité de masse de façon que $\varkappa = 1$, on trouve les équations suivantes (*Commentarii Math. Helv.*, vol. 3):

$$\varrho = \lambda - \frac{2\,K''}{K} - \frac{K'^2}{K^2} + \frac{1}{K^2}$$

qui permet de trouver K, c'est-à-dire le « méridien », et

$$p = -\lambda + \frac{K'^2}{K^2} - \frac{1}{K^2} + \frac{2\,K'}{K}\,\frac{C'}{C}$$

qui détermine $C(u_1)$.

Il existe des solutions non statiques dont la partie spatiale varie homothétiquement:

$$ds^2 = -A^2(u_4)\,d\sigma^2 + C^2\,du_4^2,$$

A est variable comme $u_4^{\frac{1}{3}}$ si $C^1 \neq 0$; si au contraire $C = \text{const.}$, A est donné par l'équation différentielle de M. Lemaitre. Les espaces, dans ce dernier cas (ou dans le cas statique correspondant), sont applicables sur des portions d'hypersphère (*cf.* Darboux, Théorie des surfaces, I, p. 132).

Il serait utile d'étudier l'influence de condensations locales dans un univers d'Einstein ou de Lemaitre, par exemple, d'amas de nébuleuses comme on en connaît dans la *Chevelure de Bérénice*. La plus simple hypothèse est de les supposer sphériques et homogènes, on aurait $\varrho = \varrho_1$ si $u_1 \leq V$, $\varrho = \varrho_2$ si $u_1 \geq V$. Mais par suite des équations:

$$\frac{dp}{du_1} + \frac{C'}{C}(p + \varrho) = 0$$

$$\frac{C''}{C} + \frac{2\,K'}{K}\,\frac{C'}{C} - \lambda = \tfrac{1}{2}(\varrho + 3\,p)$$

(*cf. loc. cit.* p. 159 et 158), on ne peut plus conserver l'hypothèse $p = 0$ qui entraîne $C' = 0$, à moins de donner à λ des valeurs différentes d'une des régions à l'autre. Cette discontinuité des valeurs de λ (avec $\frac{\partial \lambda}{\partial u_i} = 0$ dans chaque région) conduit à un ds^2 discontinu dont la partie spatiale est applicable sur deux calottes d'hypersphères de rayons différents. Une telle solution n'a guère de sens physique, puisque la surface de discontinuité est un véritable écran qui isole chacune des régions de l'autre.

Il faudra donc supposer p variable ou exclure l'hypothèse d'une condensation à densité constante. Dès lors que $C' \neq 0$, l'espace ne suit plus la loi de dilatation de LEMAITRE (ou son analogue), mais tant qu'il a la symétrie indiquée, ses dimensions varient comme $u_4^{\frac{1}{3}}$; cette loi diffère beaucoup de celle donnée par M. LEMAITRE.

Diracs Wellengleichung des Elektrons und geometrische Optik

von W. PAULI (Zürich).

(Erscheint in den H. P. A.)

Über Elektronenstösse in der Bogenentladung

von M. WEHRLI und P. BÄCHTIGER (Basel).

In einer selbständigen Bogenentladung gelingt es, Langmuirsche Sondencharakteristiken bei so tiefen Drucken zu messen, dass der Abstand Sonde-Kathode von der Grössenordnung der mittleren freien Elektronenweglänge λ wird. Man erhält dadurch quantitative Auskunft über die Zahl der primären, translatorischen Elektronen sowie über ihre elastischen und unelastischen Zusammenstösse mit den Gasmolekülen[1]). Es zeigt sich, dass die Ausdehnung a der positiven Raumladung an der Kathode kleiner als λ werden kann. Für diesen Fall:

$$a < \lambda \tag{1}$$

wird eine vereinfachte Theorie des Kathodenfalles angegeben. Als wesentlich erweist sich dabei der mittlere Geschwindigkeitsverlust $\overline{U}$ (in Volt), welchen ein Elektron zur Bildung eines Ionenpaares auf seinem Bremswege erleidet. Für den Kathodenfall U_k ergibt sich[2]):

$$U_k = \frac{\overline{U}\,(I - i_T - i_M)}{k\,(i_T + i_M + I\alpha)} \tag{2}$$

wobei: I Gesamtstrom, i_T Thermelektronenstrom an der Kathode, i_M die Zahl der von metastabilen Atomen und Molekülen an der Kathode pro Sekunde ausgelösten Elektronen, α die von einem positiven Ion ausgelösten Elektronen, k der Bruchteil der vor der Kathode erzeugten Ionen, welcher auf die Kathode gelangt.

Da an einer negativ geladenen Sonde ähnliche Verhältnisse bestehen wie an der Kathode, werden die theoretischen Betrachtungen auch auf den Fall der negativen Sonde ausgedehnt, wobei

---

[1]) Helv. Phys. Acta **5**, 106, 1932.

[2]) Erscheint ausführlich in Helv. Phys. Acta **5**, 1932.

wiederum die Gültigkeit der Bedingung (1) vorausgesetzt wird, wenn a die Ausdehnung der positiven Raumladung an der Sonde bedeutet. Für den Sondenstrom I_s erhält man die Beziehung:

$$I_s = \frac{i_0^+(1+\alpha) + (i_T + i_M)\left(1 + \frac{k_1 U_s}{U}\right)}{1 - \alpha\left(\frac{k_1 U_s}{U}\right)} \tag{3}$$

Es bedeuten: i_0^+ den positiven Ionenstrom auf die Sonde, wenn diese das Raumpotential aufweist, k_1 den Bruchteil der vor der Sonde durch Ionisation der ausgelösten Elektronen entstehenden Ionen, welcher auf die Sonde gelangt, U_s die Sondenspannung relativ zum Raumpotential.

Wenn an der kalten Sonde keine Elektronen ausgelöst werden, d. h. für $\alpha = i_T = i_M = 0$, ergibt Gleichung (3) den Sättigungswert i_0^+. Andernfalls erhält man mit wachsendem U_s eine Zunahme von I_s, wie sie vom Experiment verlangt wird (s. Fig. 1a). Es mag erwähnt werden, dass diese Zunahme nach Gleichung (3) auch vorhanden ist, wenn α und i_M nicht von U_s abhängen. Das rührt davon her, dass die an der Sonde ausgelösten Elektronen mit wachsendem U_s mehr Elektronen erzeugen.[1])

Wie man aus Gleichung (2) und (3) ersieht, nimmt der Kathodenfall mit steigendem i_T, i_M und α ab, die Neigung der Sondencharakteristiken dagegen zu. Im Bereiche der Bedingung (1) liegen noch keine Messungen vor, welche eine quantitative Prüfung obiger Relationen ermöglichen. Hingegen haben wir experimentell einen entsprechenden Zusammenhang zwischen Kathodenfall und Sondenmessungen bei höheren Drucken festgestellt, wie in Fig. 1 gezeigt werden möge.

Fig. 1a stellt eine normale Sondencharakteristik in Stickstoff für den Druck 94,5 mm Hg dar. In Fig. 1b ist die einer Anzahl Sondencharakteristiken entnommene Neigung $\frac{d I_s}{d U_s}$ des linearen Kurventeiles als Funktion des Stromes I_0 aufgezeichnet, I_0 bedeutet den linear extrapolierten Wert des Sondenstromes im Raumpotentiale V_R, d. h. man lässt die auf die Sonde auflaufenden Elektronen ausser Betracht. Die Änderung von I_0 wird dadurch erreicht, indem man die Sonde längs der Bogenachse verschiebt[2]). Fig. 1b zeigt, dass $\frac{d I_s}{d U_s}$ proportional mit I_0 ansteigt,

[1]) Ähnlich wie beim Townsend'schen Strommechanismus ergibt sich auch hier für einen bestimmten Wert von U_s ein unendlicher Sondenstrom. Bei der Townsend'schen Theorie erfolgt, bevor der Wert ∞ erreicht ist, die Zündung des Funkens, während hier an der Sonde eine selbständige Entladung zündet.

[2]) Helv. Phys. Acta **4**, 299, 1931. Die Sonde schneidet bei allen Messungen die Bogenachse.

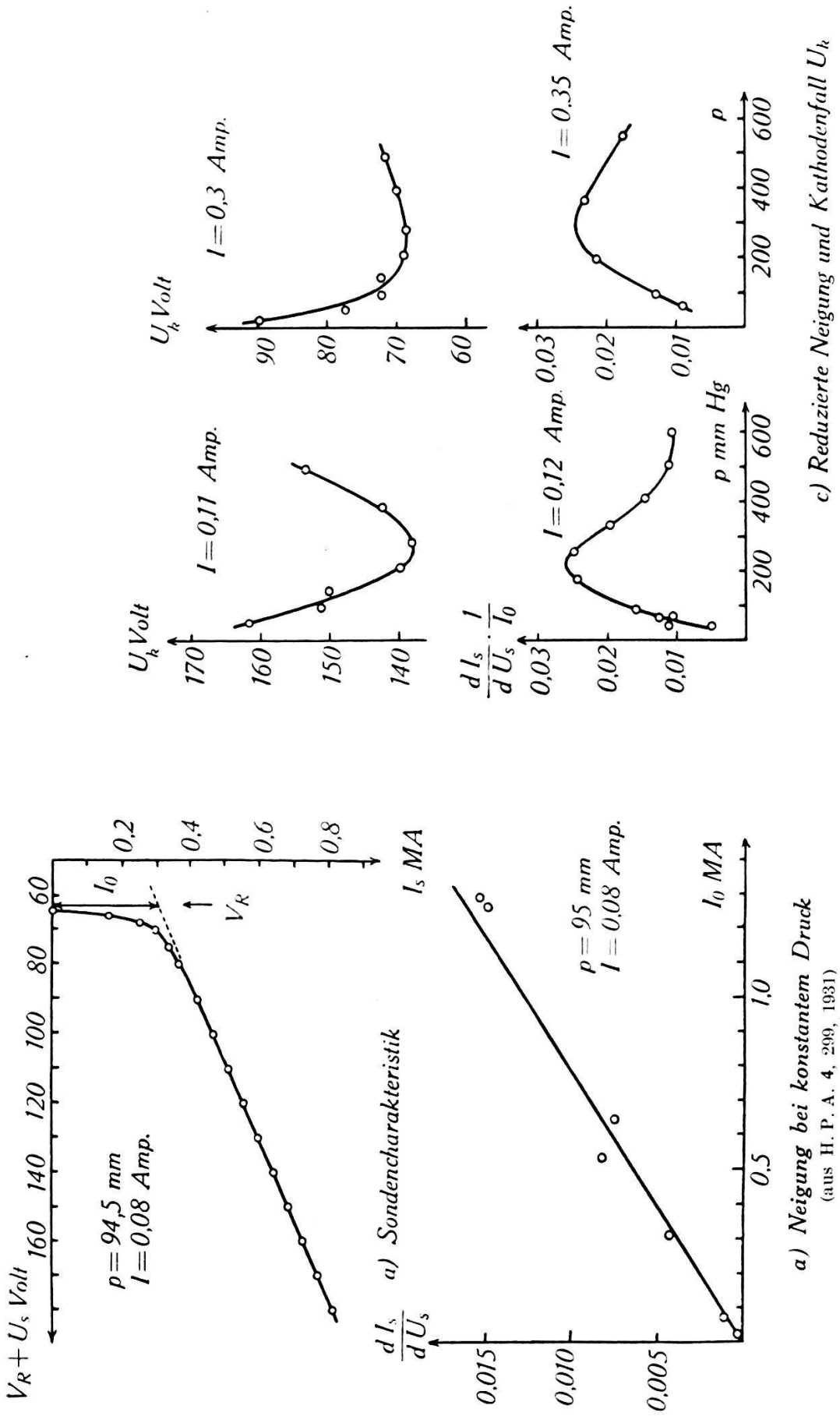
$V_R + U_s$ Volt
$p = 94{,}5$ mm
$I = 0{,}08$ Amp.
I_0
V_R
I_s MA
a) Sondencharakteristik
$\frac{d I_s}{d U_s}$
$p = 95$ mm
$I = 0{,}08$ Amp.
I_0 MA
a) Neigung bei konstantem Druck
(aus H. P. A. 4, 299, 1931)
U_k Volt
$I = 0{,}11$ Amp.
$I = 0{,}3$ Amp.
$\frac{d I_s}{d U_s} \cdot \frac{1}{I_0}$
$I = 0{,}12$ Amp.
$I = 0{,}35$ Amp.
p mm Hg
p
c) Reduzierte Neigung und Kathodenfall U_k

Fig. 1.

bzw. $\frac{d I_s}{d U_s} \cdot \frac{1}{I_0}$ nicht von I_0 abhängt. Dieses Ergebnis entspricht der Gleichung (3), wenn $i_T + i_M \ll \alpha I_0$ und U_s nicht zu gross wird. In Fig. 1c ist die reduzierte Neigung $\frac{d I_s}{d U_s} \cdot \frac{1}{I_0}$ als Funktion des Druckes p aufgetragen und darüber der Kathodenfall eingezeichnet (der Arbeit von P. Bächtiger und M. Wehrli[1]) entnommen). Wie man erkennt, ergibt sich experimentell der obenerwähnte Zusammenhang. Wenn der Kathodenfall abnimmt, wächst die reduzierte Neigung und umgekehrt. Dem Minimum des Kathodenfalles entspricht ein Maximum der Neigung der Sondencharakteristiken.

[1]) Helv. Phys. Acta **4**, 31, 1931.