**12. Ueber den zeitlichen Verlauf
der magnetischen Nachwirkung in Eisenscheiben;
von Lizzie R. Laird.**

§ 1. Eisen, in ein schwaches Magnetfeld gebracht, nimmt den definitiven Wert des inducirten Magnetismus nicht sofort, sondern erst nach einiger Zeit an. Diese Erscheinung, magnetische Nachwirkung oder magnetische Viscosität genannt, wurde zuerst von Lord Rayleigh, dann von Ewing¹⁾ und Klemenčič²⁾ an Eisendrähten untersucht. Bei diesen Versuchen besteht hinsichtlich des Anfangs- oder Momentanwertes der Magnetisirung ein Zweifel, welcher wegfällt bei einer von Hrn. Martens³⁾ benutzten Methode. Derselbe liess horizontale Eisenscheiben im Erdfeld rotiren und fand das magnetische Moment der rotirenden Scheibe innerhalb weiter Grenzen der Rotationsgeschwindigkeit von dieser unabhängig, woraus folgt, dass jenes Moment dem Momentanwert des durch das Erdfeld inducirten Magnetismus entspricht. Die Nachwirkung äussert sich dann in dem Zuwachs, welchen das Moment erfährt, wenn die Scheibe zur Ruhe gebracht wird.

§ 2. Um nach dieser Methode auch das Anwachsen des Moments mit der Zeit zu verfolgen, gebrauchte ich, wie Hr. Martens, ein astatisches System, dessen Nadeln einen Abstand von 15 cm hatten, und brachte die obere Nadel des Systems in die Ebene der Scheibe 5 cm von deren Rand entfernt in süd-östlicher oder südwestlicher Richtung an eine Stelle, an welcher das Scheibenfeld senkrecht zum Erdfeld steht. Die Wirkung der Scheibe auf die untere Nadel kann hierbei vernachlässigt werden. Zunächst maass ich, wie Hr. Martens, die Ablenkung, welche 1. die ruhende, 2. die rotirende Scheibe dem System

1) Vgl. J. A. Ewing, *Magnet. Induction* p. 120. 1892.

2) I. Klemenčič, *Wied. Ann.* **62.** p. 68. 1897; **63.** p. 61. 1897; *Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien* **106.** IIa. Oct. 1897.

3) F. Martens, *Berl. Dissert.* 1896. Gekürzt *Wied. Ann.* **60.** p. 75. 1897.

erteilte. Im zweiten Fall wurde die Scheibe durch Drehung in ihrer Ebene um ihren Mittelpunkt in 25 äquidistante Stellungen gebracht und das Mittel aus den erhaltenen 25 Ablenkungswerten genommen. Aus diesen Versuchen ergibt sich

$$(1) \quad \frac{J_0}{J_\infty} = \delta$$

wo J_0 und J_∞ bez. den Anfangs- und den Endwert der Intensität der Magnetisirung bedeuten.

Für die zu den folgenden Versuchen benutzte, zweimal ausgeglühte, 0,062 cm dicke, 4,5 cm im Durchmesser haltende Scheibe aus Walzeisen ergab sich

$$\delta = 0,872.$$

§ 3. Alsdann wurde die Ablenkung des Systems bei rotirender Scheibe durch einen kleinen Hilfsmagneten compensirt, die Scheibe zur Ruhe gebracht und das Wandern der Gleichgewichtslage des Systems mit der Zeit verfolgt. Dieses Wandern erfolgte so schnell, dass eine photographische Registrirmethode benutzt werden musste. Das Licht einer Nernst'schen Lampe wurde durch eine Linse auf einen horizontalen, mit einem Secundenpendel verbundenen Spalt concentrirt, passirte alsdann eine zweite Linse und brachte, nachdem es von dem Magnetometerspiegel reflectirt worden war, auf einer mit Bromsilberpapier bedeckten Myographiontrommel mit horizontaler Drehungsaxe ein horizontales Spaltbild hervor. Schwingt das Pendel, so entsteht auf der rotirenden Trommel eine Reihe von horizontalen Spaltbildern, welche, wenn der Spiegel ruht, auf einer verticalen Linie, wenn er schwingt, auf einer Curve liegen, und zwar entstehen die Spaltbilder nacheinander zu Zeiten, welche um 1 Secunde auseinander liegen. Zur Ausmessung der Curve diente eine gleichzeitig mit dieser entstehende verticale Spaltbilderreihe (Leitlinie), welche von dem Magnetometerfenster herrührt. Man macht eine solche Aufnahme 1. während der Nachwirkungsperiode, 2. nach Beendigung derselben, im letzteren Fall, nachdem man dem Magnetometersystem eine beliebige Ablenkung erteilt hat, und besitzt dann alle Daten, um den zeitlichen Verlauf der Nachwirkung zu berechnen.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse der Versuche 1 und 2 für die erwähnte Scheibe verzeichnet. z bedeutet den Abstand des der Zeit t entsprechenden Spaltbildes von der Leitlinie.

Versuch 1.

t	z	$f(t)$	t	z	$f(t)$
1	4,5	14,3	14	93,3	39,3
2	19	23,2	15	97,4	39,4
3	43,2	25,5	16	99,2	38,9
4	68	29,6	17	98,2	39,5
5	88	31,4	18	96	39,9
6	98,2	33,6	19	94	38,9
7	99,2	34,3	20	92	40,3
8	93,5	35,2	21	92	40,3
9	85,7	37,2	22	93,5	39,7
10	81	36,3	23	95	40,9
11	79,5	37,7	24	97	41,1
12	82,2	38,8	25	98,9	40,5
13	88	38,0			

Versuch 2.

t	z	$f(\infty)$	t	z	$f(\infty)$
1	41,5	—	8	104	38,5
2	49	39,0	9	92	39,8
3	70,8	39,1	10	84	39,7
4	95,4	39,0	11	82	39,5
5	113	39,1	12	85	38,9
6	119	39,0	13	90,1	39,6
7	114	40,7	14	95,5	39,2

§ 4. Die Rechnung wird folgendermaassen ausgeführt.
Es ist

$$(2) \quad z = \theta_0 + \theta,$$

wo θ_0 eine Constante, θ die in gewissem Maasse gemessene Elongation des Systems zur Zeit t bedeutet. Sei nun X das ganze Directionsmoment, welches bei rotirender Scheibe auf das System wirkt und das nach dem Vorhergehenden in den Meridian fällt, $F(t)$ das von der Nachwirkung herrührende Moment, welches senkrecht zum Meridian steht, J das Träg-

heitsmoment des Systems, $X/J = \mathfrak{X}$, $F(t)/J = f(t)$, dann ist im ersten Fall

$$\frac{d^2 \Theta}{dt^2} + 2\beta \frac{d\Theta}{dt} + \mathfrak{X} \sin \Theta = f(t) \cos \Theta,$$

oder wenn Θ sehr klein

$$(3) \quad \frac{d^2 \Theta}{dt^2} + 2\beta \frac{d\Theta}{dt} + \mathfrak{X} \Theta = f(t),$$

im zweiten Fall

$$(4) \quad \frac{d^2 \Theta}{dt^2} + 2\beta \frac{d\Theta}{dt} + \mathfrak{X} \Theta = f(\infty).$$

Aus dem zweiten Versuch findet man mittels (4) 2β und $\mathfrak{X}$, alsdann aus dem ersten $f(t)$. Da nämlich die ganze Schwingungsdauer des Systems 10 sec betrug, so kann man mit hinreichender Annäherung setzen

$$dt = 1 \text{ sec}, \quad 2 \frac{d\Theta}{dt} = \Theta_{t+1} - \Theta_{t-1} = z_{t+1} - z_{t-1},$$

$$\frac{d^2 \Theta}{dt^2} = (\Theta_{t+1} - \Theta_t) - (\Theta_t - \Theta_{t-1}) = (z_{t+1} - z_t) - (z_t - z_{t-1}).$$

So ergibt sich für $t=3$ aus dem zweiten Versuch

$$\frac{d^2 \Theta}{dt^2} = 2,8, \quad 2 \frac{d\Theta}{dt} = 46,4,$$

mithin

$$(5) \quad 2,8 + \beta \cdot 46,4 + \mathfrak{X}(70,8 - \Theta_0) = f(\infty).$$

Ebenso für $t=4$

$$(5a) \quad -7 + \beta \cdot 42,2 + \mathfrak{X}(95,4 - \Theta_0) = f(\infty).$$

Aus (5) und (5a)

$$(6) \quad 9,8 + \beta \cdot 4,2 - \mathfrak{X} \cdot 24,6 = 0.$$

In derselben Weise erhält man aus den Ergebnissen für $t=9 \text{ sec}$ und $t=10 \text{ sec}$

$$(6a) \quad 2 + \beta \cdot 10 - \mathfrak{X} \cdot 8 = 0.$$

Aus (6) und (6a)

$$\mathfrak{X} = 0,42, \quad \beta = 0,14.$$

Mit Hülfe dieser Werte von $\mathfrak{X}$ und β sind die in der Tabelle verzeichneten Werte von $f(t)$ und $f(\infty)$ berechnet.

$f(\infty)$ ergibt sich im zweiten Versuch, wie es sein muss, in den Fehlergrenzen constant, $f(t)$ erreicht in etwa 14 sec den Wert $f(\infty)$. Für $f(\infty)$ ergibt sich aus Versuch 2 der Mittelwert 39,3, aus Versuch 1 39,9 (Mittelwert der 12 letzten $f(t)$ -Werte). Als Mittel aus beiden

$$(7) \quad f(\infty) = 39,6.$$

§ 5. Es ist nun in der Bezeichnung des § 2

$$(8) \quad \frac{f(t)}{f(\infty)} = \frac{J(t) - J_0}{J_\infty - J_0},$$

woraus mit Hilfe von (1)

$$(9) \quad \frac{J_t}{J_\infty} = \delta + (1 - \delta) \cdot \frac{f(t)}{f(\infty)}.$$

Hieraus findet man¹⁾, wenn κ_t und κ_∞ die J_t und J_∞ entsprechenden Suszeptibilitäten sind,

$$(10) \quad \frac{\kappa_t}{\kappa_\infty} = \frac{\frac{J_t}{J_\infty}}{\left(1 - \frac{J_t}{J_\infty}\right) \cdot N \cdot \kappa_\infty + 1},$$

wo N der Entmagnetisierungsfactor gleich

$$\frac{\pi^2 \cdot \text{Dicke}}{\text{Durchmesser}} = 0,136.$$

Es muss also auch κ_∞ bestimmt werden. Dazu maass ich die Ablenkungen, welche die in verschiedene Stellungen (§ 2) gebrachte ruhende Scheibe einer *einfachen* Magnetometernadel an einer Stelle erteilte, an welcher das Scheibenfeld Y senkrecht zur Horizontalcomponente H ist. Bedeutet α das Mittel dieser Ablenkungen, dann ist

$$(11) \quad \alpha = \frac{Y}{H}.$$

Nach Hrn. Martens²⁾

$$(12) \quad Y = J \cdot Q,$$

wo Q von den Dimensionen der Scheibe und der Entfernung r zwischen dem Mittelpunkte der Scheibe und der Magnetometernadel abhängt, nämlich

1) F. F. Martens, Dissert. p. 36.

2) F. F. Martens, Wied. Ann. 60. p. 63. 1897, Gleichungen (1) und (2).

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} Q = \frac{2\pi\sqrt{1-\varepsilon^2} \cdot \eta^3 \cdot \sin 2\varphi}{\sqrt{1-\varepsilon^2\eta^2}}, \\ \cos 2\varphi = \frac{1}{\varepsilon^3\eta^3} \{-\varepsilon\eta + \sqrt{1-\varepsilon^2\eta^2} \arcsin \varepsilon\eta\}, \\ \varepsilon^2 = \frac{a^2 - c^2}{a^3}, \\ \eta = \frac{a}{r}. \end{array} \right.$$

a ist der Halbmesser, c die halbe Dicke der Scheibe.

Weiter $J = \kappa (H - NJ)$ oder, wenn für H/J nach (11) und (12) Q/α gesetzt wird,

$$(14) \quad \kappa = \frac{1}{\frac{Q}{\alpha} - N}.$$

Das durch den Versuch so gefundene κ ist κ_∞ , welches sich als Mittel aus vier Beobachtungen zu 30,8 ergab.

Die folgende Schlusstabelle enthält die nach (7), (9) und (10) berechneten Werte von J_t/J_∞ und κ_t/κ_∞ .

Scheibe aus Walzeisen, zweimal ausgeglüht.
Dicke 0,062 cm. Durchmesser 4,5 cm. $\kappa_\infty = 30,8^{(1)}$

t	$J_t : J_\infty$	$\kappa_t : \kappa_\infty$	t	$J_t : J_\infty$	$\kappa_t : \kappa_\infty$
0	0,872	0,567	6	0,980	0,904
1	0,918	0,683	9	0,992	0,959
2	0,947	0,775	12	0,997	0,984
4	0,968	0,854	∞	1	1

1) Dieser Wert bezieht sich auf das benutzte Feld, d. h. auf das durch Induction geschwächte Erdfeld ($H - NJ$).

Die Figur giebt J_t und κ_t in Procenten von J_∞ und κ_∞ als Function der Zeit.

Eine empirische Formel für den zeitlichen Verlauf von J_t und κ_t erscheint wertlos, solange nicht die Untersuchung auf Scheiben von verschiedener Dicke und Natur ausgedehnt ist; doch dürfte die Brauchbarkeit der Methode durch das Vorstehende erwiesen sein.

Hrn. Prof. Warburg danke ich für die Anregung zu dieser Untersuchung.

Berlin, Physikal. Institut.

(Eingegangen 18. November 1899.)