**7. Ueber die Magnetisirung von
Eisen- und Nickeldraht durch schnelle electrische
Schwingungen; von Ignaz Klemenčič.**

(Aus den Sitzungsber. der k. Akademie der Wissensch.
in Wien, math.-naturw. Klasse, 103, Abth. IIa, März 1894 im Auszuge
mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

(Aus dem physikalischen Institut der k. k. Universität in Graz.)
(Vorgelegt in der Sitzung am 1. März 1894.)

In neuerer Zeit ist von verschiedenen Beobachtern festgestellt worden, dass electrische Schwingungen in Eisendrahten viel stärker gedämpft werden, als in anderen nicht magnetisirbaren Metallen. Die stärkere Dämpfung erklärt sich aus der circularen oder transversalen Magnetisirung, infolge welcher die electrischen Schwingungen noch viel mehr wie bei anderen Drähten in die Oberflächenschichten zusammengedrängt werden. Der Widerstand eines magnetisirbaren Leiters ist daher für Oscillationen viel grösser als der eines anderen Drahtes von gleicher Leitfähigkeit. Die Wärmeentwicklung in einem Leiter ist proportional dem Widerstand; man kann daher aus der Wärmeentwicklung beim Durchleiten electrischer Schwingungen einen Schluss auf die Grösse des Widerstandes ziehen und hieraus mit Hülfe der von Lord Rayleigh¹⁾ und Stefan²⁾ entwickelten Formeln den Werth der Permeabilität für diesen Fall berechnen. Bei der vorliegenden Untersuchung wurde die Wärmeentwicklung in den Eisen- und Nickeldrähten so wie bei früheren Messungen durch ein in der Nähe des Versuchsdrahtes aufgestelltes Thermoelement bestimmt und mit der Wärmeentwicklung mit einem ebenso dicken Messingdraht verglichen, welcher in dieselbe Leitung eingeschaltet war. Die Versuche ergaben folgende Werthe für die Permeabilität μ : Weiches Eisen 118, Stahl (Klaviersaitendraht) weich 106, hart 115, Bessemerstahl weich 77, hart 74, Nickel 27.

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **21**. 1886.

2) Stefan, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. **99**. 1890.

Diese Werthe stimmen ganz gut mit denen, welche Baur ¹⁾ und Lord Rayleigh ²⁾ für sehr schwache magnetisirende Kräfte gefunden haben. Wie die Versuche der beiden genannten Forscher lehren, ist die Permeabilität bis zu gewissen Werthen der magnetisirenden Kraft eine constante Grösse, während sie dann rasch ansteigt. ³⁾

Die vorliegenden Beobachtungen zeigen, dass wir uns bei diesen Versuchen in einem Gebiete constanter μ bewegen. Diese Thatsache kann nun so gedeutet werden, dass die hier verwendeten magnetisirenden Kräfte sehr schwach sind und der Grössenordnung nach in den Bereich derjenigen Feldstärken fallen, bei welchen μ wirklich constant ist, oder auch so, dass wir es hier zwar mit viel grösseren magnetisirenden Kräften zu thun haben, dass aber die Magnetisirung dem raschen Wechsel derselben nicht so schnell folgen kann, um hierbei je den Theil der Magnetisirungcurve zu erreichen, welcher den variablen und viel grösseren Werthen von μ entspricht. Man hat ja sogar ursprünglich bezweifelt, ob sehr rasche electricische Schwingungen überhaupt magnetisirend wirken könnten. Eine beiläufige Schätzung der hier in Betracht kommenden Feldstärken aus den bei den Schwingungen auftretenden Maximalstromstärken ergibt nun wenigstens für die Oberfläche der Drähte und für den Beginn der Oscillationen Werthe der magnetisirenden Kräfte, welche die Grenze, innerhalb welcher μ constant ist, mehr als hundertmal überschreiten. Darnach würde hier thatsächlich ein Fall des Zurückbleibens der Magnetisirung ⁴⁾ vorliegen. Hierbei muss freilich vorausgesetzt werden, dass die Resultate der Beobachtungen, welche sich auf die longitudinale Magnetisirung beziehen, auch auf die circulare anwendbar sind.

In den Grenzen, innerhalb welcher μ constant ist, gibt

1) Baur, Wied. Ann. 11. 1880.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 23. 1867.

3) Die Thatsache, dass die Permeabilität auch bei sehr schwachen Feldern noch einen endlichen Werth besitzt, scheint zuerst von Ruths (Wied. Beibl. 1) und von v. Ettingshausen (Wied. Ann. 8) constatirt worden zu sein.

4) Dieses Zurückbleiben darf mit der Hysteresis nicht verwechselt werden.

es keinen remanenten Magnetismus; die Magnetisirung in diesem Gebiete ist den Deformationen eines Körpers innerhalb der Electricitätsgrenze ähnlich, während die weiteren Stadien der Magnetisirung mit dauernden Deformationen zu vergleichen sind, ein Analogon, auf welches schon Maxwell hingewiesen hat.

Der technisch verwendbare Theil der Magnetisirung liegt in dem Gebiete, welches den dauernden Deformationen entspricht; es ist nun sehr wahrscheinlich, und diese Annahme wird auch durch die Erfahrung gestützt, dass die Magnetisirung bei schnellem Feldwechseln dieses Gebiet nicht mehr erreicht, während die Molecüle innerhalb der Grenzen der constanten μ noch viel rascheren Schwingungen folgen können, wie die hier verwendeten. Weitere Versuche, welche vielleicht am besten mit Condensatorentladungen bei directer Beobachtung der Schwingungsdauer und der Dämpfung anzustellen wären, müssen darüber entschniden.

Die Versuchsanordnung.

Bezüglich der Versuchsanordnung verweise ich auf eine frühere Abhandlung.¹⁾ Der Primär- und Secundärinductor hatten dieselbe Grösse wie bei früheren Messungen und die Wärmeentwicklung wurde ebenfalls mit Hülfe eines in der Nähe des Versuchsdrahtes angebrachten feinen Thermoelementes (Eisen-Constantan) gemessen; nur waren die beiden Drähte, in denen die Wärmeentwicklung verglichen werden sollte, nicht in einem Gehäuse befestigt, sondern es war jeder Versuchsdraht separat montirt. Die Länge der untersuchten Drähte betrug in allen Fällen 6 cm, ihre Dicke wechselte zwischen 0,45 und 0,18 mm, doch hatten die beiden Vergleichsdrähte immer gleiche Dicke. Der Secundärinductor war auf diese Weise aus mehreren Stücken zusammengesetzt; die aneinanderstossenden Stellen waren behufs besseren Contactes gut amalgamirt.

1) Klemenčič, Sitzungsber. d. kaiserl. Akad. d. Wissensch. in Wien 44. 1890.

Die Resultate.

Im nachfolgenden sind die Schlussresultate mitgetheilt; nur die Beobachtungen mit dem Eisen sind in Tab. I ausführlicher gegeben, um einen Einblick in die Art der Beobachtung zu gewähren. In dieser Tabelle bedeutet:

α den Ausschlag des Thomson-Carpentier-Galvanometers, durch welchen die Wärmeentwicklung im Versuchsdrahte gemessen wird;

β den Ausschlag des Galvanometers, welches mit dem Standardinductor verbunden war;

α den auf $\beta = 100$ reducirten Werth von α ;

ψ die Ablenkung des Thomson-Carpentier-Galvanometers, durch welche die Wärmeentwicklung im Versuchsdrahte beim Durchgange eines constanten Stromes gemessen wird. Die Stärke des Stromes war immer für beide Drähte gleich und ist bei jeder Tabelle angegeben;

C die in dieser Rubrik angeführten Zahlen geben die Empfindlichkeit des Thomson-Carpentier-Galvanometers an. Bei dem hier verwendeten Instrument ändert sich die Empfindlichkeit im Verlaufe des Tages, vermuthlich infolge von Temperaturschwankungen, ziemlich beträchtlich. Zur Controlle konnte in den Galvanometerkreis eine schwache electromotorische Kraft von $0,052/50000 \times 1,438$ Volt eingeschaltet werden. Die hierauf beobachtete Doppelablenkung ist unter C eingetragen. Der Widerstand im Galvanometerkreise betrug 6,8 Ohm.

D bedeutet die Entfernung des Primär- vom Secundärinductor in Centimetern und

V das Verhältniss der Wärmeentwicklung in den Vergleichsdrähten durch die electricen Schwingungen.

Die Erwärmung mit constantem Strom geschah durch Einschaltung der Versuchsdrähte in einen Stromkreis, in welchem sich ein Accumulator und ein passender Widerstand befand. In manchen Fällen war die Erwärmung des Eisens durch die electricen Schwingungen sehr stark und es musste bei Beobachtungen derselben in den Kreis des Thomson-Carpentier-Galvanometers ein Widerstand eingeschaltet werden, welcher bei der Beobachtung an dem Vergleichsdraht

wieder entfernt wurde. Die entsprechenden, für Eisen erhaltenen Zahlen müssen daher mit einem constanten Factor F multiplicirt werden; die Werthe von α sind schon mit F multiplicirt.

Zum Vergleiche wurde immer ein Messingdraht verwendet.

Eisen — Messing.

Diese Combination wurde bei zwei verschiedenen Dicken untersucht. Das Eisen war ausgeglüht.

Eisen- und Messingdraht 0,452 mm dick.

Widerstand pro Längeneinheit $\left\{ \begin{array}{l} \text{Eisen} = 0,0082 \text{ S. E.} \\ \text{Messing} = 0,0053 \text{ „} \end{array} \right.$

Verhältniss der specifischen Widerstände = 1,55.

Constanter Strom = 0,135 Amp.; $I' = 3,15$ für $D = 20$ und 40.

Tabelle I.

D	C	Eisen				Messing				V
		ψ	α	β	$\bar{\alpha}$	ψ	α	β	$\bar{\alpha}$	
20	78,4	57,2	373	82	1447	40,0	97	77	126	11,5
	70,3	53,6	297	74	1269	35,0	72	85	108	11,9
40			220	86	815		53	86	62	13,2
			245	108	758		53	57	57	13,4
60			386	67	577		23	53	44	13,0
			450	89	508		34	92	36	13,9
										Mittel 12,9

Das Verhältniss von $\psi = 1,48$.

Stahl (Klaviersaitendraht) — Messing.

1.

Der Draht wurde von 0,5 mm auf 0,45 mm ausgezogen und dann untersucht.

Stahl- und Messingdraht 0,452 mm dick.

Widerstand pro Längeneinheit $\left\{ \begin{array}{l} \text{Stahl} = 0,0083 \text{ S. E.} \\ \text{Messing} = 0,0053 \text{ „} \end{array} \right.$

Verhältniss der specifischen Widerstände = 1,57.

Constanter Strom = 0,135 Amp.

Tabelle II.

$D =$ 20 40 60 cm
 $V =$ 12,1, 11,4 14,6, 13,2 13,2, 12,6 Mittel = 12,8

Das Verhältniss von $\psi = 1,54$.

2.

Der Draht wurde bis zur Rothgluth erhitzt und hierauf in Wasser abgelöscht. Er war hart, doch nicht glashart.

Die Dicke wie vorher.

Widerstand pro Längeneinheit $\left\{ \begin{array}{l} \text{Stahl} = 0,0098 \text{ S. E.} \\ \text{Messing} = 0,0053 \text{ „} \end{array} \right.$

Verhältniss der specifischen Widerstände = 1,85

Constanter Strom = 0,135 Am.

Tabelle III.

$D =$	20	40	60 cm	
$V =$	13,4, 14,7	15,0, 14,5	14,6, 15,5	Mittel = 14,6
Das Verhältniss von $\psi = 1,83$.				

Bessemerstahl—Messing.

1.

Weicher Draht in dem Zustande, wie er den Zug verlässt.
Stahl- und Messingdraht 0,396 mm dick.

Widerstand pro Längeneinheit $\left\{ \begin{array}{l} \text{Stahl} = 0,0152 \text{ S. E.} \\ \text{Messing} = 0,0064 \text{ „} \end{array} \right.$

Verhältniss der specifischen Widerstände = 2,37

Constanter Strom = 0,135 Amp.

Tabelle IV.

$D =$	20	40	60 cm	
$V =$	14,8, 13,8	16,1, 16,0	16,3, 15,7	Mittel = 15,4
Das Verhältniss von $\psi = 2,70$.				

2.

Bessemerstahldraht, glashart.

Dicke wie vorhergehend.

Widerstand pro Längeneinheit $\left\{ \begin{array}{l} \text{Stahl} = 0,0252 \text{ S. E.} \\ \text{Messing} = 0,0064 \text{ „} \end{array} \right.$

Verhältniss der specifischen Widerstände = 3,94

Constanter Strom = 0,135 Amp.

Tabelle V.

$D =$	20	40	60 cm	
$V =$	15,7, 15,1	16,9, 15,7	18,9, 15,8	Mittel = 16,3
Das Verhältniss von $\psi = 3,75$.				

Nickel—Messing:

Der Nickeldraht wurde von 0,5 mm auf 0,452 mm ausgezogen und dann untersucht. Der Vergleichsdraht aus Messing hatte ebenfalls diesen Durchmesser.

Widerstand pro Längeneinheit $\left\{ \begin{array}{l} \text{Nickel} = 0,0109 \text{ S. E.} \\ \text{Messing} = 0,0052 \text{ „} \end{array} \right.$

Verhältniss der specifischen Widerstände = 2,10

Constanter Strom = 0,135 Amp.

Tabelle VI.

$D =$	20	40	60 cm	
$r =$	8,1, 8,1	8,1, 8,0	7,6, 7,4	Mittel = 7,9
Das Verhältniss von $\psi = 2,20$.				

Berechnung von μ .

Lord Rayleigh und Stefan (l. c.) haben für den Widerstand w' eines Drahtes gegen schnelle electrische Schwingungen folgende Formel berechnet

$$(1) \quad w' = w \pi a \sqrt{\frac{n \mu}{\sigma}}.$$

Darin bedeutet w den Widerstand für constante Ströme, a den Radius, σ den specifischen Widerstand, μ die Permeabilität des Drahtes und n die Zahl der Schwingungen pro Secunde. Ueber den Werth von μ bei verschiedenen Eisensorten sind bekanntlich schon viele ausführliche Untersuchungen gemacht worden; μ ist keine constante Grösse, sondern eine Function der magnetischen Kraft und kann für weiches Eisen Werthe annehmen, die zwischen 100 und 3000 liegen. Nur bei den allerschwächsten Feldstärken ist μ constant, wie es die neueren Untersuchungen lehren. Alle bisherigen Messungen von μ beziehen sich auf eine longitudinale Magnetisirung.

Der Verlauf von μ bei circularer oder transversaler Magnetisirung ist mit Ausnahme einer Untersuchung von Herwig über die circulare Magnetisirung von Eisenröhren bisher nicht studirt worden.

Als Grundlage der hier gezogenen Schlüsse wird nun angenommen, dass der Verlauf der Magnetisirung in circularer Richtung nahezu der nämliche ist, wie in der longitudinalen.

Die Wärmeentwicklung in einem von electrischen Schwingungen durchflossenen Drahte ist proportional dem entsprechen-

den Widerstande und hängt also bei magnetisirbaren Drähten von μ ab. Wenn wir nun die Resultate unserer Beobachtungen ansehen, so finden wir, dass der Werth von V für dieselbe Drahtsorte bei allen Werthen von D nahezu gleich ist; die Stärke der inducirten Schwingung und hiermit die Grösse der magnetisirenden Kraft nimmt jedoch mit zunehmendem D sicher ab, was ja die auf Messing bezüglichen Zahlenangaben bestätigen. Zwar ist in einigen Tabellen der Werth von V für $D = 20$ etwas kleiner wie die beiden anderen, doch geht dieser Unterschied kaum über die Beobachtungsfehler hinaus.

Aber auch bei demselben D war die Stärke der inducirten Schwingung manchmal sehr verschieden je nach der Activität der Primärfunken und doch ergab die Beobachtung beinahe immer gleiche Werthe von V .

Allerdings sind bei diesen Versuchen die Grenzen, innerhalb welcher die magnetisirende Kraft schwankt, nicht gross, doch müssten wir auch bei diesen Schwankungen viel grössere Differenzen in den Werthen von V bekommen, wenn sich die Magnetisirung in unserem Falle auf einem Theile der Magnetisirungscurve bewegen würde, welcher steil ansteigt und den rasch veränderlichen Werthen von μ entspricht. Dass wir uns bei unseren Versuchen in einem Gebiete constanter μ bewegen, wird auch durch die absoluten Werthe von μ bekräftigt, welche wir mit Hülfe der Formel (1) aus den vorliegenden Beobachtungen berechnen können. Obige Formel habe ich schon in einer früheren Arbeit nach einer Richtung geprüft und mit der Erfahrung in guter Uebereinstimmung gefunden; aber auch die Versuche von Bjerknes, wovon später die Rede sein wird, sprechen sehr dafür, dass die den Formeln zu Grunde gelegten Annahmen vollkommen zutreffend sind.

Werden zwei gleich dicke Drähte von denselben electrischen Schwingungen durchflossen, so ist das Verhältniss der Wärmeentwicklung

$$V = \frac{w}{w_1} \sqrt{\frac{\mu \sigma_1}{\mu_1 \sigma}}.$$

Setze ich $\mu_1 = 1$ und führe auch für w und w_1 die specifischen Widerstände ein, so ist

$$V = \sqrt{\frac{\mu \sigma}{\sigma_1}}.$$

Daraus könnte man sogleich μ berechnen, wenn die beiden Thermoelemente, welche uns ein Maass der Wärmeentwicklung angeben sollen, gleich wirksam, respective empfindlich wären. Um diesen Umstand zu controlliren, wurden die Drähte auch durch einen constanten Strom erwärmt, bei welchem es ja bekannt ist, dass die Wärmeentwicklung proportional dem specifischen Widerstande geschehen muss. In den meisten Fällen stimmt das Verhältniss von ψ mit jenem der specifischen Widerstände nahe überein; in anderen Fällen ist an V eine kleine Correction anzubringen; wir schreiben also

$$qV = \sqrt{\frac{\mu \sigma}{\sigma_1}}.$$

wo

$$q = \frac{\sigma}{\sigma_1} \cdot \frac{\psi_1}{\psi}$$

ist. Wir haben also

$$\mu = q^2 V^2 \frac{\sigma_1}{\sigma}.$$

In die nachfolgende Tabelle sind die beobachteten (V) und die corrigirten Werthe (qV) des Verhältnisses der Wärmeentwicklung, sowie die absoluten Werthe von μ eingetragen.

Tabelle VII.

Drahtsorte		V	qV	μ
Eisen weich		12,9	13,5	118
Stahl (Klaviersaite)	weich	12,8	13,1	106
	hart	14,6	14,7	115
Bessemerstahl	weich	15,4	13,5	77
	hart	16,3	17,1	74
Nickel		7,9	7,5	27

Bemerkungen über die Stärke der magnetisirenden Kräfte.

Um eine Schätzung der im Eisendrahte beim Durchgange electricischer Schwingungen erregten magnetisirenden Kräfte zu erhalten, muss man vor allem einen Ueberblick über die während der Oscillationen herrschenden Stromstärkeverhältnisse erlangen. Wir betrachten zu diesem Zwecke die Wärmeentwicklung durch den constanten Strom und durch die Schwingungen. Bedeuten J und i die entsprechenden Strom-

stärken in einem bestimmten Zeitmoment, so ist die im Zeitelement dt entwickelte Wärmemenge gegeben durch MwJ^2dt und $Mw'i^2dt$, und während des Verlaufes einer ganzen Entladung ist sie

$$= Mw' \int_0^{\infty} i^2 dt.$$

Man kann annehmen, dass die Schwingungen einer Entladung vollkommen ablaufen, bevor die nächste beginnt. Die Wärmeentwicklung pro Secunde ist N -mal so gross, wenn N Entladungen in der Zeiteinheit auftreten und wenn man annimmt, dass sich die Wärmewirkungen einfach superponiren.

Wir wollen als concretes Beispiel die Daten über den Messingdraht aus Tabelle I nehmen. Da ist $\psi = 37,5$ und $\alpha = 94,5$ für $D = 20$; also die Wärmeentwicklung durch die Schwingungen ungefähr 2,5 mal so gross, als durch den constanten Strom; doch nehmen wir an, da es sich nur um eine Schätzung handelt, sie wäre gleich, so ist zu setzen

$$(2) \quad wJ^2 = Nw' \int_0^{\infty} i^2 dt.$$

Bei der Schätzung der magnetisirenden Kräfte kommen die Maximalstromstärken der Oscillation in Betracht. Wir wollen nun den Verlauf einer Oscillation in der Form einer gedämpften Pendelschwingung annehmen, was ja angenähert richtig sein dürfte. Der erste maximale Ausschlag des Pendels, welches mit einer gewissen Geschwindigkeit die Ruhelage verlässt, repräsentirt uns hier die erste maximale Stromstärke i_m . Wir schreiben daher

$$(3) \quad i = A i_m e^{-\frac{\lambda t}{T}} \sin \frac{\pi t}{T}.$$

wo

$$A = e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\pi}{\lambda}} \sqrt{\frac{\pi^2 + \lambda^2}{\pi^2}}$$

λ bedeutet auch hier das logarithmische Decrement und T die Schwingungsdauer. Setzen wir diesen Werth in 2 ein, so ist

$$wJ^2 = Nw' A^2 i_m^2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{2\lambda t}{T}} \sin^2 \frac{\pi t}{T} dt$$

und daher

$$w J^2 = N w' A^2 i_m^2 \frac{T}{4} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{\pi}{\lambda^2 + \pi^2} \right).$$

Wir können λ^2 gegen π^2 und ebenso $1/\pi$ gegen $1/\lambda$ vernachlässigen und haben also

$$w J^2 = N w' A^2 i_m^2 \frac{T}{4 \lambda}.$$

Setzen wir für w' den Werth aus (1) ein, so ist

$$(4) \quad \frac{i_m^2}{J^2} = \frac{1}{\pi a} \sqrt{\frac{n \sigma}{\mu}} \frac{4 \lambda}{N A^2}.$$

Je grösser die Dämpfung, desto stärker muss die Oscillation einsetzen, damit dieselbe Wärmewirkung erzeugt wird, wie beim constanten Strom. Für Werthe von λ , welche sich der Null nähern, verliert die Gleichung ihre Richtigkeit; sie entspricht aber dann auch nicht mehr den Bedingungen, unter welchen wir sie aufgestellt haben. Wir machen den Vergleich an dem Messingdrahte; es ist $a = 0,0226$ cm, $\sigma = 8000$, $N = 23$, $n = 9 \times 10^7$ (nach einer früheren Bestimmung), $\mu = 1$.

Für die Beurtheilung der Dämpfung der Schwingungen im Secundärinductor muss der Umstand maassgebend sein, dass hier ein Eisendraht eingeschaltet ist; eine theoretische Schätzung von λ aus Selbstinduction und Widerstand des Secundärinductors führt nahe auf den Werth $\lambda = 0,03$, welchen wir in unsere Berechnung einführen wollen.

Unter Zugrundelegung obiger Daten ergiebt sich

$$\frac{i_m^2}{J^2} = 58000.$$

Wird ein Draht von einem constanten Strome durchflossen, so ist die circular wirkende magnetisirende Kraft H im Drahte und in einem Abstände a von der Axe desselben nach Kirchhoff¹⁾:

$$H = \pi u a,$$

wo u die Stromdichtigkeit bedeutei.

Die gleiche Formel wurde später auch von H. Streintz²⁾ und Lorentz³⁾ aufgestellt. In jedem Punkte tragen zur

1) Kirchhoff, Pogg. Ann., Ergänzungsbd. 5.

2) Streintz, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. 76. 1877.

3) Lorentz, Wied. Ann. 7. p. 1879.

zur magnetisirenden Kraft nur diejenigen Stromfäden bei, welche innerhalb des Kreises liegen, auf dessen Peripherie sich der Punkt befindet, und zwar ist die Wirkung so, als wenn alle Stromfäden in der Axe vereinigt wären. Man kann also obige Formel auch so schreiben

$$H = \frac{2i}{a}.$$

wo i ganz einfach die Stromstärke innerhalb des Kreises vom Radius a bedeutet. Ist r der Radius des Drahtes, so kann man für einen Punkt der Oberfläche

$$H = \frac{2i}{r}$$

setzen. In unserem Falle ist zwar der Strom nicht gleichmässig über den ganzen Querschnitt, wohl aber symmetrisch um die Axe vertheilt, also die Formel noch anwendbar. Dabei ist noch ein Umstand zu berücksichtigen. Die Störung, welche ohnehin nur in einer dünnen Schicht nahe an der Oberfläche auftritt, besitzt gegen die Tiefe zu eine Phasenverschiebung. Die magnetisirende Kraft der oberen Schichten erfährt also eine Gegenkraft durch die unteren Schichten. Diese Gegenwirkung ist allerdings sehr klein.

Nach den Berechnungen von Stefan (l. c.) ist in einem Eisendrahte unter der Annahme von $\mu = 150$ bei 50×10^6 Schwingungen in der Secunde die Amplitude in einer Tiefe von 0,0058 mm in der Phase um eine halbe Schwingungsdauer gegen die Amplitude an der Oberfläche verzögert. Die Amplitude ist in dieser Tiefe 23 mal kleiner als an der Oberfläche. Es ist bemerkenswerth, dass die Versuche von Bjerknes¹⁾ mit den Berechnungen Stefan's sehr gut übereinstimmen. Nach Bjerknes verleiht eine aus Kupferdraht aufgetragene Eisenschicht von 0,006 mm dem Drahte ganz den Charakter eines Eisendrahtes.

1) Bjerknes, Wied. Ann. **48**. In der betreffenden Tabelle ist für die Dicke der Eisenschicht von 0,0124 mm ein Werth für den Electrometerausschlag eingetragen, der sich von dem für die Schichtdicke von 0,0057 mm nur sehr wenig unterscheidet. Die Beobachtungen von Bjerknes beziehen sich auf Drähte von 0,5 mm Durchmesser.

Mit Rücksicht auf diese Umstände ist also die Darstellung der Stromschwankungen durch Gleichung (3) auch nicht ganz correct und es ist zur Bestimmung von i_m nicht ohne Weiteres die Quadratwurzel aus 4 zu ziehen; mit Rücksicht auf die sehr starke Dämpfung der nach der Tiefe verlaufenden Strömung können wir uns jedoch erlauben

$$i_m = J\sqrt{58000} = 240 J$$

zu nehmen. Nun ist $J = 0,135$ Amp., also $i_m = 32$ Amp. Mit dieser Stärke muss die Strömung ihr erstes Maximum erreichen¹⁾; für diesen Moment und für die Oberfläche ergibt sich also

$$H = 290 \text{ abs. E.}$$

Diese Zahl giebt allerdings nur den grössten möglichen Werth an; es nimmt H sowohl nach der Tiefe als auch im Verlaufe der Schwingung ab. Wenn man jedoch berücksichtigt, dass μ auch mit abnehmender magnetisirender Kraft einen endlichen Werth beibehält, dann muss man wohl zugeben, dass sich diese extremen Werthe der magnetisirenden Kräfte bemerkbar machen müssten, wenn die Molecüle oder Molecülgruppen im Stande wären, ihrem raschen Wechsel zu folgen. Es liegt nahe anzunehmen, dass die Magnetisirung eines Körpers bei sehr rasch wechselndem Felde überhaupt nicht über jene Grenzen hinausgeht, innerhalb welcher μ constant ist und welche ihr Analogon in den elastischen Deformationen eines Körpers hat. Eine stärkere Magnetisirung über dieses Gebiet hinaus nimmt wahrscheinlich mit zunehmender Wechselzahl rasch ab, wenigstens scheint die Erfahrung dafür zu sprechen.

Beobachtungen in dieser Richtung wären gewiss von Interesse.

Vielleicht würde sich eine solche Untersuchung direct mit Condensatorentladungen führen lassen. Legt man Eisendrähte in eine Rolle und schickt durch diese eine Condensatorentladung, welche oscillatorisch verläuft, so werden die Oscillationen in doppelter Weise durch die Eisendrähte beeinflusst. Erstens wird die Dauer der Oscillation verlängert, da die

1) Man muss dabei bedenken, dass diese hohe Stromstärke nur eine ausserordentlich kurze Zeit anhält.

Eisendrähte den Selbstinductionscoefficienten des Entladungskreises erhöhen, und zweitens wird auch die Dämpfung der Schwingungen vermehrt, insofern als in den Eisendrähten infolge der Hysteresis ein Theil der Schwingungsenergie absorbiert wird.¹⁾ Mit Hülfe des von Hiecke²⁾ construirten Apparates kann die Schwingungsdauer einer Entladung ziemlich genau bestimmt werden und man kann dabei auch die Dämpfung messen. Auf diese Weise könnte man einigen Aufschluss über das Verhalten des Eisens bei Schwingungen erhalten, deren Zahl zwischen 500 und 10000 liegt.

1) Die Foucault'schen Ströme müssten eliminirt werden.

2) Hiecke, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. **96**. 1887.