

Über magnetische Verzögerungen in Eisenkernen infolge periodisch wechselnder magnetisirender Kräfte

J. Dechant,

Professor an der k. k. Staatsoberrealschule im II. Bezirke in Wien.

(Mit 2 Textfiguren.)

Von den zahlreichen Rotationserscheinungen im periodisch wechselnden Magnetfelde, wie sie namentlich von E. Thomson¹ bekannt gemacht wurden, lässt sich eine Gruppe dadurch in einheitlicher Weise erklären, dass man die Wirkung in Betracht zieht, welche zwei periodisch wechselnde magnetisirende Kräfte, deren Phasendifferenz zwischen 0° und 180° gelegen ist, in einem Eisenkerne hervorbringen.

Leitet man um einen langen derartigen Stab durch eine kurze Drahtspule einen Strom, so pflanzt sich von der direct magnetisirten Stelle aus die Magnetisirung so fort, dass die magnetischen Momente der einzelnen Schichten oder die Intensitäten ihrer Magnetisirung abnehmen. Als Gesetz dieser Abnahme wird bei Anwendung von Gleichströmen das einer geometrischen Progression angenommen.² Wenn wir vorläufig dasselbe auch für Wechselströme als giltig annehmen, und wenn M_1 das Maximum des magnetischen Momentes an der direct magnetisirten Stelle ist, so wird das Moment in der Entfernung x von dieser Stelle gleich $M_1 q^{-x}$ zu setzen sein, wobei $q > 1$ ist.

Der Vorstellung entsprechend, dass eine Schichte durch Vertheilung die folgende magnetisirt, muss ferner eine gewisse

Lum. électr., 30, 1888, p. 341 und Beibl., 13, S. 243.

G. Wiedemann, Elektr., III, S. 541.

Zeit vergehen, bis die Veränderungen des magnetischen Zustandes von einer Stelle bis zu einer entfernten fortschreiten, und in der That bestätigen die Versuche verschiedener Forscher¹ das Vorhandensein solcher Verzögerungen. Allein dieselben sind bei Eisenkernen, die der Länge nach untertheilt sind, so geringfügig, dass wir vorläufig davon absehen und im Gegentheil annehmen können, dass alle Schichten unseres Stabes gleichzeitig ihren Magnetismus ändern. Nehmen wir noch diesen Wechsel als sinusartig an, so ist das durch diese erste Kraft (I) an irgend einer Stelle erzeugte wechselnde Moment

$$m_1 = M_1 q^{-x} \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

In ähnlicher Weise wird eine zweite periodisch wechselnde Kraft (II), die an einer von I um die Länge l entfernten Stelle einwirkt und deren Phasenwechsel um $\vartheta < \frac{T}{2}$ später erfolgt, für einen zwischen I und II gelegenen Punkt ein veränderliches Moment erzeugen:

$$m_2 = M_2 q^{-(l-x)} \sin \frac{2\pi}{T} (t - \vartheta).$$

Wenn nun die Intensität der Magnetisirung mit der magnetisirenden Kraft proportional angenommen wird, so ergibt sich als beiläufiger Ausdruck für das resultirende Moment

$$m_1 + m_2 = M \sin \left(\frac{2\pi t}{T} - \varphi \right),$$

wobei

$$M^2 = M_1^2 q^{-2x} + M_2^2 q^{-2(l-x)} + 2 M_1 M_2 q^{-l} \cos \frac{2\pi \vartheta}{T}$$

und

$$\begin{aligned} \cot \varphi &= \cot \frac{2\pi \vartheta}{T} + \frac{M_1 q^{-x}}{M_2 q^{-(l-x)} \sin \frac{2\pi \vartheta}{T}} = \\ &= \cot \frac{2\pi \vartheta}{T} + \frac{M_1}{M_2} \frac{q^l}{\sin \frac{2\pi \vartheta}{T}} q^{-2x} \end{aligned}$$

¹ G. Wiedemann, Elektr., IV, S. 262.

Aus der letzten Formel ist unmittelbar zu ersehen, dass für wachsende x auch die Verzögerung φ zunimmt. Dies gilt auch dann noch, wenn die Abnahme der magnetischen Momente nicht nach einer geometrischen Progression erfolgt, sondern wenn nur überhaupt der Factor von M_1 eine mit x abnehmende und der von M_2 eine mit x zunehmende Function bedeutet.

Über die durch diese Verzögerung bedingten Magnetisierungsverhältnisse des Stabes kann man sich passend auf graphischem Wege eine Übersicht verschaffen. Die Gerade

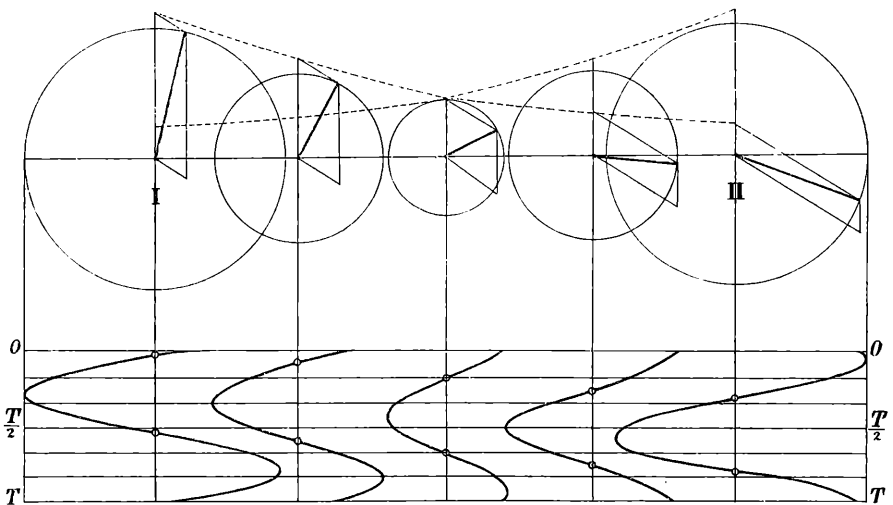


Fig.

I—II (Fig. 1) bedeutet den untertheilten Eisenstab, auf den bei I und II die beiden magnetisirenden Kräfte von gleicher Stärke und von einer Phasendifferenz $= 120^\circ = \frac{T}{3}$ einwirken.

Die punktirten Linien stellen die Abnahme der magnetischen Momente längs des Stabes vor. Construiert man aus denselben und der angenommenen Phasendifferenz für verschiedene Stellen des Stabes Parallelogramme, so geben die Diagonalen derselben die Grösse und Phase des resultirenden Momentes an. Aus der Lage derselben erkennt man wieder die allmähig von I gegen II hin wachsende Phasenverzögerung. Darunter ist für fünf ver-

schiedene Punkte der Wechsel der Magnetisirung während einer Periode längs einer zum Stabe Normalen abgewickelt, um daraus auch die Richtung der Magnetisirung, die ja eine longitudinale ist, zu ersehen. Der Anblick der Figur lehrt, dass die Maxima der Magnetisirung von I gegen II vorrücken, und zwar in der Zeit der zwischen den Stellen I und II bestehenden Phasendifferenz $= \vartheta'$ Nach $\frac{T}{2} - \vartheta'$ beginnt das entgegengesetzte Maximum bei I, um wieder während der Zeit ϑ' von I bis II zu wandern. Noch besser kann man dieses Vorrücken an den Minimis der Magnetisirung, d. i. an den Stellen, wo die Curven die Normalen durchschneiden, beobachten. Diese Minima stellen gewissermassen Folgepunkte vor, da zu beiden Seiten derselben die Magnetisierungsrichtung entgegengesetzt ist, mithin die Elementarmagnete sich die gleichnamigen Pole zuwenden werden. Da ferner von einem solchen Folgepunkte aus nach beiden Seiten hin die magnetischen Momente zunehmen, so herrscht auf der ganzen Länge des Stabes zwischen I und II gleichzeitig derselbe freie Magnetismus. Nehmen wir an, dass in den Phasen, wo die Curven sich aneinander drängen, Nordmagnetismus herrscht, so findet dort, wo sie auseinander weichen, süd magnetischer Zustand statt. Kurz, wir haben hier Verhältnisse, die den fortschreitenden longitudinalen Wellen ähnlich sind.

Es ergibt sich hieraus, dass zwei periodisch wechselnde magnetisierende Kräfte von einer gewissen Phasendifferenz, die auf verschiedene Stellen eines Eisenstabes einwirken, fortschreitende magnetische Wellen von veränderlicher Amplitude, aber verhältnissmässig geringer Fortpflanzungsgeschwindigkeit erzeugen. Wir finden die letztere, wenn wir die Distanz der Stellen, wo die Kräfte einwirken, durch die Phasendifferenz dividiren. Wächst ϑ' , oder auch T , so nimmt daher die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ab. Für $T = \frac{1}{43}$ Sec., $\vartheta' = \frac{T}{4}$ und $l = 10$ cm ist $c = 17$ m.

Ich habe nun diesen Fall folgendermassen experimentell verwirklicht: Auf einen aus $\frac{1}{2}$ mm dicken Lamellen bestehenden

Eisenstab von 45 *cm* Länge, und von rechteckigem Querschnitt ($4 \times 3 \cdot 5 \text{ cm}^2$) werden zwei Drahtspiralen von je 150 Windungen und 2 *cm* Länge geschoben. Dieselben werden von den Zweigströmen eines Wechselstromes durchflossen, von denen der eine durch einen Kupfervitriolwiderstand, der andere durch Selbstinduction auf gleiche Stärke (3 Amp.) gebracht ist. Der letztere, der durch eine Spule von 500 Windungen mit einem untertheilten Eisenkerne geht, wird in seiner Phase gegenüber dem ersten nahezu um 90° verzögert. Die in den gleichen Spulen I und II stattfindende Selbstinduction hat auf den Unterschied der Phasen keinen Einfluss, wohl aber wird er durch die gegenseitige Induction der beiden Spulen noch etwas vergrößert. Werden beide Spiralen in demselben Sinne durchflossen, und zwar die Spirale I von dem nicht verzögerten Strome, so wird nach dem Früheren die Verzögerung von I gegen II zunehmen, oder die magnetische Welle wird in dem angegebenen Sinne fortschreiten. Wechselt man in einer Spule

die Stromesrichtung, so wird die Phasendifferenz um $\frac{T}{2}$ geändert, sie ist also $\vartheta - \frac{T}{2} = -\left(\frac{T}{2} - \vartheta'\right)$, d. h. der Phasenwechsel des Stromes in II erfolgt um $\frac{T}{2} - \vartheta'$ früher, und die

Welle wird die entgegengesetzte Fortpflanzungsrichtung haben.

Die Mittel zum Nachweise dieser Verzögerungen sind im Allgemeinen dieselben wie diejenigen, welche bei Ferraris' magnetischem Drehfelde zur Anwendung kommen.

Man kann also zunächst eine auf einer Spitze schwebende Magnetenadel anwenden. Dieselbe wird im allmählig verzögerten Magnetfelde wohl nicht immer in Drehung versetzt werden, es kommt dabei auf ihre anfängliche Lage zum Eisenstabe an. Allein ertheilt man ihr im Sinne der Fortpflanzung der magnetischen Wellen einen Stoss, so dass sie infolge desselben eine Umdrehung macht, so wird sie bei jedem folgenden Vorübergang am Eisenstabe einen neuen Antrieb im Sinne ihrer Bewegung erfahren, der ihre Geschwindigkeit steigert, bis die Widerstände mit der treibenden Kraft ins Gleichgewicht kommen.

Man könnte auch eine um ihren Mittelpunkt drehbare Kupferscheibe anwenden, indem man sie so aufstellt, dass

der Stab parallel einer Sehne ist, die beiläufig um den halben Radius der Scheibe vom Mittelpunkte entfernt ist. Allein da man die Scheibe nicht zu dünn wählen darf, damit die in derselben inducirten Ströme nicht zu schwach werden, so wird sie im Allgemeinen schwerer in Bewegung zu setzen sein.

Das empfindlichste Prüfungsmittel ist aber eine Eisenscheibe, die entweder auf einer Spitze schwebt oder um eine horizontale Axe drehbar ist und so aufgestellt wird, dass der Stab tangential zum Rande der Scheibe liegt. Ich verwendete Eisenscheiben von 0.15 mm Dicke, die mithin nur ein geringes Trägheitsmoment hatten und daher bald die grösstmögliche Rotationsgeschwindigkeit annahmen. Dieses Maximum hängt nicht nur von der Stärke des Magnetfeldes ab, sondern auch von der Dauer der Einwirkung der vorbeiziehenden Welle. Bei sehr grosser Fortpflanzungsgeschwindigkeit kann die Scheibe einen geringeren Antrieb erfahren als bei einer mässigen.

Eine solche Scheibe nimmt nun nicht nur zwischen den Spulen I und II eine der Fortpflanzungsrichtung der magnetischen Wellen entsprechende Rotationsrichtung an, sondern sie rotirt auch — allerdings langsamer —, wenn sie ausserhalb derselben dem Stabe gegenüber aufgestellt wird, und zwar stets im selben Sinne wie zwischen den Spulen. Würde die Abnahme der magnetischen Momente nach einer geometrischen Progression erfolgen, so könnte für die Punkte ausserhalb der beiden Spulen keine weitere Phasenverzögerung mehr stattfinden. Denn für die Punkte ausserhalb der Spule II wäre

$$\begin{aligned} \cot \varphi &= \cot \frac{2\pi \vartheta}{T} + \frac{M_1 q^{-x}}{M_2 q^{-(x-l)} \sin \frac{2\pi \vartheta}{T}} = \\ &= \cot \frac{2\pi \vartheta}{T} + \frac{M_1}{M_2} \frac{q^{-l}}{\sin \frac{2\pi \vartheta}{T}} \end{aligned}$$

also constant. Um die vorhandene Verzögerung zu erklären, müsste man daher annehmen, dass der Quotient der Abnahme pro Längeneinheit in der Nähe der magnetisirenden Spulen kleiner sei als in grösserer Entfernung von denselben. Ähnlich verhält es sich vor der Spule I. Dort wäre

$$\begin{aligned} \cot \varphi &= \cot \frac{2\pi \vartheta}{T} + \frac{M_1 q^{-x}}{M_2 q^{-(x+l)} \sin \frac{2\pi \vartheta}{T}} = \\ &= \cot \frac{2\pi \vartheta}{T} + \frac{M_1}{M_2} \frac{q^l}{\sin \frac{2\pi \vartheta}{T}}. \end{aligned}$$

Wenn man hier eine langsamere Rotation der Scheibe beobachtet als nach der Spule II, so erklärt sich dies wohl daraus, dass das Anwachsen der Stärke des Magnetfeldes im Sinne der Fortpflanzung der Drehung hinderlich ist, während die Abnahme die entgegengesetzte Wirkung hat.

Während hier magnetische Verzögerungen längs des Eisenstabes durch eine etwas umständliche Stromtheilung bewirkt wurden, die aber den Vortheil bot, die Verhältnisse symmetrisch zu gestalten und die Fortpflanzungsrichtung der Wellen umzukehren, hat E. Thomson einfacher solche Verzögerungen hervorgebracht, indem er ausser der primären, von einem Wechselstrom durchflossenen Spirale eine in sich geschlossene secundäre Spirale von wenig Windungen auf einen Eisenstab aufschob. Da die in der letzteren inducirten Ströme eine zwischen 90° und 180° gelegene Phasendifferenz besitzen, so erzeugen sie durch ihr Zusammenwirken mit dem primären Strome ähnliche von I gegen II hin zunehmende Verzögerungen. Die secundäre Spirale kann man auch in vortheilhafter Weise durch einen Kupfering oder eine Metallröhre ersetzen. Auch den Fall, dass man Verzögerungen durch Aufsetzen eines massiven Eisenstabes auf den untertheilten und direct magnetisirten Eisenkern hervorbringt, kann man als hieher gehörig betrachten, indem die in der Eisenmasse auftretenden Wirbelströme nicht nur die Phase der Magnetisirung längs des massiven Stabes verzögern, sondern auch verzögernd auf den untertheilten Eisenstab zurückwirken.

Schiebt man die primäre Spirale auf die Mitte unseres Eisenkernes und bringt man auf beiden Seiten secundäre Stromkreise an, so werden natürlich nach beiden Enden hin Verzögerungen auftreten, und die Eisenscheibe wird zu beiden Seiten der Magnetisirungsspirale entgegengesetzte Rotationsrichtungen annehmen. Gegenüber der primären Spirale selbst

wird sie in Ruhe bleiben, wenn die Rückwirkung der secundären Ströme beiderseits gleich ist. Sie wird sich hingegen nach jener Richtung bewegen, wo die verzögernde Kraft bedeutender ist. Ähnlich verhält es sich, wenn ein massiver Eisenstab in seiner Mitte wechselnd magnetisirt wird. Die Eisenscheibe wird wieder auf beiden Seiten nicht nur entgegengesetzt rotiren, sondern sie wird gegenüber der magnetisirenden Spirale nur dann in Ruhe sein, wenn der Stab symmetrisch bezüglich derselben ist. Sonst dreht sie sich nach jener Seite hin, wo der Stab mehr hervorragt.

Zum Schlusse sollen noch zwei Versuche beschrieben werden, welche beweisen sollen, dass ausser den zwei magnetisirenden Kräften mit einer zwischen 0° und 180° gelegenen

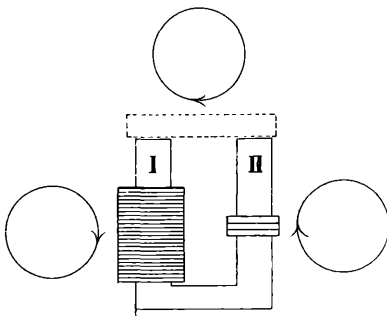


Fig. 2.

Phasendifferenz auch die Abnahme der Intensität der Magnetisirung längs des Stabes eine nothwendige Bedingung zum Zustandekommen dieser Verzögerungen ist.

Wenn man ein hufeisenförmiges, lamellirtes Eisenstück mit primärem und secundärem Stromkreise umgibt (Fig. 2), so rotirt die Eisenscheibe gegenüber beiden Schenkeln wie früher von I gegen II hin. Nebenbei sei bemerkt, dass sich auch gegenüber den beiden Polen Rotation einstellt, und zwar von II gegen I. Diese Drehungsrichtung erklärt sich leicht, wenn man bedenkt, dass die Pole ungleichnamig sind, was einer Veränderung ihres Phasenunterschiedes um 180° gleichkommt, so dass der von der secundären Spirale umgebene Pol in seinem Phasenwechsel dem andern voraus ist. Setzt man nun ein lamellirtes Eisenstück auf die Pole, so nimmt die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe ab oder wird bei schwächerer Magnetisirung Null. Denn in dem geschlossenen magnetischen Kreis fallen die magnetischen Momente von den direct magnetisirten Stellen langsamer ab als im offenen, und daher sind auch die Phasenänderungen geringer.

Ein zweiter Versuch ist folgender: Wenn man um die Schenkel desselben hufeisenförmigen Eisenstückes Wechselströme in entgegengesetztem Sinne herumleitet, so dass an den Enden entgegengesetzte Phasen der Magnetisirung auftreten, und wenn man ein massives Eisenstück als Anker vorlegt, so zeigt eine über demselben aufgestellte Eisenscheibe keine Rotation. Denn trotz der Wirbelströme, die in dem Anker auftreten, findet keine Phasenverzögerung statt, da derselbe nahezu gleich stark in allen Theilen magnetisirt ist. Sobald man aber den Anker soweit zurückzieht, dass er nur mehr den Rand des einen Poles berührt, so tritt sofort Rotation ein nach der Richtung, als die magnetischen Momente abnehmen. Die Drehungsrichtung geht in die entgegengesetzte über, wenn man den Anker so weit vorschiebt, dass er nur den Rand des andern Poles berührt.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1893

Band/Volume: [102_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Dechant Josef

Artikel/Article: [Über magnetische Verzögerungen in Eisenkernen infolge periodisch wechselnder magnetisirender Kräfte. 1334-1342](#)