

## IX.

# Ueber den zeitlichen Verlauf voltaelektrischer Inductionsströme.

(Gelesen in der Gesamtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften am 26. Juni 1862.)<sup>1</sup>

### §. I. Abänderung des Magnetelektromotors durch Hrn. HELMHOLTZ.

Fast stets, wenn man Nerven oder Muskeln zu tetanisiren hat, ist es wünschenswerth, dass der tetanisirende Strömungsvorgang aus abwechselnd gerichteten, sonst aber gleich beschaffenen Strömen bestehe. Unerlässlich ist dies sogar, wenn es sich um die Beobachtung der negativen Schwankung des Nervenstromes beim elektrischen Tetanus handelt. Sind nämlich die Ströme nach der einen Richtung stärker als die nach der anderen, so heben, auch wenn in beiden dieselbe Elektrizitätsmenge sich abgleicht, die beiden Phasen des Elektrotonus einander nicht völlig auf, sondern es bleibt, abgesehen von der [373] natürlichen Ueberlegenheit der positiven Phase, oder, wie wir jetzt sagen können, des Anelektrotonus, sofern er sich elektromotorisch geltend macht,<sup>2</sup> ein Unterschied der Phasen zu Gunsten der schwächeren und langsameren Ströme übrig, der sich algebraisch zur negativen Schwankung hinzufügt, und leicht Täuschungen veranlassen kann, wie dies vermuthlich Hrn. MOLESCHOTT begegnet ist.<sup>3</sup>

In der That erfüllen unsere voltaelektrischen Inductionsvorrichtungen, z. B. der Schlitten-Magnetelektromotor, bei der gewöhnlichen Einrichtung jene Bedingung nicht. Die Schliessungsschläge daran sind physiologisch

<sup>1</sup> Monatsberichte u. s. w. 1862. S. 372.

<sup>2</sup> PFLÜGER, Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 431.

<sup>3</sup> MOLESCHOTT's Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere. 1861. Bd. VIII. S. 1; — E. DU BOIS-REYMOND im Archiv für Anatomie u. s. w. 1861. S. 786; — JOH. RANKE ebendas. 1862. S. 241.

viel weniger wirksam als die Oeffnungsschläge, mit anderen Worten, jene sind viel schwächer aber anhaltender als diese, diese viel stärker aber flüchtiger als jene. In dem Maasse ist dies der Fall, dass an den gewöhnlichen Magnetelektromotoren bei subjectiver Prüfung zwischen metallenen Handhaben der Schliessungsschlag unter denselben Umständen kaum verspürt wird, wo bereits der Oeffnungsschlag kaum erträglich ist; und dass beim Versuch am stromprüfenden Schenkel die Zuckung durch den Schliessungsschlag erst bei einem Rollenabstand von etwa 20<sup>cm</sup> auftritt, während der Oeffnungsschlag nicht selten noch über den grössten Abstand hinaus Zuckung bewirkt, den das Geleise den beiden Rollen zu ertheilen erlaubt.

Hr. Jos. HENRY (damals in Princeton, New-Jersey, später in Washington) hat den Grund dieses Verhaltens sehr früh darin erkannt, dass sich beim Schliessen in der Hauptrolle der Extrastrom in entgegengesetzter Richtung des Kettenstromes bildet und das Entstehen dieses letzteren verzögert, während beim Oeffnen dem entsprechenden Extrastrom der Weg abgeschnitten ist.<sup>1</sup>

[374] Der Unterschied zwischen dem Schliessungs- und dem Oeffnungsschläge wird daher um so kleiner, aus je weniger Windungen und je lockerer die Hauptrolle gewickelt ist, da mit der Zahl und Nähe ihrer Windungen die elektromotorische Kraft des Extrastromes wächst; und ich muss es einen besonderen Glücksfall nennen, wodurch mir manche Schwierigkeit und vielleicht manche Täuschung erspart worden ist, dass ich der Hauptrolle der Inductionsvorrichtung, die ich mir im Beginn meiner Untersuchungen baute, auf etwa einen Fuss Länge nur einige dreissig Windungen gab.<sup>2</sup> Inzwischen würde sogar noch in einem gerade ausgespannten Drahte durch Induction der prismatischen Fäden, in die man sich den Draht zerlegt denken kann, auf einander, ein Extrastrom entstehen, während die Induction auf einen benachbarten Draht dabei

<sup>1</sup> Transactions of the American Philosophical Society held at Philadelphia etc. New Series. 4<sup>o</sup>. t. VIII. 1843. p. 7. 8. §. 19. (1840); — The Philosophical Magazine etc. New and united Ser. etc. 1841. vol. XVIII. p. 488; — POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1841. Bd. LIV. S. 87.

<sup>2</sup> Vergl. Untersuchungen über thierische Electricität. Bd. I. S. 447; — Bd. II. S. 405. 406; — E. DU BOIS-REYMOND, Ueber das angebliche Fehlen der unipolaren Zuckung beim Schliessungsinductionsschlage. Im Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 857. — S. 858. Z. 11 und 12 von unten muss es hier beiläufig statt: „die jenem Potential umgekehrt proportionale Steilheit der Curve, in der das Potential u. s. w.“ heissen: „die mit dem Wachsen jenes Potentials abnehmende Steilheit der Curve, in der die elektromagnetische Resultante u. s. w.“

schwerlich noch stark genug bliebe, um die grossen Widerstände, die in den electrophysiologischen Versuchen vorkommen, erfolgreich zu überwinden.

Eine andere Art, den Anfangsextrastrom zu verkürzen, ist auch schon von Hrn. HENRY in's Werk gesetzt worden. Sie besteht darin, den Widerstand zu erhöhen, den der Anfangsextrastrom zwischen den Enden der Hauptrolle antrifft, und so diesen Strom bis zur Unmerklichkeit zu schwächen. Soll dabei noch die Induction in der Nebenrolle merklich bleiben, so muss der Widerstand dadurch erhöht werden, dass man, statt einer einfachen Kette, eine vielgliedrige Säule als Stromquelle anwendet. Dabei wird, nach Hrn. HENRY's Ver- [375] suchen, der Schliessungsschlag dem Oeffnungsschlage nicht bloss gleich, sondern sogar überlegen.<sup>1</sup> Der letztere Umstand erklärt sich aus den Beobachtungen der Hrn. EDLUND<sup>2</sup> und RIJKE,<sup>3</sup> wonach die Schliessungsinduction auch bei den sogenannten beständigen Ketten die Oeffnungsinduction übertrifft. Wie man sieht, war Hr. HENRY bereits auf dem Wege subjectiv-physiologischer Prüfung zu demselben Ergebniss gelangt, welches neuerdings Hr. BEETZ<sup>4</sup> aus der Beobachtung des Hrn. HIPPE gefolgert hat, wonach die Kraft von Elektromagneten bei gleicher Stärke des magnetisirenden Stromes rascher ansteigt, wenn dieser von einer Säule, als wenn er von einer Kette stammt.

Anstatt den Anfangsnebenstrom auf diese Weise zu verkürzen, kann man nun aber auch den Unterschied zwischen beiden Strömen dadurch verringern, dass man den Endnebenstrom verzögert. Schon Hr. HENRY hatte gezeigt, dass wenn man dem Hauptstrom statt durch Oeffnen der Kette, durch Schliessen einer Nebenleitung zur Rolle ein Ende macht, der entsprechende Schlag von der Nebenrolle aus ebenso unmerklich werde, wie der durch das Schliessen der Kette oder durch das Oeffnen der Nebenleitung erlangte.<sup>5</sup> Alsdann nämlich kann sich der in der Hauptrolle durch das Verschwinden des Stromes inducirte Strom durch die Nebenleitung ergiessen, was ebenso die allmähliche Abnahme des Stromes in der Hauptrolle zur Folge hat, wie der Anfangsextrastrom das allmähliche Ansteigen des Stromes.

<sup>1</sup> Transactions etc. l. c. p. 4. §. 8. 9; — The Philosophical Magazine etc. l. c. p. 484. 485; — POGGENDORFF's Annalen u. s. w. A. a. O. S. 85.

<sup>2</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVII. S. 182.

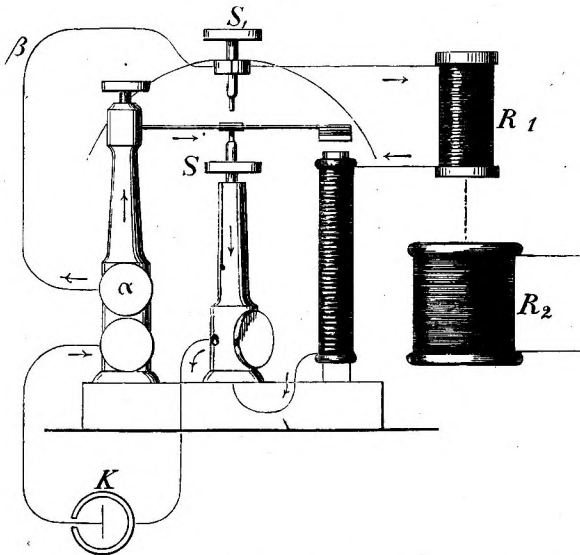
<sup>3</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 508.

<sup>4</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 557.

<sup>5</sup> Transactions etc. l. c. p. 7. §. 18; — The Philosophical Magazine etc. l. c. p. 487. 488; — POGGENDORFF's Annalen u. s. w. A. a. O. S. 87.

Diese Erfahrung hat neuerdings Hr. HELMHOLTZ benutzt, um den zeitlichen Verlauf der beiden Schläge des Magnetelektromotors mehr gleichmässig zu machen. Dazu lässt er den [376] Anker, indem dieser vom Elektromagnet angezogen wird, nicht die Kette öffnen, was die ursprüngliche WAGNER'sche Einrichtung ist, sondern eine Nebenleitung schliessen, die den Strom der Kette in den Windungen des Elektromagnets und der Hauptrolle schwächt.

Fig. 14.



Obige Figur zeigt halb schematisch die neue Einrichtung, wie sie in der Werkstatt der Hrn. SIEMENS und HALSKE an den Schlitten-Magnetelektromotoren fortan stets angebracht wird, auch leicht nachträglich an älteren Exemplaren anzubringen ist.  $K$  ist die Kette,  $R_1$  die Haupt-,  $R_2$  die Nebenrolle. Die Nebenleitung wird gebildet durch die Messingsäule, welche die Feder trägt, und nur an ihrem Fuss mit einer zweiten Klemmschraube  $\alpha$  versehen wird, den Theil der Feder bis zu einem ihrer unteren Fläche angelötheten Platinplättchen, das dem schon immer an ihrer oberen Fläche befindlichen entspricht, [377] und eine neue Säule, die gerade unterhalb des Plättchens dort sich erhebt, wo sonst nur die Klemmschraube für den Zinkpol der Kette sich befand. Die letztere Säule trägt eine oberhalb in einen Platinstift ausgehende Schraube  $S$  empör, und die Nebenleitung wird geschlossen, indem beim Anziehen des Ankers das untere Plättchen an der Feder jenem Stift begegnet, wie früher die Kette dadurch, dass das obere Plättchen beim



Zurückschnellen des Ankers den Stift an der Schraube  $S_1$  traf. Das Spiel der Feder geht dabei so gut von statten, wie sonst, nur etwas langsamer, wegen der, mit dem Strom, jetzt allmählich sinkenden Kraft des Elektromagnetes. Auch ist die Bedingung dafür, dass der Magnetelektromotor beim Schliessen der Kette in Gang komme, ohne dass man die Feder in Schwingung versetzt, jetzt die umgekehrte von vorhin, d. h. die Feder darf in der Ruhe dem Stift nicht anliegen, wie es die Figur zeigt, wenn der Anker beim Schliessen des die Kette enthaltenden Umganges angezogen werden soll, da alsdann der Strom vom Elektromagnet abgeblendet ist und die Anziehung des Ankers nur die Feder dem Stift stärker andrückt.

Die neue Einrichtung gewährt bedeutende Vortheile. Erstens sind die beiden Ströme einander in ihrem Verlaufe wirklich sehr nahe gebracht. Der Unterschied der Rollenabstände, bei denen Oeffnen und Schliessen der Nebenleitung Zuckung eines stromprüfenden Froschschenkels bewirkt, dessen Nerv die Nebenrolle schliesst, beträgt nur noch wenige Centimeter. Da es der Endnebenstrom ist, der sich in seinem Verlaufe dem Anfangsstrome genähert hat, so ist die physiologische Wirkung der Induction im Ganzen freilich sehr geschwächt. Beide Zuckungen, die durch den End- wie die durch den Anfangsstrom, erfolgen jetzt erst bei einem Rollenabstand ähnlich dem, wobei früher die letztere Zuckung auftrat, und bei subjectiver Prüfung erhält man gar keinen Schlag mehr bei einem Rollenabstande, wo man bei der älteren Einrichtung sehr ansehnliche Wirkung vom Oeffnungsstrom verspürte. Immerhin reicht die Stromstärke für die grosse Mehrzahl der elektro-physiologischen Versuche aus, und sollte dies ausnahmsweise nicht der Fall sein, so bleibt es unbenommen, in jedem Augenblick zur älteren Einrichtung dadurch zurückzukehren, dass man die Verbindung  $\alpha\beta S_1$  [378] abbricht, und die beiden Schrauben  $S$  und  $S_1$  senkt, um die obere in den Bereich der Schwingungen der Feder zu bringen, die untere aus diesem Bereich zu entfernen.

Zweitens wird bei der neuen Einrichtung der Funke zwischen Stift und Platte auf den Trennungsfunken einer einfachen Kette beschränkt.<sup>1</sup> So wird nicht allein die mit der Funkenbildung verbundene Abnutzung der Berührungsstelle, sondern auch die Ungleichmässigkeit im Verlauf der

<sup>1</sup> Der Funke wird, freilich auf Kosten der Stromstärke in der Hauptrolle, ganz vermieden, wenn man zur Hauptrolle eine zweite dauernd geschlossene Nebenleitung von passendem Widerstand anbringt. Vergl. WUNDT im Archiv für Anatomie u. s. w. 1859. S. 538. — [HELMHOLTZ, Die Lehre von den Tonempfindungen. S. 583.]

Ströme vermindert, welche daher rührt, dass sich dort, unter dem Einfluss des Funkens, die Gestalt der Metalle stets verändert. Während daher sonst, wenn bei spielender Feder die Nebenrolle allmählich der Hauptrolle genähert wurde, zuerst einzelne Zuckungen auftraten, welche von besonders raschen Oeffnungen der Kette herrührten, erhält man jetzt, sobald überhaupt Wirkung stattfindet, einen vergleichsweise stetigen Tetanus, so dass man in günstigen Fällen förmlich unter dem Maximum tetanisiren kann.

Endlich drittens ist die Gefahr, durch unipolare Wirkungen getäuscht zu werden, bei der HELMHOLTZ'schen Einrichtung des Magnetelektromotors sehr vermindert, ja unter den gewöhnlichen Umständen, wie sich aus Hrn. PFLÜGER's Versuchen ergibt,<sup>1</sup> als ganz beseitigt anzusehen.

[Beachtung verdient, dass bei dieser Einrichtung die Fernwirkung der Hauptrolle sehr viel grösser ist als bei der ursprünglichen. Dies ist die nothwendige Folge davon, dass bei der ursprünglichen Einrichtung das Verhältniss der Zeit, während welcher die Kette geschlossen ist, zu der, während welcher sie offen steht, ein sehr kleines ist, während bei der neuen Einrichtung, bei als gleich vorausgesetztem Spiele der Feder, das Verhältniss der Zeit, während welcher die Nebenschliessung den Strom in der Hauptrolle schwächt, zu der, während welcher diese Schwächung nicht stattfindet, ein eben so kleines ist.]

## §. II. Bezeichnung der hier noch zu lösenden Aufgabe.

Beim Anstellen des obigen Versuches über den verschiedenen Rollenabstand, wobei jetzt die Zuckungen auftreten, zeigt sich, dass der Endnebenstrom nicht allein seine Ueberlegenheit in physiologischem Bezuge eingebüsst hat, sondern dass er sogar der minder wirksame, also der von langsamerem Verlauf, geworden ist. [Beim Tetanisiren eines Nerven überwiegt jetzt die Reihe elektrotonischer Stromzuwächse, welche von den Endströmen herrührt, weil diese die längeren und schwächeren werden.] Da so der Endnebenstrom gleichsam über das Ziel hinaus verzögert erscheint, entsteht die Frage, ob sich nicht Umstände herstellen lassen, unter denen seine Verzögerung [379] auf dem richtigen Punkte stehen bleibe, und beide Ströme ganz gleichen Verlauf nehmen?

Hr. WUNDT, dem wir die einzigen bis jetzt über die neue Gestalt des Magnetelektromotors veröffentlichten Nachrichten verdanken, hat denn auch bereits die Behauptung aufgestellt, dass der inducirende Strom dann

<sup>1</sup> Vergl. Archiv für Anatomie u. s. w. 1860. S. 857.

mit vollkommen derselben Geschwindigkeit falle, mit der er ansteige, folglich auch der Verlauf der beiden Nebenströme vollkommen der nämliche werde, wenn der Widerstand der Nebenleitung gegen den der Rolle und den der Kette verschwinde.<sup>1</sup> Dies wäre eine Thatsache von erheblichem Belang. Eine Reihe der wichtigsten Versuche, die ich oben bereits andeutete, würde dadurch ausnehmend erleichtert und vereinfacht, da es nicht die mindeste Schwierigkeit hätte, die von Hrn. WUNDT angegebene Bedingung zu verwirklichen. Hr. WUNDT hat indess für seine Behauptung keinen Beweis mitgetheilt, und eine etwas genauere Prüfung lehrt, dass sie nicht richtig ist. Die Bedingung dafür, dass die Induction zu Anfang und zu Ende gleichen Verlauf nehme, oder für die Congruenz der diesen Verlauf darstellenden Curven, ist eine andere, und zwar schwieriger zu erfüllende, als die von Hrn. WUNDT bezeichnete.

Den zeitlichen Verlauf von Inductionsströmen zu bestimmen, ist mit Hülfe der von Hrn. HELMHOLTZ aufgestellten und durch den Versuch bewährten Grundsätze<sup>2</sup> im Allgemeinen leicht thunlich, nur dass man dabei sogar in sehr einfachen Fällen bereits auf unmässig verwickelte Ausdrücke geführt wird. Zwar wenn wir uns bloss an die Ermittlung jener Bedingung halten wollten, könnten wir die Aufgabe sehr vereinfachen dadurch, dass wir nur die Induction in der Hauptrolle betrachteten, ohne Rücksicht auf die Gegenwart einer Nebenrolle. Denn es ist deutlich, dass im Fall der Congruenz die Induction der Nebenrolle auf sich selber und deren Rückwirkung auf den Inducen ten keinen Unterschied im Verlauf der Ströme herbeiführen können, weil sie nämlich selber gleich verlaufen. Inzwischen schien es mir wünschenswerth, das Problem etwas allgemeiner zu behandeln, um zugleich zu einer klaren Vorstel- [380] lung vom zeitlichen Verlauf der in einer Nebenrolle, wie auch der in der Hauptrolle bei Gegenwart einer Nebenrolle inducirten Ströme zu gelangen. Hr. HELMHOLTZ hat wohl bereits ganz allgemein die Aufgabe gelöst, den Verlauf der Induction in einer beliebig verzweigten Leitung anzugeben, worin sich beliebig vertheilt constante elektromotorische Kräfte und auf sich selber wie aufeinander einwirkende Rollen befinden.<sup>3</sup> Dieser Fall lässt sich auf den unsrigen zurückführen, wenn man sich die Nebenrolle so in eine Zweigleitung eingeschaltet denkt, dass sie von keinem merklichen Antheil des Kettenstromes durchflossen wird, am einfachsten, wenn man sie als eine am inducirenden Kreise zwischen Kette und Hauptrolle angebrachte Zweigleitung ansieht,

<sup>1</sup> A. a. O. und S. 550.

<sup>2</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1851. Bd. LXXXIII. S. 505.

<sup>3</sup> A. a. O. S. 511—514.

und den Widerstand der zwischen ihren Enden begriffenen Strecke = 0 setzt. Indessen hat bisher weder der Schöpfer jener Theorie, noch meines Wissens sonst jemand, eine solche Anwendung davon veröffentlicht. Unsere Kenntniss des Verlaufes der Inductionsströme in Nebenrollen beschränkt sich zur Zeit noch auf einige von Hrn. BEETZ ausgeführte Messungen,<sup>1</sup> und auf die von Hrn. HELMHOLTZ, ausserhalb seiner allgemeinen Formel, für den Nebenstrom durch Oeffnen der Kette gegebene Bestimmung.<sup>2</sup> Ich glaube deshalb, dass die folgende Auseinandersetzung nicht als ganz überflüssig erscheinen werde. Ich habe dabei der ange deuteten Herleitung aus der allgemeinen Formel die selbständige Aufstellung der Gleichungen vorgezogen, indem so eine für uns zwecklose Verwicklung vermieden wird.

Wir betrachten zuerst nur einen inducirenden Kreis, in dem sich eine Kette, dem gegenüber sich ein inducirter Kreis befindet, und durch dessen Schliessung und Oeffnung die Induction geschieht. Es sei

$A$  die elektromotorische Kraft der Kette;

$w$  der Widerstand des inducirenden Kreises (der Hauptrolle und der Kette zusammengenommen);

$w_0$  der Widerstand des inducirten Kreises (der Nebenrolle [381] und etwa zwischen deren Enden begriffener Leiter zusammengenommen);

$P$  das Potential der Hauptrolle auf sich selber;

$\Pi$  das Potential der Nebenrolle auf sich selber; endlich

$Q$  das Potential der beiden Rollen aufeinander.

Die Potentiale denke man sich überall noch mit der Inductionsconstanten (Hrn. NEUMANN's  $\epsilon$ ) multiplicirt, oder, was für uns auf Eins herauskommt, die Widerstände in einer solchen Einheit ausgedrückt, dass die Inductionsconstante = 1 wird.<sup>3</sup> Die Inductionskräfte der ausserhalb der Rollen gelegenen Kettentheile werden vernachlässigt.

Ferner wollen wir mit  $I$  die Stärke des von der Zeit unabhängig gewordenen inducirenden Stromes, mit  $I_a$ ,  $I_e$  diese Stärke als Function der Zeit bezeichnen, je nachdem es sich um Anfang oder Ende oder um Steigen oder Fallen des Stromes handelt, gleichviel ob das Steigen oder Fallen die Folge sei des Schliessens oder Oeffnens des Kreises, wie in dem zunächst, oder des Oeffnens oder Schliessens einer Nebenleitung, wie in dem später zu zergliedernden Falle. Ebenso soll  $i_a$ ,  $i_e$  die Stärke des in der Nebenrolle inducirten Stromes als Function der Zeit bezeichnen,

<sup>1</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CV. S. 514.

<sup>2</sup> A. a. O. S. 536. 537.

<sup>3</sup> Vergl. KIRCHHOFF in POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1849. Bd. LXXVI. S. 426; — HELMHOLTZ ebendas. 1851. Bd. LXXXIII. S. 508.

je nachdem es sich um einen durch Anfang oder Ende, oder durch das Steigen oder Fallen des Hauptstromes inducirten Strom handelt, gleichviel natürlich wiederum wie die inducirende Stromschwankung herbeigeführt wurde; und in derselben Weise wollen wir die entsprechenden Hilfsgrößen, deren wir bedürfen werden, in jenen beiden Zeitabschnitten von einander unterscheiden.

Die Dauer des Schliessens und Oeffnens der Kette setzen wir stets  $= 0$ , d. h. wir nehmen keine Rücksicht darauf, dass in Wirklichkeit, auch ohne dass die Induction sich einmischt, der Strom nicht in einem untheilbaren Augenblick von Null bis zu der ihm durch die OHM'sche Formel vorgeschriebenen Stärke anwächst, oder von dieser Höhe zu Null herabfällt, sondern dass, ganz abgesehen von Verzögerungen, welche im Wesen des elektrischen Vorganges liegen, unstreitig ein allmähliches Ab- [382] nehmen oder Wachsen des Widerstandes der Berührungsstelle die Natur eines solchen Sprunges überhebt.

Fig. 15.

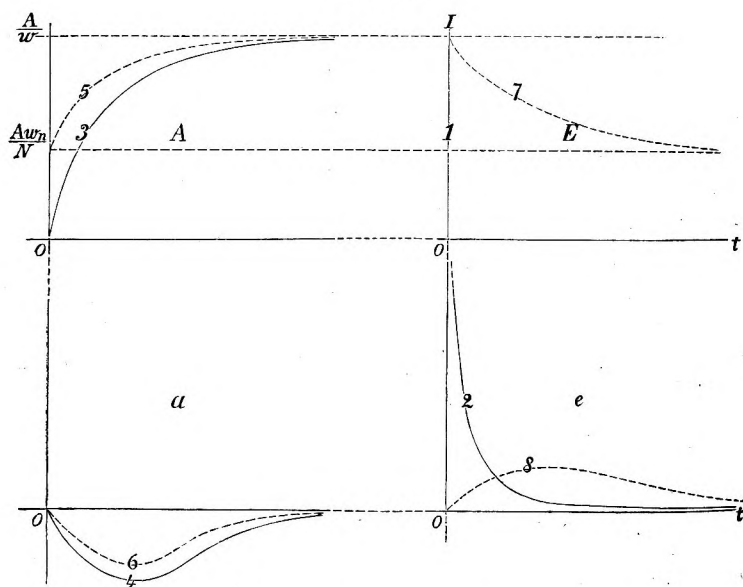


Fig. 15 ist bestimmt, die Verhältnisse, die sich uns im Folgenden darbieten werden, zu versinnlichen. Sie zeigt in ihren beiden oberen Abtheilungen *A* und *E* den Verlauf des Hauptstromes zu Anfang und Ende des Stromes, in ihren beiden unteren Abtheilungen *a* und *e* den des Nebenstromes in denselben Zeitabschnitten. Die den einzelnen Curven beigeetzten Zahlen entsprechen den arabischen Ordnungszahlen der da-

durch vorgestellten Gleichungen. Die ausgezogenen Curven beziehen sich auf den Fall der Schliessung und Oeffnung der Kette, die gestrichelten auf den der Oeffnung und Schliessung der Nebenleitung.

§. III. Induction in der Nebenrolle durch Oeffnen des inducirenden Kreises.

Was sich bei Oeffnung des inducirenden Kreises zutrage, ist, wie bemerkt, schon von Hrn. HELMHOLTZ selber [383] aus den von ihm aufgestellten Grundsätzen abgeleitet worden. Wir nehmen an, dass der inducirende Strom in der Ordinate  $OI = \frac{A}{w}$ , die in Fig. 15  $E$  mit 1 bezeichnet ist, zu Null herabfalle. Der inducirte Strom, sofern er die Oeffnung der Kette überdauert, rührt nur von secundärer Induction her, die die Nebenrolle auf sich selber ausübt; und da der Kettenkreis geöffnet ist, bleibt die Rückwirkung des inducirten Leiters auf den inducirenden ohne Einfluss auf den Vorgang, soweit wir ihn betrachten. Man hat

$$i_e = - \frac{\Pi}{w_\sigma} \cdot \frac{di_e}{dt}.$$

Das Integral ist

$$i_e = C \cdot e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi} t},$$

wo  $e$  die Basis der natürlichen Logarithmen und  $C$  die Integrationsconstante bedeuten. Letztere bestimmt sich, wenn man erwägt, dass

$$\int_0^\infty i_e \cdot dt = \frac{QI}{w_\sigma}$$

sein sollte, zu

$$C = \frac{AQ}{w\Pi}.$$

Folglich ist

$$i_e = \frac{AQ}{w\Pi} \cdot e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi} t}. \quad (2)$$

Der Endnebenstrom hebt plötzlich an mit dem endlichen Werthe

$$\frac{AQ}{w\Pi},$$

der, unabhängig vom Widerstande des inducirten Kreises und vom

Potential der Hauptrolle auf sich selber, nach Umständen kleiner, oder, wie es in der Figur dargestellt ist, grösser ausfällt als die beständige Stärke  $I$  des Hauptstromes. Von diesem Anfangswerthe sinkt alsdann der Endstrom um so lang- [384] samer herab, je kleiner der Widerstand des inducirten Kreises und je grösser das Potential der Nebenrolle auf sich selber, um sich zuletzt asymptotisch der Zeit anzuschliessen. (Curve 2).

#### §. IV. Induction durch Schliessen des inducirenden Kreises.

Beim Schliessen des inducirenden Kreises gestaltet sich die Sache verwickelter. Der Vorgang im inducirenden Kreise setzt sich nämlich jetzt zusammen aus dem Strom der Kette, der Induction der Hauptrolle auf sich selber und der Rückwirkung der Nebenrolle auf die Hauptrolle, oder

$$I_a w = A - P \cdot \frac{dI_a}{dt} = Q \cdot \frac{di_a}{dt}.$$

Der Vorgang im inducirten Kreise setzt sich ebenso zusammen aus der Induction der Hauptrolle auf die Nebenrolle und aus der der letzteren Rolle auf sich selber, oder

$$i_a w_\sigma = - Q \cdot \frac{dI_a}{dt} - \Pi \cdot \frac{di_a}{dt}.$$

Man hat also zwei simultane Differentialgleichungen, welche nach gangbaren Regeln behandelt, zuerst die Form annehmen:

$$\frac{dI_a}{dt} - R_a I_a + S i_a = - T_a \quad (\text{I})$$

$$\frac{di_a}{dt} + U_a I_a - V i_a = W_a, \quad (\text{II})$$

wo  $R_a, S, T_a, U_a, V, W_a$ , wenn wir  $Q^2 - P\Pi = \Delta$  setzen, constante Coëfficienten von folgender Bedeutung sind:

$$R_a + \frac{w\Pi}{\Delta}, \quad U_a = \frac{wQ}{\Delta}$$

$$S = \frac{w_\sigma Q}{\Delta}, \quad V = \frac{w_\sigma P}{\Delta}$$

$$T_a = \frac{A\Pi}{\Delta}, \quad W_a = \frac{AQ}{\Delta}.$$

Nennen wir weiter von den beiden Wurzeln der Gleichung

$$\Phi_a^2 U_a + \Phi_a (V - R_a) = S,$$

[385] nämlich

$$\Phi_a = - \frac{w_\sigma P - w\Pi}{2 w Q} \pm \sqrt{\frac{w_\sigma}{w} + \left(\frac{w_\sigma P - w\Pi}{2 w Q}\right)^2},$$



die mit positiver Wurzelgrösse  $\bar{\rho}_a \Phi_{a1}$ , die mit negativer  $\Phi_{a2}$ , und setzen wir

$$\Phi_{a1} U_a - R_a = \frac{w_a P + w \Pi - 2 w Q \rho_a}{2 (P \Pi - Q^2)} = \Theta_{a1},$$

$$\Phi_{a2} U_a - R_a = \frac{w_a P + w \Pi + 2 w Q \rho_a}{2 (P \Pi - Q^2)} = \Theta_{a2},$$

so erhalten wir das allgemeine vollständige Integral der obigen Differentialgleichungen in folgender Gestalt:

$$I_a - \frac{\Phi_{a1}}{2 \rho_a} \left\{ \frac{A}{w} - C_2 \cdot e^{-\Theta_{a2} t} \right\} - \frac{\Phi_{a2}}{2 \rho_a} \left\{ \frac{A}{w} - C_1 \cdot e^{-\Theta_{a1} t} \right\}$$

$$i_a = \frac{1}{2 \rho_a} \left\{ C_2 \cdot e^{-\Theta_{a2} t} - C_1 \cdot e^{-\Theta_{a1} t} \right\},$$

wobei  $e$  wiederum die Basis der natürlichen Logarithmen und  $C_1, C_2$  die beiden Integrationsconstanten vorstellen. Zur Bestimmung der letzteren dienen die Beziehungen

$$I_a = 0 \text{ für } t = 0$$

$$\int_0^\infty i_a \cdot dt = - \frac{Q I}{w_a}.$$

Man findet  $C_1 = C_2 = \frac{A}{w}$ , und schliesslich

$$I_a = \frac{A}{2 w \rho_a} \left\{ 2 \rho_a + \Phi_{a2} \cdot e^{-\Theta_{a1} t} - \Phi_{a1} \cdot e^{-\Theta_{a2} t} \right\} \quad (3)$$

$$i_a = - \frac{A}{2 w \rho_a} \left\{ e^{-\Theta_{a1} t} - e^{-\Theta_{a2} t} \right\} \quad (4)$$

Die Ordinate des Anfangsnebenstromes ist, wie man sieht, der negativ zu nehmende Unterschied der Ordinaten zweier Exponentialcurven von gleichem Anfangswerthe, aber verschiedener Steilheit. Da  $\Theta_{a1} < \Theta_{a2}$ , ist dieser Unterschied positiv; der Anfangsnebenstrom hat die entgegengesetzte Richtung von der des Hauptstromes und des Endnebenstromes. Die Form der resultirenden Curve (4, Fig. 15. a) stimmt im Allgemeinen mit den oben S. 235 erwähnten Messungen des Hrn. BEETZ; ein genauerer Vergleich ist natürlich nicht ausführbar. Für  $t = 0$  ist  $i_a = 0$ , und

$$Q \cdot \frac{dI_a}{dt} = - \Pi \cdot \frac{di_a}{dt};$$

die Induction durch den entstehenden Nebenstrom hebt in dem inducirten Kreise die durch den entstehenden Hauptstrom im ersten Augenblicke gerade auf. Für  $t = \infty$  schliesst sich die Curve der Abscissenaxe an. Dazwischen liegt ein Maximum. Setzt man in dem zweiten Differentialquotienten von  $i_a$  nach  $t$   $t = 0$ , so erhält man einen positiven Werth; die Curve ist am Nullpunkt concav gegen die Abscissenaxe. Aus ihrem allmählichen Aufsteigen zu einem in endlicher Entfernung vom Nullpunkte gelegenen Maximum im Gegensatz zum plötzlichen Auftreten des Endnebenstromes in endlicher Grösse auf dem Nullpunkt selber erklärt sich die grössere physiologische Wirkung des letzteren.

Setzt man  $t = 0$  in dem ersten Differentialquotienten von  $i_a$  nach  $t$ , so erhält man

$$-\frac{AQ}{P\Pi - Q^2}.$$

Dieser Werth, die Anfangsteilheit der Curve, ist absolut genommen um so grösser, je kleiner  $P$ , das Potential der Hauptrolle auf sich selber. Unter der Voraussetzung, dass bei grösserer Anfangsteilheit das Maximum früher eintrete, ist dies ein analytischer Ausdruck für die Thatsache, dass der Schliessungs- und Oeffnungsschlag sich um so weniger von einander unterscheiden, je weniger Windungen die Hauptrolle hat, und je lockerer gewickelt sie ist.

Die von Hrn. HENRY beobachtete Annäherung des Schliessungsschlages an den Oeffnungsschlag durch Vergrösserung von  $w$  (s. oben S. 230) erklärt sich dadurch, dass alsdann, für  $t = 0$ , die negative Exponentialgrösse in der Klammer sich der Null, die positive der Einheit, der Coëfficient vor der Klammer aber dem Anfangswerthe des Oeffnungsstromes,  $\frac{AQ}{w\Pi}$ , nähert. Man sieht übrigens, dass sich diese Art, die physiologische Wirkung der beiden Schläge einander mehr gleich zu machen, für unsere Zwecke nicht eignet.

In Bezug auf die Abhängigkeit von  $Q$ , welches am Magnetelektromotor durch das Verschieben des Schlittens geändert wird, ist hervorzuheben, dass es nicht als ein blosser Factor in den Ausdruck für  $i_a$  eingeht, wie in den für  $i_e$  (Gleichung 2), sondern auf eine viel verwickeltere Weise. Man schwächt also nicht allein den Anfangsnebenstrom, indem man die Nebenrolle von der Hauptrolle entfernt, sondern man verändert zugleich dessen Verlauf in der Art, dass das Maximum sich verschiebt; nach welchem Gesetze, werden wir an einem einfacheren Beispiel sehen.

Was den Verlauf des Hauptstromes betrifft, so steigt die ihn vorstellende Curve (Fig. 15. A. Curve 3), nach Aussage ihres zweiten Differentialquotienten nach  $t$  für  $t = 0$ , stets sofort concav gegen die

Abscissen an, um sich asymptotisch der beständigen Stärke anzuschliessen, die dem Strom unabhängig von der Induction zukommt. Ganz wie in dem einfachen, von Hrn. HELMHOLTZ betrachteten Falle des Anfangs-extrastromes bei Abwesenheit einer Nebenrolle,<sup>1</sup> geschieht dies, indem sich von einem von der Zeit unabhängigen Gliede, welches jene beständige Stärke darstellt, eine ursprünglich ihm gleiche, mit der Zeit asymptotisch schwindende Grösse abzieht, welche die Induction misst. Während aber in jenem Falle diese Grösse die Ordinate einer einzigen Exponentialcurve ist, haben wir es hier mit der Summe zweier solcher Ordinaten zu thun. Die Exponenten dieser beiden Glieder sind die nämlichen, die in dem Ausdruck für  $i_a$  vorkommen, allein die beiden Glieder erhalten hier im Allgemeinen verschiedene Anfangswerthe, indem das negative Glied mit  $\Phi_{a_1}$ , das positive mit  $\Phi_{a_2}$  multiplicirt ist. Da  $\Phi_{a_1}$  unter allen Umständen einen positiven,  $\Phi_{a_2}$  dagegen [388] einen negativen Werth hat, so sind beide Glieder negativ, und von dem beständigen Gliede abzuziehen. Man hat übrigens

$$\int_0^{\infty} \left( I_a - \frac{A}{w} \right) dt = - \frac{AP}{w^2}.$$

Der Nenner  $P\Pi - Q^2 = -\Delta$ , der in unseren Formeln eine grosse Rolle spielt, verdient eine besondere Berücksichtigung. Für  $\Delta = 0$  würde für jeden endlichen Werth von  $t$  die Ordinate des Anfangsnebenstromes  $= 0$ , und für  $t = 0$  unbestimmbar, da zwischen  $\Delta$  und  $t$  keine Beziehung obwaltet.<sup>2</sup> Für  $P\Pi < Q^2$  würde die Klammer negativ, also  $i_a$  positiv, was auch keinen Sinn bietet. Aehnliche Folgerungen ergeben sich für  $I_a$ . Allein schon das Nullwerden von  $\Delta$  setzt, wenn man sich der Einfachheit halber beide Rollen als von genau gleicher Beschaffenheit, folglich  $P = \Pi$  denkt, das Unmögliche voraus, dass die beiden Rollen denselben geometrischen Ort einnehmen. Nur in dem Falle würde dies annähernd verwirklicht, wo man sich die inducirenden Theile beider Kreise unter dem Bilde zweier congruent gekrümmten, einander überall fast bis zur Berührung genäherten linearen Leiter vorstellt, deren Querschnitt gegen die Dimensionen der von den Leitern begrenzten Figur verschwände. Aber völlig gleich, geschweige  $> (P = \Pi)$  könnte  $Q$  selbst

<sup>1</sup> A. a. O. S. 510. 511.

<sup>2</sup> [Im Text ist übersehen, dass  $\Delta = 0$  oder  $P\Pi = Q^2$  von vorn herein zu denselben analytischen Folgen führt, die am Schluss des Paragraphen, S. 244, als Folge von  $P = \Pi = Q$  sich angegeben finden.]

in diesem Falle nie werden. Inzwischen bliebe der Beweis zu führen übrig, dass allgemein  $Q^2$  nie =, geschweige  $> P\Pi$  werden könne.

Kaum bemerkt zu werden braucht endlich, dass so wenig für den Haupt- wie für den Nebenstrom die beiden Exponentialcurven eine andere als eine analytische Bedeutung haben, und dass sie nicht etwa getrennt die beiden Inductionen vorstellen, die in jeder Rolle stattfinden.

Eine grosse Vereinfachung in den Ausdrücken wird dadurch herbeigeführt, dass man  $w = w_a$ ,  $P = \Pi$  setzt, was verwirklicht würde, wenn man zwei gleiche Rollen von solchem Widerstande nähme, dass der Widerstand der Kette und der ausserwesentliche Widerstand im inducirten Kreise dagegen verschwänden. Alsdann wird  $\rho_a = 1$ ,  $\Phi_{a1} = +1$ ,  $\Phi_{a2} = -1$ , oder vielmehr man bedarf der Hilfsgrösse  $\Phi_a$  gar nicht mehr, um die Trennung der Variablen zu bewirken. Indem man die beiden [389] Gleichungen (I) und (II) S. 238, in welchen  $R_a = V$ ,  $U_a = S$  wird, das eine Mal addirt, das andere Mal von einander abzieht, und beziehlich  $I_a + i_a$ ,  $I_a - i_a =$  einer neuen Variablen setzt, erhält man

$$I_a = \frac{A}{2w} \left\{ 2 - e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t} \right\} \quad (3^*)$$

$$i_a = -\frac{A}{2w} \left\{ e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t} \right\} \quad (4^*)$$

Hier lässt sich leicht zeigen, dass mit wachsendem  $P$   $i_a$  abnimmt, d. h. der Verlauf der Curve ein mehr gestreckter wird; und die Untersuchung des Ausdrucks

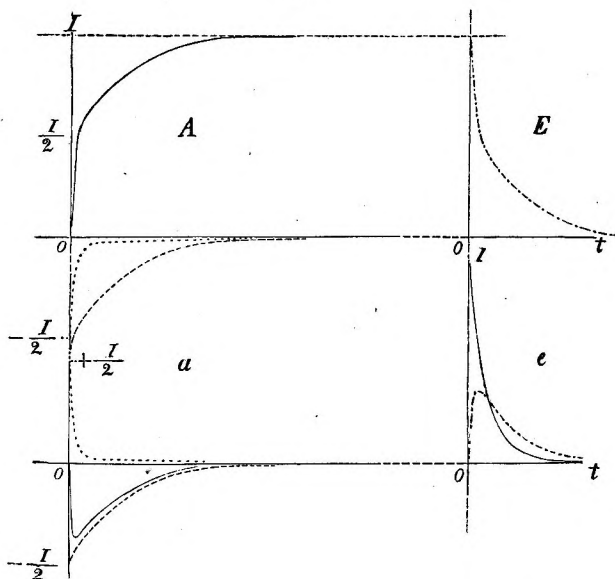
$$t_{max} = \frac{P^2 - Q^2}{2wQ} \log. \text{ nat. } \frac{P+Q}{P-Q},$$

welcher  $i_a$  zu einem Maximum macht, als Function von  $Q$ , lehrt, dass für  $Q$  sehr nahe gleich  $P$ ,  $t_{max}$  sehr nahe = 0, dass mit sinkendem  $Q$  das Maximum sich vom Nullpunkt entfernt, und, immer langsamer rückend, für  $Q = 0$  den Grenzwert  $\frac{P}{w}$  erreicht.

Fig. 16 zeigt, abermals in vier Abtheilungen  $A$ ,  $E$ ,  $a$ ,  $e$ , was begiebt, wenn man in den vereinfachten Ausdrücken auch noch Unterschied  $P - Q$  immer kleiner werden lässt. Die gestrichelte stellt in jedem Falle die erste, die punktirte die zweite der Exponentialgrössen in der Klammer vor. Aus der algebraischen Relation der Ordinaten dieser beiden Curven, zu denen im Fall des

stromes noch die beständigen Ordinaten  $I = \frac{A}{w}$  hinzutreten, entspringen die Ordinaten der ausgezogenen Curven des Stromverlaufes selber. Das Maximum der Curve des Anfangsnebenstromes ist, wie schon bemerkt, dicht an die Ordinatenaxe gerückt, und beträgt sehr nahe  $-\frac{I}{2}$ . Die Curve, in der der Hauptstrom ansteigt, hat ihrerseits [390] bei  $+\frac{I}{2}$  einen stumpfen Knick, keine Discontinuität jedoch, dessen Entstehung aus der Figur deutlich wird. Die beiden Ströme heben also damit an, dass sie mit sehr grosser Steilheit in entgegengesetzter Richtung fast bis zur halben beständigen Stärke des Hauptstromes aufsteigen. Hier fährt zwar der Hauptstrom zu wachsen fort, nähert sich aber fortan viel lang-

Fig. 16.



samer seiner Grenze; der Nebenstrom dagegen fällt von seinem Maximum herab. Unter den gleichen Umständen nähert sich der Anfangswerth des Endnebenstromes

$$\frac{AQ}{w\Pi}$$

dem Werthe  $I$ , also dem doppelten des Maximums des Anfangsnebenstromes, so dass in diesem einfacheren Falle der Grund der Ueberlegenheit des Oeffnungsschlages über den Schliessungsschlag klar einleuchtet.

[391] Um diese durch ihre Einfachheit bemerkenswerthen Beziehungen zu verwirklichen, müsste man die beiden oben S. 241 beschriebenen Ringe, in und zwischen welchen die Induction stattfinden soll, einander sehr nahe bringen, und zugleich den Widerstand der übrigen Theile der beiden Kreise gegen den der Ringe verschwinden lassen. Dies scheint leicht ausführbar, indem man eine Rolle aus zwei dünnen und hinreichend langen Drähten wickelt, etwa wie das Gewinde eines Nervenmultiplcators, und den einen Draht als inducirenden, den anderen als inducirten benutzt.

Setzt man  $Q = P = \Pi$ , so wird wenigstens die zweite Exponentialgrösse wiederum auf dem Nullpunkt unbestimmbar, und die beiden simultanen Differentialgleichungen kann man auf eine solche Gleichung und eine Gleichung zwischen den Functionen selber zurückführen, woraus sich nicht mehr zwei getrennte Gleichungen zwischen den Variablen und der Zeit mit zwei willkürlichen Constanten herleiten lassen.

#### §. V. Induction durch Oeffnen einer Nebenleitung zur Hauptrolle.

Wir gehen nun zur Behandlung des Falles über, der uns hier eigentlich interessirt, desjenigen nämlich, wo statt durch Schliessen und Oeffnen des inducirenden Kreises, die positiven und negativen Schwankungen in der Hauptrolle durch Oeffnen und Schliessen einer Nebenleitung bewirkt werden. Wir haben am inducirenden Kreise fortan die Widerstände dreier Leitungen zu unterscheiden,

den der Kette, welcher  $w_k$ ,

den der Nebenleitung, welcher  $w_n$ , und

den des Zweiges, der die Hauptrolle enthält, welcher  $w_s$ ,

heissen soll. Die KIRCHHOFF'sche Combination<sup>1</sup> dieser Widerstände,  $w_k w_n + w_n w_s + w_k w_s$ , heisse  $N$ ,  $\Xi$  aber eine andere häufig auftretende Combination derselben Grössen, nämlich der Unterschied

$$\frac{1}{w_k + w_s} - \frac{w_n}{N}$$

[392] der, mit  $A$  multiplicirt, die durch das Schliessen der Nebenleitung in der Hauptrolle bewirkte Stromabnahme misst.

Da das Oeffnen der Nebenleitung dieselben Verhältnisse herstellt, wie das Schliessen der Kette im vorigen Paragraphen, so bleiben unsere Ausdrücke unverändert bis zur Constantenbestimmung, nur dass für  $w$

<sup>1</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1847. Bd. LXXII. S. 497.

überall  $w_k + w_s$  zu setzen ist. Für die Constantenbestimmung aber gelten hier die Bedingungen

$$I_a = \frac{A \cdot w_n}{N} \text{ für } t = 0,$$

$$\int_0^{\infty} i_a \cdot dt = - \frac{A Q \Xi}{w_s}$$

Man findet  $C_1 = C_2 = A \Xi$ , und demgemäss

$$I_a = \frac{A}{2(w_k + w_s) \varrho_a} \left\{ 2 \varrho_a + \frac{w_k w_s}{N} \left( \begin{array}{cc} - \Theta_{a_1} t & - \Theta_{a_2} t \\ \Phi_{a_2} \cdot e & - \Phi_{a_1} \cdot e \end{array} \right) \right\} \quad (5)$$

$$i_a = - \frac{A \Xi}{2 \varrho_a} \left\{ \begin{array}{cc} - \Theta_{a_1} t & - \Theta_{a_2} t \\ e & - e \end{array} \right\} \quad (6)$$

§. VI. Induction durch Schliessen einer Nebenleitung zur Hauptrolle.

Bei dem Schliessen einer Nebenleitung zur Hauptrolle bleibt der Gang der Rechnung derselbe, aber bereits die Constanten der simultanen Differentialgleichungen werden zum Theil andere. Man hat nämlich zwar noch

$$i_e w_s = - Q \cdot \frac{dI_e}{dt} - \Pi \cdot \frac{di_e}{dt},$$

allein die andere Gleichung lautet jetzt

$$I_e N = A w_n - (w_k + w_n) P \cdot \frac{dI_e}{dt} - (w_k + w_n) Q \cdot \frac{di_e}{dt}.$$

Demgemäss wird

$$R_e = \frac{N \Pi}{(w_k + w_n) \Delta}, \quad U_e = \frac{N Q}{(w_k + w_n) \Delta},$$

[393] 
$$T_e = \frac{w_n A \Pi}{(w_k + w_n) \Delta}, \quad W_e = \frac{w_n A Q}{(w_k + w_n) \Delta};$$

$S$  und  $V$  behalten ihre Bedeutung. Die Hilfsgrösse  $\Phi$  nimmt die Form an:

$$\Phi_{e_i} = - \frac{w_s (w_k + w_n) P - N \Pi}{2 N Q} \pm \sqrt{\frac{w_s (w_k + w_n)}{N} + \left\{ \frac{w_s (w_k + w_n) P - N \Pi}{2 N Q} \right\}^2}.$$



$\Theta_{e_1} = \Phi_{e_1} U_e - R_e$ ,  $\Theta_{e_2} = \Phi_{e_2} U_e - R_e$  berechnen sich diesmal beziehlich zu

$$\frac{N\Pi + w_o(w_k + w_n) P \mp 2 N Q \rho_e}{2(w_k + w_n)(P\Pi - Q^2)},$$

wo  $\rho_e$  die neue Wurzelgrösse vorstellt.

Das allgemeine vollständige Integral heisst:

$$I_e = \frac{\Phi_{e_1}}{2 \rho_e} \left\{ \frac{A w_n}{N} - C_2 \cdot e^{-\Theta_{e_2} t} \right\} - \frac{\Phi_{e_2}}{2 \rho_e} \left\{ \frac{A w_n}{N} - C_1 \cdot e^{-\Theta_{e_1} t} \right\}$$

$$i_e = \frac{1}{2 \rho_e} \left\{ C_2 \cdot e^{-\Theta_{e_2} t} - C_1 \cdot e^{-\Theta_{e_1} t} \right\}$$

Die beiden Integrationsconstanten  $C_1$  und  $C_2$  bestimmen sich durch

$$I_e = \frac{A}{w_k + w_s} \text{ für } t = 0,$$

$$\int_0^\infty i_e \cdot dt = \frac{A Q \Xi}{w_o}.$$

Man findet  $C_1 = C_2 = -A\Xi$ , und schliesslich

$$I_e = \frac{A}{2 N \rho_e} \left\{ 2 w_n \rho_e + \frac{w_k w_s}{w_k + w_s} \left( \Phi_{e_1} \cdot e^{-\Theta_{e_2} t} - \Phi_{e_2} \cdot e^{-\Theta_{e_1} t} \right) \right\} \quad (7)$$

$$i_e = \frac{A \Xi}{2 \rho_e} \left\{ e^{-\Theta_{e_1} t} - e^{-\Theta_{e_2} t} \right\} \quad (8)$$

[394] Der Sinn dieser Formeln ist folgender. Bei geschlossener Nebenleitung hat der Kettenstrom in der Hauptrolle die Stärke  $\frac{A w_n}{N}$ .

Beim Oeffnen der Nebenleitung steigt er von hier zur Stärke  $\frac{A}{w_k + w_s}$  nach einem ähnlichen Gesetze an, wie früher vom Nullpunkte (Fig. 15. A, Curve 5). Der Verlauf des Nebenstromes (Fig. 15. a, Curve 6) ist auch ähnlich dem beim Schliessen der Kette, nur dass, da die Stromschwankung kleiner ist, auch der Flächenraum abgenommen hat, den die Curve mit der Abscissenaxe begrenzt. Beim Schliessen der Nebenleitung fügt sich diesmal der Extrastrom, dessen Verlauf durch die beiden Exponentialglieder dargestellt wird, zum beständigen Strome  $\frac{A w_n}{N}$  hinzu, so dass

der Hauptstrom nicht mehr plötzlich, sondern allmählich abfällt und sich asymptotisch der Geraden  $\frac{Aw_n}{N}$  nähert, von der er ausging (Fig. 15. *E*, Curve 7). Der Endnebenstrom aber hat nunmehr einen dem des Anfangsnebenstromes ähnlichen Verlauf (Fig. 15. *e*, Curve 8).

Für  $t = 0$  findet man

$$\frac{di_a}{dt} > \frac{di_e}{dt}.$$

Das Verhältniss, wie es die durch Schliessen und Oeffnen der Kette inducirten Ströme  $i_a$  und  $i_e$  bieten, hat sich also hier, nach der Anfangsteilheit zu urtheilen, umgekehrt. Der Anfangsnebenstrom hat den rascheren und steileren Verlauf, wie es in der Figur zu sehen ist. Dies ist, wie man sich erinnert, genau der Erfolg, den wir oben S. 233 mittels des stromprüfenden Schenkels beobachtet haben.

### §. VII. Bedingungen der Congruenz der Anfangs- und Endinduction.

Es handelt sich nun darum, die Bedingungen auszumitteln, unter denen dieser Unterschied zwischen dem Verlaufe der beiden Ströme, wie er durch die Gleichungen (6) und (8) ausgesprochen ist, verschwindet. Dies wird dann der Fall sein, wenn  $\varrho_a, \Theta_{a_1}, \Theta_{a_2}$  beziehlich  $= \varrho_e, \Theta_{e_1}, \Theta_{e_2}$ . Untersucht man diese [395] Ausdrücke, so zeigt sich, dass deren Unterschied darauf hinausläuft, dass in  $\varrho_e \dots$  überall  $\frac{w_k + w_n}{N}$

steht, wo  $\frac{1}{w_k + w_s}$  in  $\varrho_a \dots$ . Die Bedingung der Congruenz von  $i_a$  und  $i_e$  ist also, dass

$$w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n} \quad (\text{III})$$

Man sieht sogleich, dass Hrn. WUNDT's Angabe entgegen, dieser Gleichung durch  $w_n = 0$  nicht Genüge geschieht. Dagegen  $w_k = 0$  würde die Gleichung erfüllen. Allein  $w_k = 0$  macht zugleich  $\Xi = 0$ , und in der That würde, wenn der Widerstand der Kette gegen den der Rolle und den der Nebenleitung verschwände, das Anbringen und Entfernen der letzteren nach bekannten Grundsätzen gar keine Stromschwankung in der Rolle bewirken, so dass alsdann keine Induction stattfände. Setzt man dagegen  $w_k$  und  $w_n$  zugleich Null, oder auch  $w_n$  verschwindend gegen  $w_k$ ,  $w_k$  verschwindend gegen  $w_s$ , so ist die Gleichung (III) erfüllt,

und die Induction besteht fort, denn  $\Xi$  nimmt im ersten Falle den Werth an

$$\frac{w_k}{w_s (w_k + w_n)},$$

im zweiten diesen

$$\frac{1}{w_s}.$$

Da aber

$$\frac{1}{w_s} > \frac{1}{w_s} \cdot \frac{w_k}{w_k + w_n},$$

so ist die letztere Anordnung vorzuziehen. Sie wird sich übrigens gewöhnlich ganz von selber hergestellt finden.

Dass auch die Extrastrome im inducirenden Kreise durch die nämliche Gleichsetzung einen identischen Verlauf annehmen, braucht kaum bemerkt zu werden.

Es ergibt sich zugleich, dass zum Zweck einer bequemeren Untersuchung des verschiedenen Verlaufes von  $i_a$  und  $i_e^*$  keine Vereinfachung getroffen werden kann, gleich der, welche uns die Ausdrücke (3\*) und (4\*) lieferte. Damit eine solche [396] Vereinfachung eintrete, müsste, ausser  $P = \Pi$ ,  $w_s (w_k + w_n) = N$ , und auch  $w_s = w_k + w_n$ , also

$$w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n}$$

werden. Dies ist aber gerade die Bedingung, welche die Congruenz von  $i_a$  und  $i_e$  herbeiführt, so dass es alsdann keinen Unterschied dieser Curven mehr zu untersuchen giebt.

Setzt man in 5, 6, 7, 8  $P = \Pi$ ,  $w_s = w_n$  und  $w_n : w_k, w_k : w_s = \infty$ , so erhält man

$$I_{a,e} = \frac{A}{2 w_s} \begin{pmatrix} -\frac{w_s}{P+Q}t & -\frac{w_s}{P-Q}t \\ 2 \pm e & \pm e \end{pmatrix},$$

$$i_{a,e} = \pm \frac{A}{2 w_s} \begin{pmatrix} -\frac{w_s}{P+Q}t & -\frac{w_s}{P-Q}t \\ e & -e \end{pmatrix}.$$

Das obere Zeichen bezieht sich auf die Anfangs-, das untere auf die Endinduction. Die Ausdrücke für  $I_a, i_a$  sind, wie man sieht, einerlei mit (3\*) und (4\*). Für  $Q$  sehr nahe  $= P$  werden sie daher gleichfalls durch die Abtheilungen  $A$  und  $a$  der Fig. 16 dargestellt. Für die Endinduction sind die entsprechenden Curven, aus abwechselnden Strichen

und Punkten zusammengesetzt, in den Abtheilungen  $E$  und  $e$  eingetragen. So also würden die Ströme verlaufen, wenn man in dem inducirenden Drahte des oben S. 244 erwähnten Doppelgewindes den Strom herstellte und abbräche statt durch Schliessen und Oeffnen der Kette von verschwindendem Widerstande, durch Oeffnen und Schliessen einer Nebenleitung zu jenem Draht, deren Widerstand wiederum gegen den der Kette verschwände.

§. VIII. Andere Ableitung der Congruenzbedingungen.

Man kann die analytisch entwickelten Bedingungen der Congruenz von  $i_a$  und  $i_e$  auch durch folgende Betrachtung ableiten. Der Anfangsextrastrom von der Stärke  $E_a$  findet zwischen den Enden der Rolle den Widerstand  $w_k$ , der Endextrastrom von der Stärke  $E_e$  nur den

[397] 
$$\frac{w_k w_n}{w_k + w_n}.$$

Man hat demgemäss

$$\int_0^\infty E_a dt = \int_0^\infty \left( I_a - \frac{A}{w_k + w_s} \right) dt = - \frac{AP\Xi}{w_s + w_k}, \quad (IV)$$

$$\int_0^\infty E_e dt = \int_0^\infty \left( I_e - \frac{Aw_n}{N} \right) dt = \frac{AP\Xi}{w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n}}, \quad (V)$$

wo der erstere Werth der absolut kleinere ist. Die Anfangsordinate des Extrastromes ist aber in beiden Fällen die gleiche, nämlich, ohne Rücksicht auf das Zeichen,  $A\Xi$ . Wegen seines kleineren Integralwerthes muss also der Anfangsextrastrom steiler abfallen, und deshalb ist der Anfangsnebenstrom in der Nebenrolle gleichfalls der steilere. Sollen die Nebenströme congruent werden, so müssen es auch die Extrastrome, und deren Integralwerthe in (IV) und (V) einander gleich. Damit dies geschehe, müssen die Extrastrome gleiche Widerstände zu überwinden haben, d. h. es muss

$$w_s + w_k = w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n} \quad (III)$$

sein. Diese Bedingung wird durch  $w_k = 0$  erfüllt, weil es alsdann für einen von der Rolle ausgehenden Strom gleichgültig ist, ob noch eine andere Bahn  $w_n$  von beliebigem Widerstand hinzutritt oder nicht. Weshalb dies nicht genüge, sondern nun auch  $w_n = 0$ , wo möglich von

noch höherer Ordnung als  $w_k$ , zu setzen sei, war bereits oben aus allgemeinen Grundsätzen hinreichend klar.

Man kann diese Beziehungen auch noch so zusammenfassen. Der Unterschied zwischen  $i_a, i_e$  kommt, wie wir sahen, darauf zurück dass, abgesehen von dem gemeinschaftlichen Factor  $\Xi$ ,

$$\frac{1}{w_s + w_k}$$

in dem ersten Ausdruck ersetzt ist durch

$$[398] \quad \frac{w_k + w_n}{N} = \frac{1}{w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n}}$$

in dem zweiten. Dasselbe gilt für  $E_a, E_e$ . Die Nenner  $w_s + w_k$  und  $w_s + \frac{w_k w_n}{w_k + w_n}$ , wodurch sich somit die Ausdrücke für die Anfangs- und für die Endinduction unterscheiden, sind aber sichtlich nichts, als die Widerstände auf der Bahn der beiden Extrastrome. Nennt man diese Widerstände  $W_a, W_e$ , so hat man  $i_a, i_e = -f(W_a), f(W_e)$ ,  $E_a, E_e = -F(W_a), F(W_e)$ , und für  $W_a = W_e$  daher  $-i_a = i_e$ ,  $-E_a = E_e$ .

### §. IX. Versuche zur Bestätigung der Theorie.

Ich habe nicht unterlassen, mich, so gut ich konnte, durch den Versuch der Richtigkeit des theoretischen Ergebnisses zu versichern. Ich besass zwar nicht die Mittel, auch lag es nicht in meinem Plane, dies durch förmliche Messungen, gleich denen des Hrn. BEETZ, zu thun. Allein wir haben in dem stromprüfenden Froschschenkel ein Reagens von ausserordentlicher Feinheit für den zeitlichen Verlauf von Strömen, womit wir freilich nicht diesen Verlauf in jedem Falle scharf bestimmen, bei der gegenwärtigen Sachlage aber doch mit grosser Wahrscheinlichkeit entscheiden können, ob die Ströme, unter den von der Theorie geforderten Bedingungen, wirklich congruent werden oder nicht. Fallen, bei Herstellung dieser Bedingungen, die Zuckungen durch Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung bei gleicher Richtung der Ströme im Nerven gleich stark aus, oder verschwinden sie bei dem gleichen Rollenabstande, so ist kaum zu zweifeln, dass unsere Theorie richtig sei.

Ich verfuhr folgendermaassen. Mit dem einen Ende der Hauptrolle eines Schlitten-Magnetelektromotors, aus der das Drahtbündel entfernt

war, verband ich einen Stöpsel-Rheostat von SIEMENS und HALSKE,<sup>1</sup> der einen Widerstand von einer bis 99 Meilen Telegraphendraht zu entfalten erlaubt. Das andere Ende der Rolle und des Rheostats verknüpfte ich mit einer [399] GROVE'schen Kette der grösseren Art, deren verdünnte Schwefelsäure im Verhältniss von 1 : 10 gemischt war. Eine möglichst kurze Nebenleitung zur Rolle und zum Rheostat konnte in Quecksilber geschlossen und geöffnet werden. Die Nebenströme führte ein Paar meiner unpolarisirbaren Zuleitungsröhren mit Thonstiefeln, wie man sie in Jena passend genannt hat (s. oben S. 163), im feuchten Raume des PFLÜGER'schen Myographions dem Nerven eines Gastrocnemius zu, der seine Zuckungen auf der berussten Glasplatte verzeichnete. Endlich ein Stromwender erlaubte den beiden Nebenströmen im Nerven die gleiche Richtung zu ertheilen. Dass bei dieser Anordnung zugleich mit  $w$ , auch  $P$  vergrössert wurde, weil nämlich der Neusilberdraht des Rheostats in Rollen aufgewickelt ist, konnte die Congruenz, falls sie überhaupt zu Stande kam, nicht beeinträchtigen.

War der Rheostat auf Null gestellt, und es wurde die Nebenrolle allmählich der Hauptrolle genähert, so erschien, dem oben S. 233 Gesagten gemäss, zuerst bei etwa 20<sup>cm</sup> Rollenabstand die Anfangszuckung bei aufsteigendem, dann wenige Millimeter näher die bei absteigendem Strome. Der aufsteigende Strom hat vermuthlich die Oberhand, weil nach Hrn. PFLÜGER's Ermittlungen die Schliessungszuckung dieses Stromes es ist, die bei allmählich gesteigerter Stromstärke zuerst erscheint,<sup>2</sup> die Nebenströme aber, weil sie steiler anheben als abfallen, in ihrer zuckererregenden Wirkung dem Schliessen eines beständigen Stromes vergleichbar sind, wie schon Hr. ROSENTHAL aus anderen Gründen erschlossen hat.<sup>3</sup> Etwa 4<sup>cm</sup> näher folgten dann ebenso nahe aufeinander die Endzuckung bei aufsteigendem und die bei absteigendem Strome. Wurde der Rheostat auf mehr als 12 Meilen gestellt, so erfolgte selbst bei ganz aufgeschobener Rolle keine Zuckung. Bei 12 Meilen war sie da, und es war sichtlich der Unterschied zwischen der Anfangszuckung und der Endzuckung bei gleicher Stromrichtung sehr vermindert; inzwischen hatte die Anfangszuckung noch ein geringes Uebergewicht.

<sup>1</sup> W. SIEMENS in POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1857. Bd. CII. S. 75. Taf. I. Fig. 4. — [Das hier von mir benutzte Exemplar besass noch nicht die oben S. 190 erwähnte Einrichtung der Rollen, daher die Bemerkung am Schlusse des Absatzes.]

<sup>2</sup> Untersuchungen über die Physiologie des Electrotonus. Berlin 1859. S. 455.

<sup>3</sup> Die Fortschritte der Physik im Jahre 1859. Dargestellt von der physikalischen Gesellschaft zu Berlin. Berlin 1861. S. 532. 533.

[400] Ich ging deshalb zu einem grösseren Magnetelektromotor über, den ich vor mehreren Jahren bei den Hrn. SIEMENS und HALSKE hatte bauen lassen, um die Angaben der Hrn. AUBERT und VON TSCHISCHWITZ über die Reizung des centralen Vagusstumpfes zu prüfen.<sup>1</sup> Die Hauptrolle dieses Apparates hat etwa 200, die Nebenrolle 9845 Windungen. Hier erhielt ich, auch bei 99 Meilen Telegraphendraht im Stromzweig der Hauptrolle, Zuckung noch bei gehörigem Rollenabstande, und unter gewissen Bedingungen nunmehr wirklich von völlig gleicher Grösse durch beide Ströme.

Dieser Bedingungen waren im Wesentlichen zwei. Erstens musste die Stromrichtung im Nerven dieselbe bleiben, d. h. also jedesmal zwischen Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung die Wippe des Stromwenders umgelegt werden. Sonst machte sich das Gesetz der Zuckungen in der Art geltend, dass gleichviel ob es sich um Anfangs- oder um Endstrom handelte, der aufsteigend gerichtete unter den beiden Strömen früher Zuckung bewirkte als der absteigende; im Gegensatz zu dem Verhalten beim Stande des Rheostats auf Null, wo unabhängig von der Stromrichtung die Zuckung durch den Anfangsstrom stets um mehrere Centimeter der durch den Endstrom vorhergeht.

Die zweite Bedingung bezieht sich auf die Geschwindigkeit, womit das Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung bewerkstelligt wird. Durch rascheres Eintauchen des verquickten Kupferhakens in das Quecksilber konnte nämlich der Endzuckung, durch rascheres Herausziehen der Anfangszuckung das Uebergewicht verschafft werden. Ebenso wirkte rascheres Handhaben des Bügels eines Schlüssels, wenn das Quecksilbernäpfchen mit seinen Kupferhaken durch einen solchen ersetzt wurde. Es ist somit klar, dass die Veränderungen des Widerstandes, welche der gänzlichen Trennung der Metalle an der Berührungsstelle voraufgehen, oder deren erste Berührung noch folgen, nicht so ganz zu vernachlässigen sind, wie wir es gethan haben. Die oben S. 236 gemachte Voraussetzung, dass diese Veränderungen in einer verschwindend kurzen Zeit vor sich gehen, trifft nicht ohne Weiteres zu.<sup>2</sup> Ohne Zweifel wird [401] durch diesen Umstand die Ordinate von  $I_a$  in der Nähe des Nullpunktes verkleinert, so dass vielleicht die Curve statt concav, zuerst convex gegen die Abscisse anhebt, während die Ordinate von  $I_e$  durch denselben Umstand zuerst vergrössert wird, und die Curve anfangs noch concav gegen die Abscisse sein mag. Dadurch wird auch die

<sup>1</sup> Vergl. ROSENTHAL, die Athembewegungen und ihre Beziehungen zum Nervus vagus. Berlin 1862. S. 32.

<sup>2</sup> Vergl. HELMHOLTZ, a. a. O. S. 538.



Gestalt der Curven  $i_a$  und  $i_e$  verändert werden, und deren Congruenz erhalten sein nur unter bestimmten Bedingungen für die Geschwindigkeit des Schliessens und Oeffnens der Nebenleitung, die im Allgemeinen sich nur zufällig, wenn je, erfüllt finden werden. Diese Veränderungen müssen aber deshalb die Zuckung gleich merklich beeinflussen, weil sie den Anfang der Curven, also deren steilsten, und somit physiologisch wirksamsten Theil betreffen. Das beste Mittel, diesem Uebelstande abzuhelpen, wäre, der Nebenleitung einen solchen Widerstand zu ertheilen, dass jene Veränderungen davon nur noch einen verschwindenden Bruchtheil betrügen.<sup>1</sup> Leider ist dies Mittel hier nicht anwendbar, weil  $w_n$  gegen  $w_s$ , wo möglich sogar gegen  $w_k$ , verschwinden soll. Es bleibt also nichts übrig, als jene Veränderungen, da sie der Grösse nach gegeben sind, der Zeit nach zu beschränken, und ihre Dauer dem durch die Natur der Sache bedingten Grenzwert h nahe zu bringen, indem man das Schliessen und Oeffnen möglichst rasch vollzieht. Verföhrt man so, so erhält man bei gleicher Stromrichtung oft lange Reihen genau gleich hoher Anfangs- und Endzuckungen, zum Zeichen, dass nunmehr, allem Ermessen nach, die beiden Ströme wirklich congruent sind.

Bei Betrachtung des zeitlichen Verlaufes der Induction die Gegenwart von Eisen in der Hauptrolle in Rechnung zu ziehen, gestattet der Zustand unserer Kenntnisse insofern noch nicht, als wir hinsichtlich der Beziehung zwischen der Stärke eines veränderlichen Stromes und dem dadurch erregten Magnetismus meines Wissens auf die empirischen Bestimmungen des Hrn. BEETZ beschränkt sind.<sup>2</sup> Ich wollte aber doch prüfen, was von praktischer Wichtigkeit ist, wie sich die obigen Versuche gestalten würden, wenn ich in die Hauptrolle ein Drahtbündel brächte, womit man sie gewöhnlich anzuwenden pflegt. [402] Dass die im Eisen als Leiter inducirten Ströme die einmal hergestellte Congruenz nicht stören würden, war von vorn herein sicher, erstens, weil sie bei hinreichender Dünne und guter Isolirung der Drähte kaum in Betracht kommen,<sup>3</sup> zweitens aber und vornehmlich, weil sie selber congruent ausfallen. Dagegen war es fraglich, ob auch der Magnetismus der Drähte die Congruenz würde bestehen lassen. Dazu müsste er mit derselben Geschwindigkeit entstehen und vergehen, was zwar bei der Langsamkeit der Stromschwankungen, um die es sich hier handelt, recht gut möglich schien, jedoch zu versuchen stand.

<sup>1</sup> Vergl. HELMHOLTZ, a. a. O. S. 517.

<sup>2</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CV. S. 516 ff.

<sup>3</sup> Vergl. HELMHOLTZ, a. a. O. S. 535. 536.

Man kann sich, wegen der durch den Eisenkern vermittelten grösseren Stärke der Wirkungen, dabei wieder eines gewöhnlichen Magnetelektromotors bedienen. Bei dem Stande des Rheostats auf Null überwiegt die Anfangszuckung durch Oeffnen der Nebenleitung. Bei 50 Meilen Telegraphendraht im Stromzweig der Hauptrolle bleibt selbst bei ganz aufgeschobener Nebenrolle jede Zuckung aus. Bei 40 Meilen waren dagegen die Zuckungen noch in geeigneter Stärke vorhanden, und erschienen, unter denselben Bedingungen wie vorhin, völlig so gleichmässig wie ohne Eisenkern. Dieser schien daher unter den obwaltenden Verhältnissen die Congruenz der Ströme nicht merklich zu beeinträchtigen. Genau genommen folgte dies schon aus den früheren Versuchen, indem auch dabei, trotz der Entfernung der Drähte aus der Hauptrolle, noch etwas Eisen mit im Spiele war, der kleine Elektromagnet nämlich der Magnetelektromotore.

#### §. X. Schlussbemerkungen.

Man darf es somit als hinreichend gewiss ansehen, dass man mittels des angegebenen Kunstgriffes sich congruente Wechselströme verschaffen könne. Was aber dessen Anwendung zum Tetanisiren betrifft, so stösst man dabei auf erhebliche Schwierigkeiten.

Erstens sind, wie wir sahen, die Ströme, die man ohne Eisenkern von den gewöhnlichen Magnetelektromotoren bei Einschaltung solcher Widerstände erhält, dass der der Kette da- [403] gegen verschwindet, zu schwach um Zuckung zu bewirken. Zweitens versagt der Elektromagnet dieser Vorrichtungen dabei seine Dienste, d. h. die Feder spielt nicht mehr. Diesen Uebelständen liesse sich allenfalls begegnen, indem man die ganze Drahtlänge, deren man als Widerstand bedarf, zu Windungen der Hauptrolle und des Elektromagnetes verwendete.

Allein drittens fragt es sich, ob unter den Umständen, wo einzelne Schliessungen und Oeffnungen congruente Induction liefern, die Congruenz auch beim Spiel der Feder noch stattfinden würde. Dies setzt, wie sich zeigen lässt, voraus, dass während des Anliegens der Feder am Stift und während ihrer Excursion vom Stift fort und zurück, der Strom jedesmal Zeit habe, sich der ihm durch die OHM'sche Formel vorgeschriebenen Stärke bis auf eine unmerkliche Spur zu nähern. Nun wird aber die Feder sich stets früher vom Stift lösen, als der Elektromagnet seine ganze Kraft eingebüsst hat, oder als der Endextrastrom vorüber ist. Zwischen der Dauer des Anfangsextrastromes und der

einer Excursion der Feder herrscht gar keine Beziehung. Da jedoch unsere Magnetelektromotore, nach einer Bestimmung von Hrn. HELMHOLTZ, 150—300 mal in der Secunde den Kreis öffnen,<sup>1</sup> der Theil von  $i_a$  bis zum Maximum in Hrn. BEETZ' Versuchen aber allein  $0''\cdot 010$ —12 dauerte,<sup>2</sup> so ist kaum zweifelhaft, dass auch für den Anfangsextrastrom jene Bedingung nicht erfüllt sei. Jedenfalls müsste man, um mit congruenten Wechselströmen eines Magnetelektromotors zu tetanisiren, diesen so einrichten, dass man die Zahl der Unterbrechungen in der Secunde bis zu der Grenze verringern könnte, wo der Tetanus aufhört stetig zu sein, und dass zugleich die Dauer des Schlusses der Nebenleitung der ihrer Oeffnung möglichst gleich wäre.

Wie dies am besten zu machen gehe, mag hier unerörtert bleiben. Bemerket sei nur, dass das Princip des HALSKE'schen Unterbrechers,<sup>3</sup> den man so einstellen kann, dass er die Kette nur etwa dreimal in der Secunde öffnet, sich nicht auf die Unterbrechung einer Nebenleitung anwenden lässt, weil die [404] Hülfefeder, anstatt die Wirkungszeit des Elektromagnets zu verlängern, sie vielmehr abkürzen würde.

Bei der Schwierigkeit, hinsichtlich der Erfüllung der obigen Bedingung zu einiger Gewissheit zu gelangen, thäte man vielleicht besser, auf den Gebrauch einer selbstthätig unterbrechenden Vorrichtung zu verzichten, und sich der durch ein Uhrwerk gedrehten SAXTON'schen Maschine, oder eines ebenso bewegten Systems von Unterbrechungsradern zu bedienen, wodurch von den Schlägen einer voltaelektrischen Inductionsvorrichtung die eine Reihe abgeblendet würde, die übrigbleibenden aber abwechselnde Richtung erhielten. Dies wird geleistet durch ein Unterbrechungsrad mit einer stetig schleifenden und einer aussetzenden Feder, welches an einer und derselben isolirenden Axe mit einem POGGENDORFF'schen Inversorrad angebracht ist. Jenes ist in den inducirenden, dieses in den inducirten Kreis eingeschaltet. Beide haben die gleiche Anzahl leitender und nichtleitender Zähne, sind aber gegen einander um eine halbe Zahnbreite so verstellt, dass, wenn an dem einfachen Unterbrechungsrad die aussetzende Feder gerade auf Metall geräth oder Metall verlässt, am Inversorrad die beiden aussetzenden Federn auf Holz stehen. Dadurch wird im ersten Falle die Reihe der Schliessungs-, im zweiten die der Oeffnungsschläge abgeblendet,

<sup>1</sup> Archiv für Anatomie u. s. w. 1848. S. 155.

<sup>2</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1858. Bd. CV. S. 516.

<sup>3</sup> POGGENDORFF's Annalen u. s. w. 1856. Bd. XCVII. S. 641.

während das Inversorrad beziehlich den Oeffnungs- oder den Schliessungsschlägen abwechselnde Richtung erteilt.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> Vergl. Untersuchungen u. s. w. Bd. II. Abth. I. S. 404. 405. — [Seit Erscheinen dieser Abhandlung machte Hr. J. BERNSTEIN auf eine von mir übersehene Art aufmerksam, wie der Verlauf des Anfangs- und der des Endstromes auch noch gleich gemacht werden können. Sie kommt mit der HELMHOLTZ'schen darin überein, dass eine Nebenleitung zur Hauptrolle angebracht wird, unterscheidet sich aber von ihr dadurch, dass Schliessung und Oeffnung nicht in der Nebenleitung, sondern im Kettenzweige geschieht. Bei der Schliessung hat der Extracurrent den Widerstand  $w_s + \frac{w_n w_k}{w_n + w_k}$ , bei der Oeffnung den  $w_s + w_n$  zu überwinden. Es muss  $w_s + w_n = w_s + \frac{w_n w_k}{w_n + w_k}$  sein, damit Congruenz stattfindet, oder  $w_n$  muss gegen  $w_k$  verschwinden. Man muss also  $A$  sehr gross wählen, da sonst  $\frac{A \cdot w_n}{N}$ , der Grenzwert des Stromes in der Hauptrolle, zu klein ausfiele. Nach Obigem hat es keine Schwierigkeit, diese Combination mathematisch zu behandeln. Ueber deren praktische Ausführbarkeit vergl. im zweiten Bande dieser Sammlung die Abhandlung: „Ueber die negative Schwankung des Muskelstromes bei der Zusammenziehung.“ Erste Abtheilung. Anm. 2 zur Einleitung.]

---