

Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Gesammelte Werke

Schriften vermischten Inhalts

Hertz, Heinrich

Vaduz/Liechtenstein, 1987

3. Über die Verteilung der Elektrizität auf der Oberfläche bewegter Leiter

[urn:nbn:de:bsz:31-269592](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-269592)

3. Über die Verteilung der Elektrizität auf der Oberfläche bewegter Leiter.

Aus WIEDEMANN'S Annalen der Physik u. Chemie, Bd. 13, S. 266—275, 1881.

Werden elektrisch geladene Leiter gegeneinander bewegt, so ändert sich die Verteilung der freien Elektrizität an der Oberfläche derselben von Augenblick zu Augenblick. Diese Änderung bedingt Strömungen im Inneren der Leiter, welche ihrerseits wieder Potentialdifferenzen zur Voraussetzung haben, sobald der spezifische Widerstand des Leiters nicht als verschwindend klein angenommen wird. Hieraus lassen sich die Folgerungen ziehen:

1. Dafs die Verteilung der Elektrizität auf der Oberfläche bewegter Leiter in jedem Augenblicke eine andere ist als auf der Oberfläche ruhender, übrigens in gleicher Lage sich befindender Leiter, dafs insbesondere das Potential auf der Oberfläche und also auch im Inneren nicht mehr konstant ist, und dafs also ein bewegter Hohlkörper sein Inneres nicht völlig vor dem äufseren Einflusse schirmt.

2. Dafs die Bewegung geladener Leiter mit beständiger Wärmeentwicklung verbunden ist, dafs also kontinuierliche Bewegungen solcher Leiter nur möglich sind bei Zuführung äufserer Arbeit, und dafs unter dem Einflusse nur innerer Kräfte ein System solcher Leiter zur Ruhe kommen mufs.

Die Abänderungen, welche die Bewegung der Leiter an den Folgerungen der Elektrostatik nötig macht, sind besonders auffällig in den Fällen, in welchen sich die geometrische Oberfläche der Leiter nicht ändert, also bei Rotationskörpern, die um ihre Axe rotieren. Solche Körper (ebenso Flüssigkeitsstrahlen) werden bestrebt sein, in ihrer Nähe befindliche elektrische Körper der eigenen Bewegung folgen zu lassen.

Die Art und GröÙe der angedeuteten Erscheinungen soll im folgenden der Rechnung unterzogen werden.

Bei Aufstellung der Differentialgleichungen machen wir die Annahme, daÙ die einzig mögliche Bewegungsart der Elektrizität in einem Leiter der elektrische Strom sei. Verschwindet also ein Quantum freier Elektrizität an einem Orte A und tritt an einem anderen B wieder auf, so statuieren wir ein Stromsystem zwischen A und B , nicht eine Bewegung der freien Elektrizität von A nach B . Das ausdrückliche Hervorheben dieser Voraussetzung ist deshalb nicht überflüssig, weil sie einer naheliegenden Annahme widerspricht. Wird ein elektrischer Pol über eine ebene Platte in gleichbleibendem Abstände hingeführt, so folgt ihm die einmal erregte Elektrisierung, und die nächstliegende und auch wohl übliche Anschauung ist die, daÙ die materiell gedachte Elektrizität das Folgende sei, welche Annahme wir aber verwerfen zu Gunsten der oben genannten. Wir sehen ferner ab von allen Induktionswirkungen der erregten Ströme, was immer erlaubt sein wird, sobald nicht die Geschwindigkeit der bewegten Leiter von der Ordnung der Lichtgeschwindigkeit ist.

Seien u, v, w die Strömungskomponenten nach den Axen der x, y, z ; φ das Gesamtpotential, h die Oberflächendichtigkeit, κ der spezifische Widerstand eines Leiters, alles gemessen im absoluten, elektrostatischen Maße. κ ist also eine Zeit, und zwar die Zeit, in welcher eine im Inneren des Leiters beliebig verteilte Elektrizitätsmenge auf ihren $e^{\kappa t}$ ten Teil herabsinkt. Beziehen wir uns zunächst auf ein Koordinatensystem, welches mit einem Leiter fest verbunden ist, und betrachten die Bewegung in diesem, so haben wir:

$$1) \quad \kappa u = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \kappa v = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \kappa w = -\frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

$$2) \quad \frac{d\Delta\varphi}{dt} = 4\pi \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right\},$$

$$3) \quad -\frac{dh}{dt} = u \cos a + v \cos b + w \cos c,$$

$$4) \quad -4\pi h = \frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i} + \frac{\partial \varphi_a}{\partial n_a},$$

in welchen Gleichungen n_i die nach innen, n_a die nach außen gerichtete Normale und a, b, c die Winkel bezeichnen, welche n_i mit den Axen einschließt. Aus 1) und 2) folgt:

$$\frac{d\Delta\varphi}{dt} = -\frac{4\pi}{\kappa} \Delta\varphi, \quad \text{also } \Delta\varphi = (\Delta\varphi)_0 e^{-\frac{4\pi}{\kappa} t}.$$

Ist also die Dichtigkeit im Inneren anfänglich nicht Null, so nähert sie sich doch diesem Werte beständig und kann dann durch elektrostatische Einflüsse nicht wieder hervorgerufen werden; wir haben also auch hier:

$$\Delta\varphi = 0. \quad (5)$$

Aus 1) und 3) folgt weiter:

$$\kappa \frac{dh}{dt} = \frac{\partial\varphi_i}{\partial n_i}, \quad (6)$$

oder mit Zuhilfenahme von Gleichung 4):

$$\frac{\kappa}{4\pi} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial\varphi_i}{\partial n_i} + \frac{\partial\varphi_a}{\partial n_a} \right) = -\frac{\partial\varphi_i}{\partial n_i}. \quad (7)$$

In den Gleichungen 5) und 7) findet sich nur noch die Unbekannte φ . Gleichung 5) muß im ganzen Raume, Gleichung 7) an allen leitenden Oberflächen erfüllt sein. Durch diese Gleichungen, welche einen Bezug auf ein besonderes Koordinatensystem nicht mehr enthalten, durch die bekannten Stetigkeitsbedingungen und durch einen Anfangswert ist φ für alle Zeiten eindeutig bestimmt. In dem Differentialquotienten dh/dt bezieht sich h auf ein bestimmtes Element der Oberfläche; sind die Geschwindigkeiten dieses Elementes in einem beliebigen Koordinatensysteme α, β, γ , so werden die obigen Gleichungen auf dieses Koordinatensystem bezogen, wenn man für dh/dt setzt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \alpha \frac{\partial h}{\partial x} + \beta \frac{\partial h}{\partial y} + \gamma \frac{\partial h}{\partial z}.$$

Für die während des Zeitelementes δt erzeugte Wärme erhält man:

$$\begin{aligned} \delta W &= \delta t \int \kappa (u^2 + v^2 + w^2) dt, \\ &= -\frac{1}{\kappa} \delta t \int \varphi \frac{\partial\varphi_i}{\partial n_i} ds, \\ &= -\int \varphi \delta h ds, \end{aligned}$$

wo ds ein Element der Oberfläche ist, und das erste Integral über das Innere, die übrigen über die Oberflächen sämtlicher Leiter zu erstrecken sind. Man weist leicht in unserem besonderen Falle nach, daß die angewandten Gleichungen dem Prinzipie von der Erhaltung der Kraft genügen, was indessen von denselben schon im allgemeinen gezeigt worden ist.

Ist κ sehr klein, so läßt sich φ nach Potenzen von κ entwickeln. Die einzelnen Glieder dieser Entwicklung können, wenn die Aufgabe der gewöhnlichen Elektrostatik als gelöst angesehen wird, in folgender Weise gefunden werden:

Sei φ_1 für alle Zeiten als Potential der vorhandenen Elektrizität so bestimmt, wie es bei den vorhandenen Ladungen und den augenblicklichen Lagen dem Gleichgewichtszustande entsprechen würde, und sei h_1 die zu φ_1 gehörige Dichtigkeit. Es werde dann φ_2 so bestimmt, daß überall $\Delta\varphi_2 = 0$ ist, daß an der Oberfläche der Leiter $\partial\varphi_2/\partial n_i = \kappa\partial h_1/\partial t$ ist, daß die Stetigkeitsbestimmungen gewahrt sind, und daß die Summe der freien Elektrizität für jeden Leiter gleich Null ist. In derselben Weise wie φ_2 aus φ_1 abgeleitet ist, werde φ_3 aus φ_2 gebildet, φ_4 aus φ_3 und so fort; es ist klar, daß dann $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots$ das exakte Potential darstellt, sobald die Reihe konvergiert. Die Konvergenz derselben hängt ab von dem Verhältnisse zwischen κ , den Dimensionen der Leiter und ihren Geschwindigkeiten; für jedes κ lassen sich hinreichend kleine Geschwindigkeiten denken. Für metallische Leiter und irdische Geschwindigkeiten verschwindet jedes Glied völlig gegen das vorhergegangene, die besonderen Erscheinungen, welche der elektrische Widerstand hervorruft, sind hier nicht bemerkbar, und nur die Form der Strömungen ist von Interesse. Da φ_1 im Inneren der Leiter konstant ist, φ_3 gegen φ_2 verschwindet, so erfolgen die Strömungen überall in den Kraftlinien des Potentials φ_2 , und es ist:

$$\kappa u = -\frac{\partial\varphi_2}{\partial x}, \quad \kappa v = -\frac{\partial\varphi_2}{\partial y}, \quad \kappa w = -\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}.$$

Wir beschränken uns jetzt auf den Fall, daß nur ein beweglicher Leiter vorhanden, und daß derselbe ein um seine Axe sich drehender Rotationskörper ist. Wir beziehen die Rechnung auf ein im Raume ruhendes Koor-

dinatensystem, dessen z Axe die Rotationsaxe ist. Neben demselben benutzen wir Polarkoordinaten ϱ, ω, θ mit derselben Axe. Sei T die Dauer einer Umdrehung. Die Bedingungen, welchen φ in dem Leiter zu genügen hat, sind in diesem Falle: 1. im Inneren $\Delta\varphi = 0$; 2. an der Oberfläche $\partial\varphi_i/\partial n_i = \kappa(\partial h/\partial t) + 2\pi\kappa/T \cdot \partial h/\partial\omega$, worin sich jetzt h auf einen im Raume ruhenden Punkt bezieht. Rotiert der Leiter mit gleichbleibender Geschwindigkeit unter dem Einflusse eines von der Zeit unabhängigen Potentials, so tritt nach einiger Zeit ein stationärer Zustand ein; die Bedingung desselben ist $\partial h/\partial t = 0$, und also: $\partial\varphi_i/\partial n_i = 2\pi\kappa/T \cdot \partial h/\partial\omega$.

Als ein Beispiel wollen wir eine Hohlkugel behandeln, welche mit gleichbleibender Geschwindigkeit um einen ihrer Durchmesser sich dreht. Sei ihr äusserer Radius R , ihr innerer r . Das fremde Potential Φ , unter dessen Einflusse die Bewegung stattfindet, sei für das Innere der Hohlkugel nach Kugelfunktionen entwickelt. Die Wirkungen, welche die einzelnen Glieder hervorrufen, lassen sich addieren, wir können deshalb die Betrachtung auf eins derselben beschränken, und sei also $\Phi = A_n(\varrho/R)^n \cos i\omega P_n(\theta)$. Es werde jetzt mit φ das Eigenpotential der auf der Hohlkugel induzierten Elektrizität bezeichnet, und zwar mit φ_1 im inneren Hohlraume, mit φ_2 in der Masse der Hohlkugel, mit φ_3 im äusseren Raume. Ausser den allgemeinen Bestimmungen für das Potential elektrischer Belegungen hat dann φ noch der Bedingung zu genügen, dafs für $\varrho = r$ und für $\varrho = R$:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\varrho} + \frac{\partial\varphi_i}{\partial\varrho} = -\frac{\kappa}{2T} \frac{\partial}{\partial\omega} \left\{ \frac{\partial\varphi_i}{\partial\varrho} - \frac{\partial\varphi_a}{\partial\varrho} \right\}.$$

Allen diesen Anforderungen genügen wir, wenn wir setzen:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \left(\frac{\varrho}{R}\right)^n (A \cos i\omega + B \sin i\omega) P_n(\theta) + \left(\frac{\varrho}{r}\right)^n (A' \cos i\omega + B' \sin i\omega) P_n(\theta), \\ \varphi_2 &= \left(\frac{\varrho}{R}\right)^n (A \cos i\omega + B \sin i\omega) P_n(\theta) + \left(\frac{r}{\varrho}\right)^{n+1} (A' \cos i\omega + B' \sin i\omega) P_n(\theta), \\ \varphi_3 &= \left(\frac{R}{\varrho}\right)^{n+1} (A \cos i\omega + B \sin i\omega) P_n(\theta) + \left(\frac{r}{\varrho}\right)^{n+1} (A' \cos i\omega + B' \sin i\omega) P_n(\theta). \end{aligned}$$

Denn die allgemeinen Bedingungen sind so ohne weiteres erfüllt, und die beiden Grenzgleichungen ergeben, nach $\sin i\omega$

und $\cos i\omega$ zerlegt, vier lineare Gleichungen für die vier Konstanten A, B, A', B' , durch deren Erfüllung ihre eigene bedingt ist. Mit Benutzung der Abkürzungen $\kappa/2T = \alpha$, $r/R = \varepsilon$, werden diese Gleichungen:

$$\begin{aligned} A_{ni} n &= -nA - (2n+1)\alpha i B + (n+1)\varepsilon^{n+1} A' \quad * \\ 0 &= (2n+1)\alpha i A - nB \quad * \quad + (n+1)\varepsilon^{n+1} B' \\ A_{ni} n \varepsilon^n &= -n\varepsilon^n A \quad * \quad + (n+1) A' + (2n+1)\alpha i B' \\ 0 &= * \quad - n\varepsilon^n B - (2n+1)\alpha i A' + (n+1) B' . \end{aligned}$$

Diese Gleichungen bestimmen die vier Konstanten eindeutig. Auch ohne die etwas weitläufige Auflösung durchzuführen, überzeugt man sich leicht von der Richtigkeit der folgenden Bemerkungen:

1. Ist $\alpha = 0$, so ist $A = -A_{ni}$, $A' = B' = B = 0$, wie es sein muß für die ruhende Kugel.

2. Ist α endlich aber sehr klein, so ist $A + A_{ni}$ und A' von der Ordnung von α^2 , B und B' von der Ordnung α , daraus ergibt sich das Folgende als das Wesentliche der Erscheinung: Die Form der Belegung auf der äußeren Grenzfläche (die Form der Linien gleicher Dichtigkeit) ist durch die Rotation nicht geändert (natürlich nur für die einzelnen Glieder der Entwicklung); die Belegung erscheint aber gedreht im Sinne der Rotation um einen Winkel von der Ordnung von α , ihre Dichtigkeit hat abgenommen um ein Kleines von der zweiten Ordnung. Neben ihr tritt jetzt auch auf der Kugelfläche, welche die innere Grenze bildet, eine Belegung auf, deren Form dieselbe ist, wie die der ersten, deren Dichtigkeit von der Ordnung von α ist, und welche bis auf ein Unendlichkleines gegen jene um den Winkel $\pi/2i$ gedreht erscheint. In der Masse der Hohlkugel und im Inneren treten Potentialdifferenzen von der Ordnung von α auf.

3. Ist α groß, so sind B und B' von der Ordnung $1/\alpha$, A und A' von der Ordnung $1/\alpha^2$. Bei wachsender Drehungsgeschwindigkeit erscheint also schließlich die Belegung der äußeren Grenze gedreht um den Winkel $\pi/2i$, ihre Intensität ist klein von der Ordnung $1/\alpha$, mit ihr stimmt nach Form, Lage und Intensität überein die Belegung der inneren Kugelgrenze. Für den Grenzzustand ist überall $\varphi = 0$,

es herrscht dann in der Masse und im Inneren der Hohlkugel das äußere Potential, die Strömung erfolgt überall in den Kraftlinien des letzteren. Die infolge der Strömung an die Grenze gebrachte freie Elektrizität wird durch den Umschwung der Kugel an ihren Ausgangspunkt zurückgetragen, und zwar so schnell, daß die Dichtigkeit verschwindend klein bleibt. Ein Schutz des inneren Hohlraumes findet nicht mehr statt.

In besonderen Fällen wird auch die Rechnung sehr einfach. Handelt es sich zunächst um eine Vollkugel, so ist $\epsilon = 0$, setzen wir dann $\operatorname{tg} \delta = (2n + 1) \alpha i / n$, so ist δ / i der Winkel, um welchen die Belegung gedreht erscheint, und die Intensität der Belegung verhält sich zu der auf der ruhenden Kugel induzierten wie $\cos \delta : 1$. Rotiert die Kugel unter dem Einflusse einer zur Drehungsaxe senkrechten, gleichförmigen Kraft, so wird die Verteilung der Elektrizität auf ihr durch eine Kugelfunktion ersten Grades dargestellt, die Strömungslinien sind dann parallele Grade, deren Richtung bei kleiner Drehungsgeschwindigkeit senkrecht zur Axe und zur Kraft ist, bei größeren gegen diese Richtung gedreht erscheint um einen Winkel, dessen Tangente $= 3\alpha = \frac{3}{2} \kappa / T$ ist. Für einen rotierenden Cylinder sind die Verhältnisse ganz ähnliche, die Tangente des Drehungswinkels wird hier gleich $2\alpha = \kappa / T$ gefunden.

Es sei zweitens ϵ sehr nahe gleich 1, die Dicke d der Hohlkugel also verschwindend klein. Wir müssen dann den spezifischen Widerstand κ so klein annehmen, daß $\kappa / d = k$ eine endliche Größe, der spezifische Widerstand der Fläche ist. Unter dieser Voraussetzung wird die Tangente des Drehungswinkels allgemein $\operatorname{tg} \delta = (2n + 1) i / 2n(n + 1) \cdot kR / T$ und im besonderen für eine gleichförmige Kraft $\operatorname{tg} \delta = \frac{3}{4} kR / T$.

Unter gleichen Verhältnissen findet man für einen dünnen Hohlcyylinder $\operatorname{tg} \delta = kR / T$; in diesem Falle ist also die Drehung größer am Cylinder, als an der Kugel, während sie am massiven Cylinder kleiner war. Die Dichtigkeit verhält sich auch in den zuletzt genannten Fällen zu der auf der ruhenden Kugel wie $\cos \delta : 1$.

Zur Veranschaulichung der Rechnungsergebnisse ist in Fig. 16 die elektrische Bewegung in einem rotierenden Hohlcyylinder

dargestellt, dessen innerer Radius gleich der Hälfte des äußeren ist, und dessen Umlaufszeit gleich dem Doppelten des spezifischen Widerstandes des Materials ist. Der Pfeil *A* giebt die Richtung der äußeren induzierenden Kraft, der Pfeil *B* die Richtung der Kraft im Hohlraum, die beiden anderen Pfeile geben die Stellung der Belegungen auf der äußeren und inneren Mantelfläche.

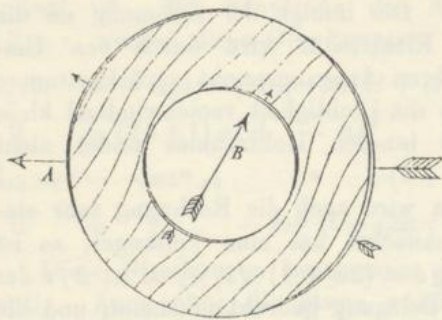


Fig. 16.

Die Linien, welche die Masse des Hohlzylinders füllen, stellen die Stromlinien dar.

Es erübrigt noch zu untersuchen, in welchen praktisch realisierbaren Fällen die besprochenen Wirkungen bemerkbar werden können. Dieselben erreichen offenbar dann eine meßbare Größe, wenn der Drehungswinkel einen meßbaren Wert erreicht, und dies ist dann der Fall, wenn bei massiven Körpern die Größe α/T , oder bei sehr dünnen Schalen die Größe kR/T einen endlichen Wert besitzt, wo jetzt R nur den mittleren Abstand der Schale von der Drehungsaxe bezeichnet. Da die Größe T nicht wohl kleiner als $1/100$ Sekunde werden kann, so muß α mindestens einige Hundertstel Sekunde betragen. Daraus ist ersichtlich, daß in metallischen Leitern, für welche α in den Trillionteln einer Sekunde liegt, die Drehungserscheinung nicht bemerkbar werden kann. Andererseits erhellt, daß bei Isolatoren, wie Schellack und Paraffin, bei welchen α viele Tausend Sekunden beträgt, schon bei mäßigen Geschwindigkeiten eine bemerkbare Belegung überhaupt sich nicht bilden kann. Dagegen würden an gewissen anderen Körpern, die an der Grenze zwischen Halbleitern und schlechten Leitern stehen, sich die Erscheinungen vollständig darstellen lassen, so an den gewöhnlichen Glassorten, an Gemengen der Nichtleiter mit pulverförmigen Leitern, an Flüssigkeiten von der Leitungsfähigkeit des Petroleums, Terpentinöls oder Mischungen dieser Flüssigkeiten mit besser leitenden etc.

Da der spezifische Widerstand κ in einfacher Weise mit dem Drehungswinkel zusammenhängt, so wäre die Beobachtung des letzteren ein Mittel zur Bestimmung des ersteren. Indessen tritt bei Körpern von dem erforderlichen Widerstand schon die Erscheinung des Rückstandes auf, und unsere Differentialgleichungen haben für dieselben nur angenäherte Gültigkeit. Die Wirkung der Rückstandsbildung wird in allen Fällen die sein, daß die Konstante κ kleiner erscheint, als sie aus der Beobachtung einer stationären Strömung gefunden wird, und zwar um so kleiner, je größer die Geschwindigkeit der Bewegung ist. In gleichem Sinne wirkt auch die dielektrische Bewegung, da dieselbe einer partiellen Leitung ohne Widerstand äquivalent ist. Bei sehr dünnen Schalen fallen die erwähnten störenden Einflüsse fort.

Frühere Versuche, welche eine Erläuterung der abgeleiteten Wirkungen geben, sind mir nicht bekannt, ich habe deshalb selber den folgenden angestellt. Über einer relativ gut leitenden Platte von Spiegelglas (es war auf anderem Wege $\kappa = 4$ Sekunden gefunden) liefs ich an einem Drahte eine 10 cm lange Nadel Torsionsschwingungen ausführen, der durch Gewichte ein hinreichendes Trägheitsmoment gegeben worden war, und welche an ihren Enden zwei horizontale, 3 cm lange, 2 cm breite Messingplättchen trug. Der Abstand a der letzteren von der Glasplatte wurde verschieden gewählt. Wurde die Nadel elektrisch geladen, so wirkten die Messingplatten auf die gegenüberliegende Glasfläche als Kondensatoren, die gebundene Elektrizität war gezwungen, der Bewegung der Nadel zu folgen, und mußte nach dem vorigen die Schwingung der Nadel dämpfen. Eine solche Dämpfung zeigte sich nun in der That. Wurde die Nadel mit einer Leidener Flasche in Verbindung gesetzt, deren Schlagweite $\frac{1}{2}$ mm betrug, während $a = 2$ mm war, so ging die vorher frei bewegliche Nadel ohne weitere Schwingung in ihre Ruhelage zurück, und noch wenn $a = 35$ mm gemacht wurde, war die Zunahme der Dämpfung im Moment der Ladung mit bloßem Auge zu bemerken. Aber auch, als ich die Nadel nur durch 50 DANIELL'sche Elemente lud, während $a = 2$ mm war, erhielt ich eine mit Spiegel und Scala leicht wahrnehmbare Zunahme der Dämpfung. Es war nicht möglich, den

Versuch einer genauen Rechnung zu unterwerfen; mittels einiger vereinfachenden Annahmen konnte ich mich indessen überzeugen, daß aus der Theorie ein Wert des logarithmischen Dekrements folgte, der von der Ordnung des beobachteten war.

Wie gezeigt ist, besitzen wir in einem Leiter, der unter dem Einflusse äußerer Kräfte rotiert, einen Körper, auf dessen Oberfläche das Potential verschiedene Werte besitzt und nach kleinen Störungen wieder annimmt. Verbinden wir daher zwei Punkte der Oberfläche leitend, so kreist durch die Verbindung ein Strom, verbinden wir die Punkte mit zwei Konduktoren, so können dieselben beliebig oft auf ein verschiedenes Potential gebracht werden. Wenden wir als rotierende Körper Metallscheiben an, so sind bei erreichbaren Drehungsgeschwindigkeiten die Potentialdifferenzen unendlich klein, wählen wir hingegen sehr schlechte Leiter, so sind die Potentialdifferenzen schon bei mäßigen Geschwindigkeiten von der Ordnung der induzierenden. Auf dieser Grundlage beruhen die Influenzmaschinen ohne metallische Belegung. Die theoretisch einfachste derartige Maschine ist ein unter dem Einflusse einer konstanten Kraft rotierender Cylinder. Wie weit allerdings die hier angedeutete Erklärung eine vollständige ist, muß einstweilen dahingestellt sein.
