

Demnach wird man von einem Polarisationsmaximum in dem bisher gebrauchten Sinne nicht mehr sprechen können.

Das plötzliche Absinken der Polarisation (Tabelle IV) unmittelbar nach Unterbrechung des Stromes auf einen zwischen kleinen Grenzen gelegenen Werth macht es erklärlich, dass diese Frage bisher noch nicht entschieden wurde. Es sind eben die Untersuchungen über die Polarisation bis in die jüngste Zeit fast durchweg nach Unterbrechung der electrolysirenden Kette vorgenommen worden, und so haben sie zum Theile die Begriffe über die „Natur“ dieser Erscheinungen nur verwirrt; die Herren Beetz und Fromme¹⁾ aber bedienten sich bei ihren im Laufe der letzten zwei Jahre veröffentlichten Arbeiten über diesen Gegenstand bedeutend schwächerer Ströme, da beide Herren als Hauptziel im Auge hatten, die erwähnte Hypothese des Hrn. Prof. Exner experimentell zu widerlegen.

Physik. Inst. der Univers. Graz.

V. *Ueber Hrn. A. Guébbard's Darstellung der Aequipotentialcurven; von E. Mach.*

(Aus dem 86. Bde. d. Sitzungsber. d. k. Acad. d. Wiss. zu Wien. II. Abth. am 9. Juni 1882; mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

(Hierzu Taf. VI Fig. 2. 3.)

Auf der im Sommer 1881 zu Paris abgehaltenen Ausstellung electrischer Apparate war vorwiegend die Electro-technik vertreten. Unter den Objecten, welche mehr den Theoretiker anzogen, zeichneten sich Hrn. Guébbard's nach dem Principe der Nobili'schen Ringe dargestellte Aequipotentialcurven durch ihre wunderbare Schönheit aus. Ueber die Natur und Bedeutung dieser Curven bestand aber zwischen

bei grosser Stromstärke bedeutend sein. (vgl. Wiedemann, Galvanismus, 2. Aufl., 2. Abth., p. 503).

1) Und vor einem Monate, als die vorliegende Untersuchung schon abgeschlossen war, Hr. Hallock (Wied. Ann. 16. p. 56. 1882).

Hrn. Guébbhard und mir eine Meinungsdivergenz, welche mündlich nicht zum Austrag gebracht werden konnte. Da, wie ich aus neuerlichen Publicationen ersehe, auch andere sich nicht unbedingt Hr. Guébbhard's Meinung anschliessen konnten, so will ich hier meine Ansicht kurz darlegen.

Wir denken uns eine planparallele Flüssigkeitsplatte, welche durch Eingiessen einer Metallsalzlösung in eine Cuvette erhalten wird. Der Boden der Cuvette ist mit einer sehr dünnen, ebenen, versilberten Kupferplatte (paillon) bedeckt. Die Electroden sind Drähte, welche, ohne die Metallplatte zu berühren, in die Flüssigkeit eintauchen. Gibt man nun der Flüssigkeit durch Wachs oder einen anderen Isolator eine cylindrische Grenze, deren Leitlinie als Stromcurve zu den Fusspunkten der Electroden als Ein- und Ausströmungspunkten passt, so sollen durch die Electrolyse auf der Kupferplatte die Potentialniveaucurven der betreffenden ebenen Strömung sichtbar werden.

Thatsächlich sind nun die so entstehenden Curven in Fällen, welche sich berechnen lassen, den Potentialniveaucurven ausserordentlich ähnlich, und es wäre daher doch etwas gewagt, ohne weiteres zu behaupten, wie es geschehen ist, dass Hr. Guébbhard's Verfahren einfach auf einem Irrthum beruhe. Aber auch Hr. Guébbhard kann nicht vollständig Recht haben, wie aus folgender Ueberlegung hervorgeht.

Electrolytische Abscheidung kann nur stattfinden, wo der Strom die Grenze eines Electrolyten passirt. Wäre es nicht durch die Versuchsanordnung schon für sich klar, so würden die Abscheidungen auf der Kupferplatte es nachweisen, dass wir es mit einer Strömung im Raume zu thun haben, welche theilweise aus der Flüssigkeit in die Kupferplatte übergeht. Gleiche Newton'sche Farbe erhalten wir, wo gleiche dicke Schichten sich ausgeschieden, also gleiche starke Stromcomponenten die Plattengrenze normal passirt haben. Die entstehenden Curven sind also zweifellos Curven gleicher Stromstärke, oder wie man hier auch sagen kann, Curven gleicher Stromdichte. Sie haben also an sich mit den Niveaucurven einer ebenen Strömung nichts

zu schaffen. Die Frage steht vielmehr jetzt so: „Wie können in dem gegebenen Falle einer Strömung im Raume die Potentialniveaucurven einer ebenen Strömung durch die bezeichneten Curven gleicher Stromstärke abgebildet werden?“

Die Antwort auf diese Frage ergibt sich schon durch eine unbefangene qualitative Untersuchung der Verhältnisse bei dem fraglichen Experiment. Wir verwenden aus Gründen, die sofort einleuchten werden, eine Holzcüvette mit einem dünnen Blechboden, füllen dieselbe mit Flüssigkeit und tauchen die Electroden ein. Untersuchen wir nun den Verlauf der Potentialfunction u bei dieser Anordnung.

Die beiden Enden eines Multiplicatordrahtes können leicht so in die Flüssigkeit getaucht werden, dass kein Ausschlag erfolgt. Eine geringe passende Verschiebung des einen Drahtes aus dieser Stellung bringt aber einen mächtigen Ausschlag hervor.

Legen wir die Enden des Multiplicatordrahtes von unten an den Blechboden an, so erhalten wir überhaupt nur sehr kleine Ausschläge. Die Werthe von u sind also sehr verschieden in der Flüssigkeit, nahezu gleich im Blechboden.

Kräftige Ausschläge erhalten wir im allgemeinen, wenn der eine Draht in die Flüssigkeit getaucht, der andere von unten an den Blechboden angelegt wird. Die Werthdifferenzen des u im Blechboden und der darüber befindlichen Flüssigkeit sind also im allgemeinen bedeutend.

Wir legen die bis an die Spitzen isolirten Enden des Multiplicatordrahtes (Fig. 2) geradlinig so zusammen, dass der eine Draht die Verlängerung des anderen bildet, und tauchen diese Combination in die Flüssigkeit ein. Hierbei ergibt sich fast gar kein Ausschlag. Erst wenn das tiefere Drahtende den Blechboden fast berührt, wird der Ausschlag plötzlich sehr kräftig.

Die Strömung ist daher in der flüssigen Planplatte wirklich merklich eine ebene und geht parallel dem Blechboden vor; sie wird nur in der Nähe des Bodens durch diesen modificirt.

Nehmen wir nun den extremen Fall an, der von der Wahrheit nicht weit abweicht, dass der Werth des u in dem Blech-

boden überall = 0 werde, so ist das Gefälle aus der Flüssigkeit in den Blechboden an allen Stellen merklich proportional dem Werth von u in der darüber stehenden Flüssigkeit. Die Normalstromcomponenten in die Metallplatte sind also selbst proportional u , womit die Antwort auf obige Frage gegeben ist.

Sollen die Werthe von u in der Flüssigkeit wirklich einer ebenen Strömung entsprechen, so darf der Stromtheil, welcher durch die Metallplatte geht, nur unbedeutend sein. Inwiefern diese Bedingung erfüllt ist, lehrt folgender Versuch. Wir nehmen zwei gleiche Cüvetten A, B aus isolirendem Material, leiten den Strom der Kette K (Fig. 2) durch dieselben und durch einen Draht PP . Nach dem Principe der Wheatstone'schen Brücke vergleichen wir durch den in den Brückendraht NQ eingeschalteten Multiplicator die nahe gleichen Widerstände von A und B . Legt man nun in die eine Cüvette B einen dünnen Metallboden ein, wie ihn Hr. Guébbard zu verwenden pflegt, so vermindert sich der Widerstand von B um etwa 10 Proc. Es geht also kein zu grosser Stromtheil durch die Metallplatte hindurch. Die Sache ändert sich natürlich wesentlich, wenn eine oder gar beide Electroden in B mit der Metallplatte in Berührung kommen. Der Widerstand B verschwindet im letzteren Falle. Solche Anordnungen sind unbrauchbar.

Betrachten wir nun die Sache von einer anderen Seite. Im allgemeinen kann zu einer ebenen, stationären Strömung (parallel der XY -Ebene) keine Z -Componente hinzutreten, ohne dass die erstere gestört wird. Fragen wir, ob eine solche Combination überhaupt möglich sei. Soll eine Strömung im Raume zugleich (mit Ausschluss der Z -Componente) eine ebene Strömung parallel der (horizontalen) XY -Ebene vorstellen, so hat die Potentialfunction φ die Gleichungen:

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad (2) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0,$$

zugleich zu erfüllen, oder φ hat der Gleichung (2) und:

$$(3) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$$

zugleich zu genügen. Aus (3) folgt φ in der Form:

$$\varphi = u \cdot z + v,$$

wobei u, v Functionen von x, y bedeuten. Dieser Ausdruck genügt auch (2), wenn u und v , für φ in (2) eingesetzt, diese Gleichung erfüllen. Die Z -Componente bildet in ihrer Intensität das φ der ebenen Strömung ab, wenn:

$$\varphi = u \cdot z, \quad \text{und demnach:} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = u.$$

Dieser Fall ist der einzige, in welchem die bezeichnete Aufgabe exact gelöst ist. Man sieht aber zugleich, dass derselbe physikalisch nicht realisirbar ist, denn $\partial \varphi / \partial z$ ist von z unabhängig, und es müssten also durch die obere Flüssigkeitsgrenze dieselben Ströme eintreten, durch welche die entsprechenden Punkte der unteren austreten. Einer angenäherten physikalisch realisirbaren Lösung der Aufgabe steht aber nichts im Wege. Man erhält eine solche z. B. durch $\varphi = u \cdot \cos \mu z$, wobei u der Gleichung (2) genügt, und μ eine sehr kleine Zahl ist. Denkt man sich die Flüssigkeit durch $z = 0$ und $z = +1$ begrenzt, so ist für erstere Grenze $\partial \varphi / \partial z = 0$, für letztere $\partial \varphi / \partial z = -\mu \sin \mu u$. An letzterer Grenze wird also durch die Stromintensitäten die Potentialfunction u abgebildet, welche der Gleichung $\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2 - \mu^2 u = 0$ genügt, die also für sehr kleine Werthe von μ sehr nahe einer ebenen stationären Strömung entspricht. Die Betrachtung des particulären Integrales $e^{\alpha x + \beta y + \gamma z}$ der Gleichung (1), welches man so einrichtet, dass es angenähert auch der Gleichung (2) genügt, führt leicht auf die angegebene Form.

Die experimentelle Untersuchung und die theoretische Ueberlegung führen also zu dem Resultate, dass bei Hrn. Guébbard's Versuchen eine Strömung im Raume stattfindet, bei welcher aber durch Curven gleicher Stromintensität die einer ebenen Strömung entsprechenden Curven gleicher Potentialfunction angenähert abgebildet werden können.

Hr. Guébbard hatte die Freundlichkeit, mir einige von ihm dargestellte Figuren zu übersenden. Ich habe nach seinem Verfahren selbst mehrere sehr schöne Figuren er-

halten, welche berechneten und für die Zwecke der Vorlesung graphisch dargestellten Fällen entsprachen. Meine hier mitgetheilten Anschauungen haben sich hierbei durchaus bestätigt.¹⁾

Ich will bei dieser Gelegenheit noch eine allgemeine Bemerkung über die physikalische Bedeutung der Gleichung (1) hinzufügen, die bekanntlich in den verschiedensten Gebieten eine Rolle spielt. Die Grösse φ können wir uns als eine mittelbar oder unmittelbar wahrnehmbare physikalische Charakteristik eines materiellen Punktes denken, welche nach Umständen der Temperatur, der Potentialfunction, dem Geschwindigkeitspotential, der Concentration einer Lösung u. s. w. entspricht. Das Bestehen des Gleichgewichtes, das Beharren eines stationären Vorganges, sowie jede Veränderung ist durch die Werthdifferenzen der physikalischen Charakteristik eines Punktes und der denselben umgebenden Punkte bestimmt. In einem physikalischen Continuum wird also, kurz gesagt, das Verhalten eines jeden Punktes durch die Abweichung des Werthes der physikalischen Charakteristik von einem gewissen Mittelwerth der Umgebung bestimmt sein. Sei $\varphi = f(x, y, z)$, so ist für einen Nachbarpunkt der Werth von φ gegeben durch $f(x + h, y + k, z + l)$, und wenn $\psi \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ eine in jedem Falle besonders zu bestimmende Function der Entfernung bedeutet, welche den gegenseitigen Einfluss der Punkte bestimmt, und die im allgemeinen sehr schnell mit dem Wachsen der Entfernung abnimmt, so nimmt der massgebende Mittelwerth meist die Form an:

1) Die Aehnlichkeit, welche Hr. Guébhard zwischen seinen Figuren und meinen Explosionsfiguren auf Russ findet, muss ich als eine sehr äusserliche betrachten. Sie würde nur dann grösser sein, wenn letztere Figuren statt der Interferenzlinien den Verlauf des Geschwindigkeitspotentials einer dauernden Schallbewegung sichtbar machen würden, was nicht der Fall ist. Dagegen möchte ich hier kurz bemerken, dass ich die unter dem Namen der „electrischen Schattenbilder“ von Hrn. Holtz beschriebene schöne Erscheinung mit schattengebenden Isolatoren und Leitern electrolytisch nachgeahmt habe. Ueber die Natur der Holtz'schen Erscheinung soll damit nicht gesprochen sein.

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x+h, y+k, z+l) \psi \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot dh \cdot dk \cdot dl}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot dh \cdot dk \cdot dl}.$$

Entwickelt man $f(x+h, y+k, z+l)$ nach der Taylor'schen Reihe bis zu den zweiten Potenzen von h, k, l , und integrirt durch alle acht Octanten um den Punkt x, y, z herum, so fallen wegen des Zeichenwechsels alle mit ungeraden Potenzen von h, k, l behafteten Glieder aus, und es bleibt als Ausdruck des Mittelwerthes:

$$(4) \quad \varphi + \frac{m}{2} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right),$$

$$\text{wobei:} \quad m = \frac{\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \psi \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot h^2 dh dk dl}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot dh dk dl}.$$

Die Abweichung des φ vom Mittelwerthe der Umgebung ist demnach durch den zweiten Theil des Ausdrucks (4) gegeben. Die allgemeine Bedeutung des Ausdrucks (4) wird durch die angedeutete Betrachtung sehr nahe gelegt. Man erkennt aber zugleich, dass die Verwendung der Form (4) auf einer Näherung beruht. Nimmt der Werth von ψ mit dem Wachsen der Entfernung langsamer ab, so genügt die Entwicklung bis zu den zweiten Differentialquotienten nicht; man muss dann bis zu den vierten, sechsten u. s. w. fortschreiten. Alle Complicationen ergeben sich, wenn die Werthe von φ selbst auf jene von ψ Einfluss haben, wie dies z. B. aus den Versuchen von Forbes über Wärmeleitung hervorgeht. Ebenso wenig sind die sogenannten Artunterschiede der Electricität durch die jetzt gebräuchliche Annäherung darstellbar.

Dass die Tragweite der angedeuteten Betrachtung über das Gebiet der eigentlichen Physik hinausreicht, dass sie eine allgemeinere phänomenologische Bedeutung hat, wird am besten durch ein Beispiel klar. Ein Raum sei im

electrostatischen Gleichgewicht. Dann ist (nach der Laplace'schen Gleichung) die Abweichung des Werthes von φ vom Mittelwerthe der Umgebung überall = 0. Nur an der Grenze von Isolatoren und Leitern besteht eine solche Abweichung, die wir Ladung nennen, ohne uns hierbei einen ladenden Stoff vorstellen zu müssen. Denken wir uns nun den Raum mit der Lichtintensität φ leuchtend, so würde das Auge jene positiven und negativen Abweichungen vom Mittelwerthe, jene Ladungen, sofort als Erhellungen und Verdunkelungen sehen. Die Abweichung vom Mittel spielt nämlich auch im Gebiete der Lichtempfindung eine Rolle, wie dies anderwärts ausgeführt worden ist.¹⁾

VI. *Die electromotorische Kraft des Daniell'schen Elements; von Erasmus Kittler.*

(Aus den Berichten der math.-phys. Classe der k. bayr. Acad. d. Wiss. zu München. Heft 4. 1882; mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

Einleitung.

Die meisten numerischen Angaben über die Grösse der electromotorischen Kraft galvanischer Combinationen sind auf die des Daniell'schen Elementes als Einheit bezogen. Nun werden einerseits für diese empirische Norm von verschiedenen Physikern verschiedene Flüssigkeiten in Anwendung gebracht, indem entweder verdünnte Schwefelsäure oder eine Lösung von Zinksulfat oder auch Salzlösungen aus der Reihe der Chloride mit dem Zink in Berührung treten; andererseits hat man bis in die jüngste Zeit der durch Concentrationsunterschiede bedingten Veränderlichkeit der electromotorischen Kraft nicht genügend Rechnung getragen. So lässt es sich verstehen, dass fast jeder Arbeit ein anderes Daniell'sches Element als Norm zu Grunde gelegt ist, ohne dass man diese verschiedenen Einheiten selbst in genaue Beziehung zu einander gebracht hätte. Auf diesen

1) Mach, Wien. Ber. 57. II. Abth. Jan.-Heft. 1868.
Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. XVII.

Fig. 5.

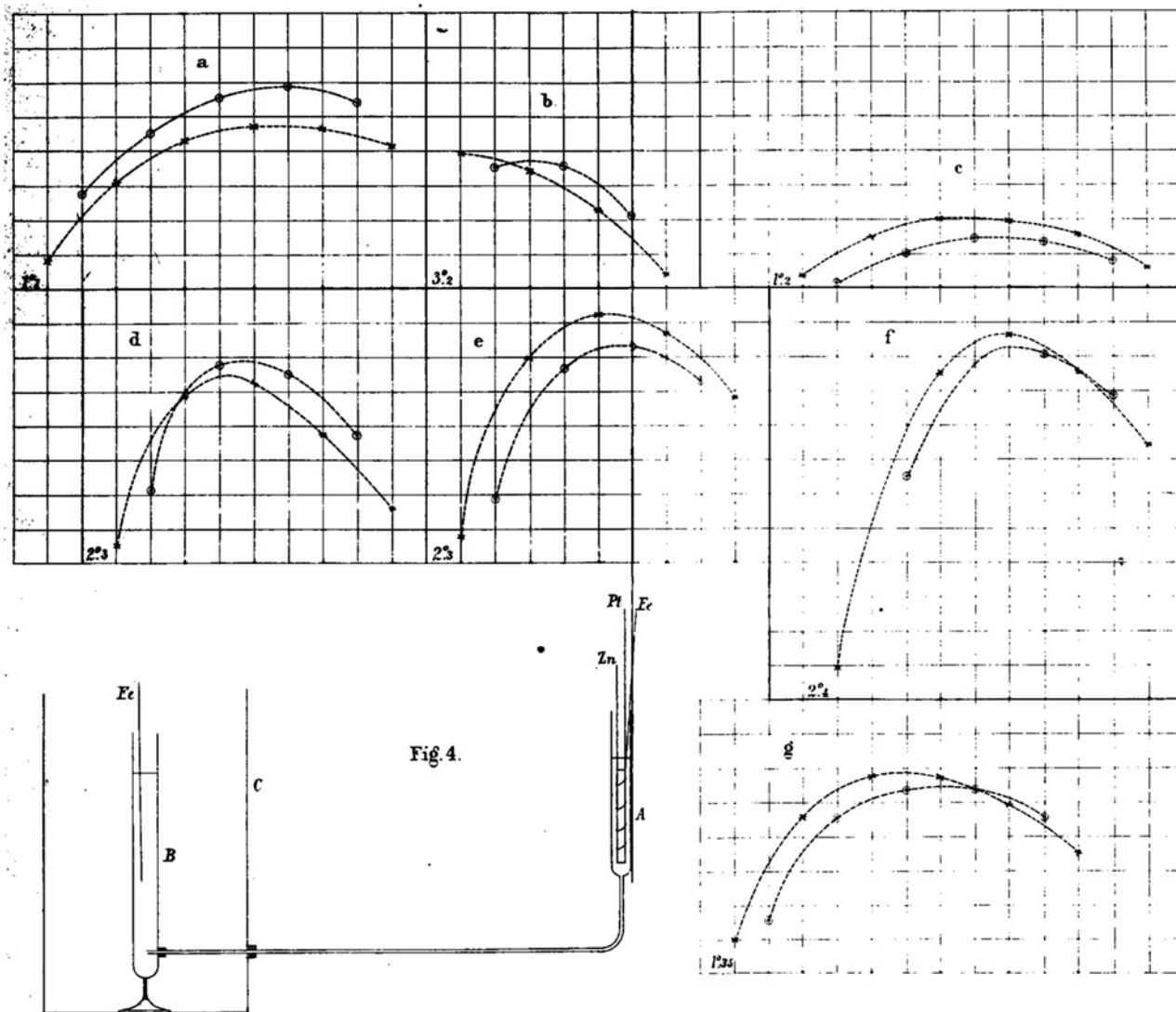


Fig. 1.

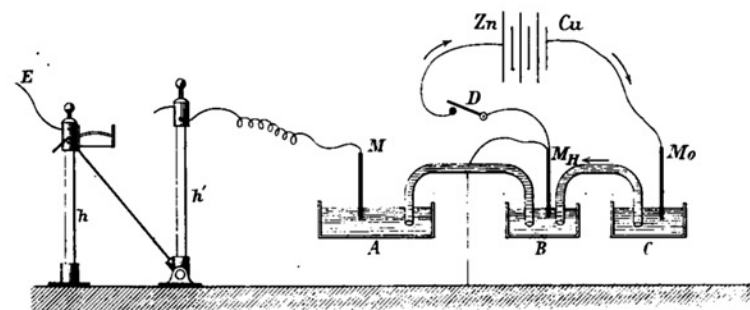


Fig. 2.



Fig. 3.

