Kleine physicalische Mittheilungen

von

Alb. Mousson.

I.

Ueber die Bewegung eines freien Theilchens auf einer drehenden Kugel.

Die schöne Theorie Dove's über die Windverhältnisse der Erde stützt sich auf die Veränderungen, welche die durch den Gegensatz der heissen und kalten Zone erzeugten Luftwirbel durch die Drehung der Erde erleiden. Der in der Tiefe fliessende kalte Nordstrom, nach Gegenden grösserer Rotationsgeschwindigkeiten gelangend, dreht sich nach Westen hin und tritt als Passat auf; der in der Höhe fliessende warme Südstrom dreht sich nach Osten und bildet den Gegenpassat, der in der gemässigten Zone herabsteigend den europäischen Südwest darstellt. Der ganze Wirbel, statt sich in einer verticalen Ebene abzuschliessen, wie bei einer ruhenden Erde, legt sich in Folge der Drehung schief, mit seinem obern Theile nach Westen, mit seinem untern nach Osten.

Um über das Mass der Richtungsänderung, je nach dem Ursprung und der Stärke der Bewegung, eine etwelche Vorstellung zu erhalten, reduzire man die Aufgabe auf den einfachsten. Fall. Ein frei bewegliches Theilchen, der einzigen Bedingung unterworfen, stets auf der Oberfläche einer Kugel zu bleiben, gehe von einem bestimmten Punkte A_0 aus, dessen Lage durch die geographische Länge φ_0 und Breite ψ_0 bestimmt sei, und zwar mit einer Anfangsgeschwindigkeit w_0, die mit dem Meridiane den Winkel β_0 bilde. β_0 werde im Sinne der Erddrehung und nach Nord + genommen. Man fragt, wie sich Ort, Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit, abgesehen von allen Hindernissen, durch die Drehung der Kugel verändern?

Nach t Secunden gelange das Theilchen nach A, für welchen Punkt die Werthe φ, ψ, w, β gelten. $R = 6366198$ Met. bezeichne den Radius der Erdkugel, die sich in 24 Stunden oder 684000 Secunden (Sternzeit) dreht. Die Geschwindigkeit am Aequator wird sein

$$V = \frac{2\pi R}{T} = 462{,}963 \text{ Met.} \tag{1}$$

Da in einer Breite ψ der Radius des Kreises $R \cos \psi$ ist, so werden die Rotationsgeschwindigkeiten in A_0, und A sein $V \cos \psi_0$ und $V \cos \psi$.

Man zerlege die Bewegungen w_0 und w in Theilbewegungen längs dem Meridian

$$v_0 = w_0 \cos \beta_0, \qquad v = w \cos \beta$$

und in solche längs dem Parallelkreise

$$u_0 = w_0 \sin \beta_0, \qquad u = w \sin \beta.$$

Alle diese Grössen betrachte man als relative Bewegungen, als diejenigen nämlich, die auf der drehenden Erde wirklich beobachtet werden.

Da v von der Drehung nicht affizirt wird, so bleibt v constant

$$v = v_0 \tag{2}$$

die Bewegung auf dem Meridiane wird nothwendig eine gleichförmige werden. Misst man alle Winkel einfach in ganzen Graden und nennt $\alpha = \frac{2\pi}{360} =$ 0,017453 die Länge eines derselben auf dem Kreise, dessen Radius Eins ist, so erhält man für diese Bewegung

$$v_0\, dt = \alpha R\, d\psi.$$

Also, wenn t die Zeit bezeichnet, die von A_0 bis A erforderlich ist

$$v_0\, t = \alpha R\, (\psi - \psi_0). \tag{3}$$

Sind auf den Parallelkreisen u_0 und u die relativen Bewegungen (positiv genommen im Sinne der Drehung), so stellen $u_0 + V \cos \psi_0$ und $u + V \cos \psi$ die absoluten Bewegungen dar. Auch diese bleiben unverändert, sobald keine Hindernisse vorhanden sind. Daher hat man

$$u_0 + V \cos \psi_0 = u + V \cos \psi$$

oder also

$$u = u_0 + V (\cos \psi_0 - \cos \psi). \tag{4}$$

Die Abhängigkeit von φ und ψ lässt sich folgendermassen finden. Auf dem Parallelkreise wird während des Zeitelementes dt ein Wegelement $\alpha R \cos \psi d\varphi$ durchlaufen. Man hat also

$$u\, dt = \alpha R \cos \psi\, d\varphi.$$

Führt man hier ein, erstens den Werth u aus (4) und zweitens denjenigen von dt aus (3), nämlich

$$dt = \frac{\alpha R}{v_0}\, d\psi,$$

so erhält man nach Division mit $\alpha R \cos \psi$ die Differenzialgleichung zwischen den beiden Variabeln φ, ψ.

$$d\varphi = \frac{u_0 + V \cos \psi_0}{v_0} \cdot \frac{d\psi}{\cos \psi} - \frac{V}{v_0}\, d\psi. \tag{5}$$

Integrirt von φ_0, ψ_0 bis φ, ψ gibt sie, da

$$\int_{\psi_0}^{\psi} \frac{d\psi}{\cos \psi} = m\, lg\, \frac{tg\,(45 + \frac{1}{2}\psi)}{tg\,(45 + \frac{1}{2}\psi_0)},$$

wenn $m = 2{,}302{,}585$ den Modulus der gemeinen Logarithmen bezeichnet, B der Abkürzung wegen für den oben angegebenen Ausdruck gesetzt, endlich zur Zurückführung auf Winkel mit α dividirt wird:

$$\varphi - \varphi_0 = \frac{u_0 + V \cos \psi_0}{v_0} \cdot \frac{B}{\alpha} - \frac{V}{v_0} (\psi - \psi_0) \tag{6}$$

Diess ist die Curvengleichung der Bahn, welche die zwischen φ und ψ bestehende Abhängigkeit ausdrückt.

Die Gleichungen (2), (3) und (6) enthalten die vollständige Lösung der Aufgabe und liefern aus φ_0, ψ_0, w_0, β_0, den Anfangswerthen, für jedes ψ die zugehörenden Werthe von w, β und φ oder $\varphi - \varphi_0$.

Zur Anwendung auf einen concreten Fall kehre man die Frage um. Der Zielpunkt sei gegeben, z. B. die Schweiz, für welche $\psi = 45°$. Der dort eintreffende Wind sei der Föhn, der sich oft mit grosser Heftigkeit in beinahe von Süd nach Nord gehender Richtung einstellt. Nehmen wir also $w = 30^m$, die Geschwindigkeit eines sehr heftigen Windes, und $\beta = 20°$ als die mögliche Abweichung vom Meridian, die noch als Südwind beurtheilt wird. Man fragt, wo auf verschiedenen Breitenkreisen $\psi_0 = 0, 10, 20, 30, 40°$ der Ursprung verlegt, welche Stärke w_0 und Richtung β_0 vorausgesetzt werden müssen, um jenen Föhn zu erzeugen? Hier sind ψ, w, β und ψ_0 die gegebenen Grössen, β_0, w_0, $\varphi - \varphi_0$ die gesuchten.

Schreibt man (2) und (4) in der Weise

$$w_0 \cos \beta_0 = w \cos \beta, \text{ und } w_0 \sin \beta_0 = w \sin \beta - V(\cos \psi_0 - \cos \psi),$$

so folgt daraus unmittelbar

$$tg\, \beta_0 = tg\, \beta - \frac{V}{w} \frac{\cos \psi_0 - \cos \psi}{\cos \beta} \tag{7}$$

β_0 bestimmt, erhält man

$$w_0 = w \frac{\cos \beta}{\cos \beta_0} \tag{8}$$

Endlich aus (6) den Längenunterschied

$$\varphi - \varphi_0 = \left(tg\ \beta + \frac{V \cos \psi}{w \cos \beta} \right) \frac{B}{\alpha} - \frac{V}{w} \frac{\psi - \psi_0}{\cos \beta} \tag{9}$$

In diese Gleichungen wäre im vorliegenden Falle einzuführen

$$\psi = 45^\circ,\ w = 30^m,\ \beta = 20^c,\ \psi_0 = 0,\ 10,\ 20,\ 30,\ 40.$$

Die Rechnung für diese verschiedenen Werthe von ψ_0 liefert die folgenden Werthe von $\varphi - \varphi_0$, β_0 und ψ_0

ψ_0	$\varphi - \varphi_0$	β_0	w_0
0	— 134°,205	— 77° 19′	128ᵐ,395
10	— 96 ,359	— 76 35	121 ,495
20	— 50 ,305	— 73 51	101 ,350
30	— 18 ,475	— 65 59	69 ,264
40	— 0 ,821	— 31 71	54 ,550.

Um unter den Verhältnissen zu erscheinen, wie der Föhn in der Schweiz, kann der Ursprung des Windes auf keine Weise nach Westen, sondern er muss, wie das negative Zeichen von $\varphi - \varphi_0$ andeutet, nach Osten gesucht werden, wo zugleich, gemäss dem negativen Zeichen von β_0, die Anfangsrichtung nach Westen und Norden gerichtet sein muss. Das Theilchen in allen diesen Fällen beschreibt eine parabelähnliche Curve, die ihren Scheitel nach West, ihre Oeffnung nach Ost gekehrt hat.

Als zweiten Fall denke man sich den Ursprung in der Gegend der Antillen. Dort gehe ein Wind aus mit der Geschwindigkeit $w_0 = 30^m$ und mit einer rein nördlichen Richtung ($\beta_0 = 0$), man fragt, wenn der Ausgangspunkt in den verschiedenen Breiten $\psi = 0, 10, 20, 30, 40$ angenommen wird, in welcher

Länge $\varphi - \varphi_0$, mit welcher Stärke w und in welcher Richtung β, wird dieser Wind den Breitenkreis $\psi = 45°$ erreichen?

Die Ausdrücke (7), (8) und (9) wandeln sich durch die Annahme $\beta_0 = 0$ um in

$$tg\ \beta = \frac{V}{w_0}(\cos\psi_0 - \cos\psi), \tag{10}$$

ferner

$$w = \frac{w_0}{\cos\beta}, \tag{11}$$

endlich

$$\varphi - \varphi_0 = \frac{V\cos\psi_0}{w_0}\frac{B}{\alpha} - \frac{V}{w_0}(\psi - \psi_0). \tag{12}$$

In diese Gleichungen sind die Werthe zu setzen

$$\psi = 45°,\ w_0 = 30^m,\ \psi_0 = 0,\ 10,\ 20,\ 30,\ 40.$$

Die Rechnung gibt

ψ_0	$\varphi - \varphi_0$	β	w
0	84°,874	77° 31′	138^m,789
10	74 ,599	76 52	132 ,032
20	50 ,408	74 26	111 ,790
30	22 ,792	67 48	79 ,398
40	3 ,080	42 17	40 ,550.

Die Winde, die von irgend einem tropischen Punkte des Antillenmeridianes ausgehen, und an ihrem Ursprunge nördlich fliessen, erreichen den Breitenkreis von 45° unter Winkeln, die zwischen West und Südwest liegen. Je südlicher der Ursprung, desto entfernter der Durchschnittspunkt mit dem Breitenkreise von 45° und desto schiefer die Richtung. In gleichem Sinne wirkt eine vom Meridian mehr und mehr nach Osten gerichtete Anfangsbewegung. Es ist daher ganz unmöglich, dass ein Antillenwind mit den Bewegungsverhältnissen des Föhnes nach der Schweiz gelangen könne.

Allerdings wird man einwenden, dass die Annahme mit Anfangsgeschwindigkeit begabter ungehinderter Theilchen der Bewegung der strömenden Luftmasse nicht ganz entspricht, dennoch scheint mit Rücksicht auf den obern Strom, von dem hier allein die Rede war und auf den die Ungleichheit des Erdreliefs weniger störend einwirken, die Analogie weniger gewagt. Es stellt sich sogar, mit Rücksicht auf die einwirkenden Bewegungsursachen, der hier betrachtete Fall gewissermassen als eine mittlere Norm dar, um welche die wirkliche Erscheinung nicht allzu bedeutend schwanken kann. Jedenfalls scheint der hier befolgte Weg geeignet, manche sehr vage Vorstellungen über den Einfluss der Erddrehung in ihre richtigen Schranken zu weisen und davor zu warnen, die Winderscheinungen einzelner ungewöhnlicher Epochen allzu streng aus einer einzigen Regel ableiten zu wollen. Obgleich im Allgemeinen bestimmte Hauptströmungen gesetzmässig die Herrschaft führen, so liegt es doch wohl im Gebiete der Wahrscheinlichkeit, dass in einer umfassenden Luftmasse, wie die Atmosphäre, die über verschiedenen Meeren und Continenten sich ausbreitet, zeitweise Störungen des regelmässigen Ganges eintreten, in denen vorübergehend ganz andere Windströmungen zum Durchbruche kommen. Als eine solche Störung hat man vermuthlich den wahren Föhn zu betrachten. Doch darf man diese heftigen Luftströmungen, die durch eine fast süd-nördliche Richtung, eine ungemeine Heftigkeit, hohe Hitze, eine ganz ungewöhnliche Trockenheit, endlich durch eine eigenthümliche Trübung der Luft sich auszeichnen, nicht mit den warmen Regenwinden verwechseln, die stets von SW und

WSW einfallen und offenbar nichts als der vom Ozean kommende niedersteigende Passat sind.

II.

Ueber das Sieden einer rotirenden Flüssigkeit.

Zufällig beobachtete ich einen besondern Fall des Siedens einer Flüssigkeit, der mir seiner Einfachheit ungeachtet noch nicht beschrieben scheint. Zu andern Zwecken erhielt man mehrere Stunden destillirtes Wasser im Sieden. Es befand sich in einer grossen bauchigen Kochflasche mit flachem Boden, die auf eine Höhe von 14^{cm} etwa 3 Liter fasste und von unten durch eine Gasflamme erwärmt wurde, während der Dampf durch eine aufgesteckte Glasröhre entwich. Zur Erleichterung der Dampfentwicklung hatte man auf den Boden Kupferfeile gestreut, die sehr ungleich vertheilt war. Das Sieden war sehr schwach geworden und entwickelte nur da und dort eine kleine Blase, die sich bis zur Oberfläche gleich erhielt, als Zeichen, dass durch die lange Erhitzung die Flüssigkeit eine sehr gleichartige Temperatur gewonnen habe.

Um bei diesem Zustande die Feile besser nach der Mitte zu häufen, wo die Flamme besonders wirkte, wurde die Flasche rotatorisch erschüttert. Dadurch bildete sich zufällig eine heftig wirbelnde Säule, die nicht mehr als 8 bis 10^{mm} Durchmesser hatte. Das untere Ende berührte den Boden und umgab sich mit einer kleinen Wolke feiner aufgewirbelter Metalltheilchen. Der Stamm, bis zur Oberfläche sich erhebend, bildete eine bald gerade, bald geneigte Linie.

Was aber diese Wirbelsäule besonders auszeichnete, war eine Reihe kleiner gedrängter Dampfblasen, die der Axe folgten und die oft so gedrängt waren, dass sie eine zusammenhängende Dampfröhre von etwa 1^{mm} Durchmesser bildeten. Die Erscheinung wurde dadurch besonders auffallend, dass jede Dampfentwicklung an andern Stellen aufgehört hatte. Offenbar stand die ganze Flüssigkeitsmasse um ein Minimum unter dem dem Druck entsprechenden Siedepunkt.

Die wirbelnde Säule mit Dampfröhre war keineswegs stationär, sondern wanderte langsam weiter, stets neue Wassertheile und neuen Metallstaub ergreifend. Sie änderte ihre Stelle, theils in Folge einer allgemeinen Bewegung der ganzen Flüssigkeit, theils beim Neigen der Flasche nach der einen oder andern Seite. Die Gestalt der Säule änderte vielfach, indem sie bald gerade emporstieg, bald sich neigte, bald endlich wellenförmige Krümmungen annahm. Sie erinnerte dann unwillkürlich an das Ansehen einer Wasserhose. In letzterer sind es die condensirten Wasserdünste, welche die Säule sichtbar machen, hier sind es die kleinen Dampfbläschen, die das Continium der Flüssigkeit unterbrechen, allein die Bewegungsbedingungen scheinen ziemlich die nämlichen. Auffallend war es, die gleiche Wirbelsäule in Mitte einer beinahe ruhenden Wassermasse, mehrere ja bis 5 Minuten andauern und sich bisweilen wie durch einen neuen Anstoss beleben zu sehen.

Da der Wirbel mit Dampfblasen seine Stelle verändert, kann die Entstehung der letztern weder von bestimmten Ungleichheiten des Bodens noch von besonders günstig wirkenden Feilentheilchen herrühren, zwei Umstände, deren Einfluss auf die Entwicklung der Gase und Dämpfe bekannt genug ist; sie muss vielmehr mit der Rotationsbewegung selbst irgendwie in Verbindung stehen. Diess führt sofort auf die allein annehmbare Erklärung. Die auf die Axe des Wirbels beschränkte Entwicklung der Dämpfe ist eine Folge des verminderten Druckes, den die Fliehkraft des Wirbels daselbst hervorbringt. Während an andern Stellen die Temperatur nicht mehr ganz genügte, um den Druck der Atmosphäre und der Wassersäule zu überwinden, war diess der Fall an der Stelle, wo die Säule den Boden berührte, und hinwieder scheint die wiederholte Unterbrechung des Wassercontaktes an jener Stelle die Erhitzung derselben und damit die Entwicklung neuer Bläschen begünstigt zu haben. Ich bin zu glauben geneigt, dass die Erzeugung der Blasen selbst, unter dem Einfluss der drehenden Bewegung vor sich gehend, mitwirkte, die Bewegung zu erhalten und besonders die Wirkung der Reibung zu schwächen. Auch die Gegenwart der Blasen in der Axe bewirkt eine Verminderung des Druckes und erleichtert die Entstehung neuer. Ausserdem muss begreiflicherweise bei Erklärung der auffallenden Dauer der Wirbel auf die ganz ungewöhnliche Beweglichkeit Rücksicht genommen werden, welche die Flüssigkeiten zunächst bei ihrem Siedepunkte zeigen.

Die Möglichkeit und Richtigkeit obiger Erklärung habe ich auf verschiedenem Wege zu prüfen gesucht. Man kann vorerst die Rechnung zu Rathe ziehen, um eine Vorstellung über die mögliche Druckverminderung in einem solchen Falle zu erhalten. Man nenne r die Axenentfernung eines cylindrischen Flächenelementes ω; das entsprechende Massenelement wird $\frac{s}{g}\omega\delta r$ sein, wenn s das spec. Gewicht bezeichnet. Bezeichnet ferner u die Winkelgeschwindigkeit des Wirbels, ru die wirkliche Geschwindigkeit im Punkte r, ru^2 die entsprechende Fliehkraft, so wird das Massenelement nach Aussen durch eine Kraft

$$\frac{s}{g}\,\omega\cdot u^2 r\,\delta r$$

getrieben. Diese Kraft bewirkt die Druckzunahme $\omega\delta p$, welche der Zunahme δr des Radius zugehört. Man erhält also, unter Weglassung des gemeinsamen Faktors ω,

$$\delta p = \frac{s}{g}\,u^2 r\,\delta r. \tag{1}$$

Zur Vereinfachung der Sache nehme man an, die Winkelgeschwindigkeit u seie für alle Theile des Wirbels die gleiche. Diese Voraussetzung ist in unserm Fall nicht richtig, da die Angulargeschwindigkeit nach der Axe, wo nichts sie hindert, am grössten ist, während sie nach der Peripherie von der umgehenden ruhenden Flüssigkeit vermindert wird. Sie gilt aber für eine mittlere Geschwindigkeit oder für eine Flüssigkeit, die mit der Flasche gedreht wird.

Integrirt man (1) von $r = o$ bis $r = R$, Grenze der Wirbelsäule, so erhält man als Druckerniedrigung, in der Axe verglichen mit dem Drucke der umgebenden Flüssigkeit,

$$\Delta p = \frac{s}{2g}\cdot u^2\,R^2. \tag{2}$$

Sie ist dem Quadrate der Angulargeschwindigkeit und des Radius R des Wirbels, oder der absoluten Geschwindigkeit der äussern Cylinderfläche desselben proportional.

n bezeichne die Anzahl Drehungen in einer Secunde, so ist $u = 2\pi n$, also

$$\Delta p = \frac{2\pi^2 s}{g} \cdot n^2 R^2. \tag{3}$$

Man wähle zu Einheiten das Centimeter und das Gramm und setze $s = 1$, $g = 980{,}6^{cm}$, ferner $R = 0{,}8^{cm}$, so erhält man

$n =$	1	10	20	30	40	50	100
$\Delta p =$	0,013	1,288	5,153	11,595	20,613	32,208	128,830 Grm.

Diese Drücke in Grammen auf 1 Quadratcentimeter entsprechen Quecksilbersäulen, deren Höhe Δh folgende ist

$\Delta h =$	0,009	0,956	3,825	8,605	15,298	23,904	95,616 Mm.

Das spec. Gewicht des Quecksilbers zu 13,596 angenommen.

Da nach Régnault beim Siedepunkte 1° Siedepunktänderung einer Druckverminderung von $26{,}79^{mm}$ entspricht oder 1^{mm} Druckänderung einer Siedepunktsänderung von $0^\circ{,}03733$, so veranlassen obige Druckänderungen die folgenden Erniedrigungen Δt des Siedepunktes:

$\Delta t =$	$0^\circ{,}0003$	$0^\circ{,}036$	$0^\circ{,}143$	$0^\circ{,}321$	$0^\circ{,}571$	$0^\circ{,}892$	$3^\circ{,}569$ Cels.

Es folgt daraus, dass es zu einer merklichen Erniedrigung des Siedepunktes einer grossen Rotationsgeschwindigkeit bedarf und es erklärt, wie die Entstehung der Dampfblasen in der einzigen Axe des Wirbels eine grosse Gleichheit der Temperatur in der ganzen übrigen Flüssigkeit voraussetzt.

Der eben berechnete Fall ist, wie gesagt, derjenige des drehenden Bechers der Centrifugalmaschine, wo die paraboloidische Aushöhlung der Mitte der Druckverminderung entspricht. Diesen Fall zu verwirklichen befestigte ich den Hals einer Kochflasche von 10^{cm} Durchmesser von unten an die Drehungsaxe. Mittelst einer Lampe erhitzte man die freischwebende Flasche von unten her bis zur Siedehitze, während die Dämpfe durch eine den Pfropf durchdringende winkelförmig gebogene Röhre seitwärts entweichen konnten. Die Entwicklung der Dampfblasen, durch die Gegenwart von Kupferfeile erleichtert, erfolgte auf einem grossen Theile des Bodens. Setzte man nun die Flasche allmälig in eine drehende Bewegung, bis zu 10 oder 12 Drehungen per Secunde, so sah man die Blasen des ganzen mittlern Theiles des Bodens, gleich nach der Bildung gegen die Axiallinie zusammenströmen und auf Schraubenlinien, wie die Fasern eines Seiles, zur Oberfläche emporsteigen. Diese Erscheinung hat offenbar einen andern Ursprung als die früher beschriebene; die Blasen sind schon gebildet, wenn die Wirkung der Fliehkraft sie ergreift und sie als den im Vergleich zum Wasser leichtern Körper gegen die Axe, dieses hingegen gegen die Peripherie hin drängt. Es ist lediglich die bekannte Anordnung verschieden beweglicher Körper nach den Gesetzen der Dichtigkeit.

Unter wiederholten Versuchen gelingt es bisweilen einmal, auch den ursprünglichen Vorgang zu beobachten. Man löscht die Lampe unter dem rotirenden Gefässe; die Blasenentwicklung hört ringsherum auf, oft aber sieht man sie in der Axe des Wirbels noch einige Momente als eine aufsteigende Blasenreihe fortdauern. Doch war die Erscheinung nie rein und scharf, was seinen Grund in dem Umfang des Wirbels und in der Ausdehnung des mittlern in seinem Druck verminderten Raumes hat. In der That verräth die oberflächliche schaalenartige Vertiefung die Grösse und die nur allmälige Druckvariation dieses Raumes, während die Gestalt desselben bei freien Wirbeln von geringerem Durchmesser das Ansehen eines tiefen Trichters annimmt.

Damit nicht die ganze Flüssigkeit an der Drehung Theil nehme, wurde der Versuch abgeändert. Eine grosse Kochflasche, fest von einem Stative gehalten, wurde von unten erhitzt; durch den Hals der Flasche dagegen tauchte ein an der Centrifugalmaschine von unten befestigter rotirender Apparat ein, der eine Säule von 24^{cm} Durchmesser in Bewegung setzte. Es bestand dieser Apparat aus einer 6^{mm} weiten Messingröhre, die nicht eintauchte, an der aber ein Kreuz aus 4 langen in die Flüssigkeit herabsteigenden Flügeln von Blech angelöthet war. Sie reichten bis nahe zum Boden und liessen zwischen sich ein 6^{mm} weiten Zwischenraum mit freiem Wasser. Hatte man die Flüssigkeit lange genug erwärmt, um ihr durch ihre ganze Masse eine dem Siedepunkt sehr nahe Temperatur zu geben und setzte dann den kleinen Flügelapparat in Rotation, so beobachtete man wiederholt in der mittlern Wassersäule, erstens von oben eine tiefe Trichtersenkung, die in einige Blasen von oben eingedrungener Luft fortsetzte, zweitens eine Reihe vom Boden aufsteigender Blasen, die sich unter dem Einfluss der Rotation entwickelten, da der ganze übrige Boden des Gefässes oft gleichzeitig davon frei war. Meist verschwanden die sich erhebenden Dampfblasen in der Nähe der Spitze des obern Trichters, was vermuthlich einer localen Erkältung der Flüssigkeit durch die eintretende äussere Luft beizumessen ist. Die aufsteigende Blasenreihe scheint mir genauer das Phänomen der freien Wirbelsäule wiederzugeben, obgleich noch hier die wesentliche Verschiedenheit besteht, dass die Wassersäule der Axe nicht in ihr selbst die grösste Rotationsgeschwindigkeit besitzt, sondern erst in der Entfernung der Flügel, von wo sie mittelbar der Säule mitgetheilt wird. Erst bei Verlangsamung der Flügelbewegung gestaltet sich die mittlere Wassersäule zu einem wahren Wirbel, der aber zu kurze Zeit dauert, um die Erscheinung in ihrer Vollkommenheit längere Zeit zu unterhalten.

Ich glaube aus diesen wenigen Versuchen schliessen zu dürfen, dass die Rotation einer siedenden Flüssigkeit zwei verschiedene Erscheinungen veranlassen kann, die meist sich mischen, bisweilen indess getrennt auftreten. Die erste, häufigere, ist eine einfach durch die Fliehkraft bewirkte Concentration der entstandenen Dampfblasen nach der Axe der Rotation, die andere, zweite, dagegen eine besondere Dampfentwicklung, herrührend von einer localen Druckverminderung und Siedepunktserniedrigung in der Axe des Wirbels.

Ueber die Entstehung der Muskelkraft

von

A. Fick und J. Wislicenus.

Dass die Arbeit des Muskels nur durch chemische Processe ermöglicht wird, ist wohl heutzutage ein allgemein anerkannter Satz. Ebensowenig dürfte man auf Widerspruch stossen, wenn man noch näher behauptet, dass es Oxydationsprocesse sind, durch die