Über Capillarität.

Von

Dr. Anton Lampa,

Privatdocent an der k. k. Universität in Wien.

Vortrag, gehalten den 23. Jänner 1901.

(Mit Experimenten.)

Mit 14 Abbildungen im Texte.

Ganz einfache Experimente schon sind geeignet, uns die Überzeugung zu verschaffen, dass die Kräfte, welche den Zusammenhang der Körper bedingen, die sogenannten Cohäsionskräfte, nur innerhalb sehr kleiner Distanzen von merklicher Größe sind. Brechen wir irgend einen festen Körper auseinander und fügen dann sofort wieder die Bruchflächen aneinander, so werden wir in den meisten Fällen, auch bei Ausübung eines großen Druckes, nicht imstande sein, die zwei Theile wieder zu einem Ganzen zu vereinigen, mit anderen Worten, auch der große von uns angewendete Druck hat nicht hingereicht, die Theilchen der Bruchflächen so nahe aneinander heranzubringen, dass die Cohäsionskräfte eine merkliche Größe erreichen konnten. In einzelnen Fällen freilich gelingt die Vereinigung sehr leicht. Zwei Eisstücke z. B., deren jedes die Temperatur von 0^{0} C. hat, haften, mit leisem Druck aneinander gebracht, sofort aneinander. In diesem Falle sind wir über den Vorgang aufgeklärt. Der Schmelzpunkt des Eises wird nämlich durch Druck erniedrigt; bringen wir demnach Eis von 0^{0} unter einen höheren Druck als der gewöhnliche Atmosphärendruck, so müssten wir es gleichzeitig auf die diesem höheren Druck entsprechende niedere

Schmelztemperatur abkühlen, wenn es noch fest bleiben soll. Wenn wir dies nicht thun, wird es eben nicht fest bleiben, sondern sich verflüssigen. Dies tritt nun an der Berührungsstelle der beiden Eisstücke thatsächlich ein, es findet eine vorübergehende Verflüssigung statt; das Schmelzwasser strömt nun sofort nach Stellen niederen Druckes ab, wo es dann sofort wieder gefriert und damit einen festen Zusammenhang der beiden Eisstücke begründet. Nach Analogie dieses Vorganges kann man die Vermuthung äußern, dass überall dort, wo eine dauernde Vereinigung zweier fester Körper durch Druck möglich ist, eine vorübergehende Verflüssigung der Grenzschichten der Vereinigung vorausgeht. Wie dem nun auch sein mag: der Satz, dass die Cohäsionskräfte nur auf sehr kleine Distanzen hin wirken, steht fest, und wir wollen von demselben ausgehen, um einige Erscheinungen, welche der umfangreichen Gruppe der sogenannten, höchst anziehenden Capillarerscheinungen angehören, zu erläutern.

Wir denken uns zunächst, hochverehrte Anwesende, ein Flüssigkeitstheilchen *a* im Innern der Flüssigkeit

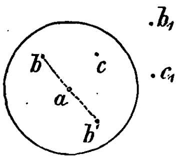


Fig. 1.

(Fig. 1). Von diesem Flüssigkeitstheilchen tragen wir uns nach allen Richtungen des Raumes die Entfernung ab, auf welche die Cohäsionskräfte in dieser Flüssigkeit noch zu wirken vermögen. Die Endpunkte aller dieser Strecken liegen in einer Kugelfläche, welche wir etwa als Wirkungskugel bezeichnen wollen. Es ist ersichtlich, dass außerhalb dieser Kugelfläche befindliche Flüssigkeitstheilchen b_1, c_1 etc. keine Wechselwirkung mit *a* haben können, da ja ihr Abstand von *a* größer ist als derjenige, auf welchen die Cohäsionskräfte noch zu wirken vermögen. Alle Theilchen *b*, *c* etc. hingegen, welche innerhalb der um *a* geschlagenen Wirkungskugel liegen, stehen mit demselben in Wechselwirkung. Trotzdem erfährt das Theilchen *a* unter dem Einfluss dieser Kräfte keinen Bewegungsantrieb, da sich ja zu jedem Theilchen *b* ein bezüglich *a* symmetrisch gelegenes Theilchen b' finden lässt, dessen Wirkung auf *a* gleich groß, aber entgegengesetzt ist der von dem Theilchen *b* auf *a* ausgeübten.

Anders liegt die Sache aber bei Theilchen, welche sich in der Nähe der Oberfläche der Flüssigkeit befinden. Um eine bestimmte Vorstellung der weiteren Betrachtung zugrunde zu legen, wollen wir ein Theilchen untersuchen, dessen Entfernung von der Oberfläche die Hälfte des Radius der Wirkungskugel beträgt. Ohne vorderhand um die Veranlassung zu fragen, bemerken wir, dass in der Natur sowohl ebene, als auch gekrümmte (convexe und concave) Flüssigkeitsoberflächen vorkommen. Es ist nothwendig, die drei möglichen Fälle von Oberflächen, ebene, convexe und concave, näher ins Auge zu fassen.

Das Theilchen *a* befinde sich unter einer ebenen Oberfläche *o o* (Fig. 2 *A*). Schlagen wir wieder um *a* die Wirkungskugel, so sehen wir leicht ein, dass die Wirkungen der innerhalb derselben befindlichen Flüssigkeitstheilchen auf *a* nicht mehr untereinander im Gleichgewicht stehen. Legen wir unterhalb *a* in gleicher Entfernung von demselben wie die Oberfläche und parallel zu derselben eine Ebene $o' o'$, so zerlegen wir durch dieselbe die in der Wirkungskugel enthaltene Flüssigkeitsmasse in zwei Theile; die Theilchen der einen, welche innerhalb der beiden Ebenen $o o$ und $o o'$ gelegen ist, geben offenbar auf a die Gesammtwirkung Null. Anders ist es mit den Theilchen, welche sich in der Kugelcalotte (in der Zeichnung schraffiert) befinden. Die Wirkung dieser Theilchen auf a ist nicht compensiert, nachdem

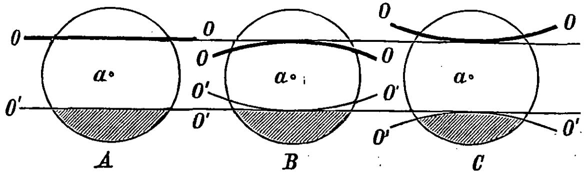


Fig. 2.

sich ja in der entsprechenden Calotte jenseits $o o$ keine Flüssigkeit befindet; dieselbe äußert sich dementsprechend als eine auf a wirkende Kraft, welche das Theilchen a in das Innere der Flüssigkeit hineinzuziehen sucht. Zu ganz ähnlichen Resultaten kommen wir, wenn wir eine convexe (Fig. 2 B) und eine concave (Fig. 2 C) Flüssigkeitsoberfläche betrachten. Immer resultiert für die der Oberfläche nahegelegenen Flüssigkeitstheilchen ein in das Innere der Flüssigkeit gerichteter Zug oder Druck. Die Größe desselben ist bei ein und derselben Flüssigkeit von der Größe der Krümmung der Oberfläche abhängig, was auch aus Fig. 2 ersehen werden kann. Vergleichen wir nämlich die Drucke, welche die gleich weit unter den drei Oberflächen liegenden Theilchen *a* in *A*, *B*, *C* erfahren, so finden wir, dass, entsprechend den uncompensierten Räumen, der nach Innen gerichtete Druck bei einer convexen Oberfläche größer, bei einer concaven kleiner ausfällt als bei einer ebenen, und zwar natürlich umso größer, respective kleiner, je stärker die Oberfläche gekrümmt ist.

Krümmungen der Oberfläche werden stets dort auftreten, wo die freie Oberfläche feste Wände berührt. Eine einfache Überlegung lässt uns dies erkennen. Die freie Oberfläche einer in einem Gefäß befindlichen Flüssigkeit würde eine ebene, und zwar horizontale sein müssen, wenn keine Wechselwirkung zwischen Gefäßwand und Flüssigkeit stattfände, da bei der leichten Verschiebbarkeit der Flüssigkeitstheilchen Gleichgewicht erst dann erreicht ist, wenn die wirkenden Kräfte, das sind die auf die Theilchen wirkenden Schwerkräfte, keine in die Oberfläche fallende Componente mehr besitzen, d. h. bis die Oberfläche überall senkrecht zu den Schwerkräften ist. Die letzteren sind nun alle vertical, also untereinander parallel, die Oberfläche muss demnach horizontal und eben sein. Auf die in der Berührungslinie zwischen freier Oberfläche und Gefäßwand befindlichen Theilchen macht sich aber die Wirkung der nach dem Inneren der Flüssigkeit gerichteten Druckkräfte und der zwischen Wand und Flüssigkeit bestehenden Wechselwirkung geltend. Betrachten wir ein an der Gefäßwand *WW* anliegendes Flüssigkeitstheilchen *O*. Zunächst müsste die Flüssigkeitsoberfläche horizontal sein. Wir construieren nun zunächst die Wirkungskugel um O in der Flüssigkeit und in der Gefäßwand (es thut nichts zur Sache, wenn wir für beide den gleichen Radius wählen). Die Flüssigkeitstheilchen, welche auf O wirken, liegen in einer Viertelkugel, jene der Gefäßwand in einer Halbkugel; der Zug, welchen die Flüssigkeitstheilchen auf O aus-

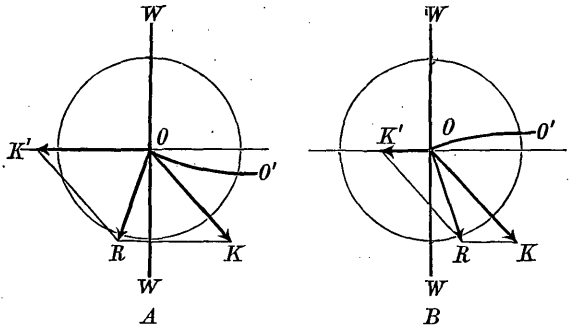


Fig. 3.

üben, ist dann durch den Pfeil K, jener, welchen die Theilchen der Gefäßwand ausüben, durch K' dargestellt. Es kommt nun offenbar auf das Verhältnis der Größen von K und K' an, ob die Resultierende derselben, die Kraft R, in das Innere der Gefäßwand oder in das Innere der Flüssigkeit gerichtet ist. In Fig. 3 A ist der erste, in Fig. 3 B der zweite Fall dargestellt. Die Flüssigkeitsoberfläche in der Nähe von O muss sich nun nach dem oben Gesagten so einstellen, dass sie senkrecht ist zu der Resultierenden R, d. h. sie wird in dem ersten Falle beiläufig die concave Form $O\,O'$, im zweiten die convexe Form $O\,O'$ annehmen. Von Flüssigkeiten, welche an der Gefäßwand concave Form annehmen, sagen wir, dass sie die Gefäßwand benetzen; so benetzt z. B. Wasser reines Glas, dagegen benetzt es nicht eingefettetes Glas, indem es an dem letzteren genau so wie Quecksilber eine convexe Form annimmt.

Die Wirkung der Gefäßwand erstreckt sich nun nicht bloß auf die unmittelbar derselben anliegenden Theilchen der Flüssigkeitsoberfläche, da ja die Wirkung innerhalb zwar kleiner, aber doch nicht unendlich kleiner Entfernungen noch auftritt. Die Folge davon ist, dass der Grad der Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche abhängig ist von der Weite des Gefäßes. Denken wir der Einfachheit wegen zunächst an cylindrische Gefäße. Ist der Durchmesser eines solchen groß, so wird die Oberfläche der in ihm befindlichen Flüssigkeit ziemlich eben sein, nur an den Rändern wird sich eine Krümmung constatieren lassen; ist dagegen der Durchmesser derselben sehr klein, so wird man an der ganzen Flüssigkeitsoberfläche kein ebenes Stück ausfindig machen können.

Mit den abgeleiteten Sätzen haben wir alles beisammen, was zur Erklärung des eigenthümlichen Verhaltens der Flüssigkeiten in engen cylindrischen Gefäßen, sogenannten Haarröhrchen oder Capillaren, nothwendig ist. Wir benützen zu den folgenden zwei Versuchen ein communicierendes Glasgefäß mit zwei ungleich weiten Schenkeln.

Füllen wir zunächst in das gut gereinigte Gefäß Wasser ein. Nach den Lehren der Hydrostatik müsste sich das Wasser in beiden Schenkeln des Gefäßes gleich hoch einstellen, so dass die Oberflächen in beiden Schenkeln ein und derselben Ebene *O O* (Fig. 4 *A*) angehören würden. Durch die Benetzung des Glases durch das Wasser erfahren nun die Oberflächen des Wassers concave Krümmungen, und zwar die Oberfläche in dem engeren

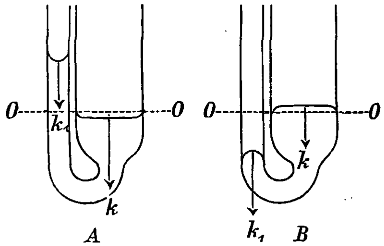


Fig. 4.

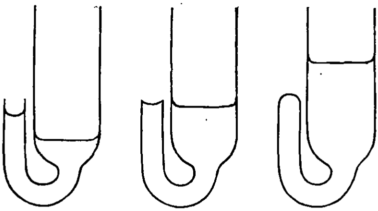
Schenkel eine stärkere als jene in dem weiteren. Wir haben nun gefunden, dass der nach innen gerichtete Zug an einer concaven Oberfläche kleiner ist als an einer ebenen, und zwar umso kleiner, je stärker die Oberfläche gekrümmt ist. Die Folge davon ist, dass der Zug Z in dem weiteren Schenkel größer ist als der Zug Z' in dem engeren Schenkel; die Ungleichheit dieser Kräfte bewirkt nun eine Erhebung der Flüssigkeit in dem engeren Schenkel bis zu einer Höhe, welche einen hydrostatischen Überdruck bewirkt, der zu der Kraft Z' addiert eine Gesammtkraft ergibt, welche der Kraft Z gleichkommt.

— Füllen wir anderseits in unser communicierendes Gefäß Quecksilber ein, welches die Glaswand nicht benetzt, so bemerken wir, dass die Flüssigkeitsoberfläche in dem engeren Schenkel tiefer steht als in dem weiteren. Die Erklärung ist analog wie früher zu geben: in einer convexen Oberfläche ist der Druck größer als in einer ebenen, und zwar umso größer, je stärker die Krümmung ist. Infolge dessen ist die nach innen gerichtete Kraft K' in dem engeren Rohre größer als die entsprechende Kraft K in dem weiteren, was eine Depression des Quecksilbers in dem engeren Rohre zur Folge hat.

Die für die capillaren Erhebungen oder Senkungen der Flüssigkeiten in Capillaren maßgebende Ungleichheit der Kräfte an der Oberfläche in der Capillare und an der Oberfläche in dem weiteren Rohre oder der umgebenden Flüssigkeit lässt sich sehr schön demonstrieren mit einem communicierenden Gefäß mit zwei ungleich weiten Schenkeln, von denen der engere kürzer ist als der weitere.

Füllen wir in ein solches langsam Wasser ein, so wird dasselbe zunächst in dem engeren Rohre höher stehen als in dem weiteren (Fig. 5 *A*). Bei weiterem Nachfüllen erreicht das Wasser den Rand des engeren Rohres und nimmt in demselben eine nahezu horizontale Oberfläche an — infolge dessen steht dann das Wasser in beiden Schenkeln ungefähr gleich hoch (Fig. 5 *B*). Bei noch weiterem Nachfüllen bildet sich an dem Ende des engeren Rohres eine convexe Kuppe; die Folge davon ist, dass das Wasser in diesem Stadium in dem weiteren Rohre höher steht als in dem engeren (Fig. 5 *C*).

In den bis jetzt gemachten Versuchen wurden stets cylindrische Gefäße benützt. Man ist natürlich nicht an diese specielle Form gebunden; zwischen zwei nahe aneinander stehenden Glasplatten, mögen sie nun parallel zu einander stehen oder einen Winkel mit einander bilden, werden die Wirkungen der durch Benetzung, respective



A *B* *C*

Fig. 5.

Nichtbenetzung hervorgerufenen Krümmung der Oberfläche der Flüssigkeit ebenfalls in Erhebung, respective Depression der Flüssigkeit zutage treten. Während, wie leicht zu übersehen ist, der Betrag dieser Erhebung, respective Depression bei parallelen Platten überall derselbe ist, weil die überall gleiche Entfernung der Platten eine überall gleiche Größe der Krümmung zur Folge hat, ist dies bei unter einem Winkel gegen einander gestellten Platten nicht mehr der Fall. Stellen wir ein Glasplattenpaar, welches einen kleinen Winkel einschließt, in Wasser, so erhebt sich das Wasser an den engeren Stellen höher als an den weiteren, und wir erhalten, wie Sie sehen, eine eigenthümliche Begrenzungsfläche der emporgehobenen Flüssigkeit (Fig. 6), welche, wie die Theorie lehrt, die beiden Glasplatten in Hyperbeln berührt.

Die Erscheinungen, welche wir im Vorstehenden betrachtet haben, verdanken ihre Entstehung einerseits den

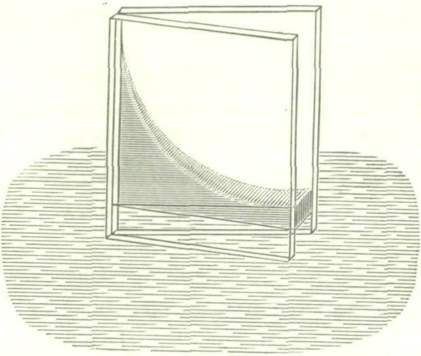


Fig. 6.

der Flüssigkeit eigenthümlichen Kräften, anderseits jenen, welche zwischen Flüssigkeit und Gefäßwand wirksam sind. Es mögen nun einige Erscheinungen vorgeführt und besprochen werden, in welchen die der Flüssigkeit eigenthümlichen Kräfte die Hauptrolle spielen. In erster Linie wäre da die Tropfenbildung zu erwähnen. Lassen wir eine Flüssigkeit in sehr kleinen Mengen aus einem Gefäß ausfließen, so nimmt sie während des Fallens Kugelgestalt an; auch wenn wir sehr kleine Mengen einer

Flüssigkeit auf eine Unterlage bringen, welche sie nicht benetzt, nimmt sie eine Gestalt an, welche sich umsomehr der Kugel nähert, je kleiner die Flüssigkeitsmenge ist. Das Zustandekommen dieser Gestalt ist auf folgende Weise zu erklären. Denken wir uns eine Flüssigkeitsmasse in einem Raume, in welchem gar keine äußeren Kräfte auf sie wirken. Diese Flüssigkeitsmasse habe nun zunächst irgend eine Gestalt erhalten, die in Fig. 7 angedeutete.

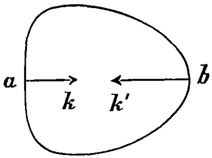


Fig. 7.

Es ist leicht einzusehen, dass die Flüssigkeit diese Gestalt nicht beibehalten kann, dass diese Gestalt mit anderen Worten keine Gleichgewichtsgestalt der Flüssigkeit sein kann. Betrachten wir z. B. die beiden einander gegenüberliegenden Oberflächenpunkte *a* und *b*. Die an diesen Stellen in das Innere der Flüssigkeiten gerichteten Kräfte k und k' sind nach dem Früheren nicht gleich groß; es ist vielmehr k' entsprechend der stärkeren Krümmung der Oberfläche in *b* größer als k. k' und k halten daher einander nicht das Gleichgewicht, es resultiert somit im Punkte *b* eine Kraft $k'—k$, welche den Punkt *b* in das Innere der Flüssigkeit hineinzieht, d. h. die Oberfläche in *b* abflacht. Ähnliches gilt für die übrigen Punkte der Oberfläche. Deformationen der Oberfläche durch die der Flüssigkeit eigenthümlichen Kräfte sind somit erst dann nicht weiter möglich, bis die Oberfläche an allen Stellen die gleiche Krümmung hat. Die einzige Gestalt, bei welcher dies der Fall ist, ist die

Kugel. Die Gleichgewichtsgestalt einer freien, d. h. keinen äußeren Kräften ausgesetzten Flüssigkeitsmasse ist also die Kugel. Dadurch ist nun die Tropfenbildung erklärt: je kleiner die Flüssigkeitsmenge ist, desto weniger kommt die Wirkung des Gewichtes, mit anderen Worten, der Schwerkraft in Betracht, desto näher wird die Gestalt des Tropfens der Kugelgestalt kommen.

Wären wir imstande, die Wirkung der Schwerkraft ganz zu eliminieren, so müsste die Flüssigkeit vollkommene Kugelgestalt annehmen. Plateau hat gezeigt, wie dies bewerkstelligt werden kann, und es gelingt nach seinem Verfahren in der That, auch sehr große, vollkommen kugelförmige Tropfen herzustellen. Wir verwenden zu derlei Experimenten Olivenöl. Stellen wir uns nun ein Gemisch von Alkohol und Wasser her, welches die gleiche Dichte hat wie das zu verwendende Öl, so erfährt eine in dieses Gemisch eingebrachte Ölmasse in demselben einen Auftrieb, welcher genau gleich ist dem Eigengewicht der Ölmasse, d. h. die letztere ist der Wirkung der Schwerkraft entzogen. Nachdem ferner das Öl und das Alkohol-Wassergemisch nicht mischbar sind, unterliegt das Öl nur seinen eigenen Kräften, und Sie sehen, dass sich die ziemlich große Menge Öl, die ich in das Gemisch einbringe, zu einer schönen Kugel zusammenballt.

Plateau hat derartige Öltropfen zu einem berühmt gewordenen Versuch benützt, welcher eine Veranschaulichung der Kant-Laplace'schen Hypothese der Entstehung des Planetensystems gewährt. Setzt man einen solchen Öltropfen in drehende Bewegung, was durch ein drehbares Stäbchen, um welches herum der Tropfen angeordnet wird, leicht geschehen kann, so plattet er sich zunächst infolge der Centrifugalkraft ab und nimmt bei allmählicher Steigerung der Drehungsgeschwindigkeit die Gestalt eines Ringes an — was die Analogie zum Saturnring gibt —; endlich zerreißt der Ring; die Theile ballen sich sofort wieder zu Kugeln zusammen, die nun als Planeten um die Rotationsachse herumwandeln. (Vorführung des Versuches.)

Nach dieser Abschweifung kehren wir wieder zu der Tropfenbildung zurück. Wir fanden, dass die einer vollkommen freien Flüssigkeitsmasse eigenthümliche Gleichgewichtsgestalt die Kugelgestalt ist. Nun ist, wie die Geometrie lehrt, die Kugel unter allen Körpern gleichen Rauminhaltes derjenige, welcher die kleinste Oberfläche hat; d. h. wenn wir aus ein und derselben Masse verschiedene Körper, z. B. einen Würfel, eine Pyramide, einen Cylinder, einen Kegel, eine Kugel formen, so hat unter all diesen Körpern die Kugel die kleinste Oberfläche. Wir können also sagen, dass die Gleichgewichtsgestalt einer freien Flüssigkeit dadurch bestimmt ist, dass ihre Oberfläche den kleinsten Wert hat, dass ihre Oberfläche ein Minimum ist. Diesen Satz können wir nun in Beziehung bringen zu der Arbeit, welche die Cohäsionskräfte der Flüssigkeit bei der Herstellung der Gleichgewichtsgestalt leisten, und ihn dadurch für compliciertere Fälle anwendbar machen. Nehmen wir einen kugelförmigen Tropfen und deformieren ihn, so stören wir hiedurch das Gleichgewicht der in das Innere der Flüssigkeit wirkenden Kräfte, wir müssen gegen diese Kräfte Arbeit leisten. Zu einer bestimmten Deformation ist eine bestimmte Arbeit nothwendig. Überlassen wir nun den deformierten Tropfen sich selbst, so kehrt er wieder in seine Gleichgewichtsgestalt zurück; dabei leisten nun wieder die Cohäsionskräfte eine Arbeit, welche gleich ist der zu der Deformation aufgewendeten Arbeit. Die Arbeitsleistung der Cohäsionskräfte dauert solange, bis der Gleichgewichtszustand, der durch das Minimum der Oberfläche charakterisiert ist, erreicht ist; bei diesem ist eine weitere Arbeit der Cohäsionskräfte nicht mehr möglich, d. h. der Gleichgewichtszustand ist dadurch bestimmt, dass für ihn die Arbeit der Cohäsionskräfte ein Maximum geworden ist. In dieser Form ist nun der Satz ein alter Bekannter, denn auch in der Mechanik der festen Körper spielt er eine wichtige Rolle. Nur ein Beispiel, die Gleichgewichtsform einer in zwei Punkten befestigten Kette, sei mir anzuführen gestattet. Eine in den Punkten *a* und *b* (Fig. 8) befestigte Kette nimmt etwa die Gestalt an, wie sie durch die ausgezogene Linie angedeutet ist. Ihr Schwerpunkt, der in der Hälfte ihrer Länge gelegen ist, sei *S*. Bei jeder anderen Form der Kette, wenn wir z. B. ihren tiefsten Punkt *m* tiefer, nach *m'*, hinunterziehen, rückt ihr Schwerpunkt in eine

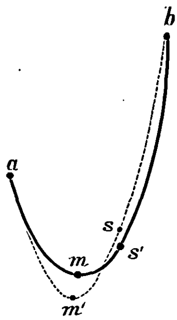


Fig. 8.

höhere Lage (S'). Die gestrichelte Linie kann also nicht die Gleichgewichtsform der Kette sein, denn sobald wir m' loslassen, wird die Schwerkraft den Schwerpunkt S' wieder nach S herunterziehen, d. h. sie wird ihn solange herunterziehen, als dies möglich ist, bis sie das Maximum an Arbeit geleistet hat.

So wie in dem speciellen Falle der Kugel entspricht nun auch in den complicierteren Fällen dem Maximum der Arbeitsleistung der Cohäsionskräfte ein Minimum der Oberfläche. Der allgemein giltige Satz, dass die Gleichgewichtsgestalt durch das Maximum der Arbeitsleistung der Cohäsionskräfte bestimmt ist, lässt sich also auch so formulieren, dass jene Gestalt die Gleichgewichtsgestalt ist, für welche die Oberfläche ein Minimum ist.

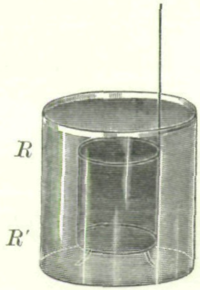


Fig. 9.

Dadurch, dass man den Öltropfen an einzelnen Stellen an feste Körper adhärieren lässt, kann man ihm Gestalten geben, welche stark von der Kugelgestalt abweichen. Alle diese Gestalten gehorchen aber dem genannten Gesetz, dass ihre Oberfläche ein Minimum ist. Durch diese geometrische Eigenthümlichkeit gewinnen derlei Tropfenformen einen eigenthümlichen Reiz. Ich zeige Ihnen, verehrte Anwesende, als Beispiel einen cylinderförmigen Öltropfen in dem Alkohol-Wassergemisch, dessen Gestalt durch die Adhäsion an zwei Drahtringen R und R_1 (Fig. 9) bedingt ist. Natürlich muss die Ölmenge entsprechend gewählt sein. Vermehrung oder Verminderung der Ölmenge bei gegebener Entfernung der Ringe würde natürlich eine Aus-, respective Einbuchtung der Begrenzungsflächen herbeiführen, selbstverständlich unter Wahrung des Princips, dass die Oberfläche unter den gegebenen Umständen ein Minimum ist.

Besonders reizvoll werden die Experimente, wenn wir die Flüssigkeitsmenge so gering nehmen, dass der Rauminhalt der Tropfen als verschwindend klein angesehen werden kann, dass also zwischen den Körpern, an welchen die Flüssigkeit adhäriert, nur sehr dünne Flüssigkeitshäutchen gespannt erscheinen. Wir können dann die sehr schwierigen mathematischen Probleme, zwischen gegebenen Begrenzungslinien Flächen kleinster Oberfläche, sogenannte Minimalflächen zu spannen, experimentell realisieren. Solche Flüssigkeitshäutchen, deren Eigengewicht sehr gering ist, folglich keine Rolle spielt, lassen sich leicht in der Luft aus Seifenwasser herstellen. Ehe wir jedoch daran gehen, solche Minimalflächen zu machen, stellen wir noch eine kleine Überlegung an.

Aus den bisher angestellten Überlegungen ergibt sich ungezwungen der für die Capillarerscheinungen wertvolle Begriff der Oberflächenspannung. Die Tendenz der Flüssigkeitsmasse, eine Gestalt kleinster Oberfläche anzunehmen, lässt sich auch so beschreiben, dass wir sagen, dass in ihrer Oberfläche eine Spannung wirksam ist, welche die Oberfläche zusammenzieht, und zwar solange zusammenzieht, bis diese Oberfläche ein Minimum geworden ist. Denken wir uns etwa eine elastische dünne Kautschukkugel mit Wasser vollgefüllt und dann, um sie der Wirkung der Schwerkraft zu entziehen, in eine Wassermasse eingesenkt. Sobald wir die Kugel deformieren, wird die Oberfläche vergrößert, das Kautschukhäutchen gespannt. Überlassen wir nun die Kugel sich selbst, so werden die elastischen Kräfte des Kautschukhäutchens in Wirkung treten und die Oberfläche wieder verringern, d. h. also wieder die Kugelform herstellen, genau dasselbe Verhalten, wie wir es bei dem Öltropfen gesehen haben. Die Wirkung der Cohäsionskräfte ist also dieselbe wie die einer in der Oberfläche wirksamen Spannung, die Vorstellung der Oberflächenspannung leistet also dasselbe wie die in einzelnen Fällen compliciertere Vorstellung der längs der ganzen Oberfläche vertheilten, nach dem Inneren der Flüssigkeit gerichteten Druckkräfte.

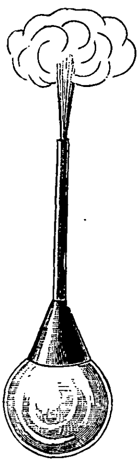


Fig. 10.

Die Oberflächenspannung ist mittels dünner Flüssigkeitshäutchen sehr anschaulich zu demonstrieren und auch leicht zu messen. Zur Erreichung des ersten Zweckes genügt es, mittels eines Trichters oder eines Röhrchens eine Seifenblase aufzublasen, ohne dieselbe von dem Trichter oder Rohr abzutrennen. Der in der Blase eingeschlossene Luftraum communiciert dann mit der äußeren Atmosphäre. Um die Blase in der ursprünglichen Größe zu erhalten, muss man die Communication absperren; hebt man die Absperrung auf, so bemerkt man alsbald ein Einschrumpfen der Blase. Zweckmäßig kann man die Blase mit Rauch aufblasen; infolge der durch die Oberflächenspannung bewirkten Contraction wird dann der Rauch aus dem Innern der Blase ausgetrieben (Fig. 10).

Wie man die Größe der Oberflächenspannung messen kann, wird durch einen Versuch erläutert, den ich nun

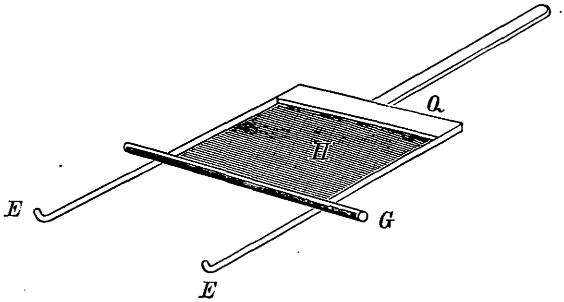


Fig. 11.

anstelle. Ich nehme ein gabelförmiges Instrument (Fig. 11), über welches ein dünnes Glasstäbchen *G* gelegt wird. Die aufgebogenen Enden *EE* der Zinken hindern das Stäbchen am Herabfallen. Tauchen wir nun das Ganze in Seifenlösung, so bildet sich zwischen dem Querbalken *Q*, den Zinken und dem Glasstäbchen eine rechteckige Seifenhaut *H*. Halten wir die Vorrichtung zunächst vertical, so bleibt das Glasstäbchen unten an den Enden liegen, da sein Gewicht größer ist als die Oberflächenspannung. Neigen wir nun allmählich die Gabel, wodurch die gegen die Oberflächenspannung wirkende Componente des Eigengewichtes allmählich geringer wird, so kommen wir endlich zu einer Stellung, bei welcher die Oberflächenspannung größer wird als diese Componente, das Häutchen zieht sich nun zusammen und zieht das Stäbchen die schiefe Ebene hinauf. Es ist ersichtlich, dass man bei Kenntnis des Gewichtes des Stäbchens, der kritischen Neigung, bei

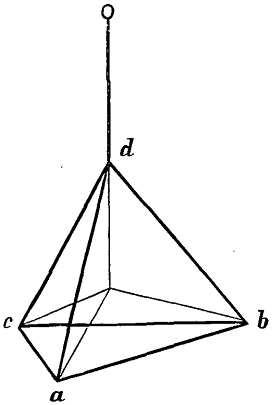


Fig. 12.

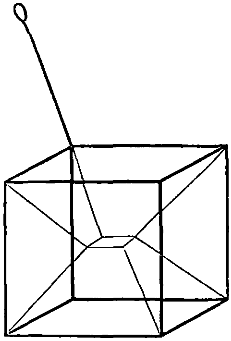


Fig. 13.

welcher die Zusammenziehung gerade beginnt, und der Oberfläche des Häutchens die Größe der Oberflächenspannung in Gewichtseinheiten pro Flächeneinheit der Oberfläche ausdrücken kann. (Bei dieser Berechnung darf man nur nicht übersehen, dass die Fläche des Häutchens doppelt in die Rechnung eingeführt werden muss, da wir es ja, allerdings mit einer sehr geringen Flüssigkeitsmasse zu thun haben, welche eine obere und eine untere Fläche hat.)

Wir wollen nun einige Minimalflächen (nach Plateau) mittels dünner Seifenlamellen herstellen. Wir verwenden dazu Drahtgerüste regelmäßiger Gestalt. Die entstehenden Flächen (deren jede auch doppelt zählt) zeichnen sich dann durch besondere Regelmäßigkeit aus. Das Resultat zweier dieser Versuche ist in den Fig. 12 und 13 dargestellt.

Zu dem in Fig. 12 dargestellten Versuch dient ein tetraederförmiges Drahtnetz *a, b, c, d,* zu dem in Fig. 13 dargestellten ein würfelförmiges.

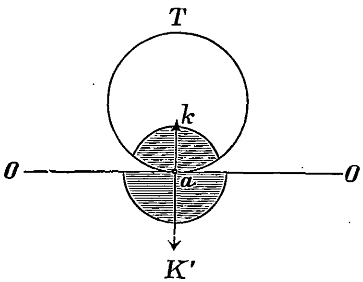


Fig. 14.

Es ist nicht möglich, die zahlreichen mit der Oberflächenspannung zusammenhängenden Erscheinungen in der kurzen Zeit eines Vortrages zu beschreiben. Eine von diesen Erscheinungsgruppen möge jedoch noch gestreift werden: es ist dies die Ausbreitung einer kleinen Flüssigkeitsmenge auf der Oberfläche einer anderen. Bringen wir auf die Oberfläche einer Flüssigkeit *O O* einen Tropfen *T* einer anderen (Fig. 14), z. B. Öl auf Wasser. Ein Theilchen *a* des Tropfens unterliegt nun einerseits der Wirkung der innerhalb der Wirkungskugel im Wasser gelegenen Wassertheilchen, welche von der durch K′ dargestellten Kraft herrührt, anderseits der Wirkung der innerhalb der Wirkungskugel im Tropfen befindlichen Theilchen, welche von der durch K dargestellten Gesammtkraft derselben herrührt. Wenn K' größer ist als K, und nur in diesem Falle, wird der Tropfen ausgebreitet. Diese Ausbreitung ist eine sehr weitgehende, die so erzeugte Flüssigkeitsschicht schillert in lebhaften Farben (Interferenzfarben, wie sie auch Seifenblasen zeigen). Sohncke hat diese Ausbreitung näher untersucht, um zu erfahren, bis zu welcher Dünnheit die Schicht ausgedehnt wird, bis sie zerreißt. Ein an dem Ende eines Drahtes hängendes Öltröpfchen von bekanntem Gewicht wird mit dem Mittelpunkt der Oberfläche von in einer kreisförmigen Schale befindlichem Wasser in Berührung gebracht. Sofort beginnt es sich mit großer Schnelligkeit nach allen Seiten hin auszubreiten. Innerhalb sehr kurzer Frist ist der Durchmesser der in lebhaften Farben schillernden Flüssigkeitshaut auf mehrere Centimeter angewachsen; sie wird endlich bläulichgrau und zerreißt dann in sehr viel, sehr kleine Tröpfchen oder Scheibchen. Man kann nun für die Wasserschale eine besonders geeignete Größe aussuchen; man nimmt eine solche, deren Wasserfläche ungefähr gleich groß ist der Fläche der Ölhaut in dem Augenblick, in dem sie zerreißt. Dann ist die Ölhaut vor dem Zerfall nach ihrer ganzen Ausdehnung gleichmäßig bläulichgrau gefärbt, und das Zerreißen geschieht gleichzeitig in allen möglichen Entfernungen vom Centrum.

Man ist daher zu dem Schlusse berechtigt, dass unter Einhaltung der angeführten Bedingungen die Ölhaut unmittelbar vor ihrem Zerreißen an allen Stellen nahezu die gleiche Dicke hat. Kennt man nun einerseits das Gewicht der sich ausbreitenden Ölmenge und die Dichte des Öles, anderseits den Durchmesser der Ölscheibe im Momente ihres Zerreißens, so kann man aus diesen Zahlen die schließliche Dicke der Ölschicht sehr leicht berechnen. Zu beobachten hat man nur den Durchmesser der Ölhaut im Augenblick, da sie zerreißt. Sohncke hat auf diese Weise die schließliche Dicke der Ölhaut zu beiläufig ein Zehntausendstel Millimeter gefunden, ungefähr den gleichen Wert, welchen Plateau für die Dicke einer Seifenblase im Momente ihres Zerplatzens gefunden hat. Diese Zahl bedeutet aber die Größe des Durchmessers der Wirkungskugel; aus diesem Grunde habe ich auch dieses Experiment angeführt.

Die Capillarwirkungen spielen in der Natur eine große Rolle. Die Erhebung der Flüssigkeiten in capillaren Röhren, die wir besprochen haben, hat sicher einen großen Antheil an dem Vorgang des Saftsteigens in den Pflanzen; die Erscheinungen der Diffusion, welche innig mit den Capillarerscheinungen zusammenhängen, sind von allergrößter Bedeutung in dem Leben aller Organismen. Trotzdem sind die Capillarerscheinungen relativ spät Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchung geworden. Der Grund ist klar: ihre Wirkungen sind keine so augenfälligen wie etwa die der Schwerkraft. Denken wir uns aber nur einen Augenblick Menschen von der Größe eines kleinen Insectes. Die Physik dieser Menschen hätte eine ganz andere Geschichte. Dieser kleine Mensch hätte nicht die Wirkung seines Gewichtes zu fürchten. Ein Sturz aus noch so großer Höhe hätte infolge des für kleine Körperchen relativ bedeutenderen Luftwiderstandes kaum schlimme Consequenzen für ihn; das Gewicht müsste er nicht fürchten, es würde ihn nicht zum Denken anregen. Anders wäre es mit den Capillarkräften. Würde er unvorsichtigerweise einen Tropfen berühren, so würde er von demselben mit unwiderstehlicher Gewalt festgehalten und besten Falles müsste er geduldig warten bis der Tropfen durch allmähliches Verdunsten verschwindet — die Capillarkräfte würden seiner Betrachtung weitaus näher stehen als die Schwere: der Newton dieses Liliputanergeschlechtes hätte wahrscheinlich den Grund zur Mechanik der Cohäsion, nicht zur Mechanik der Gravitation gelegt. Die Entwicklung der Wissenschaft ist eben auch von biologischen Momenten abhängig.

Zeitschrift/Journal: Schriften des Vereins zur Verbreitung naturwissenschaftlicher Kenntnisse Wien

Jahr/Year: 1901

Band/Volume: 41

Autor(en)/Author(s): Lampa Anton

Artikel/Article: Über Capillarität. 281-306