Erster Abschnitt.

Hydrostatik.

Erstes Kapitel.

Von den Eigenschaften und Gleichgewichtsbedingungen der tropfbar flüssigen Körper.

§. 305. Haupteigenschaft der tropfbar flüssigen Körper. Wir haben bereits im §. 3 bemerkt, dafs sich die flüssigen Körper überhaupt, also auch die tropfbar flüssigen, von den festen wesentlich durch die absolut leichte Verschiebbarkeit ihrer kleinsten Bestandtheile oder Molecule unterscheiden; hier müssen wir noch hinzufügen, dafs nicht nur die dabei Statt findende Fortpflanzung eines auf irgend einen Theil einer tropfbar flüssigen Masse ausgeübten Druckes mit gleicher Stärke nach allen Seiten hin, sondern auch die Gesetze für das Gleichgewicht der tropfbar flüssigen Körper überhaupt, wesentlich auf dieser Eigenschaft beruhen oder davon eine nothwendige Folge sind.

Besteht also in einer solchen flüssigen Masse, diese mag in einem Gefäfse von was immer für einer Form eingeschlossen seyn, das Gleichgewicht, so mufs jedes einzelne Theilchen der Flüssigkeit von allen Seiten her gleich stark gedrückt werden; weil es sonst augenblicklich nach jener Seite hin, von welcher her der Druck geringer wäre, ausweichen würde, also kein Gleichgewicht bestehen könnte.

§. 306. Zusammendrückbarkeit der tropfbar flüssigen Körper. In dem vorhin angezogenen §. 3 wurde auch bemerkt, dafs die Zusammendrückbarkeit der tropfbar flüssigen Körper so gering sey, dafs man sie geradezu als unzusammendrückbar oder i n c o m p r e s s i b e l annehmen kann, was sofort auch bei allen folgenden Untersuchungen geschehen soll.

Neueren Versuchen zufolge läfst sich das luftfreie Wasser bei einem Drucke, welcher jenem einer Atmosphäre (d. i. von $12\frac{3}{4}$ Pfund auf den Quadratzoll) gleich kommt, um 47 bis 50 (genauer von 46·65 bis 49·65) und das Quecksilber um 2·65 bis 3·38 Milliontel des ursprünglichen Volumens zusammendrücken.

Luft- und Gasarten dagegen lassen sich sehr leicht comprimiren, und besitzen dabei die Eigenschaft der vollkommenen Elasticität, die übrigens auch den tropfbaren Flüssigkeiten bis auf einen gewissen Grad zuzukommen scheint.

Anmerkung. Da das Wasser unter allen tropfbaren Flüssigkeiten am meisten verbreitet ist und angewendet wird, so werden wir uns bei den nachstehenden Untersuchungen häufig anstatt des Ausdruckes „tropfbar flüssiger Körper", Kürze halber des Wortes: „Wasser" bedienen, und dieses gleichsam als Repräsentanten aller tropfbar flüssigen Körper, in so ferne es sich nämlich um die Entwicklung jener mechanischen Lehrsätze und Eigenschaften handelt, welche allen tropfbaren Flüssigkeiten ohne Unterschied zukommen, gelten lassen. In diesem Sinne werden wir in den nachfolgenden Sätzen in der Regel nur von dem Wasser reden, dabei aber immer zugleich alle tropfbaren Flüssigkeiten überhaupt verstehen.

§. 307. Princip des gleichen Druckes nach allen Richtungen. Dieses Princip bestehet darin, dafs, wenn (von der Schwere dabei abstrahirt) auf zwei ebene Flächen a, a' einer ruhenden, oder im Gleichgewichte befindlichen tropfbaren Masse, wie z. B. Wasser, die Pressungen p und p' (etwa mittelst genau passender Kolben oder Stempel, welche in das Gefäfs von verschiedenen Seiten hineingedrückt werden) entstehen, sofort $p : p' = a : a'$ Statt findet, oder $\frac{p}{a} = \frac{p'}{a'}$, d. i. der Druck auf die Flächeneinheit dabei in der ganzen Wassermasse und nach allen Richtungen constant ist. Setzt man daher diesen Druck auf die Flächeneinheit $\frac{p}{a} = \frac{p'}{a'} = q$, so kann man sagen, dafs in Folge dieser unveränderten Fortpflanzung des Druckes, jeder ebene Theil der Gefäfswand, oder wenn ein fester Körper in die Flüssigkeit eingetaucht ist, auch jeder Theil der Oberfläche desselben dabei einen Druck erleidet, welcher auf die Flächeneinheit die Gröfse q besitzt.

Ein Theil der ebenen Fläche $= F$ wird dabei einen Druck $= qF$ erleiden. Ist die Fläche krumm, so erleidet jedes Element derselben von der Gröfse f, welches man als eben ansehen kann, den Normaldruck $= qf$.

Anmerkung. Auf dieser Eigenschaft des gleichen Druckes beruht unter Andern auch die grofse Wirksamkeit der heut zu Tage so wichtigen und allgemein in Anwendung stehenden Bramah'schen oder hydrostatischen Presse.

Diese besteht dem Wesentlichen nach aus zwei (gewöhnlich stehenden) Cylindern n und N (Fig. 211), welche durch ein enges Rohr m mit einander in Verbindung stehen und wovon der erstere, welcher nur einen sehr kleinen Durchmesser hat, mit einem Druckkolben $a\,b$, welcher luft- und wasserdicht darin auf- und abbewegt werden kann, der letztere, bedeutend weitere Cylinder N aber mit einem die Preſsplatte M tragenden ebenfalls gut geliderten Kolben $A\,B$ versehen ist. Sind nun die beiden Cylinder, so wie das Communicationsrohr bis auf die Höhe von $A\,B$ und $a\,b$ mit Wasser gefüllt und drückt man den kleinen Kolben $a\,b$, dessen Querschnittsfläche $= f$ seyn soll, mit der Kraft P abwärts, so pflanzt sich dieser Druck P auf die Querschnittsfläche des groſsen Kolbens, die $= F$ seyn mag, mit der Stärke $Q = P\frac{F}{f}$ fort, so daſs er mit dieser Kraft Q aufwärts gedrückt, die beabsichtigte Pressung der zwischen die Preſsplatte M und des Widerlagers des in der Zeichnung nicht angedeuteten Preſsgestelles eingelegten Stoffe bewirkt. Da der kleine Cylinder n die Einrichtung des Kolbenrohres einer Saug- und Druckpumpe erhält, so kann durch fortgesetztes Pumpen, d. h. Auf- und Abbewegen des Kolbens $a\,b$, welcher bei jedem Hub das im Kasten G befindliche Wasser ansaugt und bei jedem Niedergang in den groſsen Cylinder hinüberdrückt (wozu auch noch die nöthigen Ventile angebracht werden müssen), der Preſskolben $A\,B$ immer weiter aufwärts, und zwar stets (von der Reibung abgesehen) mit dem Drucke Q getrieben werden.

Sind d und D die Durchmesser des kleinen und groſsen Kolbens, ist C der Drehungs- und D der Angriffspunct der Kraft K des Druckhebels CD und das Verhältniſs der beiden Arme $\frac{CD}{CE} = n$, so ist $P = n\,K$, und daher $Q = P\frac{F}{f} = n\,K\frac{D^2}{d^2}$.

Ist z. B. der Hebel 10fach übersetzt, d. i. $n = 10$, ferner $K = 50$ Pf., $d = 1$ und $D = 20$ Zoll, so ist (ohne Rücksicht auf die Reibung) der Druck, mit welchem die Preſsplatte gegen die Widerlage der Presse getrieben wird, $Q = 500 \times \frac{400}{1} = 200000$ Pfund, oder

$$K : Q = 1 : 4000.$$

Übrigens darf man dabei nicht vergessen, daſs wenn die gleichzeitigen Wege der Kraft in D und der Last in P mit S und s bezeichnet werden, im vorliegenden Beispiele $s : S = 1 : 4000$ Statt findet, so, daſs die Preſsplatte 4000 Mal langsamer fortschreitet als der Angriffspunct der Kraft D, oder daſs auch hier wie bei allen Maschinen $K\,S = Q\,s$ Statt findet.

Obschon bei dieser Presse, bei welcher man den Pumpenkörper aus Messing oder Kanonengut, den Preſskolben sammt Platte und Cylinder, so wie, mit Ausnahme von vier schmiedeisernen Säulen, welche gewöhnlich angebracht werden, das ganze Preſsgestell aus Guſseisen und das Communicationsrohr m aus Blei, Kupfer oder Schmiedeisen (welches jetzt in solchen Fällen gezogen wird) herstellt, der Nutzeffect durch die Reibung beiläufig um $\frac{1}{3}$ vermindert wird, so steht diese dennoch gegen die Spindelpressen, bei denen, besonders bei so hohem Drucke, dieser Verlust wegen Reibung $\frac{4}{5}$ und selbst $\frac{8}{9}$ beträgt, dennoch aufserordentlich im Vortheile. (Die nähern Details hierüber, so wie auch über die Spindelpressen, findet man in einer Abhandlung von uns in *Prechtl's* techn. Encyclopädie Bd. XI.)

§. 308. Gestalt der freien Oberfläche tropfbarer Flüssigkeiten. Wirken auf die freie Oberfläche eines tropfbar flüssigen Körpers mehrere Kräfte und besteht dabei das Gleichgewicht, so müssen diese nothwendig gegen die Oberfläche normal und nach einwärts gerichtet seyn; denn wäre eine dieser Kräfte gegen irgend ein Flüssigkeitstheilchen schief gerichtet, so könnte diese in zwei Seitenkräfte zerlegt werden, wovon die eine normal auf die Oberfläche dieses Theilchens, die andere aber damit parallel wäre, und daher eine Bewegung in demselben hervorbringen würde, welches gegen die Voraussetzung wäre.

Die Oberfläche einer in einem nicht zu engen Gefäfse befindlichen tropfbaren Flüssigkeit wird daher durch den Einflufs der Schwerkraft (§. 34) eine horizontale Ebene, dagegen bei grofser Ausdehnung, wie im Meere oder in Seen einen Theil einer Kugelfläche bilden, deren Mittelpunct mit jenem der Erde zusammenfällt.

In einem nicht sehr weiten Gefäfse, welches von der Flüssigkeit benetzt wird, steht diese bekanntlich an den Wänden etwas höher, so, dafs die Oberfläche nicht eben, sondern concav erscheint; in Gefäfsen dagegen, welche nicht benetzt werden, nimmt die Oberfläche der Flüssigkeit eine convexe Gestalt an. Beispiele für beide Fälle finden sich bei Glasröhren, welche beziehungsweise Wasser oder Quecksilber enthalten.

§. 309. Druck auf den Boden eines Gefäfses. Ist ein parallelepipedisches Gefäfs AD (Fig. 212), dessen Bodenfläche AB horizontal liegt, mit einer tropfbaren Flüssigkeit, z. B. mit Wasser bis auf die Höhe ab, wobei $Aa = h$ seyn mag, gefüllt, so erleidet jeder Punct m der Bodenfläche $= f$ einen Druck, welcher dem Gewichte des darüber stehenden Wasserprisma mn von der Grundfläche f und Höhe h gleich kommt; ist nämlich p dieser Druck und γ das Gewicht der cubischen Einheit der Flüssigkeit, so ist $p = \gamma f h$. Bezeichnet man die gesammte Bodenfläche mit F, so ist, weil der Boden horizontal liegt, also alle Wasserfäden oder Prismen dieselbe Höhe h haben, der Gesammtdruck darauf $P = \gamma F h$.

Dieser Bodendruck bleibt noch der nämliche, wenn auch das Gefäfs eine andere Form, wie in Fig. 212. *a* oder *b*, besitzt, wenn dabei nur die horizontale Bodenfläche dieselbe Gröfse F und die Höhe h der darüber stehenden Flüssigkeit denselben Werth beibehält. So wird im Gefäfs Fig. 212, *a*, welches sich nach oben zu erweitert, ein beliebiger Punct o der Bodenfläche nur von dem darüber stehenden Wasserfaden (wenn wir unter der Flüssigkeit Wasser verstehen) von der Höhe $n'o = h$ gedrückt, indem z. B. der von dem Faden nm herrührende Druck von der Gefäfswand AG gänzlich aufgehoben, und davon nichts auf den Boden fortgepflanzt wird; denn wenn auch das Theilchen m' des Fadens $n'o$, welches mit jenem m in derselben horizontalen Höhe liegt, von m her einen gleichen Druck nach allen Seiten, folglich auch nach abwärts erleidet, welcher der Höhe mn entspricht, so ist dieser wegen $nm = n'm'$ und weil sich sonst das Theilchen m' nach aufwärts bewegen würde, doch nicht gröfser als von dem darüber stehenden Faden $n'm'$, so, dafs der Druck auf den Punct o der Bodenfläche der Höhe des Wasserfadens $n'o$ entspricht und die ganze Bodenfläche F nur einen Druck des darüber stehenden Wasserprisma $ABrh$ von der Höhe h, wie vorhin, zu erleiden hat.

Im Gefäfse Fig. 212. *b*, welches sich nach oben verengt, wird z. B. der Punct o' der Bodenfläche von dem Gewichte des Wasserfadens $m'o'$ und noch von der Pressung, welches das Theilchen m' selbst schon nach abwärts erleidet, gedrückt. Da nun der Punct m' von der Seite mm' her einen Druck erleidet, welcher dem Gewichte des Wasserfadens nm entspricht, und dieser Druck von m' nach allen Seiten, also auch nach abwärts mit gleicher Stärke fortgepflanzt wird, so erleidet der Punct o' einen Druck, welcher dem Gewichte der Fäden $o'm' + mn = om + mn = on$ entspricht, so, dafs dieser Druck jenem ganz gleich ist, welchen der Punct o erleidet, über welchem unmittelbar ein Wasserfaden von dieser Höhe on steht. Es werden sonach die sämmtlichen Puncte der Bodenfläche wieder genau eben so gedrückt, als ob ein Wasserprisma von der Grundfläche F und Höhe h darüber stünde:

Der von der Schwere herrührende Druck auf die horizontale Bodenfläche hängt also keineswegs von der Form des Gefäfses, oder der Wasserquantität, sondern lediglich nur von der Gröfse der Bodenfläche und Höhe des Wasserspiegels über dieser Bodenfläche ab, so dafs in allen Fällen der Druck durch die Gleichung $P = \gamma F h$ bestimmt ist. (§. 306, Anmerk.)

Anmerkung 1. Nimmt also dieselbe Wasserquantität, welche im Gefäfse, Fig. 212, die Höhe h einnimmt, in jenem Fig. 212. a (bei gleicher Bodenfläche) nur die Höhe $\frac{1}{2}h$ und in dem Gefäfse Fig. 212. b z. B. jene $10h$ ein, so ist der Druck auf die Bodenfläche F im zweiten Falle nur $\frac{1}{2}$, dagegen im dritten Falle 10 Mal so grofs als im ersten Falle. Wiegt das Wasser z. B. 10 Pfund, so ist der Druck auf den Boden in den drei genannten Gefäfsen der Reihe nach 10, 5 und 100 Pfund. Aus diesem Grunde hat man auch diesen Satz das hydrostatische Paradoxon genannt.

Anmerkung 2. Aber nicht blofs der Druck auf einen Theil der Bodenfläche, sondern auch jener auf irgend eine Fläche $cd = f$ (Fig. 212) einer im innern der Flüssigkeit angenommenen horizontalen Schichte pq, welche um $pa = h'$ unter dem Wasserspiegel liegt, wird auf dieselbe Weise, nämlich durch das Gewicht des Wasser- (oder in andern Fällen des Flüssigkeits-) Prisma cdn bestimmt und durch $\gamma f h'$ ausgedrückt; da ferner diese Schichte im Gleichgewichte steht, so mufs dieser Druck auf die Fläche cd nicht blofs von oben nach unten, sondern auch von unten nach oben Statt finden, und da sich diese Eigenschaft nicht ändern kann, wenn das Wasserprisma cdn plötzlich fest würde, so folgt, dafs ein in eine Flüssigkeit eingetauchter fester Körper cdn z. B., von der Flüssigkeit von unten nach oben einen Druck erleidet, welcher dem Gewichte der verdrängten Flüssigkeit $cdn = \gamma f h'$ gleich kommt. Ein Schiff also, welches z. B. bei einem gewissen Tiefgange 5000 Kubikfufs Wasser verdrängt, erleidet, wenn davon der Kubikfufs 57 Pf. wiegt, einen aufwärts gerichteten Druck von $5000 \times 57 = 285000$ Pf., welcher natürlich mit dem Gesammtgewichte des Schiffes und der Ladung im Gleichgewichte stehen mufs.

§. 310. Seitendruck. Da jedes Flächenelement m der Seitenwand AG eines Gefäfses (Fig. 212. a) einen Druck erleidet, der dem Gewichte eines Wasserprisma gleich ist, welches diese Fläche zur Basis und den Abstand dieses Elementes m vom Wasserspiegel zur Höhe hat, so wird auch jeder horizontale, unendlich schmale Streifen xy der Seitenwand von dem Gewichte eines Wasserprisma gedrückt, welches diesen schmalen Streifen zur Grundfläche und die Tiefe mn, um welche derselbe unterm Wasserspiegel ab liegt, zur Höhe hat.

Nimmt man daher in einer Seitenwand, diese mag senkrecht oder schief seyn, ein Rechteck pl von beliebiger Gröfse, wovon zwei Seiten horizontal liegen, so kann man sich die Fläche desselben in unendlich schmale horizontale Streifen oder Rechtecke von der Breite pl zerlegt denken, wovon jedes einen Normaldruck erleidet, welcher der Tiefe jedes Elementes unterm Wasserspiegel proportional ist. Da nun aber die Tiefe des mittlern, durch den Schwerpunct des Rechteckes gehenden Elementes das arithmetische Mittel zwischen allen den verschiedenen Tiefen bildet, so folgt, dafs der Normaldruck der Flüssigkeit auf dieses Rechteck gleich ist dem Gewichte eines Flüssigkeitsprisma, welches das betreffende Rechteck pl zur Grundfläche, und den Abstand des Schwerpunctes desselben vom Flüssigkeitsspiegel zur Höhe hat.

Nach derselben Regel wird auch der Normaldruck auf die ganze ebene Seitenwand, diese mag was immer für eine Form oder Lage haben, bestimmt, weil der Gesammtdruck gleich ist der Mittelkraft aus allen parallel wirkenden Kräften, welche den horizontalen Ausdehnungen der unendlich schmalen Streifen, in welche man die bis zur Oberfläche der Flüssigkeit reichende Seitenwand zerlegen kann, und der Tiefe dieser Streifen unter dieser Oberfläche proportional sind.

Anmerkung 1. Da der auf irgend ein Flächenelement einer Seitenwand Statt findende horizontale Druck immer durch einen gleich grofsen entgegengesetzten Seitendruck der gegenüberliegenden Wand aufgehoben wird, so erzeugt der gesammte horizontale Druck in einem z. B. mit Wasser gefüllten Gefäfse durchaus kein Bestreben zur horizontalen Bewegung oder etwa zum Umwerfen des Gefäfses. Sobald jedoch auf einer Seite eine Oeffnung m (Fig. 212) angebracht wird, aus welcher die Flüssigkeit ausfliefsen kann, wird der auf einer gegenüber in derselben Tiefe liegende gleich grofse Fläche n Statt findende Druck nicht mehr durch den Gegendruck, welcher sonst in m vorhanden gewesen wäre, aufgehoben, folglich erhält das Gefäfs ein Bestreben zur Bewegung nach der horizontalen Richtung von m gegen n, welches man die Reaction des ausfliefsenden Wassers oder der sonstigen Flüssigkeit nennt, und welche u. a. bei dem *Segner*'schen Wasserrade zur Bewegung benützt wird.

Anmerkung 2. Wirkt aufser der Schwere auf die Oberfläche $= F$ noch ein Druck P in derselben Richtung, welcher also auf die Flächeneinheit die Gröse $p = \frac{P}{F}$ beträgt, so wird auch der von der Schwere herrührende Druck auf jedes Flächentheilchen ω der Boden- oder Seitenwand des Gefäfses noch um den Theil $p\,\omega$ vermehrt.

§. 311. Zur Erläuterung des Seitendruckes mögen die nachstehenden Aufgaben und Beispiele dienen.

Aufgabe 1. Wenn ein Schutzbret den Druck einer h Fufs hohen Wassersäule, diese von der Sohle des Bretes bis zum Wasserspiegel gerechnet, auszuhalten hat, so soll erstens die nöthige Dicke des Bretes und zweitens die Kraft bestimmt werden, welche zum Aufziehen des Schutzbretes erforderlich ist.

1. Laufen die Jahre des hölzernen Schutzbretes horizontal und liegt das-

selbe an beiden Enden quer über diese Jahre oder Fasern auf zwei Leisten frei auf, bildet ferner das Bret ein Rechteck von der horizontalen Länge a und der Breite b (welche entweder vertical oder schief steht); so muſs man die Bretdicke, da man diese durch die ganze Höhe b gleich nimmt (obschon sie von unten nach oben abnehmen könnte), für den an der untersten Schichte des Bretes Statt findenden Druck berechnen.

Nimmt man daher an der Sohle des Bretes einen schmalen horizontalen Streifen von der Höhe b' und setzt die entsprechende Stärke oder Bretdicke $= d$, so ist der Druck auf diese Fläche ab' sofort $Q = \gamma a b' h$, und da derselbe über die ganze Länge gleich vertheilt ist, so hat man auch (§. 257, Gl. 7) $Q = \frac{4}{3} m \frac{b' d^2}{a}$, daher ist $\gamma a b' h = \frac{4}{3} m \frac{b' d^2}{a}$ und daraus $d^2 = \frac{3}{4} \gamma \frac{a^2 h}{m}$, oder wenn man (§. 260) das Tragvermögen $m = 1200$ und $\gamma = \frac{56{\cdot}5}{12^3}$ setzt, $d = {\cdot}0045\, a \sqrt{h}$, wobei Alles in Zollen zu nehmen ist.

Ist z. B. $a = 2$ und $h = 6$ Fuſs, so ist $d = {\cdot}0045 \times 24 \sqrt{72} = {\cdot}92$, d. i. nahe 1 Zoll.

2. Es liege, um die zweite Frage zu beantworten, der Schwerpunct des Schutzbretes um h' Fuſs unterm Wasserspiegel (diese Höhe immer nach verticaler Richtung gemessen), so ist der Gesammtdruck auf das Bret $P = \gamma a b h'$; wäre also z. B. $b = 3$ und $h' = 4^1/_2$ Fuſs, so wäre $P = 56{\cdot}5 \times 2 \times 3 \times 4{\cdot}5 = 1525^1/_2$ Pf. als Druck des Schutzbretes gegen die Leisten. Ist nun der Reibungscoefficient (§. 229, Taf. I.) $f = {\cdot}68$, so ist der Betrag der Reibung $fP = 1037$ Pf., so, daſs also, wenn das Bret 80 Pfund wiegt, im ersten Augenblicke zum Aufziehen des Bretes (von der Ruhe aus) die sehr bedeutende Kraft von $1037 + 80 = 1117$ Pf. erforderlich wäre. Da der Reibungscoefficient während der Bewegung nur (Tab. II.) mit ·25 in Rechnung kommt, so nimmt dabei die nöthige Kraft bis auf $461^1/_2$ Pf. ab. Wäre das Schutzbret ganz im Wasser eingetaucht, so würde dessen Gewicht aus der Rechnung hinausfallen und die vorige Kraft um 80 Pf. geringer werden.

Aufgabe 2. Welche Dicke muſs man einem guſseisernen Rohr von 6 Zoll lichtem Durchmesser geben, wenn dasselbe eine verticale Wassersäule von 100 Klafter aufnehmen soll?

Macht man das Rohr nicht im Verhältniſs wie der Druck zunimmt von oben nach unten stärker, sondern wieder durchaus gleich dick, so muſs man die Wanddicke nach dem auf den untersten Theil Statt findenden Druck bestimmen. Dieser Druck beträgt auf den Quadratzoll in der Tiefe von 100 Klafter $\frac{1}{144} \times 600 \times 56{\cdot}5 = 235{\cdot}4$ Pf. oder auch $\frac{600}{32} = 18{\cdot}7$ (genauer $\frac{235{\cdot}4}{12{\cdot}75} = 18{\cdot}5$) Atmosphäre.

Nun ist nach §. 277 für gufseiserne Röhren die Wanddicke in Zollen $e = \cdot0007\, n\, d + \cdot38$, wobei hier $n = 18\cdot7$ und $d = 6$ ist, folglich wird $e = \cdot46$ Zoll oder nahe $5^1/_2$ Linien.

§. 312. Mittelpunct des Druckes. Der Angriffspunct der Resultirenden aus allen auf die einzelnen Puncte einer Gefäfswand oder irgend eines Theiles derselben wirkenden Druckkräfte heifst Mittelpunct des Druckes für diese betreffende Fläche. Bei einer horizontalen Bodenfläche, in welcher also auf gleiche Flächentheile auch gleiche Druckkräfte kommen, fällt dieser Punct mit dem Schwerpuncte der Fläche zusammen, während er bei einer Seitenwand, da die Druckkräfte mit der Tiefe unter dem Wasserspiegel zunehmen, immer tiefer als der Schwerpunct liegen mufs.

Um z. B. den Mittelpunct des Druckes F für das Rechteck rs (Fig. 213), welches in der Wand DC eines mit Wasser gefüllten Gefäfses so angenommen wird, dafs zwei Seiten, deren Länge $= b$ seyn mag, horizontal liegen, ferner die beiden andern Seiten $= a$ sind, und $Aa = d$, mithin $Ab = d + a$ ist; denke man sich dieses Rechteck in lauter unendlich schmale horizontale Streifen wie mn aufgelöst, bestimme von jedem den darauf Statt findenden Normaldruck und multiplicire jeden solchen Druck, um dessen statisches Moment zu erhalten, mit dem betreffenden, in der Ebene DC gezählten Abstande von der Geraden BC, welche man zur Momentenachse nehmen kann; so mufs die Summe dieser statischen Momente dem statischen Momente des auf die Fläche rs Statt findenden Gesammtdruckes P, d. i. der im Mittelpuncte des Druckes F wirkenden Resultirenden P gleich seyn. Durch Gleichsetzung dieser Momente erhält man für die Entfernung des gesuchten, in der die Breite des Rechteckes rs halbirenden Geraden ab liegenden Punctes F den Ausdruck:
$$AF = \tfrac{2}{3}.\frac{a^2 + 3ad + 3d^2}{a + 2d} \quad . . . (1.$$

Wäre also dieser Theil rs der Wand beweglich (wie z. B. ein Klappenventil), so müfste in diesem Puncte F eine Kraft $P = \gamma a b h$, wenn h die lothrechte Tiefe des Schwerpunctes o des Rechteckes rs unter dem Wasserspiegel bezeichnet, normal auf die Ebene rs von aufsen nach einwärts wirken, um jede (also auch drehende) Bewegung dieses absolut beweglichen Rechteckes rs zu verhindern.

Fällt die obere Seite st des Rechteckes mit dem Wasserspiegel, also mit BC zusammen, so wird $d = o$, und daher
$$AF = \tfrac{2}{3}a \quad . . . (2$$
(während $Ao = \frac{1}{2}a$ ist).

§. 313. Ist die betreffende oder bewegliche Fläche ein gleichschenkliches Dreieck ABC (Fig. 214), dessen Basis BC horizontal und Spitze A im Wasserspiegel liegt, so findet man auf dieselbe Weise $AF = \frac{3}{4} AD$ . . . (3,
und wenn umgekehrt die Grundlinie BC im Wasserspiegel liegt, so fällt der Mittelpunct des Druckes F mit dem Halbirungspunct der Geraden AD (welche die BC halbirt) zusammen.

§. 314. Ist die Fläche ein Kreis vom Halbmesser r, und steht dessen Mittelpunct o (Fig. 213) um $Ao = a$ vom Wasserspiegel BC ab, so findet man $AF = \frac{4a^2 + r^2}{4a}$ . . . (4.

Berührt der Kreis die Oberfläche des Wassers, so ist $a = r$, und daher $AF = \frac{5}{4} r$ . . . (5.

Aufgabe. In der verticalen Wand FG des bis mn mit Wasser gefüllten Gefäßses FC (Fig. 213) befindet sich eine rechteckige Oeffnung bc, wovon die beiden Seiten ab und cd horizontal liegen; diese Oeffnung soll durch ein, um eine horizontale Achse xy drehbares Thürchen oder eine Klappe, welche sich bei der Drehung mit der Kante ab nach auswärts, also mit jener cd nach einwärts bewegt, verschlossen werden; es ist die Frage, an welcher Stelle diese Drehungsachse xy angebracht werden muſs, wenn sich die Klappe durch den Wasserdruck jedoch nur dann öffnen soll, sobald der Wasserspiegel höher als bis mn steigt?

Da die Achse xy nothwendig durch den Mittelpunct des Druckes der Fläche bc gehen muſs, wenn das Wasser bis mn gestiegen ist, so hat man, wenn $ci = d$, $ca = a$ und $ax = x$ gesetzt wird, mit Rücksicht auf die obige Formel 1) (§. 312)

$$x = d + a - \frac{2}{3}\left(\frac{a^2 + 3ad + 3d^2}{a + 2d}\right) = \frac{a}{3}\left(\frac{a + 3d}{a + 2d}\right),$$

woraus sofort von selbst folgt, daſs beim Höhersteigen des Wasserspiegels, wodurch d, und damit auch x gröſser ausfällt, also wenn die Klappe noch geschlossen bleiben sollte, die Achse xy höher hinauf rücken müſste, der Druck auf den über xy liegenden Theil der Klappe das Übergewicht über jenen des untern Theiles erlangt und sich die Klappe mit der Kante cd auswärts öffnet.

§. 315. Communicirende Gefäſse. Kann eine tropfbare Flüssigkeit aus einem Gefäſs in ein anderes, oder auch nur aus einer Abtheilung desselben Gefäſses in eine andere gelangen, so muſs die freie Oberfläche der Flüssigkeit in allen diesen Gefäſsen oder Abtheilungen in ein und derselben horizontalen Ebene liegen; denn nimmt man z. B. zwei communicirende Gefäſse N und n (Fig. 215) von ganz beliebiger Form und ist AB der Wasserspiegel in dem einen und ab jener im andern Gefäſse; denkt man sich ferner wo immer eine Wasserebene cd, deren Fläche f die Gefäſswand ringsherum berührt und deren Schwerpunct o vom Wasserspiegel AB um H und von jenem ab um die Höhe h absteht; so findet auf diese Wasserebene cd von Seite des Gefäſses N her ein Druck $\gamma f H$, und von Seite des Gefäſses n ein Druck $\gamma f h$ Statt; da aber, sobald das Gleichgewicht eingetreten, d. i. die Flüssigkeit ruhig geworden ist, $\gamma f H = \gamma f h$ seyn muſs, so folgt daraus $H = h$, d. h. AB und ab liegen in ein und derselben horizontalen Ebene.

§. 316. Befinden sich dagegen in diesen beiden Gefäſsen zwei Flüssigkeiten von verschiedenem specifischen Gewichte, und zwar im Gefäſse N eine Flüssigkeit vom specifischen Gewichte S, in jenem n eine Flüssigkeit vom specifischen Gewichte s, so muſs, wenn die Ebene cd (die wo immer innerhalb der Flüssigkeit gedacht werden kann) jene Fläche bezeichnet, in welcher sich die beiden Flüssigkeiten berühren, eben so $\gamma f H S = \gamma f h s$, d. i. $HS = hs$ oder $H : h = s : S$ seyn, d. h. es müssen sich die Höhen der Flüssigkeitsspiegel über der Berührungsfläche beider Flüssigkeiten umgekehrt wie die specifischen Gewichte der Flüssigkeiten verhalten.

Eine Quecksilbersäule von 1 Zoll Höhe wird also mit einer 13·6 Zoll hohen Wassersäule im Gleichgewichte stehen; eben so auch eine 32 Fuſs hohe Wassersäule (welche nahe mit dem mittlern Luftdruck im Gleichgewichte steht) mit einer $\frac{32}{13 \cdot 6} = 2 \cdot 35$ Fuſs oder 28·2 Zoll hohen Quecksilbersäule.

Anmerkung. Die hier für communicirende Gefäſse entwickelten Gesetze erleiden eine Ausnahme, sobald diese theilweise in so enge Röhren übergehen, daſs die Flüssigkeit darin eine concave oder convexe Oberfläche annimmt, indem die Flüssigkeit im erstern Falle höher, im letztern dagegen niedriger als in jenem Gefäſse mit ebener Oberfläche steht; diese Erscheinung ist namentlich bei den sogenannten Haarröhrchen sehr auffallend.

§. 317. Druck der Flüssigkeiten auf eingetauchte Körper. Wird irgend ein fester Körper DEM (Fig. 216) in eine Flüssigkeit, z. B. in Wasser eingetaucht, und steigt hierauf der Wasserspiegel bis auf die Höhe AB, so heben sich, gerade so wie auf die Seitenwände eines Gefäſses (§. 310, Anmerk. 1), je zwei in derselben horizontalen Schichte einander gegenüberliegende Seitendrücke wie p und p', folglich alle diese nach horizontalen Richtungen Statt findenden Pressungen rund herum auf.

Der Druck dagegen, welcher auf irgend einen Punct M des Körpers vertical aufwärts Statt findet, ist dem Gewichte des Wasserfadens BM, so wie der auf m von oben nach unten ausgeübte Druck dem Gewichte des Fadens Bm gleich, so, dafs also noch ein nach aufwärts gerichteter Druck übrig bleibt, welcher dem Gewichte des Wasserfadens $BM - Bm = mM$ gleich ist. Eben so ist der vertical aufwärts gerichtete Druck auf einen Punct wie M' dem Gewichte des Fadens $B'M'$ gleich, so, dafs also der Überschufs des Wasserdruckes von unten nach oben über jenen von oben nach unten auf den Körper, der sogenannte Auftrieb, so grofs als das Gewicht des von dem eingetauchten Körper verdrängten Wassers ist; zugleich geht diese Kraft als Resultirende aller aufwärts gerichteten parallelen Druckkräfte durch den Schwerpunct dieser aus ihrer Stelle verdrängten Wassermasse $AFM'M$:

Ein in eine Flüssigkeit eingetauchter Körper verliert also von seinem Gewichte eben so viel, als der von dem Körper verdrängte Theil der Flüssigkeit wiegt.

Anmerkung. Dieser nach seinem Entdecker Archimedes benannte Satz gilt nicht blofs für tropfbare, sondern für alle Flüssigkeiten überhaupt. Auf jeden in irgend eine Flüssigkeit (also auch in der atmosphärischen Luft) eingetauchten Körper wirken demnach zwei einander entgegengesetzte Kräfte: das Gewicht des Körpers, in Folge dessen er sinken will, und der aufwärts Statt findende Druck, welcher ihn zu heben strebt; sind diese beiden Kräfte einander gleich, so bleibt der Körper hinsichtlich einer Bewegung in verticaler Richtung im Gleichgewichte; ist sein Gewicht gröfser als der Auftrieb, so sinkt er in der Flüssigkeit, wie z. B. ein Stück massives Eisen im Wasser; ist dagegen umgekehrt der Auftrieb gröfser als das Gewicht des Körpers, so mufs dieser in der Flüssigkeit aufwärts steigen, wie z. B. ein unter Wasser losgelassenes Stück Kork- oder Pantoffelholz oder ein in der atmosphärischen Luft ausgelassener, mit Hydrogengas gefüllter Luftball.

Hat also ein Körper dieselbe Dichte wie die Flüssigkeit, in welche er eingetaucht wird, so kann er darin an jeder Stelle im Gleichgewichte bleiben oder darin schweben; ist er weniger dicht oder leichter, so wird er, blofs von der Schwerkraft getrieben, nur so weit in die Flüssigkeit einsinken oder eintauchen, bis der verdrängte Theil der Flüssigkeiten seinem Gewichte gleich ist.

§. 318. Auf dieser Eigenschaft beruht die Theorie der Aräometer oder Senkwagen, so wie auf dem Archimedischen

Satze, wenn die Körper in Wasser ganz eingetaucht werden, die Bestimmung des specifischen Gewichtes derselben; einige Aufgaben und Beispiele werden das im vorigen Paragraphe Gesagte mehr erläutern.

Aufgabe 1. Es soll aus einem Materiale vom specifischen Gewichte $= s$ eine hohle Kugel verfertiget werden, welche bis zur Hälfte im Wasser einsinkt; welches Verhältnifs mufs dabei zwischen dem innern und äufsern Halbmesser Statt finden?

Sind R und r der äufsere und innere Halbmesser der Kugel, so ist das Gewicht der hohlen (leeren) Kugel $G = \frac{4}{3}\pi(R^3 - r^3)\gamma s$ und jenes der verdrängten Flüssigkeit, wenn die Kugel bis zur Hälfte eintaucht, $G' = \frac{2}{3}\pi\gamma R^3$; da nun $G = G'$ seyn mufs, so folgt durch die Substitution

$$R : r = \sqrt[3]{2s} : \sqrt[3]{(2s-1)}.$$

Soll z. B. die Kugel aus Messingblech von der Dicke d, dessen specifisches Gewicht (§. 39) $s = 8$ ist, verfertiget werden, so erhält man, wegen $R = r + d$, sofort $(r+d)\sqrt[3]{15} = r\sqrt[3]{16}$, und aus dieser Gleichung folgt $r = 45{\cdot}98\,d$. Ist also das Blech $1/2$ Linie dick, so ist der innere Halbmesser der Kugel $r = 22{\cdot}99$ oder nahe 23 Linien.

Aufgabe 2. Das specifische Gewicht s eines festen Körpers zu finden. Man bestimme mittelst der hydrostatischen Wage, oder auch, wenn nicht die gröfste Schärfe nothwendig ist, des *Nicholson*'schen Aräometers (Beispiel 5) zuerst das absolute Gewicht G des betreffenden Körpers (dabei ist der Gewichtsverlust in der Luft, da das Abwägen nicht im absolut leeren Raume geschieht, eine verschwindende Gröfse), hierauf den Gewichtsverlust q, welchen der Körper im reinen oder destillirten Wasser von bestimmter Temperatur oder Dichte erleidet; so ist auch q das Gewicht des Wassers von demselben Volumen des festen Körpers, mithin, da man das specifische Gewicht des Wassers (§. 37) zur Einheit nimmt, $s : 1 = G : q$ oder $s = \frac{G}{q}$, d. h. das specifische Gewicht eines festen Körpers wird gefunden, wenn man dessen absolutes Gewicht durch seinen Gewichtsverlust im Wasser dividirt, oder allgemein, sowohl für feste als flüssige Körper giltig, das Gewicht des Körpers durch das Gewicht eines gleichen Volumen Wasser dividirt, gibt das specifische Gewicht dieses Körpers.

Wiegt z. B. ein Stück Gufseisen von einer beliebigen Form in der Luft 14·42 und unter Wasser nur 12·42 Loth, so ist dessen Gewichtsverlust 2 Loth, folglich wegen $G = 14{\cdot}42$ und $q = 2$, das specifische Gewicht dieses Gufseisens $s = \frac{14{\cdot}42}{2} = 7{\cdot}21$.

Die bei diesem Verfahren nöthigen Modificationen oder Vorsichten, wenn der Körper leichter als Wasser, oder wenn er das Wasser einsaugt oder in demselben aufgelöst wird u. s. w., findet man in jedem guten Lehr- oder Handbuche der Physik.

Aufgabe 3. Das specifische Gewicht s eines tropfbar flüssigen Körpers zu finden.

Man tauche irgend einen festen Körper, welcher in der betreffenden Flüssigkeit untersinkt, und darin weder aufgelöst wird, noch sonst eine chemische Änderung erleidet, in diese Flüssigkeit ein und berechne dessen Gewichtsverlust q; ist dessen Volumen $= V$, specifisches Gewicht $= S$ und absolutes Gewicht $= G$, so ist wegen (§. 40) $G = \gamma S V$ und (da q das absolute Gewicht der Flüssigkeit unterm Volumen V ist) $q = \gamma s V$, also $\frac{G}{q} = \frac{S}{s}$ oder $s = \frac{q}{G} S$.

Taucht man z. B. einen Glastropfen, dessen specifisches Gewicht $S = 3$ und absolutes Gewicht $G = 1$ Loth ist, in Alkohol, und verliert er darin $q = {}^{\cdot}264$ Loth, so ist das specifische Gewicht dieses Alkohols $s = 3 . \frac{{}^{\cdot}264}{1} = {}^{\cdot}792$.

Oder taucht man, wenn das specifische Gewicht dieses Glastropfens nicht bekannt ist, diesen auch noch in reines Wasser und verliert er darin ˙362 Loth, so ist nach der vorigen Regel (Aufgabe 2) $s = \frac{{}^{\cdot}264}{{}^{\cdot}362} = {}^{\cdot}792$ wie zuvor.

Aufgabe 4. Für ein Scalen-Aräometer die Scala oder Eintheilung zu finden.

In der Voraussetzung, dafs sich beim Eintauchen des Aräometers oder der Senkwage AC (Fig. 217) in eine tropfbare Flüssigkeit die Achse oder Spindel immer vertical stellt, und dafs dieselbe im reinen Wasser von bestimmter Temperatur bis auf den Punct A einsinkt, wofür das Volumen des eingetauchten Theils $= v$ ist, sey G das absolute Gewicht des Instrumentes und a der constante Querschnitt der Spindel Bm, auf welcher die Scala aufgetragen wird. Sinkt nun das Instrument in einer Flüssigkeit vom specifischen Gewichte s bis M ein und setzt man $AM = d$, so ist für das Gleichgewicht des Aräometers in dieser letztern Flüssigkeit $G = \gamma (v + ad) s$ oder da auch $G = \gamma v$ (weil für das Wasser $s = 1$) ist, auch $G = Gs + \gamma a d s$, woraus für das gesuchte Intervall der Scala AM sofort

$$d = \frac{G(1-s)}{\gamma a s} \quad \ldots (1,$$

dagegen wenn d bekannt ist, und s gesucht wird,

$$s = \frac{G}{G + \gamma a d} \quad \ldots (2$$

folgt.

Anmerkung. Nimmt man die von A nach aufwärts gezählten Intervalle, welche nämlich den specifisch leichtern Flüssigkeiten als Wasser entsprechen, positiv, so fallen jene nach abwärts, für specifisch schwerere Flüssigkeiten [in (1 wegen $s > 1$] negativ aus.

Den Querschnitt a der Spindel bestimmt man am schärfsten, indem man beobachtet, um wie viel das im Wasser bis A eintauchende Instrument noch einsinkt, wenn man oben auf B ein Gewichtchen p auflegt; sinkt es nämlich dadurch noch um die Tiefe b ein, so ist $\gamma a b = p$, also $a = \frac{p}{\gamma b}$. Auf diese Weise kann man auch, wenn a nicht durchaus denselben Werth haben sollte, diesen Querschnitt von Distanz zu Distanz bestimmen.

Setzt man den vorigen Werth von $\gamma a = \frac{p}{b}$ in die beiden obigen Formeln (1 und (2, so erhält man auch

$$d = \frac{G b (1-s)}{p s} \ldots (1' \quad \text{und} \quad s = \frac{G b}{G b + p d} \ldots (2'.$$

Wiegt z. B. das Instrument 10 Loth und sinkt es bei einem Zulaggewicht von 1 Loth im reinen Wasser um 6 Zoll tiefer, so ist wegen $G = 10$, $p = 1$ und $b = 6$ sofort $d = \frac{60(1-s)}{s}$. Für die specifischen Gewichte $s = 1$, ·95, ·90 u. s. w. wird $d = 0$, 3·16, 6·60 . . Zoll. Für $s = 1$, ·99, ·98, ·97 . . . dagegen erhält man $d = 0$, ·606, 1·225, 1·856 . . . Zoll, woraus ersichtlich ist, dafs die Intervalle ·606, ·619, ·631 . . . keinesweges gleich grofs ausfallen.

Eben so erhält man für schwerere Flüssigkeiten als Wasser (mit Auslassung der negativen Zeichen, welche wie bereits bemerkt, anzeigen, dafs die Theilung von A nach abwärts geht), und zwar für $s = 1$, 1·01, 1·02, 1·03 . . . sofort $d = 0$, ·594, 1·176, 1·747 . . . Zolle, wofür die Intervalle ·594, ·582, ·571 . . . Zolle sind.

Aufser den Senkwagen mit veränderlichem Volumen und constantem Gewichte, welche eben betrachtet wurden, gibt es auch Aräometer mit constantem Volumen und veränderlichem Gewichte, wie es namentlich bei dem in Fig. 218 dargestellten *Nicholson*'schen der Fall ist, welches statt einer Scala am obern Theile einen kleinen Teller a, am untern aber ein kleines Schälchen oder Eimerchen E trägt und im reinen Wasser bis zu einer bezeichneten Marke A einsinkt.

Aufgabe 5. Die Theorie des *Nicholson*'schen Aräometers zu entwickeln. Legt man in den obern Teller a so viel Gewicht p, bis das Instrument im reinen Wasser bis zur Marke A eintaucht, legt dann den festen Körper (immer nur in kleinerem Format), dessen specifisches Gewicht bestimmt werden soll, dazu, und von dem Gewichte p wieder so viel hinweg, bis das Instrument im Wasser neuerdings bis zur Marke A einsinkt, so bezeichnet dieses weggenommene Gewicht G das absolute Gewicht des Körpers. Legt man hierauf den Körper in das Schälchen E unter Wasser und auf den Teller a abermals so lange Gewichte q, bis das Instrument bis auf den bezeichneten Theilstrich A einsinkt, so gibt dieses Gewicht q den Gewichtsverlust des Körpers an, und es ist sonach (Aufgabe 2.) dessen specifisches Gewicht $s = \frac{G}{q}$.

Soll dagegen das specifische Gewicht eines tropfbar flüssigen Körpers bestimmt werden, so sey p' das Gewicht, welches auf den Teller a gelegt werden mufs, damit das Instrument in der Flüssigkeit, dessen specifisches

Gewicht s bestimmt werden soll, bis auf die Marke A einsinke. Ist nun v das Volumen des bis A eingetauchten Theiles und G das Gewicht des Instrumentes, so ist $G + p = \gamma v$ . . . (1 und $G + p' = \gamma v s$, also $p - p' = \gamma v(1 - s)$, folglich $s = 1 - \frac{p - p'}{\gamma v}$ oder wegen (1 auch

$$s = 1 - \frac{p - p'}{G + p} \ldots (2.$$

Ist $p > p'$, so ist $s < 1$, die Flüssigkeit also leichter als Wasser; ist $p < p'$, so ist $s > 1$, die Flüssigkeit also schwerer als Wasser.

§. 319. Gleichgewichtsbedingungen für schwimmende Körper. Da jeder in eine Flüssigkeit eingetauchte feste Körper (§. 317) von zwei Kräften getrieben wird, wovon die eine gleich dem Gewichte des Körpers in dessen Schwerpunct lothrecht abwärts, die andere dagegen gleich dem Gewichte der verdrängten Flüssigkeit im Schwerpuncte des verdrängten Theiles vertical aufwärts wirkt; so bleibt der schwimmende Körper in Ruhe, wenn diese beiden Kräfte einander gleich sind und beide genannten Schwerpuncte in derselben lothrechten Linie liegen; ist das letztere nicht der Fall, so dreht sich der Körper, ohne übrigens im Ganzen zu sinken oder zu steigen. Da übrigens das Gleichgewicht eines schwimmenden Körpers stabil oder labil (§. 64) seyn kann (wie z. B. bei einem geraden Kegel, dessen Achse vertical steht, die Spitze nach auf- oder nach abwärts gekehrt seyn kann); so sollen die Bedingungen für das stabile Gleichgewicht näher untersucht werden.

§. 320. Es sey $ABCD$ (Fig. 219) der ruhig schwimmende Körper, O dessen Schwerpunct, so wie o der Schwerpunct der verdrängten Flüssigkeit, welcher in der durch O gehenden verticalen Linie entweder unter- oder oberhalb von O liegen kann. Bringt man den Körper in eine kleine Schwankung, wie in Fig. 219. a oder 219. b, ohne dafs sich dadurch das Volumen oder Gewicht der verdrängten Flüssigkeit, deren Schwerpunct in beiden Fällen durch o bezeichnet seyn soll, ändert, und schneidet die durch o gezogene lothrechte Linie, die vorige Verticallinie CD in F, so wirken in Fig. 219. a die beiden in O und o angebrachten oder gedachten Kräfte, wovon die erstere abwärts, die letztere aufwärts wirkt, dahin, den Körper wieder in seine ursprüngliche Lage zurückzubringen, folglich schwimmt der Körper in diesem Falle mit Stabilität.

In dem in Fig. 219. b dargestellten Falle dagegen, wo dieser Durchschnittspunct F unterhalb O liegt, wirken diese beiden genannten Kräfte dahin, den Körper noch weiter fortzudrehen, so, daſs er also nicht mit Stabilität schwimmt. Dasselbe gilt auch noch, wenn die beiden Puncte F und O zusammenfallen, wobei der Körper übrigens weder in seine ursprüngliche Lage zurückkehrt, noch auch eine weitere Drehung annimmt.

Da man nun diesen Durchschnittspunct F das **Metacentrum** nennt, so kann man auch sagen, **daſs ein Körper nur dann mit Stabilität schwimmt, wenn sein Schwerpunct tiefer als das Metacentrum liegt.**

Ist z. B. eine Kugel aus zwei Segmenten zusammengesetzt, wovon das eine adb (Fig. 220) aus Blei, das andere acb aus Kork besteht, und liegt der Schwerpunct der Kugel in o, folglich jener der verdrängten Flüssigkeit, wenn diese ganz unter Wasser schwimmt, im Mittelpuncte c; so besteht in der Lage 1 das stabile, in 2 das labile Gleichgewicht, während sich in der Lage 3 die Kugel nach der angedeuteten Richtung drehen muſs.

Bei dem Baue und der Belastung der Schiffe findet die Lehre von der Stabilität schwimmender Körper eine wichtige Anwendung, indem es dabei wesentlich darauf ankommt, dem Schiffe die nöthige Stabilität zu geben, welche sofort von der Form des Schiffes, Gröſse des Ballastes und der übrigen Ausrüstung des Schiffes abhängt.