

Zweite Abtheilung.

Mechanik der flüssigen Körper.**Allgemeine Eigenschaften der flüssigen Körper;
tropfbar-flüssige und gasförmig-flüssige
Körper.**

Ein fester Körper hat im spannungslosen Zustand eine bestimmte Form, und jeder Änderung derselben setzen sich innere Widerstandskräfte entgegen. Ein flüssiger Körper aber setzt weder einer Trennung noch einer Verschiebung seiner Theile einen merklichen Widerstand entgegen; es kommen in ihm Zug- und Schubspannungen nicht vor, auch besteht zwischen den einzelnen Theilen des flüssigen Körpers oder zwischen flüssigen und festen Körpern, wenigstens im gegenseitigen Ruhezustande, keine merkliche Reibung. Vollkommen flüssig nennen wir solche Körper, bei denen diese Kräfte überhaupt nicht vorhanden sind. Wohl aber zeigen die flüssigen Körper einen Widerstand gegen Verkleinerung des Rauminhaltes, ihre einzelnen Theile vermögen daher Druckkräfte auszuüben und aufzunehmen.

Die flüssigen Körper zerfallen in tropfbar-flüssige und gasförmig-flüssige. Ein tropfbar-flüssiger Körper hat, wenn er der Einwirkung äusserer Kräfte entzogen ist, einen bestimmten endlichen Rauminhalt, ohne das Bestreben, sich auszudehnen. Ein gasförmiger Körper aber hat im Allgemeinen das Bestreben, sich unbegrenzt auszudehnen und kann nur durch äussere Druckkräfte auf einen endlichen Rauminhalt beschränkt werden.

Ein verschiedenes Verhalten zeigen die beiden Arten flüssiger Körper gegenüber einer Vergrößerung der äusseren Druckkräfte. Ein tropfbar-flüssiger Körper erleidet dabei eine nur sehr kleine

Verminderung seines Rauminhaltes, so dass man ihn als einen Körper von unveränderlichem Rauminhalt, also auch von unveränderlicher Dichte ansehen kann. Bei einem gasförmigen Körper aber hat eine merkliche Vergrößerung der äusseren Druckkräfte auch eine merkliche Zusammendrückung zur Folge, Rauminhalt und Dichte sind durchaus veränderlich.

Der Satz d'Alemberts (Theil 1, S. 139), wonach die Gruppe der äusseren Kräfte $[K]$ und die Gruppe der, den Beschleunigungen p der einzelnen Theilchen entsprechenden Ergänzungskräfte $[-mp]$ zusammen den Gleichgewichtsbedingungen starrer Körper unterworfen sind, gilt auch für flüssige Körper.

Trennt man einen flüssigen Körper durch eine Schnittfläche in zwei Theile, so werden letztere längs der Schnittfläche gegenseitig Normaldrücke auf einander ausüben (Fig. 170). Auf ein Flächentheilchen dF komme die Druckkraft dD , dann ist

$$\frac{dD}{dF} = p$$

der Flüssigkeitsdruck für die Flächeneinheit. Es lässt sich zeigen, dass dieser Druck in einem Punkte A des Körpers in Bezug auf alle durch den Punkt gelegten Schnittebenen dieselbe Grösse hat, oder dass in einem Punkt einer Flüssigkeit der Druck für die Flächeneinheit nach allen Richtungen derselbe ist.

Man lege durch den Punkt A (Fig. 171) zwei Ebenen E und E_1 , die den Winkel α mit einander bilden. Im Abstände dx von A fügt man noch eine dritte zu E rechtwinklige Ebene FF hinzu. Dann wird dadurch ein dreiseitiges Prisma herausgeschnitten; die Bildebene und eine dazu im Abstände dy parallel gelegte Ebene trennen davon ein Theilchen ab (Fig. 172), dessen drei bei B rechtwinklig zu einander stehende

Fig. 170.

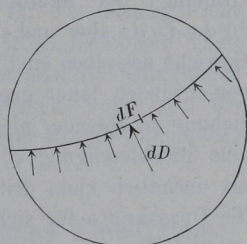
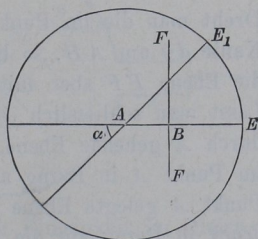


Fig. 171.



Kanten sind: dx , dy und dz . An der Fläche AB von der Grösse $dx \cdot dy$ herrsche ein Einheitsdruck p_1 , also eine Druckkraft $p_1 \cdot dx \cdot dy$; an BC ein Einheitsdruck p_2 , eine Druckkraft $p_2 \cdot dy \cdot dz$; an der Fläche AC von der Grösse $dy \cdot ds$ ein Einheitsdruck p , eine Druckkraft $p \cdot dy \cdot ds$. Die Druckkräfte an den beiden der Bildebene parallelen Schnittebenen kommen nicht in Betracht, da wir nur die Seitenkräfte in den Richtungen dx und dz untersuchen wollen. Diese Druckkräfte sind unendlich klein zweiter Ordnung; der Rauminhalt des Prismas $\frac{1}{2} dx dy dz$ aber und zugleich Masse und Gewicht desselben sind unendlich klein dritter Ordnung, das Gewicht verschwindet daher gegen die Druckkräfte und kann auf deren Beziehung zu einander nicht einwirken. Hat das Flüssigkeits-Theilchen eine Beschleunigung q , so bleibt auch seine Ergänzungskraft — $m q$ als unendlich klein dritter Ordnung ausser Betracht; daher müssen die Druckkräfte für sich allein den Gleichgewichts-Bedingungen genügen. Da nun p mit p_1 den Winkel α bildet, so entstehen die Bedingungen:

$$p dy ds \sin \alpha = p_2 dy dz$$

$$p dy ds \cos \alpha = p_1 dx dy,$$

mithin, weil $dz = ds \sin \alpha$, $dx = ds \cos \alpha$,

1)

$$p = p_2 = p_1.$$

Dreht man die im Punkte A rechtwinklig zur Bildebene stehende Kante dy um AB , so bekommt das Prisma eine andere Richtung, die Ebene FF aber mit dem Einheitsdrucke p_2 behält ihre Lage. Lässt man schliesslich dx zu Null werden, so ist F eine ebenfalls durch A gehende Ebene, und es gilt dann, dass der Einheitsdruck im Punkt A in Bezug auf eine ganz beliebig gewählte, durch den Punkt A gelegte Ebene E_1 dieselbe Grösse hat, wie der Einheitsdruck in Bezug auf die Ebene F von bestimmter Richtung.

Fig. 172.

