

Zerlegt man nun, um den Seitendruck parallel zur Achse zu erhalten, den auf das Flächenelement OMm stattfindenden Normaldruck dN in zwei aufeinander senkrechte Seitenkräfte dP, dP' , wovon die erstere parallel zur Achse OC , die andere also darauf senkrecht ist; so hat man, die Projection des Flächenelementes OMm auf die Grundfläche des Kegels, d. i. $MCm = dF$ gesetzt, nach dem erwähnten Satz in Nr. 176.:

$$dP = dF \frac{2}{3} h \gamma, \text{ folglich } P = \frac{2}{3} F h \gamma = \frac{2}{3} r^2 \pi h \gamma$$

(was auch unmittelbar aus der Relat. (m) folgt, wenn man F statt O setzt) als Resultirende aller zu OC parallelen Kräfte, während sich die darauf senkrechten, in der verlängerten Kreisebene aob liegenden Kräfte ringsherum aufheben.

Der Druck auf den Boden des Kegels ist gleich $r^2 \pi h \gamma$, und da der vorige Druck P diesem entgegengesetzt ist, so bleibt noch ein Druck nach abwärts (normal auf die horizontale Ebene, worauf das Gefäß steht) $= r^2 \pi h \gamma - \frac{2}{3} r^2 \pi h \gamma = \frac{1}{3} r^2 \pi h \gamma$, also gleich dem Gewichte des im Gefässe enthaltenen Wassers, wie es sein muss.

Würde man die Mantelfläche von dem Boden lostrennen, so würde der Boden mit der Kraft $r^2 \pi h \gamma$ abwärts gedrückt und die Mantelfläche mit der Kraft $\frac{2}{3} r^2 \pi h \gamma$ vertical aufwärts gehoben.

Anmerkung. Hat der Kolben z. B. einer Wassersäulenmaschine die Trichterform $ABCD$ (Fig. 89), wobei $AB = 2R$ der grössere, und $ab = 2r$ der kleinere Durchmesser ist und bezeichnet p den von der Wassersäule auf die Flächeneinheit ausgeübten Druck, so ist der Druck auf die Fläche AB aufwärts $= R^2 \pi p$ und der Seitendruck nach abwärts, welcher von dem auf die Mantelfläche $ABab$ ausgeübten Normaldruck herrührt $= (R^2 - r^2) \pi p$, so dass also noch nach aufwärts der wirksame Druck

$$P = R^2 \pi p - (R^2 - r^2) \pi p = r^2 \pi p$$

übrig bleibt, welcher sofort bloss dem Querschnitt des Cylinders $abcd$ entspricht.

Mittelpunct des Druckes.

(§. 335.)

182. Um den Mittelpunct des Druckes O (Fig. 90) für die von der Curve $aMbma$ umschlossene ebene Fläche zu bestimmen, wenn das Gefäß CDG mit einer schweren Flüssigkeit gefüllt ist, nehme man die horizontale Kante EF des Gefässes zur Achse der statischen Momente und setze, wie in Nr. 179., $AP = x$

$PM = Pm = y$, $Pp = dx$, $Aa = x'$ und $Ab = x''$; so ist der Normaldruck der Flüssigkeit auf das Flächenelement Mn , welches um die Tiefe $x \sin \alpha$ unter dem Spiegel EG liegt: $dp = 2\gamma dx \cdot x \sin \alpha \cdot y$ und dessen statisches Moment gegen EF : $x dp = 2\gamma \sin \alpha \cdot y x^2 dx$, folglich die Summe der statischen Momente aller Flächenelemente:

$$M = 2\gamma \sin \alpha \int_{x'}^{x''} y x^2 dx,$$

wobei die Gleichung $y = f(x)$ der Umfangscurve gegeben sein muss. Ist nun P die Resultirende aus allen den (zu einander parallelen) Normalpressungen, d. i. aus dem Gesamt-Normaldruck auf die betreffende Fläche $aMbma$, nämlich $P = 2\gamma \sin \alpha \int_{x'}^{x''} y x dx$, und $AO = X$ die Abscisse ihres Angriffspunctes, d. i. der Mittelpunct des Druckes; so ist auch $M = PX$, oder wenn man für M und P die vorigen Werthe substituirt und abkürzt:

$$X = \frac{\int_{x'}^{x''} y x^2 dx}{\int_{x'}^{x''} y x dx} \quad (1)$$

wodurch dieser Punct O , da er bei der gemachten Voraussetzung, dass die betreffende Fläche durch die Abscissenachse AB in zwei symmetrische Theile getheilt wird, in der Geraden AB liegt, vollkommen bestimmt ist.

Anmerkung. Lässt sich die Fläche durch die Gerade AB nicht in zwei symmetrische Theile theilen, so muss man noch eine zweite, am einfachsten mit der AB parallele Momentenachse annehmen und auf dieselbe Weise den Abstand Y des Punctes O von dieser Achse bestimmen.

183. Ist, als einfachster Fall, die Fläche ein Rechteck, dessen beide horizontal liegende Seiten $= b$ und die beiden anderen (parallel mit AB) $= a$ sind und wofür $Aa = d$, folglich $Ab = a + d$ ist; so hat man nach der vorigen Gleichung (1), wegen $y = \frac{1}{2}b$ sofort:

$$X = \frac{\frac{1}{2}b \int_d^{a+d} x^2 dx}{\frac{1}{2}b \int_d^{a+d} x dx} = \frac{2}{3} \frac{(a+d)^3 - d^3}{(a+d)^2 - d^2}$$

d. i.

$$X = \frac{2}{3} \frac{a^2 + 3ad + 3d^2}{a + 2d} \dots (m)$$

(vergl. Gleich. 1 in §. 335).

Liegt die obere Kante im Wasserspiegel, so ist wegen $d = 0$ sofort: $X = \frac{2}{3}a$.

184. Ist die Fläche ein gleichschenkeliges Dreieck, dessen Spitze im Wasserspiegel und Höhe h in der Geraden AB liegt, so hat man, wenn die Basis des Dreieckes $= 2b$ ist, wegen $x : y = h : b$, also $y = \frac{b}{h}x$ sofort:

$$X = \frac{\int_0^h x^3 dx}{\int_0^h x^2 dx} = \frac{3}{4}h.$$

Für die umgekehrte Lage, wenn nämlich die Basis im Wasserspiegel liegt, ist

$$X = \frac{\int_0^h x^2 dx (h-x)}{\int_0^h x dx (h-x)} = \frac{1}{2}h.$$

Anmerkung. Dieselben Ausdrücke gelten auch für ein rechtwinkeliges Dreieck CAB (Fig. 91 und 91'), dessen Cathete $AC = h$ parallel mit der Geraden AB (Fig. 90) liegt. Es ist nämlich im ersteren Falle, wenn die Spitze C (Fig. 91) im Wasserspiegel liegt, $CP = \frac{3}{4}CA$ und im letzteren (Fig. 91') $CP = \frac{1}{2}AC$.

Da ferner in beiden Fällen der gesuchte Punkt O in der Halbierungslinie CB liegen muss, so ist in diesen beiden Fällen beziehungsweise $PO = \frac{3}{8}AB$ und $PO = \frac{1}{4}AB$.

185. Ist endlich die betreffende Fläche ein Kreis vom Halbmesser r , dessen Mittelpunkt von der Achse EF um a absteht, und verwechselt man für dieses Beispiel zur Vereinfachung der Rechnung die beiden Coordinatenachsen, setzt nämlich (Fig. 92) $AP = Cp = x$ und $pM = pm = y$; so ist $y = \sqrt{(r^2 - x^2)}$ und der Druck auf das Flächenelement Mn , da dessen Schwerpunkt um die Grösse $a \sin \alpha$ lothrecht unter dem Wasserspiegel liegt, $dp = 2y dx \cdot a \sin \alpha \cdot \gamma = 2a\gamma \sin \alpha dx \sqrt{(r^2 - x^2)}$, folglich der Gesamtdruck auf die Kreisfläche:

$$P = 2 \int_0^r dp = 4a\gamma \sin \alpha \int_0^r dx \sqrt{(r^2 - x^2)},$$

oder wegen $\int dx \sqrt{(r^2 - x^2)} = \frac{x}{2} \sqrt{(r^2 - x^2)} + \frac{r^2}{2} \arcsin \frac{x}{r}$,

folglich $\int_0^r dx \sqrt{(r^2 - x^2)} = \frac{r^2}{2} \frac{\pi}{2}$ auch $P = r^2 \pi \gamma a \sin \alpha$ (wie diess auch nach dem Satze in Nr. 180 sein muss).

Um ferner das statische Moment M dieses Druckes zu finden, hat man für den Abstand Po des Mittelpunctes des Druckes des unendlich schmalen Rechteckes Mn nach Nr. 183. Gleichung (m), in welcher $d = a - y$ und $a = 2y$ zu setzen ist, $Po = a + \frac{1}{3a} y^2$, folglich das statische Moment des auf dieses Element ausgeübten Druckes:

$$\begin{aligned} P o . dp &= \left(a + \frac{1}{3a} y^2 \right) 2 a \gamma \text{Sin } \alpha y dx \\ &= 2 \gamma a^2 \text{Sin } \alpha y dx + \frac{2}{3} \gamma \text{Sin } \alpha y^3 dx. \end{aligned}$$

Das gesuchte Moment ist daher:

$$M = 2 \gamma a^2 \text{Sin } \alpha . 2 \int_0^r dx \sqrt{r^2 - x^2} + \frac{2}{3} \gamma \text{Sin } \alpha . 2 \int_0^r dx (r^2 - x^2)^{\frac{3}{2}}$$

oder wegen $\int_0^r dx \sqrt{r^2 - x^2} = \frac{r^2}{2} \frac{\pi}{2}$ und $\int_0^r dx (r^2 - x^2)^{\frac{3}{2}} = \frac{3}{8} r^4 \frac{\pi}{2}$ *)

auch:

$$M = \gamma r^2 \pi \text{Sin } \alpha \left(a^2 + \frac{1}{4} r^2 \right).$$

Da nun für's Gleichgewicht $PX = M$, also $X = \frac{M}{P}$ ist, so erhält man, wenn für M und P die Werthe gesetzt werden, sofort:

$$X = \frac{\gamma r^2 \pi \text{Sin } \alpha \left(a^2 + \frac{1}{4} r^2 \right)}{\gamma r^2 \pi a \text{Sin } \alpha} = a + \frac{r^2}{4a} = \frac{4a^2 + r^2}{4a}.$$

Liegt der Scheitel des Kreises im Wasserspiegel, so ist wegen $a = r$ sofort: $X = \frac{5}{4} r$, während der Schwerpunkt des Kreises nur um $\frac{4}{3} r$ unter dem Wasserspiegel liegt (vergl. §. 337).

*) Es ist nämlich (Comp. §. 817 und §. 819, 2.):

$$\int dx (r^2 - x^2)^{\frac{3}{2}} = \frac{x}{4} \left(\frac{3}{2} r^2 - x^2 \right) \sqrt{r^2 - x^2} + \frac{3}{8} r^4 \text{arc Sin } \frac{x}{r}.$$