

Fysik og Mekanik

Noah Rahbek Bigum Hansen

2. december 2024

Indhold

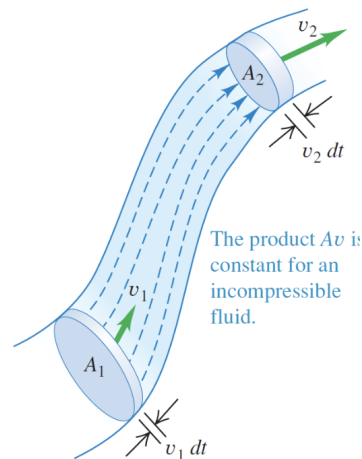
1	Arbejdet på væsken	2
2	Kinetisk energi	2
3	Ændringen i potentiel energi	2
3.1	Det tilførte arbejde	3

Lecture 24: Fluidodynamik

21. November 2024

Sidst blev der arbejdet med stillestående væsker. I dag udvider vi dette til også at inkludere en hastighed.

Figur 1: Tegning af en inkompressibel væske i bevægelse fra bogen.



Vi antager, at alle væsker vi kommer til at arbejde med i det følgende er inkompressible. På **Figur 1** ses en inkompressibel væske i bevægelse. Idet væsken er inkompressibel gælder følgende

$$dm_1 = dm_2$$

$$\rho dV_1 = \rho dV_2$$

$$\rho A_1 v_1 dt = \rho A_2 v_2 dt$$

$$\Downarrow$$

$$A_1 v_1 = A_2 v_2$$

$$Av = \text{const.}$$

Det sidste udtryk fra ovenfor kaldes ofte *kontinuitetsligningen*.

Sætning 0.1: kontinuitetsligningen

Vi har generelt for inkompressible væsker, at

$$Av = \text{const.}$$

1 Arbejdet på væsken

Vi har generelt at

$$\rho dV_1 = \rho A_1 v_1 dt \implies \frac{dV}{dt} = Av.$$

Det ovenstående kan nu omskrives som

$$dV = A_1 ds_1 = A_2 ds_2.$$

Derfor er arbejdet udført på væsken

$$dW = P_1 \underbrace{A_1 ds_1}_{dV} - P_2 \underbrace{A_2 ds_2}_{dV} = (P_1 - P_2) dV.$$

2 Kinetisk energi

Den kinetiske energi af volumenet af væsken der “flyder ind” er

$$dK_1 = \frac{1}{2} dm_1 v_1^2 = \frac{1}{2} (\rho A_1 ds_1) v_1^2 = \frac{1}{2} \rho dV v_1^2.$$

Og den kinetiske energi af volumenet af væsken der “flyder ud” er

$$dK_2 = \frac{1}{2} dm_2 v_2^2 = \frac{1}{2} (\rho A_2 ds_2) v_2^2 = \frac{1}{2} \rho dV v_2^2.$$

Ændringen i kinetisk energi er da

$$\begin{aligned} \Delta K &= dK_2 - dK_1 \\ &= \frac{1}{2} \rho dV (v_2^2 - v_1^2). \end{aligned}$$

3 Ændringen i potentiel energi

Vi har at

$$\underbrace{dm_1}_{\text{Massen der flyder ind}} = \underbrace{dm_2}_{\text{Massen der flyder ud}} = dm.$$

Den potentielle energi for væsken der flyder ind er da

$$dU_1 = dmgy_1 = \rho dVgy_1.$$

Og den potentielle energi for den del af væsken der flyder ud er

$$dU_2 = dmgy_2 = \rho dVgy_2.$$

Så ændringen er altså

$$dU = dU_2 - dU_1 = \rho dVg(y_2 - y_1).$$

3.1 Det tilførte arbejde

Tilført arbejde er lig ændringen i mekanisk energi. Altså

$$dW = dE = dK + dU.$$

Hvis vi indsætter de tidligere udledte udtryk fås, at

$$\begin{aligned}(P_1 - P_2) dV &= \frac{1}{2} \rho dV (v_2^2 - v_1^2) + \rho dV g(y_2 - y_1) \\ (P_1 - P_2) &= \frac{1}{2} \rho (v_2^2 - v_1^2) + \rho g(y_2 - y_1) \\ P_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g y_1 &= P_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g y_2.\end{aligned}$$

Sætning 3.1: Bernoullis ligning

Idet udtrykket fundet ovenfor gælder for alle punkter i væsken kan vi skrive det som

$$P + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g y = \text{const.}$$

Denne sammenhæng kaldes Bernoullis ligning og den gælder for væsker hvor følgende antagelser er valide

- **Inkompressibel:** En ændring i trykket medfører ikke en ændring i volumen.
- **Inviskos:** Væsken har ingen indre friktion
- **Stationær strømning:** Væskens hastighed er konstant ($\frac{dV^2}{dt} = 0$)

Eksempel 3.1: Udstrømningshastighed (12.8)

Vi betragter en stor oliebeholder. Oliebeholderen har en irregulær form og vi ønsker, at finde udstrømningshastigheden for væsken i beholderen. Trykket over væskespejlet indeni beholderen betegnes, p_0 , arealet af væskespejlet i toppen betegnes A_1 , arealet af "væskespejlet" i bunden betegnes A_2 og trykket lige uden for punktet hvor væsken udstrømmer fra betegnes p_{atm} . Vi kan bruge Bernoullis ligning som

$$p_0 + \underbrace{\frac{1}{2} \rho v_1^2}_{\approx 0, \text{ da } (A_1 \gg A_2)} + \rho g h = p_{atm} + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + 0.$$

Vi får da

$$v_2^2 = \frac{2}{\rho} (p_0 - p_{atm}) + 2gh.$$

Hvis beholderen, var åben i toppen således at $p_0 = p_{atm}$ så får vi

$$v_2 = \sqrt{2gh}.$$

Hvilket blot er den almindelige hastighed for et frit fald.