

TERMODYNAMIKENS FÖRSTA HUVUDSATS.

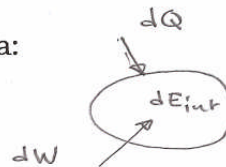
Vi har definierat arbete W och Q så att dessa storheter är positiva om omgivningen uträttar arbete på gasen respektive att värme tillförs gasen. Då kan vi använda energiprincipen och notera att förändringen ΔE_{int} av den inre energin ges av den mängd energi som gasen utbytt med omgivningen ges av

$$\Delta E_{\text{int}} = Q + W$$

Lägg märke till att om summan av Q och W är negativ så minskar den inre energin, d v s temperaturen T minskar. Om summan är positiv ökar T .

När ett system undergår infinitesimala ändringar kan vi skriva:

$$dE_{\text{int}} = dQ + dW$$



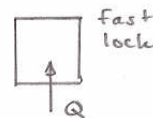
Lägg märke till att storheterna Q och W inte är egenskaper hos systemet. De är relaterade till förändringen av den inre energin via termodynamikens första huvudsats.

MOLÄRA SPECIFIKA VÄRMET.

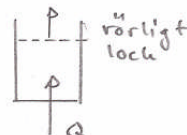
När det gäller kopplingen mellan värmeutbyte och förändring av den inre energin, d v s förändring av temperaturen, för en gas skiljer man på om värmeutbytet sker med randvillkoret konstant volym eller med konstant tryck. Det molära specifika värmets om värme tillförs under konstant volym betecknas med C_V motsvarande storhet om trycket är konstant betecknas med C_P .

Definitionsekvationerna är

$$Q = n C_V \Delta T \text{ (konstant volym)}$$



$$Q = n C_P \Delta T \text{ (konstant tryck)}$$



Det visar sig också att så länge som gasen har ett idealt uppförande så har alla enatomiga gaser samma värden på C_V och C_P och alla tvåatomiga gaser samma värde.

För enatomiga gaser gäller att $C_V = 3/2 R$ och $C_P = 5/2 R$. Härledningen av det första sambandet finns nedan.

För tvåatomiga gaser är situationen mer komplicerad. Det molära specifika värmets beror bl a på vid vilken temperatur värmeutbytet sker. Mer om detaljerna kommer när vi diskuterar fördelningsfunktioner. En förenkling är att i trakterna av rumstemperatur gäller för tvåatomiga gaser att $C_V = 5/2 R$ och $C_P = 7/2 R$.

För enatomiga gaser gäller

$$E_{\text{int}} = \frac{3}{2} n R T$$

Det medför att förändringen av den inre energin är kopplad till förändring av temperatur genom sambandet

$$\Delta E_{\text{int}} = \frac{3}{2} n R \Delta T$$

Vid en process där volymen hålls konstant uträttas inte något arbete. Första huvudsatsen ger då att

$$E_{\text{int}} = Q$$

Alltså

$$Q = \frac{3}{2} n R \Delta T$$



Vilket tillsammans med definitionsekvationen för C_V : $Q = n C_V \Delta T$

ger oss

$$C_V = \frac{3}{2} R$$

Om vi vill kan vi nu använda sambandet

$$E_{\text{int}} = n C_V T$$

eller

$$\Delta E_{\text{int}} = n C_V \Delta T$$

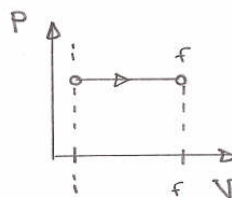
Detta samband gäller för alla ideala gaser, fast man måste använda den aktuella gasens värde på C_V .

Samband mellan C_p och C_V :

För en isobar process gäller

$$W = - p (V_f - V_i) = - n R (T_f - T_i)$$

$$Q = n C_p (T_f - T_i)$$



Som vi konstaterade ovan gäller alltid

$$\Delta E_{\text{int}} = n C_V \Delta T = n C_V (T_f - T_i)$$

1:a huvudsatsen ger nu

$$n C_V (T_f - T_i) = n C_p (T_f - T_i) + (- n R (T_f - T_i))$$

vilket ger

Kvoten mellan C_p och C_v betecknas γ .

$$\gamma = C_p / C_v$$

För enatomiga gaser gäller $\gamma = 5/3$ och för tvåatomiga gaser gäller (i trakten runt rumstemperatur) $\gamma = 7/5$.

ADIABATISK PROCESS FÖR EN IDEAL GAS.

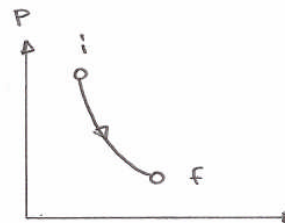
Vi har tidigare gått igenom tre processer där vi hållit p , V respektive T konstanta; isobar, isokor och isoterm.

Dessa tre isoprocesser kompletterar vi med en fjärde process, adiabaten, som kännetecknas av att gasen är perfekt värmeisolerad från omgivningen. Verkliga processer går ibland så snabbt och avlöses av någon annan process att man kan approximerar dem med en adiabatisk process eftersom inget nämnvärt värmeutbyte med omgivningen hinner äga rum.

Första huvudsatsen gäller naturligtvis även för en adiabat:

men $dQ = 0$, vilket ger

$$dE_{\text{int}} = dQ + dW$$
$$dE_{\text{int}} = dW = -P dV$$



För alla processer gäller

$$dE_{\text{int}} = n C_v dT = -P dV$$

Även allmänna gaslagen gäller

$$PV = n R T$$

Om vi differentierar den får vi:

$$P dV + V dP = -(R/C_v) P dV$$

Men $R = C_p - C_v$, vilket ger:

$$P dV + V dP = -(R/C_v) P dV$$

Samt

$$P dV \gamma + V dP = 0$$

Vilket ger

$$dP/P + dV/V = 0$$

Om vi integrerar detta uttryck får vi

$$\ln P + \gamma \ln V = \text{konstant}$$

eller

$$PV^\gamma = \text{konstant}$$

Det innebär att om vi alla punkter i ett PV-diagram som ligger längs en och samma adiabat gäller att $PV^\gamma = \text{konstant}$. Konstantens värde beror på randvillkoren för den aktuella adiabaten och kan absolut inte slås upp i tabell. Ofta är initial- och slutpunkterna av särskilt intresse. Då gäller

$$P_i V_i^\gamma = P_f V_f^\gamma$$

Genom att kombinera $PV^\gamma = \text{konstant}$ med allmänna gaslagen $PV = n R T$ får man

$$T_i V_i^{\gamma-1} = T_f V_f^{\gamma-1}$$

Man kan också visa att arbetet som uträttas vid en adiabatisk process ges av

$$W = 1/(\gamma + 1) (P_f V_f - P_i V_i)$$

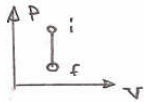
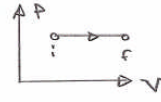
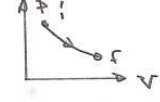
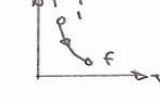
När man beräknar arbetet vid en adiabatisk process utnyttjar man sambandet

$$dE_{\text{int}} = n C_V dT = -P dV$$

som ger

$$W = n C_V (T_f - T_i)$$

Nu har vi gått igenom fyra idealiserade processer och nedan följer en sammanfattning:

	Isokor	Isobar	Isoterm	Adiabat
				
W	0	$p(V_i - V_f)$	$-nRT \ln \frac{V_f}{V_i}$	$nC_V(T_f - T_i)$
Q	$nC_V(T_f - T_i)$	$nC_P(T_f - T_i)$	$nRT \ln \frac{V_f}{V_i}$	0
ΔE_{int}	$nC_V(T_f - T_i)$	$nC_V(T_f - T_i)$	0	$nC_V(T_f - T_i)$

1:a huvudsatsen: $\Delta E_{\text{int}} = Q + W$

PROCESSER FÖR ÖVERFÖRING AV ENERGI I TERMISKA PROCESSER.

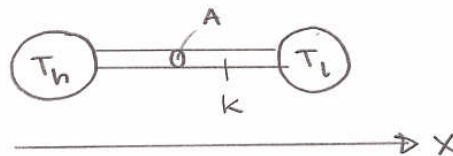
Det finns tre huvudslag av överföringsprocesser för termisk energi; Ledning
Konvektion
Strålning

Vi ska behandla var och en för sig för sig.

Ledning

När en kropp befinner sig vid en viss temperatur har atomerna i denna en viss genomsnittlig rörelseenergi. Om en annan kropp med lägre temperatur kommer i kontakt med den första "smittar" de mer den högre rörelseenergin av sig från kroppen med högre till den med lägre temperatur. Detaljerna i detta bestäms av värmeledningsekvationen som i sin enklaste form ser ut så här:

$$P = k A (T_h - T_l) / L$$



Det som vi räknar ut är energitransport på tidsenhet (effekten) mellan en reservoar med temperaturen T_h och en dito med temperaturen T_l . Reservoarerna är förbundna med en jämntjock passiv termisk ledare vars tvärsnittsarea är A och som gjord av ett material vars förmåga att leda värme beskrivs med konstanten k . k har enheten watt per meter och grad ($W/m K$).

När vi ska räkna på lite svårare problem och ska införa ett koordinataxel (en x -axel eller r -axel (om vi har cylindersymmetri)) brukar det vara lämpligt att låta denna peka från "varmt till kallt". Man kan tänka sig att energin "rinner nedför en temperaturnedförsbacke". Backens branthet avges av temperaurgradienten dT/dx eller dT/dr . Med detta val av koordinataxelns riktning blir alltid temperaturgradienten negativ. För att det ska kunna "rinna" mycket energi nedför backen krävs, förutom att den är brant, att det är "lätt att rinna". Materialkonstanten k anger hur "lätt det är att rinna".

Värmeledningsekvationen i mer allmän form ser ut så här:

$$P = -k A (\text{grad } T)$$

Vi ska räkna värmeledningsproblem av olika svårighetsgrad på föreläsningar och övningar. Se hemsidan.

Konvektion

En fluid är som bekant materia med, mer eller mindre påtaglig, förmåga att strömma. Gaser och vätskor är exempel på fluider.

Konvektion är energiöverföring orsakad av rörelser i en fluid. Man skiljer på naturlig konvektion, som drivs av täthetsskillnader i fluiden och forcerad konvektion, som drivs av yttre krafter.

När man fyller väggarna i ett hus med isolering är det egentligen konvektion man försöker förhindra. Stillastående luft är en mycket effektiv isolator, men genom en luftfylld yttervägg transporteras mycket energi om den inte fylls med något som förhindrar konvektionen.

Strålning

I den förra fysikkursen kom vi i kontakt med svartkroppsstrålning och Planks strålningslag. Som vi ska studera längre fram i kursen sänder laddningar som accelereras ut elektromagnetisk strålning. I alla kroppar, som har en temperatur som är skild från noll, accelereras laddningar (elektroner och kärnor) och de sänder således ut elektromagnetisk strålning. Ett exempel på detta är när atomerna i en järnklump svänger fram och tillbaka runt ett jämviktsläge. Ju högre temperaturen är, desto kraftigare är svängningsrörelserna och desto mer elektromagnetisk strålning.

En viktig svartkropp är solen. Intensiteten i strålningsfältet från solen avtar naturligtvis med avståndet från solen, men i yttre delen av jordens atmosfär är den så stor som nästan 1,4 kJ per kvadratmeter och sekund! Mycket av den inkommande energin reflekteras tillbaka ut i universum, men den del som når jordytan är hundrafalt större än det samlade energibehovet på vår planet.

Emissionen av elektromagnetisk strålning från en svart kropp ges av Stefans lag, där P är den effekt som kroppen strålar ut:

$$P = \sigma A e T^4$$

där $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ (Stefan-Boltzmanns konstant)
 A = objektets area
 e = emissiviteten (en konstant som kan ha värden mellan 0 och 1).

e beror av ytans beskaffenhet och materialet som den är uppbyggd av. Förutom att ange hur mycket energi som emitteras från en kropp anger den också hur stor andel av infallande strålning som absorberas.

För en kropp, som själv har temperaturen T och som befinner sig i ett rum där allt annat har temperaturen T_0 blir nettoeffekten

$$P_{\text{eff}} = \sigma A e (T^4 - T_0^4)$$