

TERMODINAMIKA

Uvod

Termodinamika je nauka o toploti i toplotnim mašinama.

Kao i molekulska – kinetička teorija gasova, termodinamika se bavi proučavanjem gasova. Međutim, dok molekulska – kinetička teorija gasova ima tzv. mikropriступ proučavanju procesa u gasovima, termodinamika, nasuprot tome, ima makropriступ. To znači da se u termodinamici ne razmatraju procesi na nivou molekula gasa, već se gas posmatra kao celina, a procesi u gasu se posmatraju fenomenološki, tj. pri posmatranju nekog procesa u gasu vrše se merenja osnovnih parametara koji određuju stanje tog gasa, pa se na osnovu rezultata ovih merenja izvode zaključci.

Osnovni parametri stanja gasa su kao i u molekulska – kinetičkoj teoriji:

- pritisak gasa p (Pa),
- zapremina koju gas zauzima V (m^3) i
- temperatura gasa T (K).

Pored tri osnovna parametra stanja gasa u osnovne termodinamičke veličine spadaju i:

- unutrašnja energija gasa U (J),
- količina toplote Q (J) i
- izvršeni rad A (J).

Unutrašnja energija gasa U (J)

Unutrašnja energija tela je zbir kinetičkih i potencijalnih energija svih mikročestica koje čine to telo (molekula, atoma, neutrona, protona i elektrona).

Ova definicija se odnosi na tela u svim agregatnim stanjima.

Kako kinetička energija date čestice potiče od njenog kretanja, a potencijalna energija od njenih privlačenja i / ili odbijanja sa drugim česticama, a posebno zbog jako velikog broja mikročestica koje čine i najmanja makrotela, jasno je da je broj sabiraka iz prethodne definicije enormno veliki. To znači da je ova definicija nepogodna za praktično izračunavanje unutrašnje energije makrotela, pa samim tim i unutrašnje energije realnog gasa. Međutim, ako uzmemo da je gas idealan, tada se definicija njegove unutrašnje energije svodi na:

Unutrašnja energija idealnog gasa je jednaka zbiru kinetičkih energija svih molekula tog gasa.

Razlika u definiciji se javlja zbog dve osobine koje idealan gas razlikuju od realnog.

Prvo, molekule idealnog gasa smatramo za materijalne tačke, a to znači da oni kao tačke nemaju unutrašnju strukturu – što uklanja sve čestice, osim samih molekula, iz definicije.

Drugo, smatra se da molekuli idealnog gasa međusobno ne deluju privlačnim ili odbojnim silama – što uklanja i potencijalne energije iz definicije.

Ovako uprošćena definicija pruža mogućnost da se iz nje dobije jednostavan obrazac za izračunavanje unutrašnje energije makrotela idealnog gasa. Ako uzmemo N molekula nekog idealnoga gasa i ako smatramo da na temperaturi T ovaj gas ima prosečnu kinetičku energiju pojedinačnih molekula:

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} k \cdot T ,$$

što je inače poznato iz molekulska – kinetičke teorije gasova, tada se na osnovu definicije može pisati:

$$U = N \cdot \bar{E}_k .$$

Zamenom se dobija:

$$U = N \cdot \frac{3}{2} k \cdot T .$$

Iz molekulska – kinetičke teorije gasova znamo i da je:

$$N = n_m \cdot N_A ,$$

gde je n_m broj molova tog gasa, dok je $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$ - Avogadrov broj, tj. broj molekula u jednom molu gasa.

Novom zamenom se dobija:

$$U = n_m \cdot N_A \cdot \frac{3}{2} k \cdot T$$

$$U = \frac{3}{2} n_m \cdot N_A \cdot k \cdot T.$$

Uzimajući u obzir vrednost univerzalne Bolcmanove konstante: $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$, dobija se:

$$N_A \cdot k = 8,31 \frac{J}{K \cdot mol} = R,$$

što je takođe poznato iz molekulske – kinetičke teorije gasova, gde je R univerzalna gasna konstanta. Konačno se dobija:

$$U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot T$$

što je traženi izraz za unutrašnju energiju idealnog gasa.

Jednostavna analiza nam pokazuje da postoje samo dva načina da promenimo unutrašnju energiju datog gasa:

- da promenimo njegovu količinu, tj. n_m i
- da promenimo temperaturu tog gasa T .

Ako je količina datog gasa stalna, tj. ako je gas hermetički zatvoren u nekoj posudi, tada je jedina moguća posledica promene njegove unutrašnje energije – promena njegove temperature. Dakle:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T.$$

Količina toplote Q (J)

Pod količinom toplote se uvek podrazumeva ona količina toplotne energije koju jedno telo predaje drugom telu.

Kako pritom dolazi do povećanja temperature tela koje je primilo tu količinu toplote, logično je postojanje sledeće kalorimetrijske jednačine:

$$Q = m \cdot c \cdot (T_2 - T_1)$$

tj.

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta T,$$

gde je m masa tela, a c je njegov specifični toplotni kapacitet. Ova veličina zahteva posebno objašnjenje. Ako iz prethodnog obrasca izrazimo c dobije se:

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T}.$$

Ovaj obrazac čitamo: **specifični toplotni kapacitet datog tela je brojno jednak onoj količini toplote koju treba dovesti 1 kg mase tog tela da bi se njegova temperatura povećala za 1 stepen.**

Postojanje ovakve veličine znači da porast temperature tela ne zavisi samo od količine toplote koju je telo dobilo, već i od vrste materijala od koga je telo načinjeno, kao i naravno od veličine, tj. preciznije od mase tog tela. U sledećoj tabeli date su vrednosti specifičnog toplotnog kapaciteta nekih materijala datog u

$\frac{J}{kg \cdot K}$:

supstancija	specifični toplotni kapacitet
Voda	4200
Alkohol	2500
Led	2100
Aluminijum	880
Gvožđe	460
Cink	380
Bakar	280
Živa	140
Olovo	130

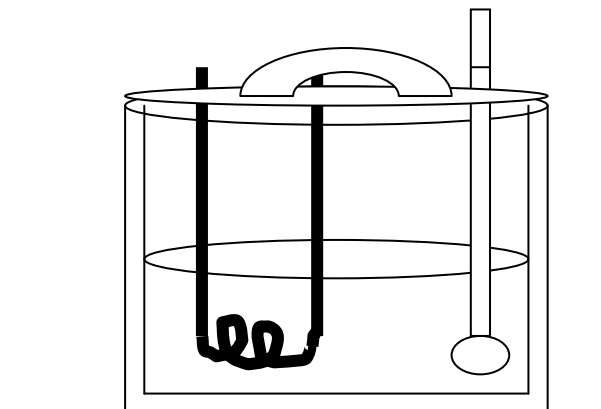
Tabela pokazuje da su metali ne samo dobri provodnici toplote, već da ih je mnogo lakše zagrijati nego druge materijale. To što je specifični toplotni kapacitet vode 30 puta veći nego kod žive znači da ako zagrijemo istu masu vode i žive istom količinom toplote, da će tada porast temperature žive biti 30 puta veći od porasta temperature kod vode, tj. ako temperatura vode poraste npr. za 2 stepena, temperatura žive će tada porasti za 60 stepeni.

Kalorimetrijska jednačina se može pisati i u stepenima Celzijusa, zato što je promena temperature brojno jednaka – nezavisno od toga da li koristimo Kelvinovu ili Celzijusovu skalu. Uzrok tome je, naravno, što je veličina jednog stepena Kelvina izabrana tako da bude jednaka veličini jednog stepena Celzijusa:

$$Q = m \cdot c \cdot (t_2 - t_1)$$

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta t .$$

Ova jednačina se naziva »kalorimetrijska«, zato što se pomoću nje može izmeriti količina toplote oslobođena u aparatu koji nazivamo kalorimetar. Kalorimetar je toplotno izolovana posuda u kojoj se nalazi jedan električni grejač i termometar. U posudu sipamo vodu čiju smo masu m prethodno odredili, a onda izmerimo početnu temperaturu t_1 , a zatim uključimo grejač i vodi dodamo nepoznatu količinu toplote Q , pa ponovo izmerimo temperaturu t_2 . Znajući vrednost specifičnog toplotnog kapaciteta c za vodu, sada možemo lako izračunati količinu toplote Q koju je grejač predao vodi, koristeći kalorimetrijsku jednačinu.



sl. 1.

Pored specifičnog toplotnog kapaciteta c , često se koristi i toplotni kapacitet tela C :

$$C = \frac{Q}{\Delta T} .$$

Ovaj obrazac čitamo: **toplotni kapacitet datog tela je brojno jednak onoj količini toplote koju treba dovesti tom telu da bi se njegova temperatura povećala za 1 stepen.**

Očigledno je da toplotni kapacitet, za razliku od specifičnog toplotnog kapaciteta, ne vodi računa o masi tog tela, već se primenjuje na celo telo nezavisno od njegove mase. Na osnovu prethodnih formula za ove dve veličine jasno je da je:

$$c = \frac{C}{m} .$$

Rad A (J)

Ako je gas zatvoren u cilindru sa klipom (sl. 2.), postoje dva načina da se izvrši rad:

- pomeranjem klipa naviše, pri čemu smatramo da je taj rad izvršio sam gas, tako što je pritiskom na klip izazvao njegovo pomeranje uvis i
- pomeranjem klipa naniže, pri čemu rad nad gasom vrši neka spoljašnja sila.

Na sl. 2. prikazano je pomeranje klipa uvis, tj. slučaj kada rad vrši gas zatvoren u cilindru.

U početnom trenutku klip je bio na visini h_1 iznad dna cilindra, a po završenom pomeranju na visini h_2 . Na taj način došlo je do promene visine:

$$\Delta h = h_2 - h_1.$$

Pritom se gas u početku nalazio u zapremini V_1 , a na kraju u zapremini V_2 . Pritom je došlo do promene zapremine: $\Delta V = V_2 - V_1$, a to je prostor u cilindru između početnog i krajnjeg položaja klipa.

Rad, tj. pomeranje klipa uvis izvršila je sila pritiska F_p kojom gas deluje na klip naviše, a znamo da je rad jednak skalarnom proizvodu sile i pomeraja, što se u ovom slučaju svodi na:

$$A = F_p \cdot \Delta h$$

zato što sila deluje u istom pravcu i smeru sa izvršenim pomerajem klipa.

Pritisak gasa na klip je jednak:

$$p = \frac{F_p}{S}$$

gde je S površina klipa. Sledi:

$$F_p = p \cdot S.$$

Zamenom u početni obrazac za rad dobija se:

$$A = p \cdot S \cdot \Delta h.$$

Kako je:

$$S \cdot \Delta h = \Delta V$$

zato što je zapremina valjka, tj. cilindra jednaka proizvodu njegovog bazisa i njegove visine. Na taj način konačno se dobija:

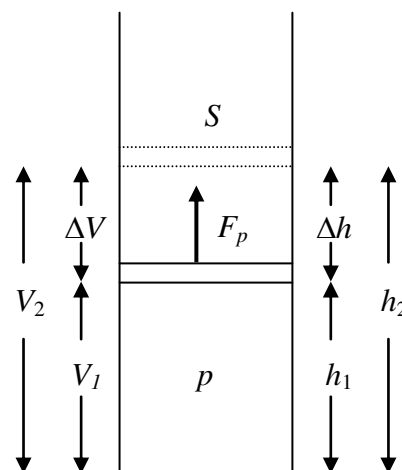
$$A = p \cdot \Delta V.$$

Uslov pod kojim je izveden ovaj obrazac je: da je pritisak gasa tokom pomeranja klipa stalan, tj. $p = const.$ Ovaj uslov postaje razumljiv kada pogledamo početni obrazac za rad sile pritiska u kome se podrazumeva da je sila pritiska stalna (što zahteva stalan pritisak gasa), jer kada bi sila pritiska bila promenljiva morali bismo uzeti njenu srednju vrednost. Međutim, kako se u posmatranom slučaju gas širi, jasno je da će se automatski javiti smanjenje pritiska, pa se može reći da je ovaj obrazac samo približno tačan i to samo ako je pomeraj klipa dovoljno mali da se promena pritiska može zanemariti.

Važno je reći da je rad u slučaju širenja gasa pozitivan, dok bi rad u slučaju sabijanja gasa bio negativan. Ovo je lako razjasniti ako se uzme u obzir da je u slučaju širenja promena zapremine ΔV pozitivna zato što je krajnja zapremina gasa V_2 veća od početne V_1 pa se njihovim oduzimanjem $V_2 - V_1$ dobija pozitivan rezultat. Nasuprot tome kada se gas sabija promena zapremine je negativna zato što je krajnja zapremina manja od početne.

Dakle, može se pisati:

$$A = \pm p \cdot \Delta V, \quad (p = const.).$$



sl. 2.

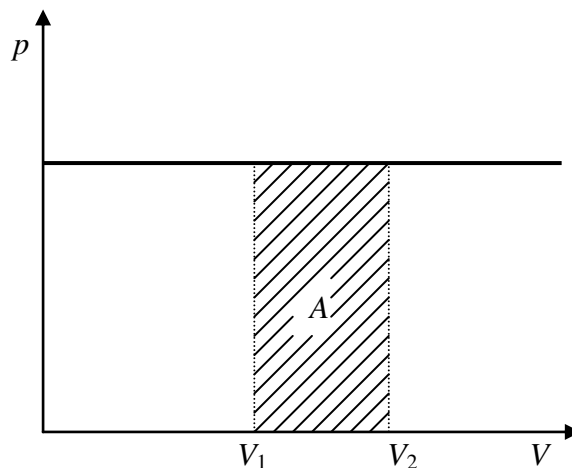
Proces širenja gasa koji je prethodno razmatran može se prikazati na $p - V$ dijagramu (sl. 3.). Kako je za potrebe izvođenja uzeto da je pritisak gasa stalan, grafik je prava linija paralelna sa horizontalnom $V -$ osom.

Kako je:

$$A = p \cdot \Delta V$$

proizilazi da je izvršeni rad gasa jednak površini pravougaonika između grafika i $V -$ ose, a levo i desno ograničenim početnom i krajnjom zapreminom V_1 i V_2 .

Ovo se može uzeti kao pravilo koje važi u svim slučajevima: rad na $p - V$ dijagramu je uvek jednak površini ispod dijagrama.



sl. 3.

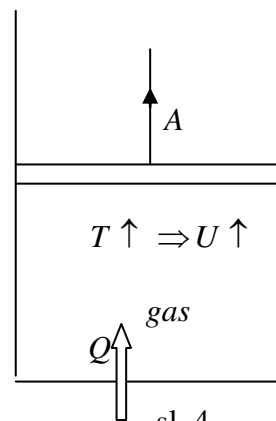
I PRINCIP TERMODINAMIKE

Definicija prvog principa termodinamike glasi: **Primljenu količinu toplote gas može upotrebiti na dva načina: za povećanje svoje unutrašnje energije i za vršenje rada tj. za svoje širenje.**

Matematički oblik ovog principa je jednostavan i glasi:

$$Q = \Delta U + A.$$

Na sl. 4. prikazan je cilindar sa klipom u kome je zatvoren gas. Kada gas primi količinu toplote Q (npr. $100 J$), njegova temperatura se poveća – što dovede do povećanja njegove unutrašnje energije ΔU (na šta recimo ode 60 od primljenih $100 J$), a sa preostalim delom primljene energije (u ovom slučaju $40 J$) gas izvrši rad A , tako što, na račun povećanja pritiska koje je izazvano povećanjem temperature, pomakne klip uvis.



sl. 4.

Iz uzetog primera je jasno da u osnovi I principa termodinamike leži zakon održanja energije, jer je:

$$Q = \Delta U + A \Rightarrow 100J = 60J + 40J .$$

Pokazuje se da se I princip termodinamike direktno suprotstavlja staroj ideji da se napravi *perpetuum mobile I vrste* – mašina koja je zamišljena tako – da radi, ali da ne troši nikakvu energiju. Iz matematičkog oblika I principa jasno je da gas mora da primi neku količinu toplote Q da bi mogao da izvrši rad, jer ako je: $Q = 0$, tada je: $\Delta U + A = 0$, što znači da gas tada može vršiti rad samo ako dođe do smanjenja njegove unutrašnje energije, a to može potrajati samo neko kratko vreme, tj. dok gas ne potroši svu svoju unutrašnju energiju, tj. dok se ne ohladi do apsolutne nule.

Kako se I princip termodinamike oslanja na zakon održanja energije kao temeljni fizički zakon, može se reći: **Nemoguć je perpetuum mobile I vrste.** I ovo se može smatrati definicijom prvog principa.

Zanimljiv je razlog da se I princip termodinamike ne naziva I zakon termodinamike. Reč: »princip« je upotrebljena umesto reči: »zakon« zato što gas, kada primi količinu toplote Q , može u principu, ali i ne mora, uraditi obe stvari – i promeniti svoju unutrašnju energiju i izvršiti rad. Da je tako, može se videti u slučajevima kada se I princip primeni na izo – procese.

Postoji još jedno tumačenje ovog principa. Ako matematički oblik ovog principa:

$$Q = \Delta U + A$$

prikažemo u obliku:

$$\Delta U = Q - A,$$

postaje jasno da postoje dva načina da povećamo unutrašnju energiju gasa, ali i bilo kog tela.

Jedan je da gasu dodamo izvesnu količinu unutrašnje energije Q . Drugi način da tom gasu povećamo unutrašnju energiju je da ga sabijemo, tj. da nad njim izvršimo rad nekom spoljašnjom silom – na šta ukazuje negativan predznak ispred rada u poslednjem obrascu.

Prvi način ne bi trebalo nikoga da iznenadi, a za drugi način najbolji primer je zagrevanje pumpe koje se javlja kada pumpamo gumu na bicikli, ili loptu.

Primena I principa termodinamike na izotermni proces

Ponovo imamo gas koji je hermetički zatvoren u cilindru sa klipom, kao i u slučaju prikazanom na sl. 4. ali sada postoji ograničenje: kakav god se proces desio u tom gasu, taj proces mora biti izotermni, tj. ne sme doći do promene temperature gasa:

$$n_m = const.$$

$$T = const. \Rightarrow \Delta T = 0.$$

Ako gas primi količinu toplote Q , tada važi I princip termodinamike:

$$Q = \Delta U + A.$$

Promena unutrašnje energije je:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T,$$

a kako je zbog izoternog procesa temperatura stalna sledi:

$$\Delta T = 0 \Rightarrow \Delta U = 0.$$

Rad gasa pri širenju je:

$$A = p \cdot \Delta V,$$

pa u ovom slučaju ne postoji zabrana vršenja rada kao što postoji zabrana promene unutrašnje energije. Zato se I princip termodinamike svodi na:

$$Q = A.$$

Zaključak koji se može izvući iz cele analize glasi: ako gasu dodamo izvesnu količinu toplote, gas je, u izotermnom procesu može upotrebiti samo za vršenje rada, tj. za svoje širenje.

Razlog za ovo je očigledan iz prethodne analize: promene unutrašnje energije ne može biti zato što je proces izotermni, tj. zato što se temperatura gasa ne sme promeniti.

Primena I principa termodinamike na izohorski proces

I u ovom slučaju gas je hermetički zatvoren u cilindru sa klipom, ali sada je zbog izohorskog procesa zabranjena promena zapremine gasa, tj. klip je blokiran i nepokretan:

$$n_m = const.$$

$$V = const. \Rightarrow \Delta V = 0.$$

Ako gas sada primi količinu toplote Q , opet važi I princip termodinamike:

$$Q = \Delta U + A.$$

Promena unutrašnje energije gasa je:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T,$$

pa ne postoji zabrana da se promeni njegova unutrašnja energija.

Međutim, kako je rad gasa pri širenju:

$$A = p \cdot \Delta V,$$

što podrazumeva povećanje njegove zapremine, jasno je da zbog izohorskog procesa postoji zabrana vršenja rada.

Zaključak je sada sledeći: ako gas primi izvesnu količinu toplote, tada je gas, pri izohorskom procesu, može upotrebiti samo za povećanje svoje unutrašnje energije, tj. za povećanje temperature.

Primena I principa termodinamike na izobarski proces

Kao i u prethodna dva slučaja gas je hermetički zatvoren u cilindru sa klipom, ali sada je, zbog izobarskog procesa, zabranjena promena pritiska gasa:

$$n_m = \text{const.}$$
$$p = \text{const.} \Rightarrow \Delta p = 0.$$

Ako gas sada primi količinu toplote Q , opet važi I princip termodinamike:

$$Q = \Delta U + A.$$

Promena unutrašnje energije gasa je:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T,$$

pa ne postoji zabrana da se promeni njegova unutrašnja energija, zato što je promena temperature ΔT u izobarskom procesu dozvoljena.

Kako je rad gasa pri širenju:

$$A = p \cdot \Delta V,$$

a u lekciji – rad smo videli da ovaj obrazac za rad važi upravo u slučaju kada je pritisak gasa stalan, a to znači da je u slučaju izobarskog procesa, pored promene unutrašnje energije moguće da gas izvrši i rad – pomeranjem klipa uvis. Treba uočiti da je promena zapremine ΔV u izobarskom procesu dozvoljena.

Zaključak je sada sledeći: ako gas, u izobarskom procesu, primi izvesnu količinu toplote tada će je on upotrebiti i za povećanje svoje unutrašnje energije, kao i za rad, tj. za svoje širenje.

Primena I principa termodinamike na adijabatski proces

Prethodna tri procesa – izotermni, izohorski i izobarski – su poznati od ranije, iz gasnih zakona, tj. iz molekulske kinetičke teorije gasova. Adijabatski proces do sada nismo proučavali, pa je prvo potrebno definisati ovakav proces u gasu.

Proces u gasu je adijabatski ako gas pritom ne razmenjuje toplotu sa svojom okolinom.

Matematički oblik ovog uslova je jednostavan:

$$Q = 0.$$

Postoje dva načina da ispunimo postavljeni uslov.

Prvi je da gas zatvorimo u posudu koja je maksimalno toplotno izolovana od svoje okoline, za šta bi bila najbolja izolacija kao i u termos boci.

Drugi način je da se proces u gasu desi jako brzo, tako da gas – u toku trajanja procesa – nema vremena za značajniju razmenu toplote sa svojom okolinom.

Očigledno je da je najbolja kombinacija ova dva metoda, pri čemu se ipak može zaključiti da nijedan od njih nije idealan i da će nešto malo toplote uvek »curiti« ili iz gasa, ili u gas iz spoljašnje sredine.

Ako se u gasu dešava neki adijabatski proces, tada bi i za ovaj gas morao da važi I princip termodinamike:

$$Q = \Delta U + A.$$

Kako je uslov adijabatskog procesa:

$$Q = 0,$$

jasno je da se spajanjem dobija:

$$0 = \Delta U + A.$$

Matematički gledano postoje dve posledice prethodne relacije i one glase:

$$-\Delta U = +A$$

i

$$+\Delta U = -A.$$

Prva: $-\Delta U = +A$ znači da će pri pozitivnom radu doći do negativne promene unutrašnje energije ako je proces adijabatski. Drugim rečima, ako dođe do brzog, tj. adijabatskog širenja gasa tada će obavezna posledica biti i njegovo hlađenje. Ovo ima primenu kod većine sistema za hlađenje: frižideri, zamrzivači itd.

Druga posledica: $+\Delta U = -A$ znači da će pri negativnom radu doći do pozitivne promene unutrašnje energije ako je proces adijabatski. To znači da ako dođe do brzog, tj. adijabatskog sabijanja gasa tada će posledica biti zagrevanje gasa. Na primer u cilindrima dizel motora dolazi do izuzetno brzog, tj. adijabatskog sabijanja aerosola nafte, pa kao posledica temperatura poraste iznad tačke paljenja nafte, pa se nafta upali i eksplođira i odbaci klip... Dakle, paljenje se ne vrši električnom varnicom iz svećice – kao kod benzinskog motora – već adijabatskim sabijanjem.

Za adijabatski proces važi Poasonova formula koja podseća na Bojll – Mariotov zakon – koji inače važi za izotermni proces. Poasonova formula glasi:

$$p \cdot V^\chi = const.$$

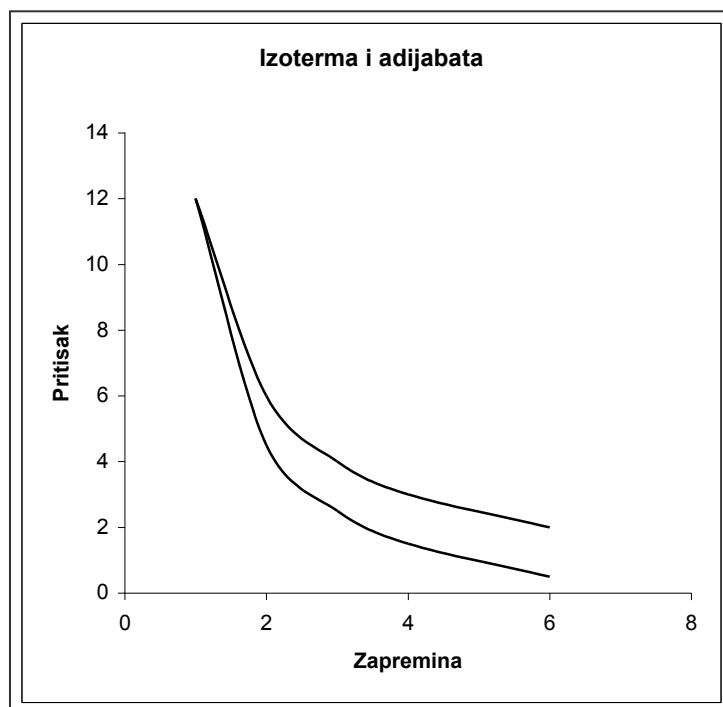
Veličina označena sa χ (čita se »kapa«) je odnos molarnih specifičnih toplota datog gasa pri stalnom pritisku i pri stalnoj zapremini (vidi sledeću lekciju). Za jednoatomne gasove: $\chi = 1,67$, za dvoatomne gasove $\chi = 1,40$ itd.

Na grafiku (sl. 5.) prikazana su, uporedo, dva procesa: prvi je izotermno širenje gasa (gornja linija), dok je drugi njegovo adijabatsko širenje (donja linija).

Može se primetiti da pritisak brže opada pri adijabatskom nego pri izotermnom širenju gasa.

Objašnjenje je sledeće: pri izotermnom širenju gasa postoji samo jedan razlog za smanjenje pritiska – a to je upravo povećanje zapremine. Međutim, pri adijabatskom širenju postoje dva uzroka za smanjenje pritiska: jedan je povećanje zapremine, dok je drugi smanjenje temperature – jer se pri brzom adijabatskom širenju gas hladi.

(sl. 5.)



Molarni toplotni kapacitet gasa

Ranije, u lekciji – Količina toplote – sreli smo se sa veličinom c , tj. sa specifičnim toplotnim kapacitetom gasa. To je ona količina toplote koju treba dovesti **jednom kilogramu** datog gasa da bi se njegova temperatura povećala za jedan stepen.

Sada uvodimo veličinu koja joj je slična i koja se naziva – molarni toplotni kapacitet gasa – a koja je jednaka onoj količini toplote koju treba dovesti **jednom molu** tog gasa da bi se njegova temperatura povećala za jedan stepen.

Razlikujemo dve vrste molarnog toplotnog kapaciteta:

- jedan je pri stalnoj zapremini c_v ,
- a drugi je pri stalnom pritisku c_p .

Molarni toplotni kapacitet gasa pri stalnoj zapremini

Obrazac za ovu veličinu glasi:

$$c_v = \frac{Q}{n_m \cdot \Delta T}, \quad (V = \text{const}).$$

Dakle: ***molarni toplotni kapacitet gasa pri stalnoj zapremini brojno je jednak onoj količini toplote koju treba – pri stalnoj zapremini – dovesti jednom molu gasa da bi se njegova temperatura povećala za jedan stepen.***

Ako sada uzmemo I princip termodinamike:

$$Q = \Delta U + A,$$

pri čemu je u izohorskom procesu:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T,$$

a

$$A = p \cdot \Delta V = 0$$

zato što je promena zapremine $\Delta V = 0$, jer je u izohorskom procesu $V = \text{const}$. tada možemo zameniti izraz za promenu unutrašnje energije u izraz za c_v :

$$c_v = \frac{\frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T}{n_m \cdot \Delta T}.$$

Posle skraćivanja dobija se:

$$c_v = \frac{3}{2} R.$$

Ovaj rezultat važi za jednoatomne gasove, za dvoatomne: $c_v = \frac{5}{2} R$, za troatomne:

$$c_v = \frac{7}{2} R \dots$$

Molarni toplotni kapacitet gasa pri stalnom pritisku

Obrazac za ovu veličinu glasi:

$$c_p = \frac{Q}{n_m \cdot \Delta T}, \quad (p = \text{const}).$$

Dakle: ***molarni toplotni kapacitet gasa pri stalnom pritisku je brojno jednak onoj količini toplote koju treba – pri stalnom pritisku – dovesti jednom molu gasa da bi se njegova temperatura povećala za jedan stepen.***

Prvi princip termodinamike glasi:

$$Q = \Delta U + A,$$

pri čemu je u izobarskom procesu:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T,$$

a

$$A = p \cdot \Delta V.$$

Dakle, količina toplote dodata tom gasu iznosi:

$$Q = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T + p \cdot \Delta V.$$

Dva sabirka u prethodnoj jednačini možemo sabrati posle transformacije u kojoj ćemo upotrebiti jednačinu stanja idealnog gasa:

$$p \cdot V = n_m \cdot R \cdot T.$$

Ako je pritisak stalan tada je promena temperature gasa praćena promenom njegove zapremine, u skladu sa Gej Lisakovim zakonom:

$$p \cdot \Delta V = n_m \cdot R \cdot \Delta T,$$

pa se zamenom u izraz za količinu toplote Q dobija:

$$Q = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T + n_m \cdot R \cdot \Delta T.$$

Sada se može izvršiti sabiranje:

$$Q = \frac{3}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T + \frac{2}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T$$

$$Q = \frac{5}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T.$$

Zamenom u početni izraz za c_p dobija se:

$$c_p = \frac{\frac{5}{2} n_m \cdot R \cdot \Delta T}{n_m \cdot \Delta T}.$$

Posle skraćivanja dobija se:

$$c_p = \frac{5}{2} R,$$

što važi za sve jednoatomne gasove. Za dvoatomne: $c_p = \frac{7}{2} R$, za troatomne je: $c_p = \frac{9}{2} R \dots$

Zanimljivo je da je razlika ova dva molarna toplotna kapaciteta istog gasa uvek jednaka univerzalnoj gasnoj konstanti. Na primer za jednoatomne gasove:

$$c_p - c_v = \frac{5}{2} R - \frac{3}{2} R = R.$$

Odnos ove dve veličine se obeležava sa χ - sa ovom veličinom smo se sreli u Poasonovoj formuli u adijabatskom procesu.

Za jednoatomne gasove:

$$\chi = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\frac{5}{2} R}{\frac{3}{2} R} = \frac{5}{3} = 1,66\dots$$

za dvoatomne gasove:

$$\chi = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\frac{7}{2} R}{\frac{5}{2} R} = \frac{7}{5} = 1,40$$

za troatomne gasove:

$$\chi = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\frac{9}{2} R}{\frac{7}{2} R} = \frac{9}{7} = 1,285 \quad \text{itd.}$$

Molarni toplotni kapacitet je moguće definisati samo kod izohorskog i izobarskog procesa, ali ne i kod izotermnog i adijabatskog procesa. Ako je proces izotermni, tj. ako je $T = const.$ nemoguće je povećati temperaturu za 1 stepen, a ako je proces adijabatski, tj. $Q = 0$ gasu je nemoguće dodati potrebnu količinu toplote.

II PRINCIP TERMODINAMIKE

Termodinamički sistem, termodinamička stanja sistema, i termodinamički procesi

Termodinamički sistem je svaki fizički sistem koji se sastoji od jako velikog broja tela.

U daljem tekstu korist ćemo skraćenicu T za termodinamički, što znači da ćemo govoriti o T – sistemima, T – stanjima i T – procesima.

T – sistem bi mogao biti gas u nekoj zatvorenoj posudi ako se za tela tog sistema uzmu molekuli tog gasa. Njihov broj je dovoljno veliki da bi predstavljali T – sistem. Ovde se treba setiti da samo jedan mol gasa sadrži Avogadrov broj molekula, a to je: $6,023 \cdot 10^{23}$.

Dati T – sistem se može naći samo u dva različita T – stanja: ravnotežnom i neravnotežnom.

Sada ćemo razmotriti kako raspoznavamo u kome se od ova dva stanja nalazi T – sistem.

Prvi način je da posmatramo parametre stanja T – sistema, kao što su pritisak, temperatura, gustina – što je zgodno kada je za T – sistem izabran neki gas, zato što je stanje gasa upravo i određeno ovim parametrima.

Tada se odabere jedan od ovih parametara – recimo temperatura gasa, a onda se utvrdi da li je temperatura ista u svim tačkama tog T – sistema. Ako jeste tada je T – sistem u ravnotežnom stanju po ovom parametru. Međutim, ako se temperatura gasa razlikuje u različitim delovima tog T – sistema tada je T – sistem u neravnotežnom stanju po temperaturi. Što su temperaturne razlike veće to je T – sistem dalje od ravnotežnog stanja.

Isti postupak se ponavlja i za ostale parametre i posebno se utvrđuje da li je T – sistem u ravnotežnom ili u neravnotežnom stanju po svakome od njih pojedinačno.

Ono što se u svim ovakvim slučajevima može utvrditi je: da svaki T – sistem koji se nalazi u neravnotežnom stanju, po bilo kojem od pomenutih parametara, teži da pređe u ravnotežno stanje. Da nije tako, peć bi mogla da zagreje samo svoju neposrednu okolinu, dok bi ostatak vazduha u sobi ostao ledeno hladan. No upravo težnja ka temperaturnoj ravnoteži omogućava da se čitav gas u sobi relativno ravnomerno zagreje. Isto je i sa pritiskom i gustinom gasa, pa se izrečena težnja ka ravnotežnom stanju može smatrati jednim od najosnovnijih prirodnih zakona. Ovaj zakon se naziva: II princip termodinamike. Potpuna definicija ovog zakona glasi:

Svaki zatvoreni T – sistem teži ka ravnotežnom stanju.

Uslov da je sistem zatvoren za spoljašnje uticaje je nužan zato što bi ti spoljašnji uticaji mogli da ometaju prelazak T – sistema u ravnotežno stanje, ili da ga čak prevedu u dalje neravnotežno stanje.

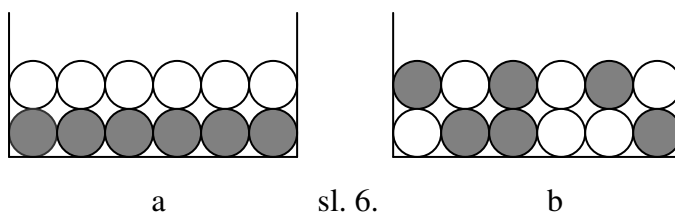
Međutim postoje T – sistemi koji se ne mogu opisati parametrima stanja gasa. Takav T – sistem bi bila jedna kutija u kojoj se nalazi jako veliki broj kuglica. Polovina kuglica je bele, a polovina sive boje (sl. 6.).

Zamislimo da se kuglice nalaze u kutiji u dva reda, pri čemu su u prvom

slučaju sve bele kuglice gore, a sve sive kuglice u donjem sloju (sl. 6. a). Kada protresemo kutiju kuglice se izmešaju – što je prikazano na (sl. 6. b).

Ako je broj kuglica jako veliki (a ne samo 12 njih kao na slici) postavlja se pitanje koje od dva prikazana stanja je ravnotežno, a koje je neravnotežno T – stanje. Sada ne pomaže analiza parametara stanja (kao u slučaju gasa), zato što se prikazani T – sistem uopšte i ne odlikuje parametrima stanja kao što su: pritisak, temperatura itd.

Međutim i za ovaj sistem važi II princip termodinamike. Dakle, kada se kutija protrese T – sistem kuglica teži da pređe u ravnotežno stanje. Pritom možemo zaključiti da će tada sistem uvek težiti da pređe u neko od izmešanih stanja (kao na sl. 6. b), dok je prelazak u uređeno stanje (kao na sl. 6. a) vrlo neverovatno. Ako je broj kuglica u kutiji jako mali – tada ipak postoji realna mogućnost da se kuglice vrate u prvobitno uređeno stanje – pa će se to povremeno i desiti.



a sl. 6.

b

Međutim, što je broj kuglica veći to je ovakav događaj neverovatniji. Na kraju, ako je broj kuglica dovoljno veliki da predstavlja T – sistem, postojaće i dalje verovatnoća ponovnog uređivanja kuglica, ali tako malena da se realno to nikada neće desiti.

Na sličan način, postoji izvesna mala verovatnoća da se svi molekuli vazduha u jednoj sobi, slučajnih haotičnim kretanjima okupe u jednoj polovini te sobe, dok bi pritom u drugoj polovini nastao vakuum. Međutim verovatnoća ravnomernog rasporeda molekula gasa u sobi je mnogo veća, pa do ovakvih ravnomernih rasporeda uvek i dolazi.

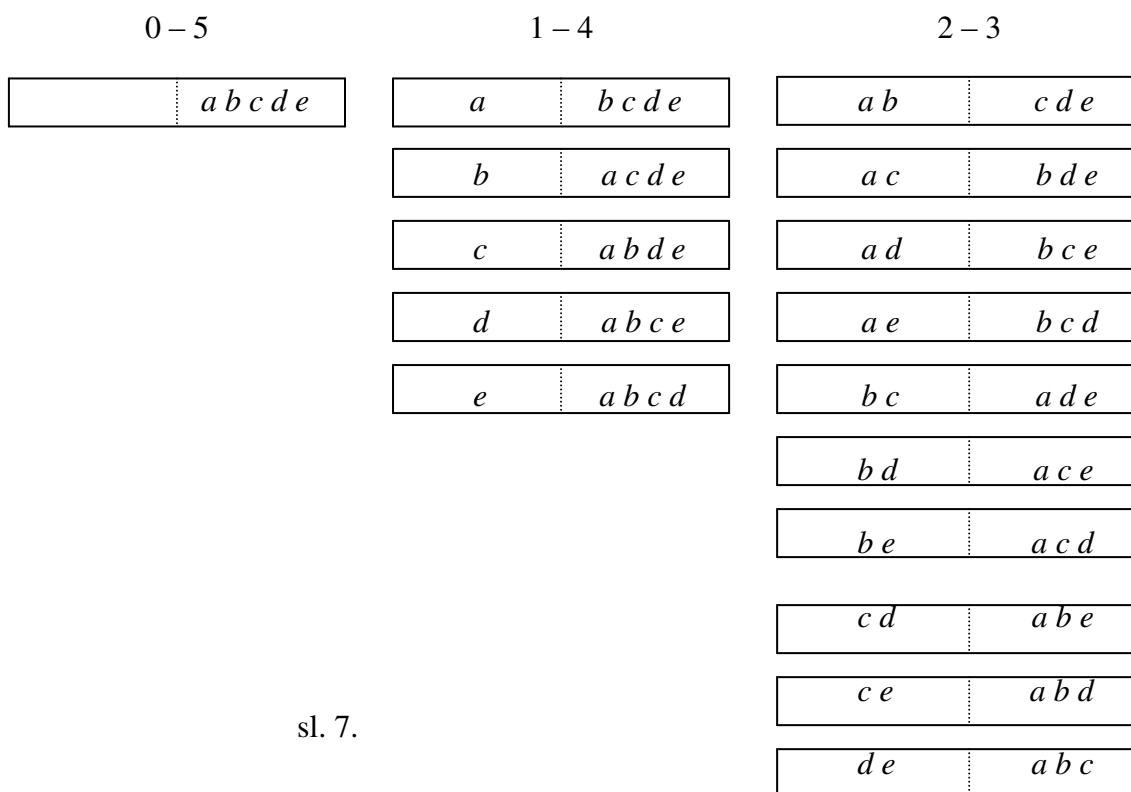
Ovde se može primetiti da su kuglice u ravnotežnom stanju kada se nađu u izmešanom stanju, tj. u haosu, dok je neravnotežno stanje kada se nalaze u stanju reda. Ovo je još jedan način za raspoznavanje neravnotežnog od ravnotežnog stanja T – sistema.

Dakle: haos u T – sistemu predstavlja njegovo ravnotežno stanje, dok red predstavlja neravnotežno stanje T – sistema.

Znači kada nam se pocepaju drage cipele ili farmerice ili pokvari TV ili kompjuter – to je samo posledica težnje ovakvih visoko uređenih sistema ka ravnotežnom stanju, tj. ka haosu. To dalje znači da se ljudski rad može smatrati uređivanjem prirodnog haosa, na šta nam priroda uzvraća kvarenjem tog reda – a u skladu sa II principom termodinamike.

U sledećem primeru ću dokazati da je verovatnoća ravnomernog rasporeda molekula veća od verovatnoće njihovog neravnomernog rasporeda.

Zamislimo kutiju podeljenu na dva jednake polovine pregradom kroz koju molekuli mogu da prolaze. Neka je u kutiji ukupno 5 molekula i neka svaki od njih ima identitet tako što je obeležen slovom: a, b, c, d i e. U kutiji postoje samo tri moguća rasporeda molekula: 0 – 5, 1 – 4 i 2 – 3. Pogledajmo kako sve ovi rasporedi mogu biti ostvareni:



sl. 7.

Dakle, stanje 0 – 5 se može pojaviti samo na jedan način, postoji 5 mogućih rasporeda koji se nalaze u stanju 1 – 4, dok se stanje 2 – 3 može pojaviti na 10 različitih načina.

Istine radi, postoji još tri stanja, a to su 5 – 0, 4 – 1 i 3 – 2, ali analiza za njih je ista kao i prethodna, pa se može reći da ukupno postoje 32 različita rasporeda molekula u kutiji:

- *događaj u kome su svi molekuli u jednoj polovini kutije, dok je druga polovina kutije prazna ostvaruje se na samo 2 rasporeda,*
- *događaj u kome su 4 molekula u jednoj, a samo jedan u drugoj polovini kutije ostvaruje se sa 10 različitih rasporeda i*

- događaj u kome su 2 molekula u jednoj polovini, dok su 3 molekula u drugoj polovini kutije ostvaruje se sa 20 različitih rasporeda.

Matematička verovatnoća datog događaja se izračunava kada se broj mogućih rasporeda kojima se dati događaj ostvaruje podeli sa ukupnim brojem svih rasporeda.

Zato, matematička verovatnoća prvog događaja (0 – 5 ili 5 – 0) je:

$$P_1 = \frac{2}{32} = \frac{1}{16} = 0,0625 \text{ ili } 6,25 \%$$

Matematička verovatnoća drugog događaja (1 – 4 ili 4 – 1) je:

$$P_2 = \frac{10}{32} = \frac{5}{16} = 0,3125 \text{ ili } 31,25 \%$$

Matematička verovatnoća trećeg događaja (2 – 3 ili 3 – 2) je:

$$P_3 = \frac{20}{32} = \frac{5}{8} = 0,625 \text{ ili } 62,5 \%$$

U termodinamici verovatnoća datog događaja je jednaka broju rasporeda kojim se dati događaj ostvaruje. Dakle, razlikuje se od matematičke verovatnoće jer nema deljenja sa ukupnim brojem rasporeda. Razlog je razumljiv kada se uzme u obzir jako veliki broj tela koja čine T – sistem, zbog čega broj svih mogućih rasporeda teži ka beskonačnom.

Zato su odgovarajuće termodinamičke verovatnoće za tri moguća rasporeda molekula u kutiji:

$$W_1 = 2, \quad W_2 = 10 \quad \text{i} \quad W_3 = 20.$$

Dakle, može se primetiti da je maksimalna matematička verovatnoća nekog događaja 1 ili 100 %, dok je minimalna termodinamička verovatnoća jednaka 1.

Iz prethodnog primera se može zaključiti da će pri mnogo većem broju molekula od 5 značajno porasti verovatnoća događaja sa uravnoteženim brojem molekula u obe polovine kutije, dok će T – verovatnoća da se svi molekuli nađu u jednoj polovini kutije i dalje iznositi 2.

Statistički gledano svaki od pojedinačnih rasporeda je podjednako verovatan kao i neki drugi raspored, ali uravnoteženih rasporeda ima mnogo više nego neuravnoteženih, pa se zato uravnoteženi rasporedi i dešavaju.

Entropija

Dati T – sistem može biti bliže ili dalje od ravnotežnog stanja, tj. u stanju manjeg ili većeg haosa. Da bi se mogao odrediti stepen haosa u sistemu u termodinamiku je uvedena veličina koja se naziva entropija.

Entropija je kvantitativna mera neuređenosti datog T – sistema, ili jednostavnije rečeno: **entropija je mera haosa u datom T – sistemu.**

To znači:

veća entropija – veći haos i

manja entropija – veći red u T – sistemu.

Preko entropije II princip termodinamike se može izreći na sledeći način:

Entropija zatvorenog T – sistema uvek teži da raste.

Ovako formulisan II princip termodinamike se naziva: zakon rastuće entropije.

Klauzijusov postulat

Pretpostavimo da imamo jednu šolju u kojoj se nalazi vreo čaj, na recimo 80°C . U šolju spustimo istu masu sleđenog čaja čija je temperatura recimo -20°C (sl. 8.).

Ako između čaja i leda dođe do izvesne razmene toplote, to se može desiti na samo jedan od dva sledeće načina:

1. led predaje čaju izvesnu količinu toplote Q , tako da se led još više ohladi, recimo do -40°C , dok se čaj dodatno zagreje i njegova temperatura poraste do 100°C , tj. kocka leda se još više sledi, a čaj proključa.

2. druga mogućnost je da pri kontaktu čaj preda ledu izvesnu količinu toplote Q , što bi dovelo do topljenja ledene kocke i do hlađenja čaja, da bi se na kraju dovoljno dugog vremena temperatura u šolji uravnotežila na 30°C .

Iskustvo nas uči da se prva opcija neće dogoditi nikada. Sasvim je jasno da će se uvek desiti topljenje leda a hlađenje čaja i uspostavljanje temperaturne ravnoteže na kraju. Sa stanovišta II principa termodinamike to se i moglo očekivati, jer će na ovaj način sistem preći u ravnotežno stanje po temperaturi.

Ono što smo u prethodnom primeru mogli da zaključimo naziva se Klauzijusov postulat:

- *toplota uvek spontano prelazi sa toplijeg na hladnije telo, a nikada sa hladnijeg na toplije.*

Ovakva linija razmišljanja nas dovodi do još jedne formulacije II principa termodinamike:

- *nemoguć je perpetuum mobile II vrste.*

To bi bila mašina koja bi vršila rad na račun spontanog hlađenja svoje okoline.

To bi mogao da bude recimo parobrod koji bi toplotnu energiju, potrebnu za zagrevanje kotla, uzimao direktno iz okeana.

No prilikom uspostavljanja toplotne veze između okeana i kotla ne bi došlo do željenog spontanog transfera toplote iz okeana u kotao, zato što je radna temperatura kotla uvek veća od temperature okeana, pa bi po Klauzijusovom postulatu došlo do suprotnog spontanog transfera toplote – od kotla ka okeanu.

Dakle, perpetuum mobile II vrste nije u sukobu sa zakonom održanja energije, već sa II principom termodinamike, tj. sa težnjom T – sistema ka ravnotežnom stanju i zato je nemoguć.

T – procesi

T – proces je prelazak T – sistema iz jednog T – stanja u drugo.

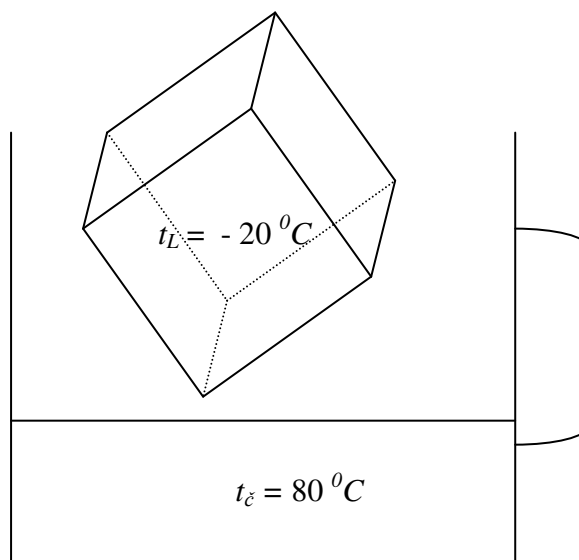
Svi termodinamički procesi su nepovratni. Proces bi bio povratan ako bi sistem prvo prešao iz jednog stanja u drugo kroz niz međustanja, a zatim se preko istih međustanja spontano unazad vratio u početno stanje.

Primer bi mogao da bude ponovo T – sistem dvobojnih kuglica (sl. 6.), pri čemu bi njihov broj morao da bude jako veliki. Ako protresemo kutiju sa uređenim kuglicama doći će do nekog njihovog haotično izmešanog rasporeda. Nikakvo dalje trešenje ove kutije neće dovesti ovaj T – sistem u početno uređeno stanje, što potvrđuje početni stav da su T – procesi nepovratni.

T – procese možemo podeliti na:

- procese u kojima T – sistem prelazi iz neravnotežnog u ravnotežno stanje u skladu sa II principom termodinamike i to su najčešći procesi i

- procese u kojima T – sistem, nasuprot II principu termodinamike, prelazi iz ravnotežnog u neravnotežno stanje i postoje dve vrste ovakvog procesa: fluktuacije i perturbacije.



sl. 8.

Fluktuacija je slučajan prelazak T – sistema iz ravnotežnog u neravnotežno stanje. Ovakvi procesi su retki, ali su mogući jer uvek postoji izvesna mala verovatnoća ovakvih događaja.

Perturbacija je namerno spolja izazvan prelazak T – sistema iz ravnotežnog u neravnotežno stanje. Dakle, svaki ljudski rad koji je usmeren ka pravljenu reda u prirodnom haosu je primer za perturbaciju.

Ateisti smatraju da je jedna velika fluktuacija dovela do stvaranja svemira iz početnog haosa, a da je još jedna fluktuacija dovela do stvaranja živog sveta na našoj planeti, pa i nas samih – jer čovek predstavlja najuređeniji T – sistem za koji mi znamo.

Sa druge strane religiozni ljudi smatraju da prethodno navedeni procesi jesu perturbacije, a da ih je izazvao bog, tj. tvorac.

Toplotne mašine

Sve toplotne mašine se mogu podeliti na dve osnovne vrste i to su:

- motori sa spoljašnjim sagorevanjem, tzv. SSS – motori i
- motori sa unutrašnjim sagorevanjem, ili tzv. SUS – motori.

Šema motora sa spoljašnjim sagorevanjem je prikazana na sl. 9. Ovaj motor se sastoji od tri osnovna dela. To su: grejač, radno telo i hladnjak.

Zadatak grejača je da predaje radnom telu količinu toplote Q_1 .

Sa delom ove primljene količine toplote Q_1 radno telo vrši korisni rad A . Preostalu energiju radno telo predaje hladnjaku, u vidu količine toplote Q_2 .

Znači, postoji relacija:

$$Q_1 = A + Q_2,$$

tj.

$$A = Q_1 - Q_2.$$

Najpoznatiji motor sa spoljašnjim sagorevanjem je – parna mašina.

Parna mašina ima gorionik u kome sagoreva, najčešće, neko čvrsto gorivo – ugalj, drvo itd. Gorionik ima ulogu grejača. Iznad njega se nalazi parni kotao u kome ključa voda, a tako nastala vodena para, pod velikim pritiskom, predstavlja radno telo. Ova vodena para se kroz cevi usmerava na lopatice rotora i okrećući ih vrši rad. Višak toplote parni kotao predaje okolnoj sredini – koja preuzima ulogu hladnjaka. Parni kotao ima sigurnosne ventile koji ispuštaju opasan višak vodene pare – pa se i oni mogu smatrati delom sistema koji čini hladnjak.

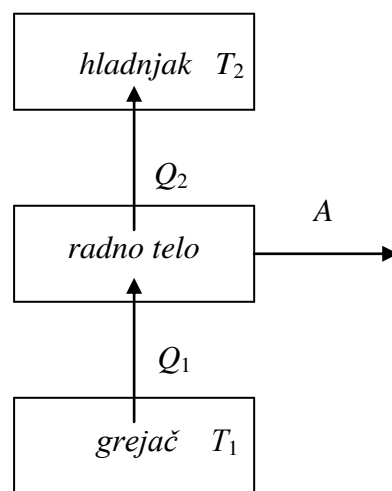
Motori sa unutrašnjim sagorevanjem se sastoje od istih delova, ali su grejač i radno telo ujedinjeni u jedno isto telo.

To su benzinski i dizel motori. To su motori u automobilima.

Uzmimo kao primer benzinski automobilski motor. U njegov cilindar se ubrizgava, iz karburatora, benzin u vidu sitnih kapljica izmešan sa svežim vazduhom. Kada je ova smeša maksimalno sabijena svećica izbacuje u nju električnu varnicu, smeša se upali i eksplođira. Dakle, ovakva smeša je grejač, ali je zanimljivo da je vrela para nastala ovom eksplozijom u cilindru sada radno telo, tj. ta para potiskuje klip dajući mu kinetičku energiju i na taj način vrši rad. Hladnjak je obično vodeni, ali se kod nekih tipova automobila može naći i vazdušno hlađenje.

Dizel motori se razlikuju po tome što nemaju svećice, pa se paljenje smeše dizel goriva i vazduha ne vrši varnicom već adijabatskim sabijanjem smeše, što dovede gorivo do temperature više od tačke paljenja, pa se gorivo upali i eksplođira...

Ovakvi motori imaju naziv sa unutrašnjim sagorevanjem zato što se sagorevanje, koje stvara količinu toplote Q_1 , vrši unutar radnog tela.



sl. 9.

Važna veličina koja karakteriše rad toplotnih mašina je koeficijent korisnog dejstva.
Obrazac koji definiše koeficijent korisnog dejstva glasi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1}.$$

Dakle, vrednost koeficijenta korisnog dejstva pokazuje koliki deo toplote, one koju dobija iz grejača, radno telo iskoristi za vršenje rada. Kako je rad uvek manji od uložene količine toplote Q_1 , vrednost koeficijenta je uvek manja od jedinice:

$$A < Q_1 \Rightarrow \eta < 1.$$

Kako je:

$$A = Q_1 - Q_2 \Rightarrow \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Može se pokazati da je:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Ovaj obrazac nam pokazuje na koji bi način koeficijent korisnog dejstva mogao da ima idealnu vrednost $\eta = 1$. To je moguće samo ako je $T_2 = 0$. Tada je:

$$\eta = \frac{T_1 - 0}{T_1} = \frac{T_1}{T_1} = 1.$$

Kako je T_1 temperatura grejača, a T_2 temperatura hladnjaka, to znači da bi tada trebalo da temperatura hladnjaka bude jednaka apsolutnoj nuli što je praktično neizvodljivo.

Koeficijent korisnog dejstva se može iskazati i u procentima. Na primer:

Ako je: $Q_1 = 200J$, a $A = 120J$ tada je: $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{120J}{200J} = 0,6 = 60\%$.

Realne vrednosti koeficijenta korisnog dejstva su sledeće:

- parna mašina ima η do 0,95, tj. do 95 %,
- benzinski SUS motor oko 0,2, tj. oko 20 % i
- dizel SUS motor oko 0,4, tj. oko 40 %.

Bez obzira na izuzetno visok koeficijent korisnog dejstva, parne mašine su potisnute SUS – motorima. Razlog je što parne mašine imaju ogromnu masu, dok su SUS – motori iste snage mnogo lakši.