

Termodinamiko/Leciono 4

La dua termodinamika teoremo

La unua termodinamika teoremo traktas pri la principo de la energikonservo, pri la ekvivalenco de laboro kaj varmo. Ĝi neas la eblecon de la senĉesa movigilo ("perpetuum mobile"). Sed ĝi ne okupiĝ'as pri kondiĉoj, kiuj estas necesaj al la ŝanĝiĝo de laboro en varmon kaj reen, ĝis kiom oni povas eluzi la alkondukitan varmon por ŝanĝi ĝin en laboron kaj kiam ĉi tiuj ŝanĝiĝoj entute ne estas eblaj.

La dua termodinamika teoremo respektas laŭleĝecon de ŝanĝiĝoj tendencantaj al la ekvilibra stato. Ĉi tiuj ŝanĝoj tendencantaj al la ekvilibra stato. Ĉi tiuj ŝanĝiĝoj. Inter ili ekzemple apartenas la ŝanĝiĝo de la mekanika laboro en la varmon, la transiro de la varmo el la pli varma korpo en la pli malvarman. Ĉi tiuj ŝanĝiĝoj ne efektiviĝas memimpulse aŭtomate en la rea direkto. La sencon de la dua termodinamika teoremo sendepende ekkomprenis kaj malkovris rimarkindaj fizikistoj kaj difinis ĝin diversmaniere.

Clausius:

La varmo ne povas de si mem transiri el la pli malvarma korpo en la pli varman korpon. W. Thompson (lordo Kelvin):

Oni ne eblas per iu ajn ciklo gajni la laboron el la sistemo de nevivaj masoj nur malvarmigante unun el ĉi tiuj masoj ĝis al la temperaturo pli malalta, ol estas samtempe la temperaturo de la plej malvarma loko en ĝia ĉirkaŭaĵo.

Planck:

Ne estas ebla konstrui periode laborantan maŝinon, kiu nenion alian farus ol malvarmigis la varman banon kaj realigus tiamaniere la samvaloran kaj ekvivalentan laboron.

Sadi Carnot:

Ĉiuj inversciklaj maŝinoj periode laborantaj inter la samaj temperaturoj havas la saman efikecon. La maŝino kun unu neinversa procezo ne povas havi sian efikecon pli grandan, sed – (ĉar kun ĉiu vere neinversa procezo oni perdas la eblecon gajni la laboron el la varmo) – ĝi havas la efikecon pli malgrandan.

Do la dua termodinamika teoremo eksplikas, kiam kaj en kiu disetendo la unua termodinamika teoremo validas. Ĝi la rea direkto por unuopaj neinversaj procezoj. Ĝi limigas por cikloj laborantaj inter do temperaturoj eluzon de la varmo en la laboron, aŭ male, per netranspasebleco de la limo, kiun difinas la ciklo de Carnot laboranta inter la samaj temperaturoj.

Kiam laboras du cikloj inter la samaj temperaturoj kun la sama akceptita varmo el la varmprovizujo havanta la pli altan temperaturon, kaj kiam estas unu el ĉi tiuj cikloj la ciklo de Carnot kaj la alia estas la neinversa ciklo, tiam validas inter ili la sekva rilato:

La akceptitaj varmoj de ambaŭ cikloj estas la samaj:

$$q_{c1} = q_{n1} = q_1$$

La ekvacio por la laboro de la ciklo de Carnot estas:

$$a_c = q_{c1} = q_{c2}$$

La ekvacio por la laboro de la neinversa ciklo estas:

$$a_n = q_{n1} = q_{n2}$$

Kaj la diferenco de forkondukitaj varmoj estas:

(93)

$$q_{c2} - q_{n2} = (q_1 - a_c) - (q_1 - a_n) = a_n - a_c$$

a_c – la laboro gajnita per la ciklo de Carnot, kJ/kg

a_n – la laboro gajnita per la neinversa ciklo, kJ/kg

q_{c1} – la alkondukita varmo al la ciklo de Carnot, kJ/kg

q_{n1} – la alkondukita varmo al la neinversa ciklo, kJ/kg

q_{c2} – la forkondukita varmo de la ciklo de Carnot, kJ/kg

q_{n2} – la forkondukita varmo de la neinversa ciklo, kJ/kg

Kiam la resto de laboro laŭ ĉi tiu ekvacio – (93) – estus pozitiva, tiam signifus tio, ke oni gajnas laboron malprofite de la varmo el la varmprovizujo kun la pli malalta temperaturo. Sed tio bedaŭrinde ne estas ebla. Tio kontraŭas la spertojn kaj ankaŭ la duan termodinamikan teoremon. Tial povas nur validi, ke la diferenco de laboroj estas negativa kaj en la tute lima kazo nula. Oni tion eksplikas matematike jene:

(94)

$$a_n \leq a_c$$

Por la varmefikeco de ambaŭ maŝinoj validas la rilato:

(95)

$$\eta' = \frac{a_n}{q_1} \leq \frac{a_c}{q_1} = \eta$$

η – la varmefikeco de la maŝino laboranta en la ciklo de Carnot

η' – la varmefikeco de la maŝino laboranta en la neinversa ciklo

Sed por la ciklo de Carnot validas la rilato de la varmefikeco esprimita per la temperaturoj de ambaŭ varmprovizujoj:

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

T_1 – la temperaturo de la varmiganta varmprovizujo kun la pli alta temperaturo, °K

T_2 – la temperaturo de la malvarmiganta varmprovizujo kun la pli malalta temperaturo, °K

Post la anstataŭigo en la rilato (95), komparanta la varmefikecojn oni ricevas:

(95a)

$$\eta' = \frac{a_n}{q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

La egaleco ekestas, kiam la ciklo de Carnot kaj la neinversa ciklo samiĝas. Tio signifas, ke oni jam en ĉi tiu kazo komparas du samaj kaj egalaj ciklojn de Carnot.

La malekvacio (95) kaj (95a) estas la matematika esprimo por la difino de la dua termodinamika teoremo laŭ Carnot.

— ● —

Por la inversa ciklo de Carnot validas por la varmefikeco la sekva rilato:

(90)

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

q_1 – la alkondukita varmo, kJ/kg

q_2 – la forkondukita varmo, kJ/kg

T_1 – la temperaturo, dum kiu oni alkondukas la varmon q_1 , oK

T_2 – la temperaturo, dum kiu oni forkondukas la varmon q_2 , oK

El la ekvacio (90) rezultas:

$$1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{|q_2|}{T_2} = \frac{q_1}{T_1}$$

$$\frac{q_1}{T_1} - \frac{|q_2|}{T_2} = 0$$

Kiam oni konsideras la signon de la forkondukita varmo $|q_2| = -q_2$, tiam oni ricevas:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0$$

aŭ

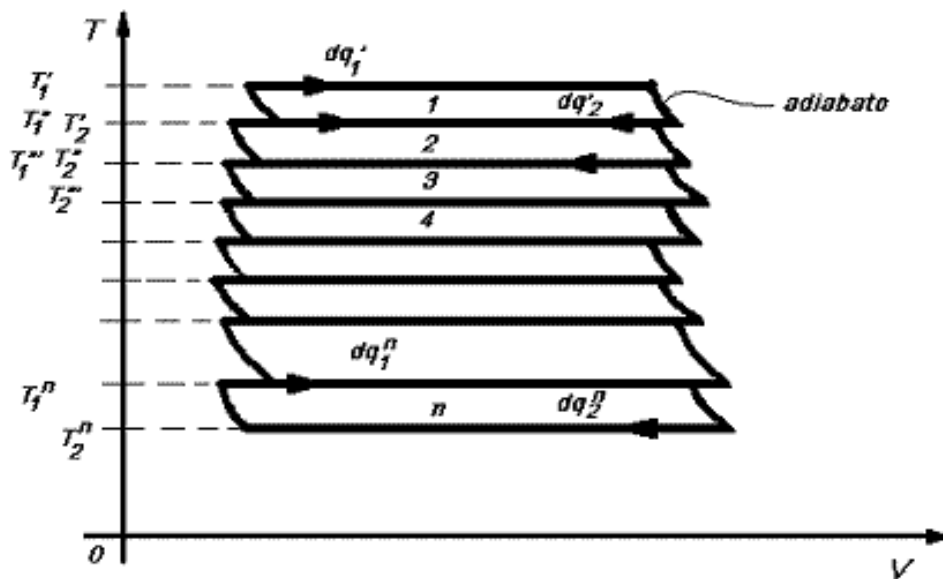
(91)

$$\sum \frac{\mathcal{L}}{T} = 0$$

Por la inversa ciklo de Carnot estas la algebra sumo se termoj (q:T) egala al la nulo.



Laŭ Clausius oni povas dividi kiun ajn inversan ciklon en n-nombrajn elementajn ciklojn de Carnot.



En ĉi tiu kazo estas alkondukitaj varmoj de unuopaj elementak cikloj:

$$dq_1^I, dq_1^{II}, dq_1^{III}, dq_1^{IV} \dots\dots\dots dq_1^{(n)}$$

kaj forkondukitaj varmoj:

$$dq_2^I, dq_2^{II}, dq_2^{III}, dq_2^{IV} \dots\dots\dots dq_2^{(n)}$$

Por la unua elementa ciklo validas : $\frac{dq_1^I}{T_1^I} + \frac{dq_2^I}{T_2^I} = 0$

Por la dua elementa ciklo : $\frac{dq_1^{II}}{T_1^{II}} + \frac{dq_2^{II}}{T_2^{II}} = 0$

Por la n-nombra elementa ciklo : $\frac{dq_1^n}{T_1^n} + \frac{dq_2^n}{T_2^n} = 0$

Kiam la nombro de ekvacioj estas $n \rightarrow \infty$ tiam validas:

(96)

$$\int_1^n \frac{dq_1}{T_1} + \int_1^n \frac{dq_2}{T_2} = 0$$

kaj post la sumigo:

(96a)

$$\oint \frac{dq}{T} = 0$$

dq estas pozitiva, kiam oni aldonas la varmon al la gaso, kaj negativa, kiam oni forkondukas la varmon. La ekvacio (96a) estas ankaŭ la matematika esprimo de la dua termodinamika teoremo.

Por la neinversaj cikloj validas analogie la samaj rilatoj kiel por la inversa ciklo de Carnot, sed nur kun tiu diferenco, ke la akvcio ŝanĝiĝas en la malekvacion.

Tial por la varmefikeco validas la sekva rilato:

(97)

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

q_1 – la alkondukita varmo de la neinversa ciklo, kJ/kg

q_2 – la forkondukita varmo de la neinversa ciklo, kJ/kg

T_1 – la temperaturo de la varmprovizujo kun la pli alta temperaturo de la ciklo de Carnot, °K

T_2 – la temperaturo de la varmprovizujo kun la pli malalta temperaturo de la ciklo de Carnot, °K

El al malekvacio (97) rezultas:

$$\frac{|q_2|}{T_2} < 1 - \frac{q_1}{T_1}$$

(98)

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{|q_2|}{T_2} < 0$$

Kiam oni konsideras la signon de la dua termo, tiam estas:

(99)

$$\oint \frac{dq}{T} < 0$$

La neinversa ciklo de Carnot havas la algebran sumon de remoj ($q:T$) pli malgrandan ol nulo. Por la libervola neinversa ciklo dividita en n -nombrajn ciklojn de Carnot validas ĉi tiu malekvacio: kaj ĉi tiu estas ankaŭ la matematika esprimo de la dua termodinamika teoremo.

Entropio

La ekvacio $\oint \frac{dq}{T} = 0$ validas por la inversaj cikloj. Ĝi ne dependas de la materispeco kaj de la procezoj, el kiuj la ciklo konsistas. Ĉar $\int (dq/T)$ egalas al la nulo, devas esti dq/T la totala diferenciale de la granda, dependanta nur de la materistato kaj ne de la vojo, per kiu la materio ĉi tiun staton atingis. Ĉi tiun grandon enkondukis Claudius, kaj nomite ĝin entropio, li esprimis ĝin matematike pere de sekva ekvacio:

(101)

$$ds = \frac{dq}{T}$$

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

La entropio S estas la stata funkcio. La stato de la gasa materio dependas de tri fundamentaj stataj grandoj p, v, T – (premo, specifa volumeno, temperaturo) –, el kiuj du estas libervole ŝanĝiĝeblaj. La entropio, kiel la stata granda povas alterne anstataŭigi unun el ili. Tiukaze la entropio povas esti esprimita kiel la funkcio de du fundamentaj stataj grandoj. Do, ĝenerale validas la sekva vico da dependecaj rilatoj.

(102)

$$s = \phi_1(p, v)$$

$$s = \phi_2(p, v)$$

$$s = \phi_3(p, v)$$

La totala diferencialo de la funkcio s estas:

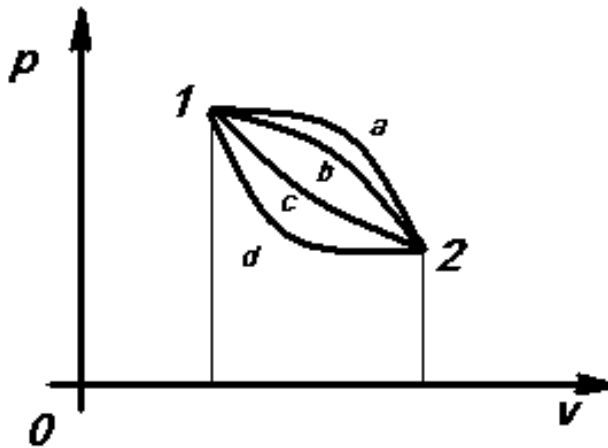
(102a)

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_p dv + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_v dp$$

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT$$

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT$$

Ĉar la entropio estas la stata granda, tial post la termodinamikaj procezoj inter la punktoj 1,2 laŭ la kurboj a,b,c,d la aliiĝo de entropio dependas nur de la ekstremaj punktoj (1,2).



$$\Delta s_a = \Delta s_b = \Delta s_c = \Delta s_d$$

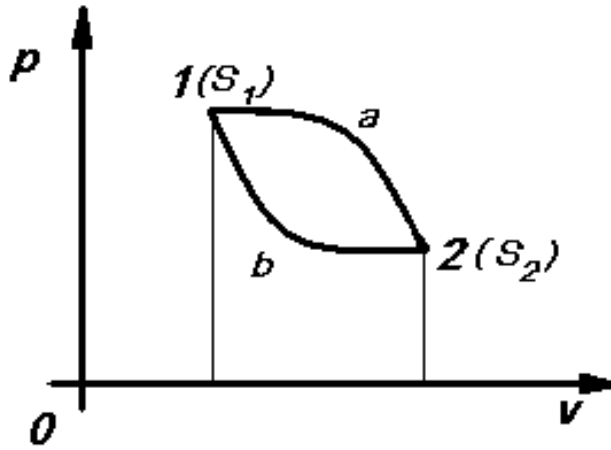
Por la elementa inversa procezo oni devas skribi:

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{du + pdv}{T}$$

kaj por la limigita inversa procezo:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}$$

Por la entropio de la neinversa ciklo (1a2b1) validas:



$$\oint \frac{dq}{T} < 0$$

Kiam estas la segmento (1a2) neinversa kaj la segmento (2b1) inversa, tiam oni povas ĉi tiun esprimi jene:

$$\int_{(a)1}^2 \frac{dq}{T} + \int_{(b)2}^1 \frac{dq}{T} < 0$$

.....neinversa.....inversa

$$\int_{(b)2}^1 \frac{dq}{T} \text{ prezentas la aliiĝon de la entropio apartenanta al la inversa ŝanĝiĝo (2b1), kiu estas egala al } (s_1 - s_2).$$

Kaj tial estas:

$$\int_{(a)1}^2 \frac{dq}{T} + (s_1 - s_2) < 0$$

$$(s_2 - s_1) > \int_{(a)1}^2 \frac{dq}{T}$$

$$\Delta s > \int_{(a)1}^2 \frac{dq}{T}$$

(103)

$$ds > \frac{dq}{T}$$

Kiam la inversa procezo realiĝas sen la alkonduko da varmo ($dq = 0$) – (ĉi tio okazas en izolitaj sistemoj), tiam la aliiĝo de la entropio estas:

$$ds = \frac{dq}{T} = 0$$

Por ĉi tiu kazo estas la entropio konstanta:

$$s = konst$$

$$s_1 = s_2$$

$$S_1 = S_2$$

aŭ por la inversa ciklo:

$$\Delta s = \oint \frac{dq}{T} = 0$$

$$s = konst$$

La aliiĝo de la entropio por la tuta sistemo, en kiu realiĝas la neinversa procezo egalas:

(104)

$$ds = \frac{dq_{al}}{T} + \frac{dq_f}{T}$$

samtempe estas:

(105)

$$dq = dq_{al} + dq_f$$

 dq_{al} – la varmo alkondukita el la eksteraĵo, kJ/kg dq_f – la varmo ekestanta el la frotado, kJ/kgKiam ĉi tiu procezo realiĝas en la izolita sistemo, tiam $dq_{al} = 0$, kaj la ekvacio (104) ricevas la formon:

$$ds = \frac{dq_f}{T} > 0$$

kaj la entropio estas:

$$ds > 0$$

Kiam en la sistemo realiĝas neinvertaj cikloj, tiam oni povas difini la aliiĝon de la entropioj por unuopaj ŝanĝiĝoj.

Tiel estas:

$$\Delta s > 0$$

$$s_2 > s_1$$

Do, por la invertaj kaj neinvertaj procezoj aŭ cikloj validas la komuna matematika esprimo:

(106)

$$ds \geq 0$$

La malegalsigno validas por la neinvertaj procezoj kaj la egalsigno por la invertaj.

El ĉi tio rezultas, ke en la izolita sistemo estas eblaj nur procezoj, dum kiuj la entropio de la sistemo kreskas aŭ restas konstanta. La invertaj procezoj povas realiĝi nur dum la ekvilibrigaj statoj kaj por ili validas, ke $ds = 0$. La neinvertaj procezoj realiĝas nur tiam, kiam la sistemo celas de la neekvilibra stato al sia ekvilibro. Tiam validas $ds > 0$. El tio ankaŭ rezultas, ke la entropio de la sistemo en la ekvilibrigatan staton celas al sia maksimumo.

La ĝenerala matematika esprimo por la dua termodinamika teoremo, kiun oni povas en la rilato al izolitaj sistemoj nomi la principo de la kresko de entropio, estas:

(106)

$$ds \geq 0$$

Al al formuloj de la dua termodinamika teoremo oni devas mencii ankaŭ ĉi tiuj du:

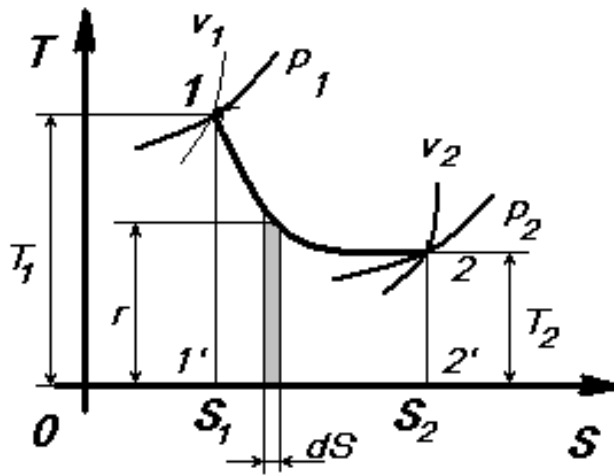
1) La diferencialo de la entropio estas la totala diferencialo

2) Por la invertaj cikloj estas $\oint \frac{dq}{T} < 0$

La fundamenta senco kaj enhavo de la rilato (106) estas la neinverseco. Ĝi montras, ke la kresko de la entropio celas al iu certa maksimumo kaj al la egaligo de temperaturo sur la plej malalta kaj al la haltigo de ĉiuj ŝanĝoj. Ĉi tio memkompreneble supozas la izolecon de sistemo.

Bildigo de la termodinamikaj procezoj en la T–s diagramoj

En la T-s diagramo oni uzas por la bildigo de entropiaj valoroj s la koordinaton x kaj por la valoroj de la absoluta temperaturo T la koordinaton y . La sistemo de koordinatoj t, s estas por la bildigo de termodinamikaj procezoj kaj cikloj multfoje tre demonstrata kaj trafa. Oni povas tiamaniere tre simple bildigi alkondukitan kaj forkondukitan varmojn. La rilatoj kunigitaj kun la fundamentaj stataj grandoj estas ankaŭ relative simple bildigeblaj, precie la absoluta temperaturo. Ĝi ja estas unu el du koordinatoj.



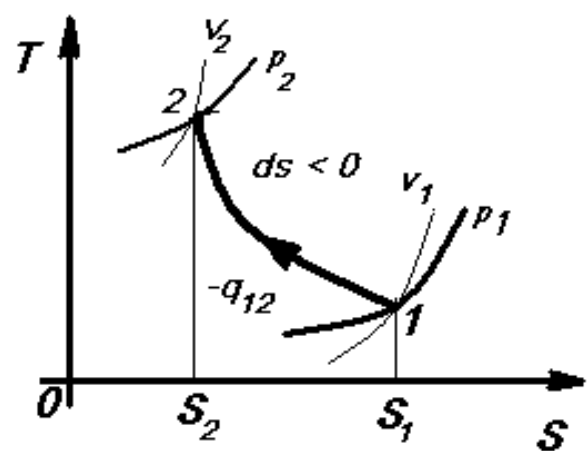
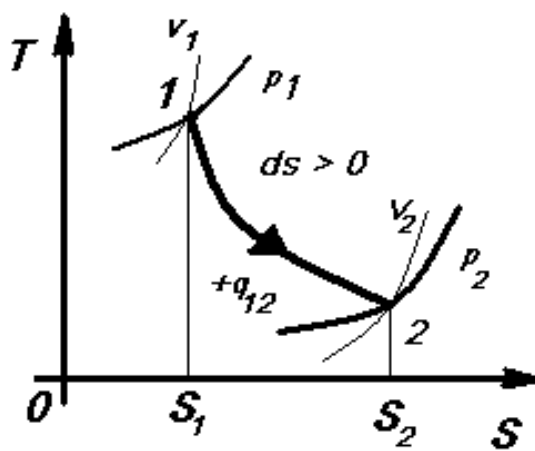
$$dq = T ds$$

La areo sub la kurbo ĝis al la koordinato s prezentas la alkondukitan aŭ forkondukitan varmon

$$ds = \frac{dq}{T}$$

$$dq = T ds$$

$$d_{1,2} = \int_1^2 T ds$$

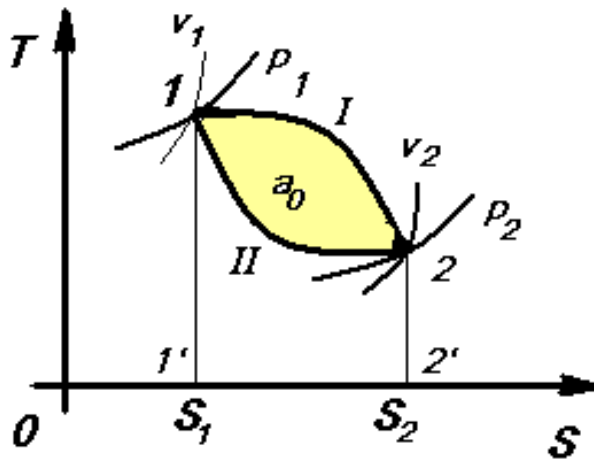


Kiam

estas $ds > 0$, tiam estas la alkondukita varmo $+dq$.

Kiam estas $ds < 0$, tiam estas la forkondukita varmo $-dq$.

El la T-s diagramo oni povas difini la varmefikecon de iu bildigita ciklo. La tute ĝeneralan laŭvolan ciklon oni bildigas jene:



$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

$$\eta_t = \frac{a_0}{q_1}$$

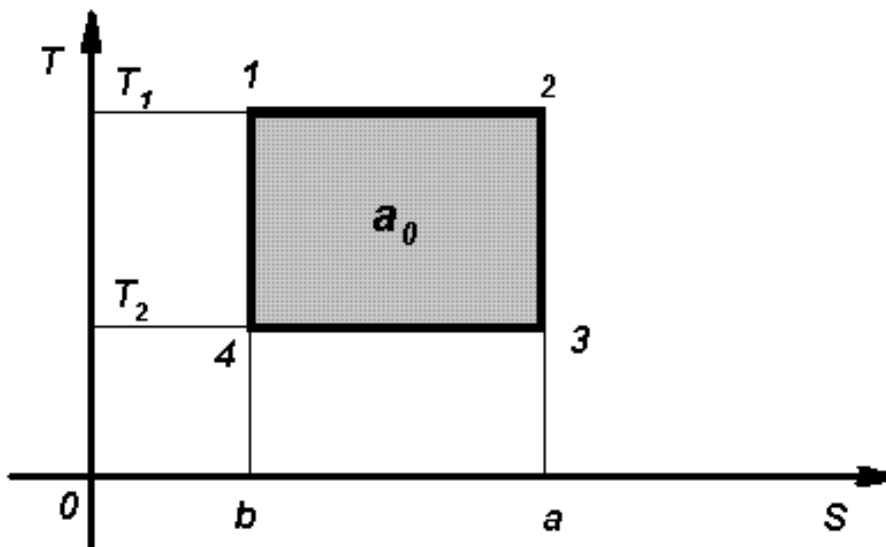
La varmfikeco de la ciklo estas difinita per la proporcio de areoj.

la areo: 1-I-2-2'-1'-1 = q_1 : la alkondukita varmo

la areo: 2-II-1'-1'-2'-2 = q_2 : la forkondukita varmo

la areo: 1-I-2-II-1 = $a_0 = (q_1 - q_2)$: la varmo ŝanĝita en la laboron

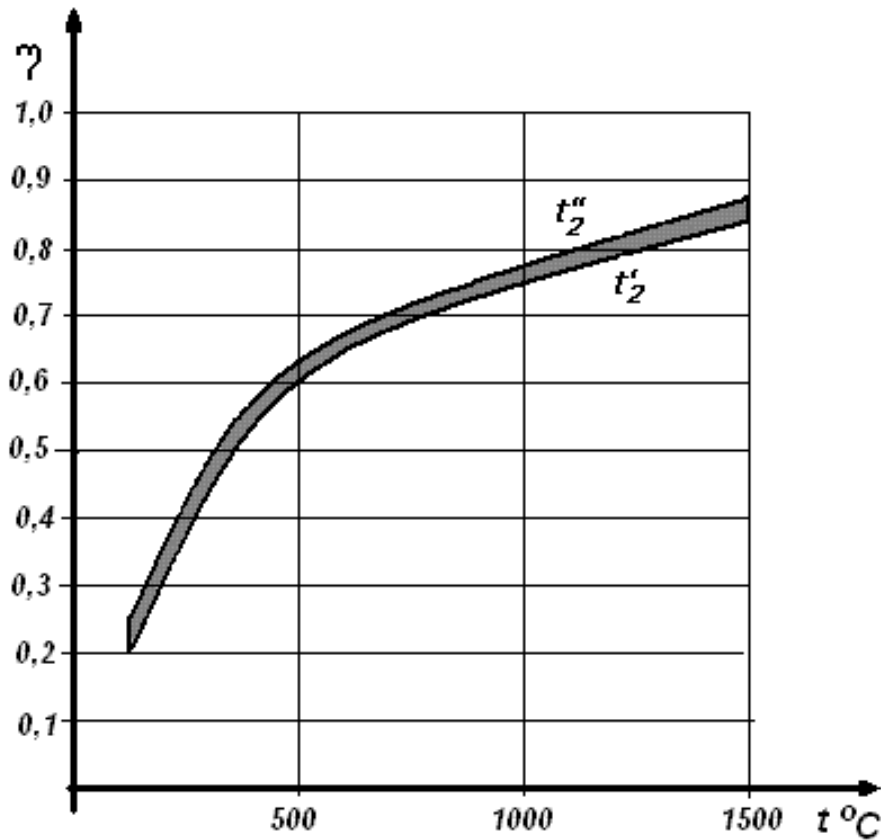
La plej grandan varmfikecon inter ĉiuj varmcikloj havas la ciklo de Carnot.



$$\eta_{tc} = \frac{a_0}{q_1}$$

$$\eta_{tc} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

la areo 1-2-a-b-1 = q_1 la alkondukita varmo la areo 3-4-b-a-3 = q_2 : la forkondukita varmo la areo 1-2-3-4-1 = a_0 la gajnita laboron



La varmefikeco de la ciklo de Carnot kun konstanta temperaturo $t'_2 = 27\text{ }^\circ\text{C}$, $t''_2 = 7\text{ }^\circ\text{C}$

$T_1\text{ }^\circ\text{C}$	$T_1\text{ }^\circ\text{K}$	T'_2/T_1	T''_2/T_1	$1-(T'_2/T_1)$	$1-(T''_2/T_1)$
100	373	0,805	0,750	0,195	0,250
200	473	0,635	0,592	0,365	0,408
300	573	0,525	0,488	0,475	0,512
400	673	0,445	0,416	0,535	0,584
500	773	0,388	0,362	0,612	0,638
600	873	0,344	0,321	0,656	0,679
700	973	0,308	0,288	0,692	0,712
800	1073	0,279	0,260	0,721	0,740
900	1173	0,255	0,238	0,745	0,762
1000	1273	0,236	0,220	0,764	0,780
1100	1373	0,218	0,203	0,782	0,797
1200	1473	0,203	0,190	0,797	0,810
1300	1573	0,191	0,177	0,809	0,823
1400	1673	0,179	0,167	0,821	0,833
1500	1773	0,169	0,158	0,831	0,842

La T-s diagramo klare montras, kiel la temperaturdiferenco kaj la alteco de ambaŭ absolutaj temperaturoj influas la varmefikecon. La ciklo de Carnot povas teorie atingi la plenan centprocentan efikecon de la varmŝanĝo en la laboron laŭ la ekvacio:

$$\eta_{tc} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

nur se estus plenumitaj ĉi tiuj du kondiĉoj:

1) $T_1 = \infty$

aŭ

2) $T_2 = 0$

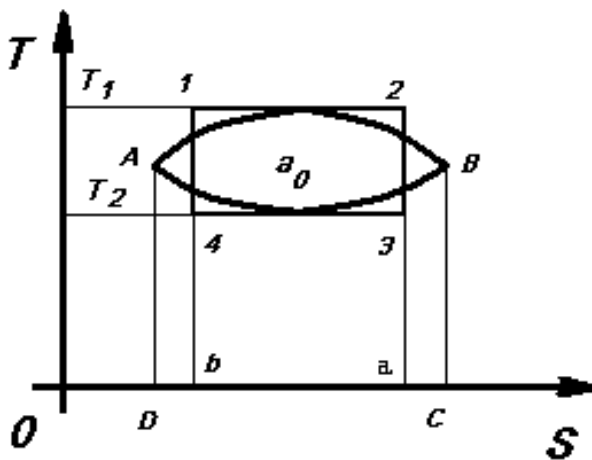
Tio signifas, ke oni ĉi tiun kazon ne povas prepari. Ĝi estas tute ne atingebla. Ekzemple la varmfikeco de la vaporturbino estas limigita eĉ per la enirtemperato, eĉ per la elirtemperato de la laborvaporu. La elirtemperaturon limigas la temperato de la malvarmiganta akvo. La enirtemperato ne devas esti pli alta ol permesas la materiala firmeco. La diagramo supre montras la kreskon de la varmfikeco de la ideala ciklo de Carnot. La elirtemperato estas konstanta kaj en du variantoj $t'_2 = 27\text{ }^\circ\text{C}$, $t''_2 = 7\text{ }^\circ\text{C}$. La elirtemperato t_1 kreskas depende de la varmfikeco.

Oni devas nur konstati, ke eĉ la varmfikeco de la ciklo de Carnot inter la temperatoj atingeblaj per la vaporturbino estas tre modesta. Ĝi estas dum la enirtemperato de $500\text{ }^\circ\text{C}$ nur iom pli ol 60%. Kaj 70% ĝi atingus ĝis pasinte $700\text{ }^\circ\text{C}$. Bedaŭrinde la malsupra temperato T_2 limigas la varmeluzon por laboro laŭ la dua termodinamika teoremo. La pli bonan varmeluzon permesus nur materialoj havantaj bonajn konstruajn ecojn dum altgaj temperatoj. Ĉiu alia ciklo efektiviganta inter du samaj temperatoj T_1, T_2 kaj realiganta la saman laboron havas ĉiam pli malgrandan varmfikecon ol la ciklo de Carnot, ĉar la alkondukita varmmulto q_1 estos por la egala laboro a_0 pli granda.

Alkondukitaj varmoj:

q_{1c} – areo 1-2-a-b-1 – por la ciklo de Carnot

q_{1g} – areo A-B-C-D-A por ĝenerala ciklo



η_{tc} – la varmfikeco de la ciklo de

Carnot

η_{tg} – la varmfikeco por la ĝenerala ciklo

La ciklo de Carnot estas el ĉiuj cikloj la plej ekonomia kaj tial ĝi servas por la komparo kun aliaj cikloj kiel la fundamenta mezurilo.

La dependeco de la entropio laŭ la fundamentaj stataj grandoj por la ideala gaso

Por la grafika bildigo de la termodinamikaj ŝanĝiĝas en T-s diagramo necesas koni la rilatojn inter unuopaj fundamentaj stataj grandoj kaj la entropio por povi difini la tendencon de iliaj kurboj en la diagramo.

La dependeco de la entropia ŝanĝiĝo laŭ la ĝenerale esprimita kiel la funkcio:

(102c)

$$S = \phi_3(v, T)$$

Oni difinas ĉi tiun rilaton el la ekvacio por la entropio:

El la stata ekvacio validas:

$$\frac{p}{T} = \frac{r}{v}$$

$$c_v = \textit{konst}$$

Plue:

$$ds = \frac{dq}{T}$$

$$ds = \frac{c_v dT - p dv}{T}$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p dv}{T}$$

(107)

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + r \frac{dv}{v}$$

$$s = c_v \ln T + r \ln v + s_0$$

(107a)

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + r \ln v + s_0$$

La dependeco de la entropia ŝanĝiĝo laŭ la absoluta temperaturo kaj premo estas ĝenerale esprimita kiel la funkcio:

(102b)

$$s = \phi_2(p, T)$$

Oni difinas ĉi tiun rilaton el la ekvacio (107) anstataŭigante tie por dv/v la esprimon el la diferenciita formo de la logaritmita stata ekvacio:

la stata ekvacio: $pv = rT$

post la logaritnado: $\ln p + \ln v = \ln r + \ln T$

(108)

post la derivado:

$$\frac{dv}{v} = \frac{dT}{T} + \frac{dp}{p}$$

Anstataŭigita parton de la (108), la (107) estos:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + r \frac{dv}{v}$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + r \left(\frac{dT}{T} + \frac{dp}{p} \right)$$

$$(c_v + r) = c_p$$

$$c_p = \textit{konst}$$

$$ds = (c_v + r) \frac{dT}{T} - r \frac{dp}{p}$$

(109)

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - r \frac{dp}{p}$$

$$s = c_p \ln T - r \ln p + s_0$$

(109a)

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - r \ln \frac{p_2}{p_1}$$

La dependeco de la entropia ŝanĝiĝo laŭ la premo kaj specifa volumeno estas ĝenerale esprimita kiel la funkcio:

(102a)

$$s = \phi_1(p, v)$$

Oni difinas ĉi tiun rilaton el la ekvacio (107) anstataŭigante tie por dT/T la esprimon el la diferenciita formo de la logaritmita stata ekvacio.

El la ekvacio (108) validas: $\frac{dT}{T} = \frac{dp}{p} + \frac{dv}{v}$

La ekvacio (107) estas: $ds = c_v \frac{dT}{T} + r \frac{dv}{v}$

$$ds = c_v \left(\frac{dp}{p} + \left(\frac{dv}{v} \right) \right) + r \frac{dv}{v}$$

$$(c_v + r) = c_p$$

$$c_p = konst$$

$$ds = (c_v + r) \frac{dv}{v} - c_v \frac{dp}{p}$$

(110)

$$ds = c_p \frac{dv}{v} - c_v \frac{dp}{p}$$

$$s = c_p \ln v - c_v \ln p + s_0$$

(110a)

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} - c_v \ln \frac{p_2}{p_1}$$

La kurboj de la inversaj termodinamikaj procezoj por la ideala gaso en la T-s diagramo

1) La izoterma procezo

Por la izoterma procezo restas la absoluta temperaturo konstanta:

$$T = konst$$

$$dT = 0$$

Por ekspliki la dependecojn de ĉi tiu procezo oni uzas la sekvajn du rilatojn:

$$s = \phi_2(p, T)$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} + r \frac{dp}{p}$$

$$ds = -r \frac{dp}{p}$$

$$s_2 - s_1 = -r \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$s_2 - s_1 = r \ln \frac{p_1}{p_2}$$

kaj

$$s = \phi_3(v, T)$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + r \frac{dv}{v}$$

$$ds = r \frac{dv}{v}$$

$$s_2 - s_1 = r \ln \frac{v_2}{v_1}$$

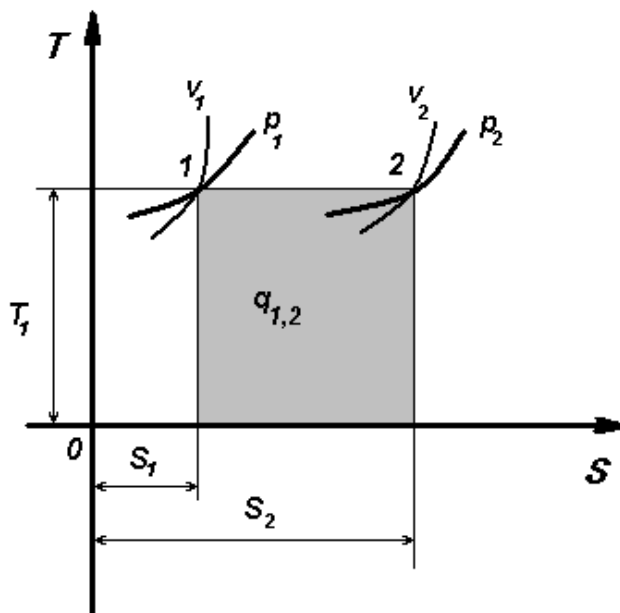
La valoroj de la entropio s estas esprimitaj en kJ/kg•deg.

La izotermoj bildiĝas en la T - s diagramo kiel paraleloj kun la akso $x(s)$. Laŭ la ekvacioj kreskas la entropio dum la izoterma procezo en la logaritma dependeco de

$$\frac{v_2}{v_1}$$

aŭ

$$\frac{p_1}{p_2}$$



$$T_1 = T_2$$

$$dq = T ds$$

post la integrado:

$$q_{1,2} = T_1(s_2 - s_1)$$

Post la anstataŭigo por la entropio en ĉi tiun ekvacion oni ricevas la sekvan rezulton:

$$q_{1,2} = rT \ln \frac{p_1}{p_2} = rT \ln \frac{v_2}{v_1}$$

2) La izobara procezo

Por la izobara procezo validas:

$$T = konst$$

$$dT = 0$$

Difinante la dependecojn por la izobara procezo oni eliras de sekvaj du ĝenerale espromitaj rilatoj:

$$s = \phi_1(p, v)$$

$$ds = c_p \frac{dv}{v} + c_v \frac{dp}{p}$$

$$ds = c_p \frac{dv}{v}$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}$$

kaj

$$s = \phi_2(p, T)$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - r \frac{dp}{p}$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T}$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Por la ideala gaso oni kompreneble konsideras, ke la specifa varmo dum la konstanta premo, $dp = konst$.

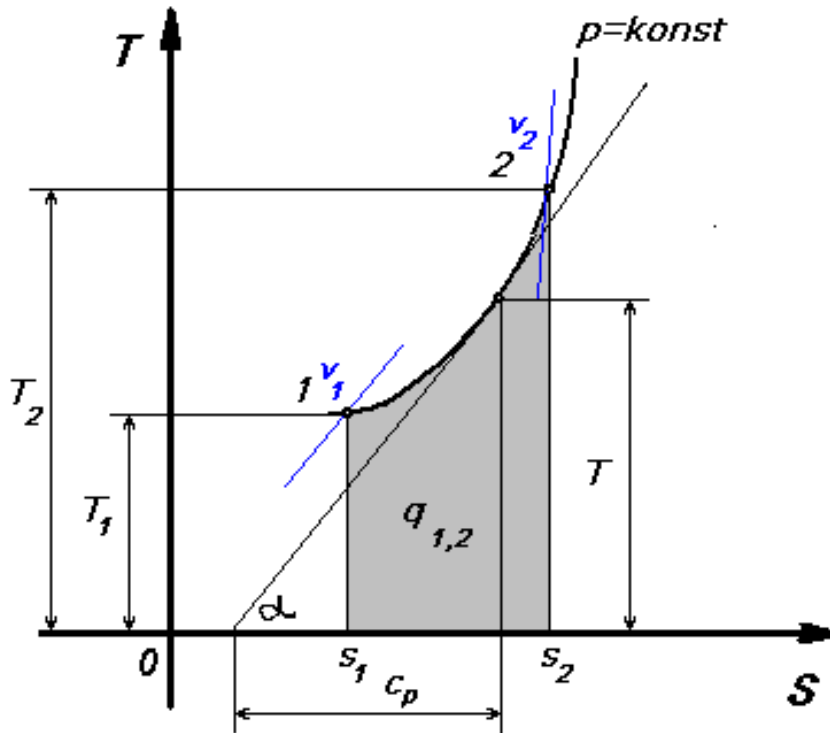
Dum ĉi tiuj kondiĉoj la entropio kreskas en la logaritma dependeco kun la kreskas de la proporcio:

$$\frac{T_2}{T_1}$$

aŭ

$$\frac{v_2}{v_1}$$

La izobaro estas en T-s diagramo la logaritma kurbo.



$$p = konst$$

$$dq = T ds$$

$$dq_{1,2} = \int_1^2 T ds$$

La subtangento de iu ajn punkto de la izobaro estas c_p , kiu estas konstanta por la ideala gaso.

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p$$

$$c_p = konst$$

Inter la tangento de la izobaro kaj la akso $x(s)$ kuŝas La angulo α .

Por la alkondukita varmo validas la sekva ekvacio:

$$q_{1,2} = \int_1^2 T ds = \int_1^2 T c_p \frac{dT}{T} = \int_1^2 c_p dT = c_p \int_1^2 dT$$

$$q_{1,2} = c_p(T_2 - T_1)$$

La areo 1-2-s2-s1-1 prezentas en la T-s diagramo la alkondukitan varmon $q_{1,2}$.

3) La izoĥora procezo

Por la izoĥora procezo validas:

$$v = konst$$

$$dv = 0$$

Difinante la dependecojn por la izoĥora procezo oni eliras de sekvaj du ĝenerale esprimitaj rilatoj:

$$s = \phi_1(p, v)$$

$$ds = c_p \frac{dv}{v} + c_v \frac{dp}{p}$$

$$ds = c_v \frac{dp}{p}$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1}$$

kaj

$$s = \phi_3(v, T)$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + r \frac{dv}{v}$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T}$$

Por la ideala gaso oni kompreneble konsideras la specifan varmon dum la konstanta volumeno kiel konstanta, $c_v = \text{konst}$.

Dum ĉi tiuj kondiĉoj la entropio kreskas en la logaritma dependeco kun la kresko de la proporcio:

$$\frac{T_2}{T_1}$$

aŭ

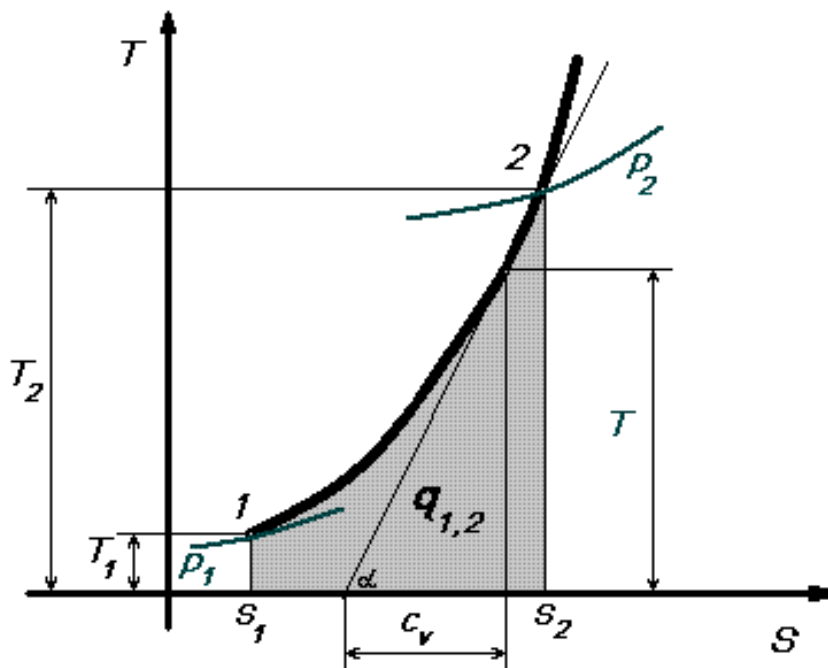
$$\frac{p_2}{p_1}$$

$$v = \text{konst}$$

$$dq = T ds$$

$$q_{1,2} = \int_1^2 T ds$$

La izoĥoro estas en la T-s diagramo la logaritma kurbo.



La subtangento de iu ajn punkto de la izoĥoro estas c_v , kiu estas konstanta:

$$c_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v$$

$$c_v = \text{konst}$$

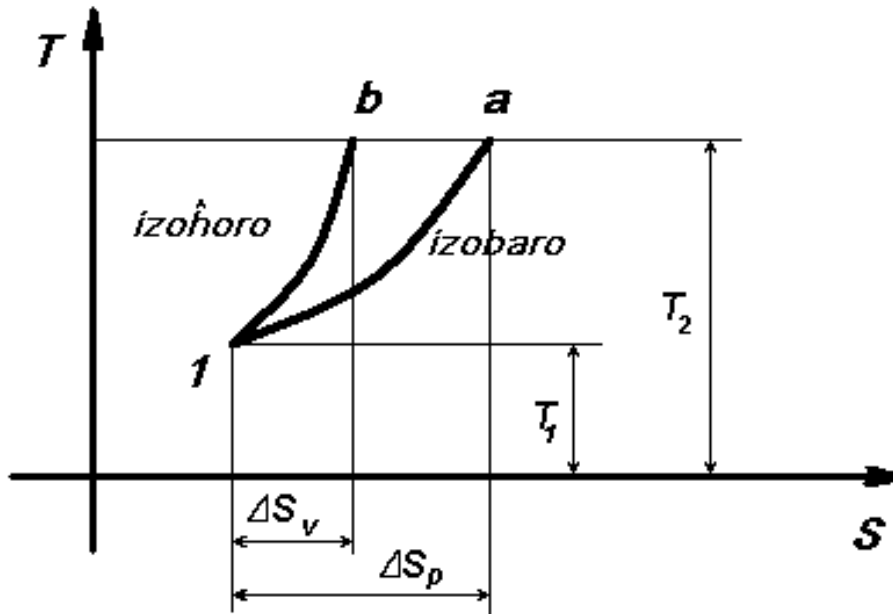
Inter la tangento de izoĥoro kaj la akso x(s) kuŝas la angulo α .

Por la alkondukita varmo validas la sekva ekvacio:

$$q_{1,2} = \int_1^2 T ds = \int_1^2 T c_v \frac{dT}{T} = \int_1^2 c_v dT = c_v \int_1^2 dT$$

$$q_{1,2} = c_v(T_2 - T_1)$$

La izoĥoroj estas en la T-s diagramo pli krutaj ol la izobaroj, ĉar estas $c_p > c_v$. Kiam oni bildigas la reton de la izobaroj kaj izoĥoroj en la sistemo de T-s koordinatoj oni ricevas entropian diagramon (aŭ alie – T-s diagramon).



Kiam oni prenas kiel elirpunkton kiun ajn punkton 1 sur la temperaturo T_1 , tiam post la plialtigo de temperaturo ekestas klare rimarkebla diferenco inter la entropioj sur la temperaturnivelo T_2 kaŭzita per la malsama tendenco de izoĥoroj kaj izobaroj. Ĉi tiun diferencan a-b de la T-s diagramo oni esprimas matematikaĵe jene:

$$ab = \Delta s_p - \Delta s_v = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$$

$$ab = r \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Δs_p – la diferenco de entropioj post la plialtigo de temperaturoj dum la konstanta premo

Δs_v – la diferenco de entropioj post la plialtigo de temperaturoj dum la konstanta volumeno

4) La adiabata procezo

Por la adiabata procezo validas:

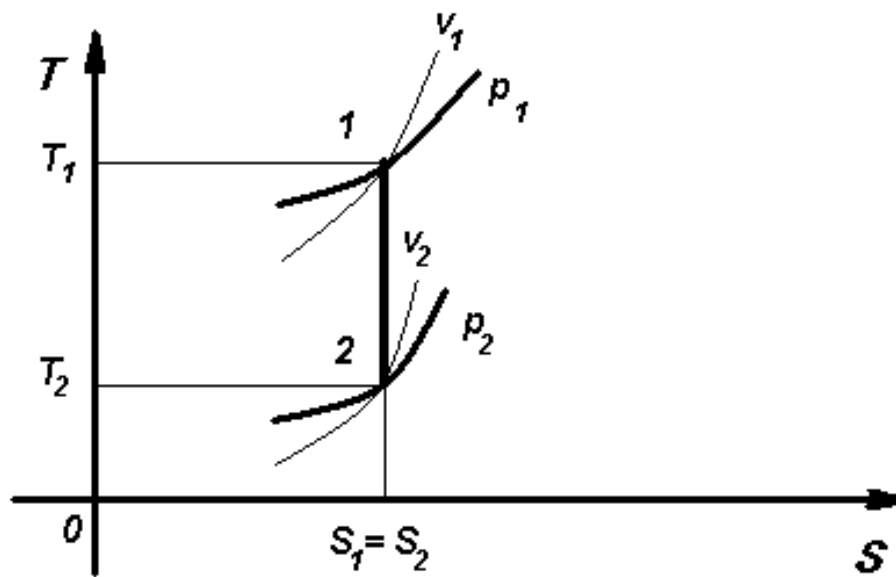
$$q = konst$$

$$dq = 0$$

$$ds = \frac{dq}{T}$$

$$s = konst$$

$$s_1 = s_2$$



Dum la adiabata procezo de la ideala gaso la entropio ne ŝanĝiĝas. Tial oni ankaŭ iam nomas ĉi tia procezon – la izotropia aŭ samentropia. En la T-s diagramo oni bildigas la adiabatan kiel vertikalon de la akso x(s). La ekspansio celas malsupren kaj la kunpremo supren.

5) La poliprota procezo

Por la poliprota procezo validas:

$$dq = c_n dT = T ds$$

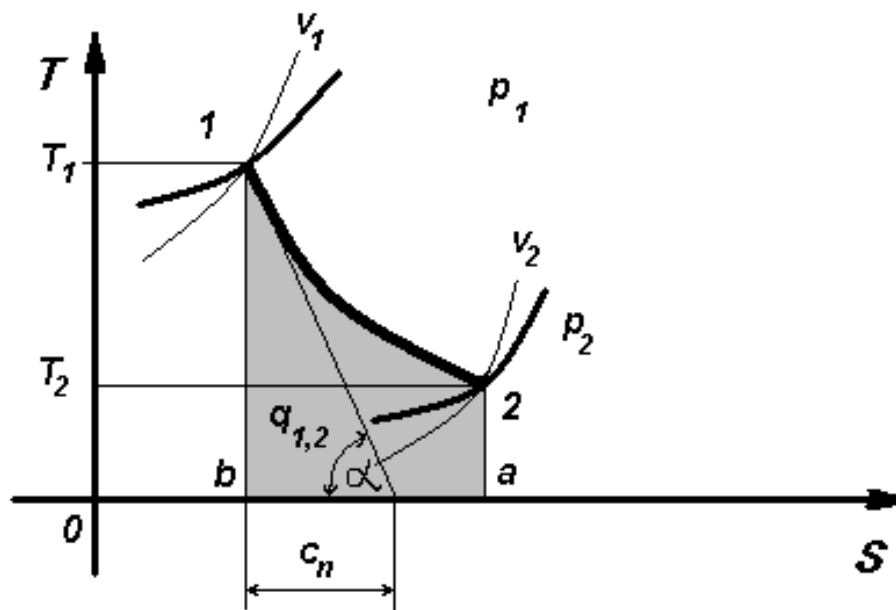
c_n – la specifa varmo de la politropo

$$c_n = c_v^{\frac{n-\kappa}{n-1}}$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$$

$$dq = T ds$$

$$q_{1,2} = \int_1^2 T ds$$



Oni uzas la ekvacion de la alkondukita varmo por la ekspliko de rilatoj inter la entropio kaj la fundamentaj grandoj.

$$ds = c_n \frac{dT}{T}$$

$$s_2 - s_1 = c_n \ln \frac{T_2}{T_1}$$

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1} \ln \frac{T_2}{T_1}$$

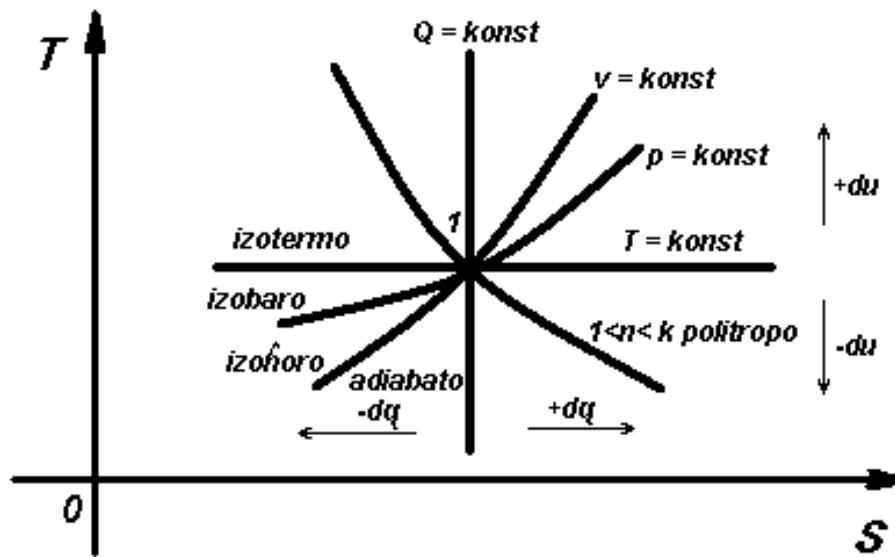
En la T-s diagramo ankaŭ la specifa varmo de la politropo c_n estas la subtangento pro la tangento de la politropo en ĝia laŭvole elektita punkto. La politropo en la disetendo $1 < n < \kappa$ havas c_n la negativan valoron. La angulo α estas malfermita en la direkto al la kurbo 1-2-a-b-1 prezentas la varmon, kiu estas alkondukita dum la ekspansio:

$$q_{1,2} = \int_1^2 T ds = \int_1^2 T c_n \frac{dT}{T} = \int_1^2 c_n dT = c_n \int_1^2 dT$$

$$q_{1,2} = c_n (T_2 - T_1)$$

Memkompreneble, oni konsideras la specifajn varmojn c_p , c_v kaj c_n por la ideala gaso, kiel konstantoj. Ĉi tiuj grandoj por la ralalaj gasoj dependas de la temperaturo.

Kompletan supervidon de la tendencoj de unuopaj procezkurboj en la T-s diagramo plej bone donas la aro de ĉiuj kurboj elirantaj en unu punkto.



Sekvas: [La miksaĵoj de gazoj]

La miksaĵoj de gazoj

En la teknika praktiko oni oftege devas labori kum la miksaĵo de pluraj gazoj. Por la konstruado de maŝinoj estas grava, ke la miksaĵoj de gazoj, kiuj kemie ne interreakcias, sintenadas, kiel unusola gaso. La unuopaj komponentoj de tiaj gazoj estas libervole mikseblaj. La gasmiksaĵoj servas kiel labormaterio ekzemple en gasturbinoj, turbokompresoroj, bloviloj, piŝtaj kompresoroj kaj diversaj piŝtaj motoroj. Ĉar la uzado de gasmiksaĵoj vere tre ofta estas ne nur utile, sed ekonomie necese studi la sintenadon de miksaĵoj kaj la rilatojn inter la rezulta miksaĵo kaj ĝiaj unuopaj komponentoj.

En la jaro 1802 Dalton derivis el siaj eksperimentoj la ekkonon, ke ĉiu gaso sintenadas en la gasmiksaĵo kvazaŭ nur ĝi sola plenumus la tutan volumenon kaj, ke ĝia parta premo ne aliigĝas, sed restas konstanta eĉ dum ĉeesto de aliaj gazoj.

Kiam oni enkondukas du gasojn de la samaj premoj kaj temperaturoj, sed de diversaj volumenoj en unu komunan volumenon tiamaniere, ke oni kunigas ambaŭ volumenojn, tiam ambaŭ gazoj difuze miksiĝas. Inter la stataj grandoj de la gasmiksaĵo kaj de ĝiaj komponentoj validas ĉi tiuj rilatoj:

$$V = V' + V''$$

$$p = p' + p''$$

$$T = T' + T''$$

V – la volmeno de la gasmiksaĵo, m³

V', V'' – la volumeno de la gasoj antaŭ la miksigado, m³

p – la premo de la gasmiksaĵo,

p', p'' – la premoj de la gasoj antaŭ la miksigado, N/mm²

T – la absoluta temperaturo de la gasmiksaĵo, °K

T', T'' – la absoluta temperaturo de la gasoj antaŭ la miksigado, °K

Kiam oni la miksaĵo konsistas de kelkaj inertaj gasoj, ĝia premo egalas al la sumo de la partaj premoj de unuopaj komponentoj. La parta premo harmonias kun la stata ekvacio de ideala gaso uzante por la volumeno de ĉiu komponento la valoron de la volumeno por la tuta miksaĵo. LA temperaturo kompreneble estas la sama por ĉiuj unuopaj komponentoj kaj por la tuta miksaĵo antaŭ aŭ post miksigo. Tial por la premo de la gasmiksaĵo kaj por la partaj premoj de unuopaj komponentoj validas la sekva rilato:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n = \sum_1^n p_i$$

p_i – la partaj premoj de unuopaj komponentoj en la miksaĵvolumeno V , N/m²

La rilatoj inter la fundamentaj stataj grandoj de la miksaĵo estas:

$$pV = p\left(\sum_1^n V_i\right) = V\left(\sum_1^n p_i\right) = T\left(\sum_1^n m_i r_i\right)$$

La stata ekvacio por la partaj premoj havas la sekvan formon:

(111)

$$p_i V_i = m_i r_i T$$

m_i – la masoj de unuopaj komponentoj, kg

r_i – la gasaj konstantoj de unuopaj komponentoj, J/kg•deg

La parta premo de la gasa komponento estas la premo, kiun havas la sama multo de ĉi tiu sama gaso en la tuta volumeno de la gasmiksaĵo V laŭ la stata ekvacio dum la sama temperaturo.

Analogie oni povas difini la partan volumeneon:

La parta volumeno de la gasa komponento estas tia volumeno, kiun okupas la saam multo de ĉi tiu gaso kun la premo p kaj temperaturo T de la gasmiksaĵo laŭ la stata ekvacio:

(112)

$$pV_i = m_i r_i T$$

V_i – la partaj volumenoj de unuopaj gasoj komponentoj kun la premo kaj temperaturo de la miksaĵo (p, T), m³

Komparinte ambaŭ ekvacioj (111,112) oni ricevas la rilaton de la premo kaj volumeno de la gasmiksaĵo al la partaj premoj kaj volumenoj de ĝiaj gaskomponentoj:

$$pV_i = p_i V$$

(113)

$$\frac{p}{V} = \frac{p_i}{V_i}$$

Por la parta volumeno de unu gasa komponento de la gasmiksaĵo validas ĉi tiu ekvacio

$$V_i = V \frac{p_i}{p}$$

La koncentreco de la gasmiksaĵo

La koncentreco de la gasmiksaĵo estas la proporcio de la maso de iu certa gasa miksaĵkomponento al la tuta maso de la gasmiksaĵo. Oni povas matematike ekspliki la koncentrecojn de unuopaj komponentoj de la miksaĵo jene:

$$W_1 = \frac{m_1}{m} \quad W_2 = \frac{m_2}{m} \quad W_n = \frac{m_n}{m}$$

(114)

$$W_i = \frac{m_i}{m}$$

m_1 – la masoj de unuopaj komponentoj, kg

m – la maso de la tuta gasmiksaĵo, kg

Por la maso de la tuta miksaĵo validas ĉi tiu ekvacio:

(115)

$$m = \sum_1^n m_i$$

El ĉi tio oni povas deduki la rilaton por la unuopaj koncentrecoj de gasaj miksaĵkomponentoj:

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n \quad / : m$$

$$1 = \frac{m_1}{m} + \frac{m_2}{m} + \frac{m_3}{m} + \dots + \frac{m_n}{m}$$

(116)

$$1 = W_1 + W_2 + W_3 + \dots + W_n$$

Oni plej ofte indukas la koncentrecojn de la gasmiksaĵoj en procentoj.

Analogie la volumenparto estas la proporcio de la parta volumeno de unuopaj komponentoj al la volumeno de la tuta gasmiksaĵo:

$$x_1 = \frac{V_1}{V} \quad x_2 = \frac{V_2}{V} \quad x_n = \frac{V_n}{V}$$

(117)

$$x_i = \frac{V_i}{V}$$

Por la volumeno de la tuta miksaĵo validas ĉi tiu ekvacio:

(118)

$$V = \sum_1^n V_i$$

Kaj el ĉi tio oni povas analogie deduki la rilatojn por unuopaj volumenpartoj de la gasaj miksaĵkomponentoj:

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n \quad / : V$$

$$1 = \frac{V_1}{V} + \frac{V_2}{V} + \frac{V_3}{V} + \dots + \frac{V_n}{V}$$

(119)

$$1 = x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_n$$

Oni ankaŭ la volumenparton plej ofte indikas en procentoj de la tuta gasmiksaĵa volumeno.

Samtempe oni povas la volumenparton esprimi pere de la sekva ekvacio:

(117a)

$$x_i = \frac{V_i}{V} = \frac{n_i}{n}$$

n – la materia kvanto indikanta la nombron da kilomoloj (kilaogrammolekuloj), kmol

La rilatoj inter la molaj masoj en la gasmiksaĵo

La molaj masoj de la unuopaj komponentoj en la gasmiksaĵo estas:

La mola maso de la tuta gasmiksaĵo estas:

(120)

$$M = \frac{m}{n}$$

Por la tuta maso de la miksaĵo validas ĉi tiuj ekvacioj:

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n$$

$$M = M_1 n_1 + M_2 n_2 + M_3 n_3 + \dots + M_n n_n \quad / : n$$

$$M = M_1 \frac{n_1}{n} + M_2 \frac{n_2}{n} + M_3 \frac{n_3}{n} + \dots + M_n \frac{n_n}{n}$$

$$M = M_1 x_1 + M_2 x_2 + M_3 x_3 + \dots + M_n x_n$$

(121)

$$M = \sum_1^n M_i x_i$$

M_i – la molaj masoj de la unuopaj gasoj komponenoj de la miksaĵo, kg/kmol

La reciprokaj plejrajte nomas la koncetrecon la masa partumo kaj la volumenparton la volumena partumo.

La mason partumon oni esprimas pere de la volumena partumo jene:

$$W_n = \frac{m_n}{m}$$

$$W_n = \frac{M_n m_n}{M m}$$

$$W_n = \frac{M_n x_n}{M}$$

$$M = \sum_1^n M_i x_i$$

$$r = \frac{R}{M}$$

$$r_n = \frac{R}{M_n}$$

(122)

$$W_n = \frac{M_n x_n}{\sum_1^n M_i x_i}$$

(123)

$$W_n = x_n \frac{r}{r_n}$$

r – la gasa konstanto

La volumenan partumononi esprimas pere de la masa partumo jene:

$$x_n = x_n \frac{V_n}{V}$$

$$x_n = x_n \frac{n_n}{n}$$

$$n_i = \frac{m_i}{M_i}$$

$$x_n = \frac{n_n}{n_1 + n_2 + \dots + n_n}$$

$$x_n = \frac{\frac{m_n}{M_n}}{\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} + \dots + \frac{m_n}{M_n}}$$

(124)

$$x_n = \frac{\frac{W_n}{M_n}}{\sum_1^n \frac{W_i}{M_i}}$$

La specifa maso de la gasmiksaĵo

Oni multfoje bezonas elkalkuli la specifan mason de la gasmiksaĵo, kiam oni konas la specifajn masojn de unuopajn komponentoj kaj iliajn masojn aŭ volumenajn partumojn. La fundamenta elirrilato estas:

$$m = \rho V$$

Unue oni deduku la rilaton inter la specifa maso kaj la volumena partumo:

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n$$

$$\rho V = \rho_1 V_1 + \rho_2 V_2 + \rho_3 V_3 + \dots + \rho_n V_n \quad / : V$$

$$\rho = \rho_1 \frac{V_1}{V} + \rho_2 \frac{V_2}{V} + \rho_3 \frac{V_3}{V} + \dots + \rho_n \frac{V_n}{V}$$

$$\rho = \rho_1 x_1 + \rho_2 x_2 + \rho_3 x_3 + \dots + \rho_n x_n$$

(125)

$$\rho = \sum_1^n \rho_i x_i$$

Kaj nun oni derivu la rilaton inter la specifa maso kaj la masa partumo:

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n$$

$$\frac{m}{\rho} = \frac{m_1}{\rho_1} + \frac{m_2}{\rho_2} + \frac{m_3}{\rho_3} + \dots + \frac{m_n}{\rho_n}$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{W_1}{\rho_1} + \frac{W_2}{\rho_2} + \frac{W_3}{\rho_3} + \dots + \frac{W_n}{\rho_n}$$

(126)

$$\rho = \frac{1}{\sum_1^n \frac{W_i}{\rho_i}}$$

La difino de la gasa konstanto por la gasmiksaĵo

Por teknikaj kalkuloj oni ofte bezonas difini kaj elkalkuli la astan konstanton por la gasmiksaĵo.

Kiam oni konas la masajn partumojn de la unuopaj komponentoj, oni uzas la statan ekvacion de la ideala gaso kiel elirpunkton.

$$pV = m r T$$

Por unuopaj gaskomponentoj validas la stata ekvacio en ĉi tiu formo:

$$p_n V = m_n r_n T$$

$$(p_1 + p_2 + \dots + p_n) V = (m_1 r_1 + m_2 r_2 + \dots + m_n r_n) T$$

$$\sum p_i = p$$

$$pV = mrT$$

$$mr = \frac{pV}{T}$$

$$pV = \left(\sum_1^n m_i r_i \right) T$$

$$\frac{pV}{T} = \sum_1^n m_i r_i$$

$$mr = m_1 r_1 + m_2 r_2 + \dots + M_n r_n$$

$$r = r_1 w_1 + r_2 w_2 + \dots + r_n w_n$$

$$r = \frac{R}{M}$$

$$r = \frac{8314}{M}$$

$$R = 8314, \quad J/kmol.deg$$

$$r = 8314 \left(\frac{w_1}{M_1} + \frac{w_2}{M_2} + \dots + \frac{w_n}{M_n} \right)$$

(127)

$$r = R \sum_1^n \frac{w_i}{M_i}$$

La rezultan ekvacion oni uzas, kiam oni konas la masajn partumoj (koncentrecojn) de unuopaj gaskomponentoj, por la difino de la gaso konstanto r de la tuta gasmiksaĵo.

Kiam oni konas la volumenajn partumojn, oni elektas por la derivado de la gasz konstanto por la tuta gasmiksaĵo, kiel elirpunkton la ekvacion (127).

$$w_n = \frac{x_n M_n}{\sum_1^n x_i M_i}$$

$$\frac{w_n}{M_n} = \frac{x_n}{\sum_1^n x_i M_i}$$

$$r = R \sum_1^n \frac{w_i}{M_i}$$

$$r = 8314 \left(\frac{w_1}{M_1} + \frac{w_2}{M_2} + \dots + \frac{w_n}{M_n} \right)$$

$$r = \frac{8314}{\sum_1^n x_i M_i} (x_1 + x_2 + \dots + x_n)$$

(128)

$$r = \frac{8314}{\sum_1^n x_i M_i}$$

M – la mola maso, kg/kmol

La gasa konstanto de la gasmiksaĵo povas esti difinita ankaŭ el la stata ekvacio de la tuta gasmiksaĵo:

$$pV = rT$$

$$r = \frac{pv}{T}$$

$$pV = \left(\sum_1^n m_i r_i \right) T$$

$$pv \sum_1^n m_i = \left(\sum_1^n m_i r_i \right) T$$
$$\frac{pv}{T} = \frac{\sum_1^n m_i r_i}{\sum_1^n m_i}$$

(129)

$$r = \frac{\sum_1^n m_i r_i}{\sum_1^n m_i}$$

Daŭrigo: Vaporoj [[1]]

Referencoj

[1] <http://eo.wikibooks.org/wiki/Termodinamiko5>

Artikolaj fontoj kaj kontribuantoj

Termodinamiko/Leciono 4 *Fonto:* <http://eo.wikibooks.org/w/index.php?oldid=12085> *Kontribuantoj:* Aleksandro, Kajaao, 3 Anonimaj redaktaj

Bildaj fontoj, licencoj kaj kontribuantoj

- Dosiero:Clasius-partoj.GIF** *Fonto:* <http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Clasius-partoj.GIF> *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:Diversaj_vojaj.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Diversaj_vojaj.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:Entropio_neinversa.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Entropio_neinversa.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_diagramo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_diagramo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_alkonduk-forkonduk.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_alkonduk-forkonduk.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_generala_ciklo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_generala_ciklo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_ciklo_de_Carnot.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_ciklo_de_Carnot.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:La_varmefikeco_de_la_ciklo_de_Carnot.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:La_varmefikeco_de_la_ciklo_de_Carnot.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_ciklo_de_Carnot_kaj_generala.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_ciklo_de_Carnot_kaj_generala.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_izoterma_procezo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_izoterma_procezo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_izobara_procezo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_izobara_procezo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_izohora_procezo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_izohora_procezo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_izohoro_kaj_izobaro.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_izohoro_kaj_izobaro.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_adiabata_procezo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_adiabata_procezo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_polipropa_procezo.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_polipropa_procezo.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro
- Dosiero:T-s_procezkurboj.GIF** *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:T-s_procezkurboj.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro

Permesilo

Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported
//creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/