

Termodinamiko/Leciono 1

Gravaj konceptoj

Difino de temperaturo

Temperaturo estas mezurilvaloro de pervarmkaŭzitaj statoj de la maso. La temperaturo de iu certa materio estas difinita per la kvanto de la varmo, kiun ĉi tiu materio kaŭze de sia individueca kapableco en sia masunuo enhavas, kiam la materioj troviĝas en la sama varmstato, do ili havas la saman temperaturon (aŭ ili troviĝas sur la sama temperaturnivelo) kaj la varminterŝanĝo ne okazas inter ili. La temperaturo estas la stata grandeco kaj por ĝia mezurado estas difinitaj ĉi tiuj fundamentaj punktoj:

- 1) la frostpunkto, signita per $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, ĉi tio estas la ĝia temperaturo, kiam estas glacio kaj akvo en ekvilibra stato dum normala atmosfera premo;
- 2) la bolpunkto, signita $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, ĉi tio estas la temperaturo, kiam estas akvo kaj saturita vaporo en ekvilibra ŝtato dum normala premo (760 mm Hg , $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, sur 45° de la norda latitudo ĉe la marnivelo).

Per la divido de la disetendo inter ĉi tiuj du punktoj je 100 partetoj ekestis skalo de Celsius. Gradoj de ĉi tiu skalo havas aligitan simbolon ($^{\circ}\text{C}$) Klavo de Kelvin havas la saman dividon. Ĝi nur ne komencas ek de la frostpunkto, sed ek de la absoluta nulo, fiksita sur la temperaturo $-273.15\text{ }^{\circ}\text{C}$. Gradoj de la skalo de Kelvin havas aligitan simbolon ($^{\circ}\text{K}$). Inter ambaŭ skaloj validas sekva rilato:

$$T = 273,15 + t = T_0 + t$$

t – la gradoj de Celsius

T – la gradoj de Kelvin

T_0 – la frostpunkto, $^{\circ}\text{C}$ aŭ $273,15\text{ }^{\circ}\text{K}$

Aliiĝo de la temperaturo estas akompanata kun aliiĝoj de preskaŭ ĉiuj ecoj de la maso kompreneble escepte de la masa kvanto. Tiel por ekzemplo estas kaŭzitaj la aliiĝoj de volumeno, de elasteco kaj firmeco, de elektra rezistanco, de elektomotoraj fortoj, de magnetismaj ecoj, de optika refrakteco, ktp.

Varma ekspansio

Temperatura dilateco de materioj

Temperatura aliiĝo kaŭzos volumenan aliiĝon de materioj. Agregiĝo de materioj influas volumenajn ecojn. Tial estas necesa diferencigi la temperaturan dilatecon de

- A) solidaj
- B) likvaj kaj
- C) gasaj materioj

La solidaj materioj konservadas sian formon kaj sian volumenon dum la konstanta temperaturo. La likvaj materioj konservadas nur sian volumenon dum la konstanta temperaturo. La likvaĵoj (likvaj materioj) estas praktike nepremeblaj. La gasaj materioj konservadas sian volumenon nur dum la samtempe konstantaj temperaturo kaj premo.

A) La temperatura dilateco de solidaj materioj

Oni diferencigas du specojn da solidaj materioj:

1. izotropajn – tiujn, kiuj diletas egale ĉiudirekten
2. neizotropajn – tiujn, kiuj dilatas malegale kaj diverse laŭ unuopaj direktoj

Precipe la kristaloj posedas la diversan dilatecon laŭlinge de kristaliĝaj aksoj. Metaloj sintendas kiel izotropaj materioj. Ili konsistas el (iomete deformitaj) malgrandaj kristaloj hazardmaniere grupigitaj. La karaktero de solidaj materioj devigas nin okupiĝi pri sekvaj temperaturaj dilatecoj:

- a) longeca
- b) ebeneca kaj
- c) volumeneca

a) La longdilateco

Oni interesiĝas pri longdilateco de tiaj korpoj, kies unu dimensio superegas la aliajn (ekzemple ĉe stangoj, ŝaftoj, dratoj, ktp.) aŭ kies dilateco en unu direkto influas la tutan korpan sistemon.

La plilongiĝo (dilateco en unu direkto) de la korpo estas kaŭzata per la temperatura aliiĝo kaj la tuta longo de la korpo same kiel ĝia pligrandiĝo estas funkcio de la temperaturo. La dilateco de diversaj materioj estas malsama. Neniu reala materio dilatas egalkvante kun la plialtigo de la temperaturo. Ĉe iuj materioj ekestiĝas subitaj dilatecaj aliiĝoj kaŭzitaj per strukturaj aliiĝoj depende de la temperaturo.

Malgraŭ tio ĉio tamen la tuta longo de stangforma korpo kaj ĝiaj longecaj pligrandiĝaĵoj en la disetendo de certaj temperaturoj por unuopaj materioj dependas proksimume lineare de la temperatura plialtiĝo. Tial eblas esprimi la longon de la korpo almenaŭ en la unua alproksimiĝo per la lineara ekvacio:

(1)

$$l = l_0(1 + \alpha t)$$

l – la tuta longo dum la temperaturo t , m

l_0 – la longo dum la temperaturo 0°C , m

t – la temperaturo de la korpo, deg

α – la koeficiento de la longeca temperatura dilateco, deg^{-1}

La koeficiento de la temperatura dilateco estas la plilongiĝo de la stango, kaŭzita per la plivarmigo je unu grado $^\circ\text{C}$, rilate al la longecunujo dum la temperaturo de 0°C .

Oni devas konscii samtempe, ke tiel difinita koeficiento de la temperatura dilateco α ne estas konstanta, sed valorŝanĝanta laŭ la temperaturo.

Oni povas pliprecizigi la rilaton de la longo l al la temperaturo per alligo de pluaj termoj ($\alpha_2 t^2$, $\alpha_3 t^3$, $\alpha_4 t^4$, ...) Kutime sufiĉas la kvadrata termo.

Tial la ekvacio (1) transformiĝas:

(2)

$$l = l_0(1 + \alpha_1 t + \alpha_2 t^2 + \alpha_3 t^3 + \dots)$$

El ĉi tio oni povas derivi la mezvaloran koeficienton de la longdilateco α' por iu certa limigita temperaturdisetendo Δt ; ĝi prezentas la relativan plilongiĝon apartenantan mezvalore al la temperatura plilongiĝo je unu $^\circ\text{C}$:

(3)

$$\alpha' = \frac{\Delta l}{l} \frac{1}{\Delta t}$$

La vera koeficiento αt dum la temperaturo t estas la limvaloro de ĉi tiu esprimo por $\lim \Delta t = 0$:

(4)

$$\alpha_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta l}{l_0} \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dt} = \alpha_1 + 2\alpha_2 t$$

b) La ebendilateco

Por la ebendilateco validas analoge:

$$S = S_0(1 + 2\alpha t)$$

S – la areo dum la temperaturo t , m^2

S_0 – la areo dum la temperaturo $0^\circ C$, m^2

c) La volumendilateco

La izotropmateria prismo kun eĝoj a_0, b_0, c_0 dum la temperaturo $0^\circ C$ havas dum la temperaturo t la volumenon:

(5)

$$V = a_0 b_0 c_0 (1 + \alpha t)^3 = V_0 (1 + 3\alpha t) = V_0 (1 + \beta t)$$

V – la volumeno dum la temperaturo t , m^3

V_0 – la volumeno dum la temperaturo $0^\circ C$, m^3

α estas tre malgranda valoro

$\alpha \ll 1$

Tial oni povas neglekti la duan kaj trian potencojn laŭ la sekva formulo:

$$(1 + \alpha)^3 = 1 + 3\alpha + 3\alpha^2 + \alpha^3$$

$\beta \approx 3\alpha$ estas la koeficiento de la volumendilateco. Ĝi estas la relativa volumena pligrandiĝo dum la temperaturplialtiĝo je unu grado $^\circ C$.

(6)

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0} \frac{1}{\Delta t}$$

Samtempe kun la volumeno de la korpo dum la plialtigado de temperaturo aliĝas ankaŭ la specifa maso. Por ĝi rilatas ĉi tiu rilato:

(7)

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{V_0(1 + \beta t)} = \frac{\rho_0}{1 + \beta t} = \rho_0(1 - \beta t)$$

m – la maso de la korpo, kg

V – la volumeno de la korpo, m^3

ρ – la specifa maso dum la temperaturo t , kg/m^3

V_0 – la volumeno de la korpo dum la temperaturo $0^\circ C$, m^3

ρ_0 – la specifa maso dum la temperaturo $0^\circ C$, kg/m^3

— ● —

La rimarko al alproksimigo en la ekvacio (7):

$$\frac{1}{1 + a} = \frac{1 - a}{(1 + a)(1 - a)} = \frac{1 - a}{1 - a^2} = 1 - a$$

Ĉi tio validas por $a \ll 1$. Ankaŭ β en la ekvacio (7) estas treege malgranda rilate al 1.

— ● —

Pli precizigante la rilatojn oni devas alligi pluajn termojn de pli altaj potencoj. Kutime sufiĉas kvadrata termo:

(8)

$$V = V_0(1 + \beta_1 t + \beta_2 t^2)$$

(9)

$$\rho = \rho_0(1 + \beta_1 t + \beta_2 t^2)$$

(10)

$$\beta_2' = \beta_1^2 - \beta_2$$

Por neizotropaj materioj estas ĉi tiuj rilatoj pli malsimplaj.

B) La tempertura dilateco de likvaj materioj

Pripensante likvaĵojn oni povas konsideri nur volumendilatecon. La mezvalora koeficiento de volumendilateco β' estas relativa volumenaliĝo rilate al la volumeno unu dum la temperaturo 0°C , kaŭzita per la temperaturplialtigo je unu grado $^\circ\text{C}$.

(11)

$$\beta' = \frac{V_0 - V}{V_0} \frac{1}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta V}{V_0} \frac{1}{\Delta t}$$

V_0 – la volumeno de likvaĵo dum la temperaturo 0°C , m^3

V_1 – la volumeno de likvaĵo dum la temperaturo t_1 , m^3

V_2 – la volumeno de likvaĵo dum la temperaturo t_2 , m^3

β' – la mezvalora koeficiento de la volumendilateco, $1/\text{deg}$

La vera valoro de la koeficiento de volumendilateco β dum la temperaturo t estas la limvaloro de ĉi tiu esprimo (11) por tre malgrandaj temperaturaliĝoj ($\lim \Delta t = 0$), do:

(12)

$$\beta = \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dt}$$

Mezurante oni ne devas forgesi, ke samtempe dilatas ankaŭ ujo enhavanta la likvaĵon. Tial egalas la koeficiento β al la sekvanta sumo:

$$\beta = \beta^x + \beta_u$$

β^x – la ŝajna koeficiento de la volumendilateco por mezurita materio, $1/\text{deg}$

β_u – la koeficiento de la volumendilateco por la materio, el kiu estas la ujo fabrikita, $1/\text{deg}$

La likvaĵoj dilatiĝas proksimume egalmezure. La dependeco inter la volumeno, ĝiaj pligrandigaĵoj kaj la temperaturo estas proksimume lineara. Supozante ĉi tion validas la ekvacio:

(5a)

$$V = V_0(1 + \beta t)$$

(7a)

$$\rho = \rho_0(1 - \beta t)$$

V – la volumeno de la likvaĵo dum la temperaturo t , m^3

ρ – la specifa maso de la likvaĵo dum la temperaturo t , kg/m^3

V_0 – la volumeno de la likvaĵo dum la temperaturo 0°C , m^3

ρ_0 – la specifa maso dum la temperaturo 0°C , kg/m^3

Post la precizigo per la kvadrata termo ekestas la ekvacio en la sekva formo:

(8a)

$$V = V_0(1 + \beta_1 t + \beta_2 t^2)$$

(9a)

$$\rho = \rho_0(1 + \beta_1 t + \beta_2 t^2)$$

Dume tio estas:

(10a)

$$\beta_2 = \beta_1^2 - \beta_2'$$

La koeficientoj de volumendilateco vidigas malregulecojn. Interesa kaj por la vivo tre grava estas la karakteriza malreguleco de ĉi tiu koeficiento por la akvo. La volumeno de la akvo kun la plialtiganta temperaturo ĝis 3,98 °C plimalgrandiĝas kaj la akvo havas dum ĉi tiu temperaturo la plej grandan specifan mason. Ek de ĉi tiu temperaturo pli alte, ĝia volumeno pligrandiĝas komence modere kaj poste pli rimarkinde. Tio kaŭzas, ke malsupraj akvotavoloj en riveroj kaj lagoj rare frostiĝas.

C) La dilateco de gasoj

La stata ekvacio - enkonduko

La stato de gaso estas priskribebla per tri stataj, fundamentaj grandoj (p,V,T), kiuj estas interdependaj. Kiam estas du el ili libere elektitaj aŭ donitaj, tiam estas jam la tria per ili difinita. Ĉi tiun dependecon esprimas la sekva ekvacio:

(11a)

$$F(p, v, T) = 0$$

p – la premo, N/ m²

V – la specifa volumeno, m³/kg

T – la absoluta temperaturo, °K

Ĝi nomiĝas la stata ekvacio.

La premo

La premo estas forto, kiu agas en la direkto de normalo sur la unuon de areo.

(12a)

$$p = \frac{dF}{dS}$$

p – la premo, N/ m²

F – la forto, N

S – la areo, m²

La forto de 1 N (neŭtono) sur la areo de 1 m² estas la premo de 1 Pa (pascal):

$$\frac{1N}{1m^2} = 1Pa$$

(Aliaj iam uzitaj mezurunuoj:

1kp/ m²= 9,81 Pa

teknika atmosfero: 1 at = 1kp/ cm² ≈ 981 N/ m² ≈ 1 bar

fizika atmosfero: 1 atm = 1,0333 kp/ cm²= 1,0333*9,81 N/ cm²= 1 bar

1 N/ m²= 7,5*10⁻⁶ mHg

1 bar = 105 N/ m²= 0,75 mHg = 750 mmHg = 750 torr)

La specifa volumeno

La specifa volumeno de materio estas la volumeno de masa unuo el tiu materio. Oni indikas ĝin en m^3/kg .

(13)

$$v = \frac{dV}{dm} = \frac{1}{\rho}$$

v – la specifa volumeno, m^3/kg

V – la volumeno, m^3

m – la maso, kg

ρ – specifa maso (denseco), kg/m^3

La inversa valoro de la specifa volumeno estas la specifa maso:

(14)

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{dm}{dV}$$

La stata ekvacio

La stata ekvacio $F(p,v,T)=0$ reprezentas en tridimensia koordinatsistemo p,v,T certan surfacon – termodinamikan surfacon – libere elektita stato de gaso, difinita per numeraj valoroj de grandoj p,v,T difinas unu punkton kuŝantan sur ĉi tiu surfaco! La stataliigo bildiĝas kiel spaca kurblinio.

Oni devas konscii, ke la stata ekvacio ne egalas por ĉiuj realaj gasoj. Ĉiu reala gaso havas aliajn ecojn kaj ankaŭ aliajn dependecajn interrilatojn inter la tri stataj grandoj. Sed ankaŭ la rilatoj inter ĉi tiuj grandoj por unu certa reala gaso ne estas en ĉiuj stataj disetendoj la samaj. Malgraŭ tio, ke la dependeco por realaj gasoj estas tre malsimpla, ĉiuj gasoj posedas en tre larĝa disetendo de temperaturoj kaj premoj proksimume la samajn dependecojn de tri fundamentaj statograndoj, kiuj tre alproksimiĝas al la stata ekvacio de ideala gaso, esprimita en ĉi tiu simpla formo:

(15)

$$pV_m = RT$$

p – la premo, N/m^2

V_m – la volumeno de 1 kilogrammolekulo (kilomolo). $V_m = vM = 22.41 m^3/kmol$ dum la temperaturo $0^\circ C$ kaj premo 760 torr – laŭ fizikaj kondiĉoj $V_m = vM = 22.00 m^3/kmol$ dum la temperaturo $10^\circ C$ kaj premo 735,5 torr – laŭ teknikaj unitoj

v – la specifa volumeno, m^3/kg

M – la mola maso – la maso de unu kilomolo (kilogrammolekulo), kg

T – la temperaturo. $^\circ K$

R – la universala gasa konstanto

Ideala gaso

Laŭ molekula kinetika teorio ideala gaso estas la aro da elastaj maspunktoj posedantaj neniun volumenon, kiuj ne interinfluas sin per altiremaj – koheraj – fortoj, estadante senĉese en neordigita movado. Ideala gaso sintenas precize laŭ la leĝo de Boyle kaj Gay-Lussac, kiu estas matematike esprimita per la ekvacio (15). La plej grandan meriton pri la difino de rilatoj inter statograndoj de gasoj havas precipe Boyle (1662), kaj Mariotte (1676), Gay-Lussac (1802), Charles (1787) kaj Clapeyron (1834). Derivado de la stata ekvacio Charles kaj Gay-Lussac estas aŭtoroj de eksperimentaj leĝoj - teoremaĵoj:

1) por la premaliigo de la gaso laŭ la temperaturo ĉe konstanta volumeno

2) Kaj por volumenaliigo de la gaso laŭ la temperaturo dum la konstanta premo, kies teksto estas jena:

Ĉe konstanta premo kaj la samgranda plivarmigo ĉiuj gasoj dilatiĝas same, kaj la relativa plivolumeniigo ne dependas de la premo, dum kiu la plivarmigo okazas.

La unuan rilaton, la premaliiĝon de la gaso laŭ la temperaturo dum la konstanta volumeno esprimas la ekvacio (se $V = \text{konst}$):

(16)

$$p = p_0(1 + \beta t)$$

p – la premo dum la temperaturo t p_0 – la premo dum la temperaturo 0°C β – la koeficiento de ekspansio [deg⁻¹]

Por la koeficiento β validas:

(17)

$$\beta = \frac{p - p_0}{p_0 t} = \frac{1}{p_0} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$$

La duan rilaton la volumenaliiĝon de la gaso laŭ la temperaturo ĉe konstanta premo esprimas ĉi tiu ekvacio:

(18)

$$V = V_0(1 + \gamma t)$$

V – la volumeno dum la temperaturo, t

V_0 – la volumeno dum la temperaturo, 0°C

γ – la volumendilateco de gaso dum la konstanta premo, deg⁻¹

Por la koeficiento γ validas:

(19)

$$\gamma = \frac{V - V_0}{V_0 t} = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

Por ĉiuj idealaj gasoj validas:

$$\beta = \gamma = \frac{1}{273,1}$$

Post la numera anstataŭigo de β kaj γ la ekvacioj (16) kaj (18) ekhavas sekvan formon: (16a)

$$p = p_0(1 + \beta t)$$

$$273,1 + t = T$$

$$p = p_0 \left(1 + \frac{t}{273,1} \right)$$

$$273,1 = 0^\circ\text{C} = T_0$$

$$p = \frac{p_0}{273,1} (273,1 + t)$$

$$p = \frac{p_0}{273,1} T$$

$$\frac{p}{T} = \frac{p_0}{T_0}$$

Ĉi tio signifas, ke la premo de gaso estas ĉe konstanta volumeno proporcia al la absoluta temperaturo. La skalo de Kelvin estas la skalo de absoluta temperaturo, ĉar ĝi komencas ek de absoluta nulo.

(18a)

$$V = V_0(1 + \gamma t)$$

$$V = V_0 \left(1 + \frac{t}{273,1} \right)$$

$$V = \frac{V_0}{273,1} (273,1 + t)$$

$$V = \frac{V_0}{273,1} T$$

$$\frac{V}{T} = \frac{V_0}{T_0}$$

Ĉi tio signifas, ke la volumeno estas ĉe konstanta premo proporcia al la absoluta temperaturo. La skalo de Kelvin estas derivita de stata ekvacio de gaso. Oni atingas tiel la percepton de absoluta nula temperaturo. Per la uzado de absoluta temperaturo (la skalo de Kelvin) plisimpliĝas termodinamikaj ekvacioj.

El la ekvacio (18a) rezultas, ke ĉe temperaturo de absoluta nulo estas ankaŭ la volumeno de gaso nula

$$V = \frac{V_0}{273,1} 0 = 0$$

Sed ĉi tio kontraŭas la realecon kaj pruvas, ke la ideala gaso diferencas de realaj gasoj. Ili ĉe tre malaltaj temperaturoj ŝanĝas sian agregajon, kaj tial ankaŭ aliiĝas iliaj koeficientoj β kaj γ .

Laŭ la leĝo de Boyle/Mariotte okazas la aliiĝo de ideala gaso dum la konstanta temperaturo. Aliiĝas nur la premo kaj la volumeno. La teksto de ĉi tiu leĝo estas:

La produkto de la premo kaj volumeno de gaso ĉe konstanta temperaturo havas la konstantan valoron.

(20)

$$(pv)_T = konst$$

Kiam la gaso havas sian komencan staton (p_1, v_1, T_1) , sian finan staton (p_2, v_2, T_2) , kaj samtempe konservadas la konstantan temperaturon ($T_1 = T_2$), transformiĝas la ekvacio (20) jene:

(20a)

$$p_1 v_1 = p_2 v_2$$

aŭ

(20b)

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{V_1}{V_2}$$

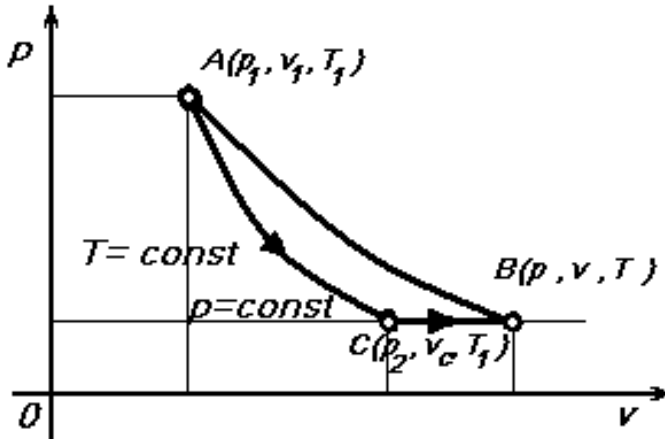
aŭ

(20c)

$$\frac{p_1 V_1}{p_2 V_2} = 1$$

Laŭ la ekvacio (20b) oni povas diri, ke la premo de gaso estas ĉe konstanta temperaturo malrekte proporcia al la volumeno. La stata ekvacio ekestas per la kunigo de la ekvacio (18) kaj (20). Ĝi priskribas la aliiĝon de ĉiuj tri fundamentaj stataj grandoj – de la volumeno, premo kaj temperaturo.

Derivante la statan ekvacion, oni realigas unue la aliiĝon dum la konstanta temperaturo laŭ la leĝo de Boyle-Mariotte kaj pli poste la aliiĝon dum la konstanta premo laŭ la leĝo de Gay-Lussac.



Estu la punktoj $A(p_1, v_1, T_1)$, $B(p_2, v_2, T_2)$, $C(p_1, v_3, T_1)$, en koordinata sistemo p-v la statoj de ia gaso.

AC – estas la aliigo dum la konstanta temperaturo:

$$T_1 = konst$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_c}$$

$$v_c = \frac{p_1 v_1}{p_2}$$

CB – estas la aliigo dum la konstanta premo:

$$p_2 = konst$$

$$\frac{v_2}{v_c} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$v_2 = \frac{T_1 v_c}{T_2}$$

Kunigo de ambaŭ rezultoj donas ĉi tiun ekvacion:

(21)

$$\frac{p_1 v_1}{p_2} = \frac{T_1 v_2}{T_2}$$

aŭ

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2}$$

Ĉi tiu ekvacio estas la matematika esprimo de kunigitaj leĝoj de Boyle-Mariotte kaj Gay-Lussac. Ĝi eksplikas, ke la produkto de la premo kaj volumeno dividita per la absoluta temperaturo estas por ĉiu ideala gaso konstanta:

(21a)

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

Signinte la konstanton pere de la skribero r, oni ricevas sekvan ekvacion:

(21b)

$$pv = rT$$

Ĝi priskribas la rilaton inter la stataj grandoj p, v, T por unu kilogramo da gaso kaj nomiĝas la stata ekvacio de ideala gaso de Clapeyron.

Volante uzi ĉi tiun ekvacion por kilogramoj da gaso, oni devas preni sekvan rilaton:

$$v = \frac{V}{m}$$

Post la anstataŭigo ekestas la plilongiĝita stata ekvacio:

(22)

$$pV = mrT$$

Por ĉiu gaso estas la konstanto r alia. La stata ekvacio validas nur tiam, kiam estas la gaso en ekvilibra stato. Tio okazas, kiam estas en la tuta volumeno la sama temperaturo kaj kiam ĉie agas la sama premo.

La plua plisimpliĝo de la stata ekvacio kaj samtempe ĝia universaligo realiĝas per la uzo de rilatoj laŭ la leĝo de [Avogardo].

Kiam oni havas du statajn ekvaciojn de du gasoj (I,II) kun egala premo p kaj egala temperaturo T por ambaŭ gasoj, tiam oni ricevas post la divido de unu ekvacio per la alia sekvan ekvacion (23):

gaso I. havas sian statan ekvacion:

$$pv_I = r_I T$$

gaso II. havas sian statan ekvacion:

$$pv_{II} = r_{II} T$$

Por la temperaturo kaj premo samtempe validas:

$$T_I = T_{II} = T$$

$$p_I = p_{II} = p$$

Post la divido de ambaŭ ekvacioj estas:

(23)

$$\frac{r_I}{r_{II}} = \frac{V_I}{V_{II}} = \frac{\rho_{II}}{\rho_I} = \frac{M_{II}}{M_I}$$

M – la mola maso [kg/kmol] ρ – la specifa maso [kg/m³]

El la ekvacio (23) rezultas:

(24)

$$v_I M_I = v_{II} M_{II} = konst = V_m$$

V_m = la volumeno de unu kilogrammolekulo (aŭ kilomolo) [m³/kg]

La ekvacio (24) esprimas matematike la leĝon de Avogadro. Ĝia teksto sekvas jene:

Dum egalaj premoj kaj temperaturoj estas la produkto de specifa volumeno kaj mola maso por ĉiuj gasoj la sama

M – la mola maso [kg/kmol]

$M = m/n$ - ĝi estas la kvociento de la maso m kaj de la materia kvanto n por iu certa materio.

Kilogrammolekulo (kilomolo) estas materia kvanto de iu sistemo kies nombro da molekuloj egalas al la nombro da atomoj en 12 kg da pura izotopo de karbono ¹²C.

n – la materia kvanto indikas la nombron da kilomoloj [kmol]

El la ekvacio (24) ankaŭ rezultas, ke dum egalaj temperaturoj kaj premoj estas volumenoj de unu kilomolo por ĉiuj gasoj egalaj.

— ● —

Por la komparado estas necesa difini la volumenon de unu kilomolo (kilogrammolekulo) da gaso dum normalaj kondiĉoj. Oni konsideras:

1) normalan fizikan staton - la premo 760 torr - la temperaturo 0 °C - la volumeno de unu kilomolo estas 22.41 m³;
 $V_{mf} = 22.41 \text{ m}^3/\text{kmol}$

2) normalan teknikan staton - la premo 735.5 torr - la temperaturo 10 °C - la volumeno de unu kilomolo estas 24.00 m³;
 $V_{mf} = 24.00 \text{ m}^3/\text{kmol}$

— ● —

Kiam oni obligas la ekvacion (21b) pere de M (la mola maso) oni ricevas la statan ekvacion de ideala gaso en ĉi tiu formo:

(15)

$$pMv = MrT$$

$$pV_m = RT$$

$Mv = V_m$ – laŭ la ekvacio (24)

$Mr = R$ – tio ĉi estas la universala gasa konstanto

— ● —

La gasaj konstantoj r kaj R estas elkalkuleblaj. Helpe de la specifa maso de gaso, oni povas elkalkuli r uzante la ekvacion:

$$pv = rT$$

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

$$v = \frac{1}{\rho}$$

(25)

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

Post la anstataŭigo de numeraj valoroj por la normala fizika stato de gaso estas

$$r = \frac{101300}{\rho 273}$$

ρ – la specifa maso dum normala fizika stato [kg/m³]

La universalan gasan konstanton R oni povas elkalkuli jene:

(26)

$$R = Mr = \frac{pV_{mf}}{T}$$

Por la normala fizika stato validas:

$$p = 101325 \text{ N/m}^2$$

$$V_{mf} = 22,41 \text{ m}^3/\text{kmol}$$

$$T = 273 \text{ °K}$$

tial estas:

$$R = \frac{101325 * 22,41}{273,15} = 8314 \text{ J/kmol.deg}$$

Post la anstataŭigo de la konstanto havas la ekvacio (15) la ĉi tiun formon:

$$pV_{mf} = 8314T$$

Ĝi validas por unu kilomolo (1 kmol) da kiu ajn ideala gaso kaj ĝi nomiĝas la universala stata ekvacio.

La stata ekvacio de realaj gasoj

La realaj gasoj ne sintenas laŭ la leĝo de Boyle kaj Mariotte kaj laŭ la leĝo de Gay-Lussac. Ili diferencas en komparo kun la ekvacio $pV=rT$ precipe dum altaj premoj kaj malaltaj temperaturoj.

La realaj gasoj ne estas en realeco la sistemo de masaj punktoj sen iu volumeno kaj iaj koheraj fortoj. La molekuloj influas unuj la aliajn kaj koheraj altiremaj fortoj aperiĝas precipe kiam la molekuloj estas sufiĉe proksime. Atinginte tre malgrandajn distancojn inter si ili kaŭzas ekestiĝon de forpelemaj fortoj. Dum tre altaj premoj alproksimiĝas masaj eroj tiel, ke iliaj volumenoj influas unu la alian kaj ke ili jam ne permesas la pluan kunpremadon.

Van der Waals konsistigis ekvacion surbaze de la stata ekvacio de ideala gaso. Sed ĝi estas korektita kaj pliprecizigita per termoj konsiderantaj molekulan volumenon kaj koherajn fortojn inter molekuloj. La ekvacio de Van der Waals havas ĉi tiun formon:

(27)

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = rT$$

b – la konstanto konsideranta la volumenon de molekuloj

a – la konstanto konsideranta la koherajn fortojn

La konstantoj a , b havas por ĉiu gaso siajn certajn valorojn.

La ekvacio (27) povas esti akomodita en sekvan formon:

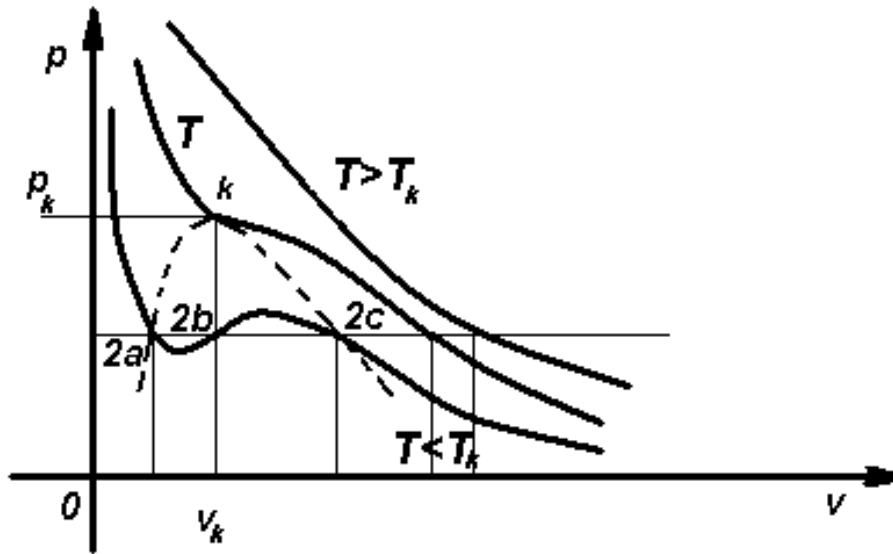
(27a)

$$v^3 - \left(b + \frac{rT}{p}\right)v^2 + \frac{a}{p}v - \frac{ab}{p} = 0$$

Oni vidas, ke la ekvacio de Van der Waals estas la ekvacio de la tria grado. Ĝi havas por unu certa p (premo) kaj T (temperaturo) tri eblajn solvojn. Ili estas:

- 1) unu reala kaj du imaginaraj radikoj
- 2) tri realaj kaj malsamaj radikoj
- 3) tri realaj, sed samaj radikoj

Oni povas ĉiujn tri kazojn desegni en la diagramon $p - v$:



$T < T_k$, T , $T > T_k$ estas izotermoj de la subkritika kaj superkritika temperaturoj

Al 1) $T > T_k$

En la unua kazo estas la materio nur en la gasa agregiĝo kaj la likviĝo tute ne realiĝas.

Oni povas la ekvacion de Van der Waals skribi en la sekva formo:

(27b)

$$p = \frac{rT}{v - b} - \frac{a}{v^2}$$

La termo a/v^2 estas por altaj temperaturoj neglektebla kaj tiel plisimpliĝas la ekvacio jene:

$$p = \frac{rT}{v - b}$$

aŭ

(28)

$$p(v - b) = rT$$

Ĉi tio estas la ekvacio de hiperbolo, kiu havas kun izobaroj nur unu realan intersekcon (?) (la punkton 1.)

Al 2) $T < T_k$

La izotermo $T < T_k$ konvenas al la materio ekzistanta en du fazoj, gasa kaj likva. Dum altaj premoj estas la materio kun temperaturo $T < T_k$ en likva agregiĝo kaj dum malaltaj en la gasa. La izotermo havas kun izobaro tri intersekcojn.

La segmentoj inter punktoj 2a kaj 2c apartenas al la transformo de likvaĵo al vaporo.

Al 3) $T = T_k$

La izotermo havas en la punkto K sian infleksan punkton. Ĉi tie transformiĝas likvaĵo al la gaso senpere. Oni nomas ĝin kritikan punkton. La temperaturo, premo kaj volumeno de ĉi tiu punkto estas nomataj kritikaj kaj oni signas ilin

p_k, v_k, T_k .

Por difini p_k, v_k, T_k oni uzas sekvajn du ekvaciojn:

(27a)

$$v^3 - \left(b + \frac{rT}{p}\right)r^2 + \frac{a}{p}r - \frac{ab}{p} = 0$$

$$(V - V_1)(V - V_2)(V - V_3)$$

Por la kritika stato validas:

$$V_1 = V_2 = V_3 = V_K$$

kaj post la anstataŭigo de stataj grandoj pere de kritikaj (kritika premo, kritika temperaturo kaj kritikan volumeno) havas ambaŭ ekvacioj sekvan formon:

$$v^3 - \left(b + \frac{rT}{p}\right)r^2 + \frac{a}{p}r - \frac{ab}{p} = 0$$

$$(V - V_K)^3 = V^3 - 3V^2V_K + 3VV_K - V_K^3 = 0$$

Per la komparo de koeficientoj ĉe samgradaj termoj v oni ricevas:

$$3V_K = b + \frac{rT_K}{p_K}$$

$$3V_K^2 = \frac{a}{p_K}$$

$$V_K^3 = \frac{ab}{p_K}$$

Post la solvo de ĉi tiuj tri ekvacioj estas la stataj grandoj esprimantaj jene:

$$V_K = 3b$$

$$p_K = \frac{a}{27b^3}$$

(29)

$$T_K = \frac{8a}{27br}$$

Oni povas elkalkuli la konstantojn a, b ankaŭ el kritikaj stataj grandoj v_k, p_k el la ekvacioj (29):

$$b = \frac{V_K}{3}$$

$$a = 3V_k p_k$$

Sed ankaŭ la ekvacio de Van der Waals per altaj temperaturoj diferencias kun la realeco. Por pliprecizigo de la stata ekvacio necesis konsideri molekulon asociigon kaj malasociigon. La statan ekvacion por realaj gasoj plue pliprecizigis profesoro Vukaloviĉ. Ĝia ekvacio por duopaj molekuloj havas sekvan formon:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = r_1 T_1$$

dum r_1 signifas:

$$r_1 = r \left(1 - \frac{cp}{T^{\frac{5+2m}{2}}}\right)$$

c – konstanto

m – la nombro de perditaj puŝoj de molekuloj sur la muron.

...

daŭrigos: Varmo - la speco de energio

...

Gasleĝoj

En la supera ĉapitro jam temis pri diversaj gasleĝoj. Ĉi tie legeblas ilia resumo.

La gasleĝoj montras en formo de matematikaj ekvacioj la rilatojn de idealaj gasoj inter siaj absoluta temperaturo (T), premo (p), kaj volumeno (V), inter la t. n. statmontriloj. Resumite la tri gasleĝojn – leĝo de Boyle–Mariotte, leĝo de Gay-Lussac, leĝo de Charles– doniĝas la unuiĝita gasleĝo:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Se oni aplikas la leĝon de Avogadro doniĝas la universala aŭ ĝenerala gasleĝo de idealaj gasoj:

$$pV = nRT$$

kie

- p – la premo, pascal
- V - la volumeno, m³
- n - kemia materialkvanto de gaso, mol
- R universala gaskonstanto (8,314 J/mol·K)
- T - absoluta temperaturo, kelvin.

La gasoj, kiuj kondukas laŭ ĉi tiuj leĝoj nomiĝas idealaj gasoj. Reale ne ekzistas idealaj gasoj, la realaj gasoj pli-malpli sekvas la superajn gasleĝojn.

Alian gravan gasleĝon tekstumas la leĝo de Dalton pri la parciale premo de gasoj.

Aliaj leĝoj, kiel p. e. la ekvacio de van der Waals, pliĝustiĝas la leĝon de idealaj gasoj laŭ la konduto de realaj gasoj.

Varmo kiel energio

Varmo – la speco de energio

Fiziko difinas energion kiel kapablecon realigi mekanikan laboron. Ĝia multo kaj grandeco estas difinita pere de laboro, kiun oni povas akiri el ĝi. Estas diversaj specoj de energio – mekanika, varmspeca, elektra, magnetisma, kemia kaj nuklea. La varmenergio estas tial grava por la homoa vivo, ĉar ĝi estas neevitebla energia speco dum eluzado de energiaj provizoj konservitaj kemiaj kaj nukleaj brulaĵoj kaj hejtmaterialoj. Multon da varmenergio, aŭ koncize de la varmo oni mezuras per unuoj de laboro – “joule”-oj (legu: ĵul), kaj mezuris per specialoj porvarmaj unuoj – kalorioj. Ambaŭ unuoj estis ekvivalentaj kaj unuj la aliajn anstataŭigeblaj. Unu kalorio (cal) estas la varmo necesa por varmigo de unu gramo (1g) da akvo de 14,5 oC al 15,5 oC. (Frue por teknika praktiko pli taŭgis unuoj pli grandaj:

$$1 \text{ kcal} = 103 \text{ cal}$$

$$1 \text{ Mcal} = 10^6 \text{ cal} = \text{kcal}$$

$$1 \text{ Gcal} = 10^9 \text{ cal} = 10^6 \text{kcal} = 10^3 \text{Mcal}$$

Oni transkondukas unuoj de varmo en unuoj de laboro kaj male laŭ sekvaj ekvacioj:

$$1 \text{ kcal} = 4186 \text{ J}$$

$$1 \text{ cal} = 4186 \text{ J} = 4.186 \cdot 10^7 \text{ erg} = 4,186 \text{ J}$$

$$1 \text{ J} = 0,2389 \text{ cal}$$

$$1 \text{ kWh} = 3600 \text{ kJ} = 860 \text{ kcal}$$

$$(1 \text{ kpm} = 9.8 \text{ J} = 2724 \cdot 10^{-6} \text{ kWh})$$

Specifa varmo

La multo da varmo bezonata por plivarmigi 1 kg da iu materio je 1 °C estas la specifa varmo [J/kg.deg] aŭ [kcal/kg.deg].

La specifaj varmoj de solidaj, likvaj kaj gasaj materioj havas en termodinamiko grandan signifon. Oni bezonas ilin koni kaj perfekte scii pri iliaj ecoj precipe por konstruado de ĉiuj varmeluzantaj maŝinoj kaj ekipaĵoj. La specifaj varmoj de diversaj materioj estas diferencaj. La specifa varmo de la sama materio aliiĝas laŭ la aliiĝo de ties temperaturo. Ankaŭ la agregaĵo de materio influas la valoron de la specifa varmo. Ĉiu materio havas la plej grandan specifan varmon en sia likva agregaĵo.

La specifa varmo dependas ĝenerale ankaŭ de kondiĉoj dum kiuj la materioj plivarmiĝas aŭ plimalvarmiĝas. Tiaj procezoj realiĝas nur kiam aliiĝas la temperaturo. La multebleca kaj samtempa aliiĝo de premo kaj de volumeno havas du ekstremajn kaj teorie gravajn eblecojn:

1) $p = \text{konst}$

Kiam estas la premo konstanta, aliiĝas laŭ la temperaturo nur la volumeno kaj la specifa varmo estas signata c_p . Oni nomigas ĝin – la specifa varmo dum la konstanta premo.

2) $v = \text{konst}$

Kiam estas la volumeno konstanta, aliiĝas laŭ la temperaturo nur la premo kaj la specifa varmo estas signata c_v . Oni nomigas ĝin – la specifa varmo dum la konstanta volumeno.

La solidaj kaj likvaj materioj havas la diferencon inter ambaŭ specifaj varmoj tiel neremarkindan, ke oni povas ĝin neglekti.

La specifa varmo de ĉiuj materioj dependas de la temperaturo. Plejparte en unuopaj agregaĵoj de materio, ĝi kreskas laŭ la kreskanta temperaturo. Nur por la ideala gaso oni supozas, ke la specifa varmo ne aliiĝas kaj ke ĝi restas en plena temperaturo disetendo konstanta.

Por praktikaj kalkulaĵoj oni uzas mezan specifan varmon por certa temperaturo disetendo. La meza specifa varmo estas mezvalora multo da varmo, kiun oni bezonas por la plivarmigo de 1 kg da certa materio je 1 °C en certa temperaturo disetendo.

La solidaj kaj likvaj materioj havas la diferencon inter ambaŭ specifaj varmoj tiel neremarkindan, ke oni povas ĝin neglekti.

La specifa varmo de ĉiuj materioj dependas de la temperaturo. Plejparte en unuopaj agregaĵoj de materio, ĝi kreskas laŭ la kreskanta temperaturo. Nur por la ideala gaso oni supozas, ke la specifa varmo ne aliiĝas kaj ke ĝi restas en plena temperaturo disetendo konstanta.

Por praktikaj kalkulaĵoj oni uzas mezan specifan varmon por certa temperaturo disetendo. La meza specifa varmo estas mezvalora multo da varmo, kiun oni bezonas por la plivarmigo de 1 kg da certa materio je 1 °C en certa temperaturo disetendo

(31)

$$[c]_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{m} \frac{Q}{t_2 - t_1}$$

Q – la tuta multo da varmo por la varmigo de m kg da materio [kJ] t_1 – la komenca temperaturo [°C] t_2 – la fina temperaturo [°C]; la temperaturdiferenco: $t_2 - t_1$ [deg] m – la maso de korpo, de likvaĵo aŭ de gaso [kg]

Oni povas ĉi tiun ekvacion skribi ankaŭ en sekva formo:

(31a)

$$c_{mez} = \frac{1}{m} \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

c_{mez} – la meza specifa varmo [kJ/kg] ΔQ – la varmo necesa por la plivarmigo je Δt [kJ] Δt – la diferenco de komenca kaj fina temperaturoj [deg]

El la ekvacio (31a) oni povas derivi la momentan specifan varmon de materio supozante la aliĝon de temperaturo por $\lim \Delta t = 0$:

(31b)

$$c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dt}$$

Ĉi tio estas la specifa varmo por la temperaturo t . La specifa varmo dependas de la temperaturo. Ĉi tiu dependeco estas sufiĉe malsimpla. Oni povas ĝin esprimi pere de la sekva ekvacio:

(32)

$$a + bt + dt^2 + \dots$$

La koeficientoj a , b , d kaj la pluaj estas difinitaj pereksperimente. Ili estas por ĉiuj materio aliaj.

Reen oni povas elkalkuli la mezajn specifan varmon el la ekvacio (32) jene:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} c dt = m [c]_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1)$$

$$[c]_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} c dt$$

$$[c]_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (a + bt + dt^2) dt$$

Post la integrado estas:

$$[c]_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{t_2 - t_1} \left[a(t_2 - t_1) + b \left(\frac{t_2^2 - t_1^2}{2} \right) + d \left(\frac{t_2^3 - t_1^3}{3} \right) \right]$$

(33)

$$[c]_{t_1}^{t_2} = a + b \frac{t_2 + t_1}{2} + d \frac{t_2^2 + t_1 t_2 + t_1^2}{3}$$

Por duatomaj gasoj sufiĉas lineara dependeco, la trian termon oni povas neglekti. Tial sufiĉas:

(33a)

$$[c]_{t_1}^{t_2} = a + b \frac{t_2 + t_1}{2}$$

Kiam la valoroj por ekvacioj estas indikitaj en tabuloj por la temperatura disetendo de 0 oC ĝis t oC, la ekvacioj plisimpliĝas jene:

(34)

$$[c]_0^t = a + \frac{b}{2}t + \frac{d}{3}t^2$$

kaj por duatomaj gasoj:

$$[c]_0^t = a + \frac{b}{2}t$$

La specifaj varmoj de gasoj estas du:

1) La specifa varmo dum konstanta volumeno

La volumeno de gaso ne aliĝas. Aliĝantaj estas nur la temperaturo kaj la premo.

(35)

$$V = konst$$

$$c_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)_v$$

La tuta varmo ŝanĝiĝas en la kresko de la ena energio de gaso.

2) La specifa varmo dum konstanta premo

La premo de gaso ne aliĝas. Aliĝantaj estas nur la temperaturo kaj la volumeno. Kun la kreskanta temperaturo kreskas la ena energio de gaso, sed ankaŭ estas samtempe realigata laboro, ĉar la volumeno de gaso pligrandiĝas.

(36)

$$p = konst$$

$$c_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p$$

Kiam oni realigus samtempe du plivarmigoj de gaso dum la samaj komencaj kondiĉoj kaj en la sama temperaturo distenado, tiam bezonus la plivarmigo de gaso dum la konstanta premo pli multe da varmo ol la plivarmigo dum la konstanta volumeno. La diferenco estus ekvivalenta per la pligrandiĝo de volumeno. Tial estas

$$c_p > c_v$$

Ena energio

La ena energio estas la sumo de ĉiuj energioj en iu certa sistemo. Oni signas ĝin per la litero U (J), aŭ kiam oni konsideras la enan energion nur de unu masa unuo per la litero u (J/kg); tio estas de la maso de 1 kg. La ena energio estas la stata funkcio, kaj tial ĝi dependas nur de certaj stataj grandoj kaj ne de la maniero, per kiu ĝi sian staton atingis. Oni ne indikas ĝian absolutan valoron, sed nur helpe de la multo da energio, kiun oni aldonis al materio ekde la elektita komenca stato. Oni kutime elektas la temperaturon 0°C kiel la ekan aŭ komencan punkton. Por la ena energio validas la sekva rilato:

(37a)

$$\Delta q = c_v \Delta T$$

en limvaloro stas:

(37b)

$$\Delta q = c_v \Delta T = du$$

Q – la varmo necesa por la varmigo de 1 kg da gaso maso, J/kg

u – la ena energio de 1 kg da gasa maso

por m kg da gaso:

$$dQ = mc_v dT = dU$$

$Q = mq$ – la tuta varmo necesa por la varmigo de m kg da gaso maso [J/kg]

U – la ena energio de m kg da gasa maso

Post la integrado ekestas:

(37a)

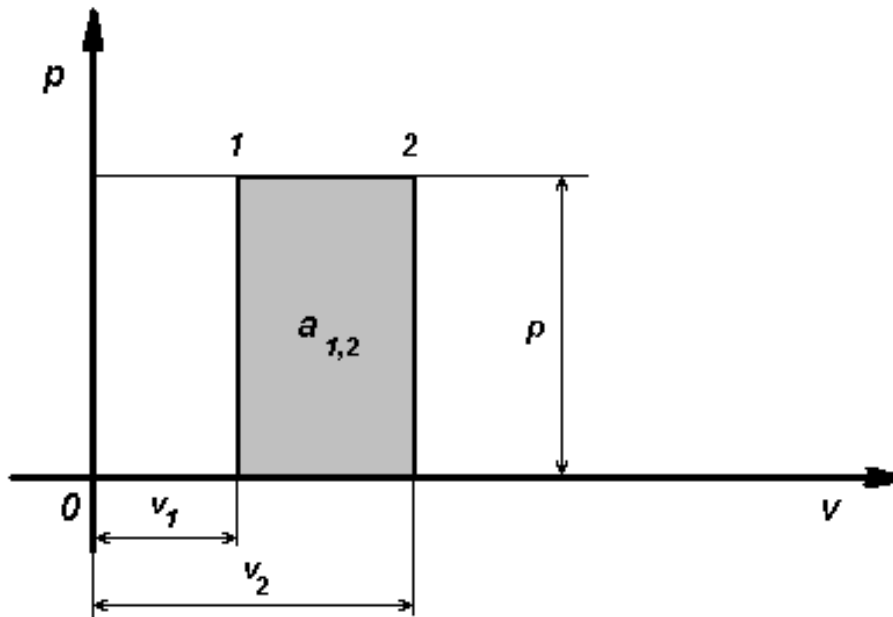
$$u_2 - u_1 = mc_v dT = dU$$

La volumena laboro de gaso

Kiam oni aldonas la varmon al la gaso dum la konstanta premo, la ena energio de gaso plialtiĝas proporcie kun la diferenco de komenca kaj fina temperaturoj kaj samtempe la gaso efektivas volumenan laboron.

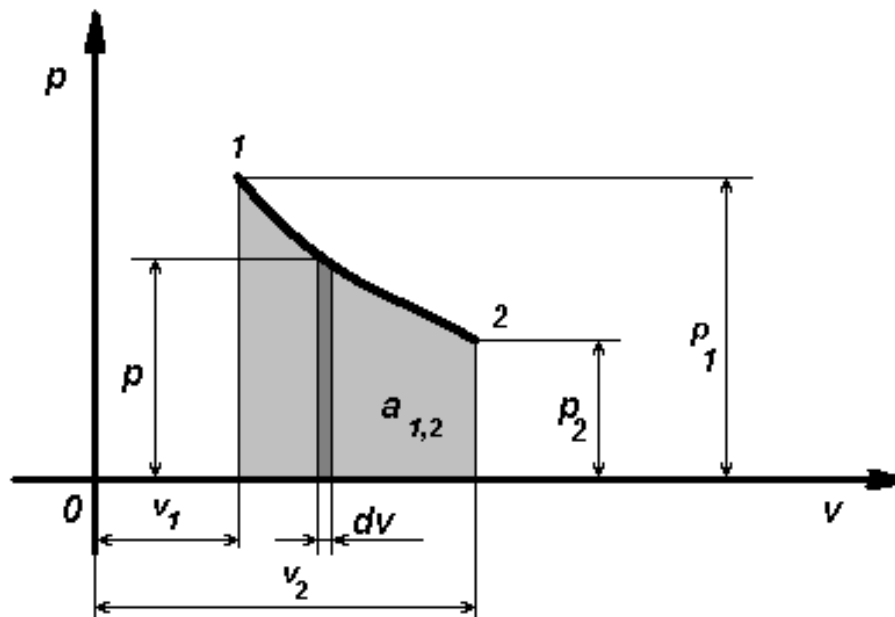
La p-v diagramo montras volumenan laboron de gaso dum konstanta premo kiel la areon $a_{1,2}$.

$$p = konst$$



Kiam la premo ne estas konstanta, la areo $a_{1,2}$ havas la formon difinitan laŭ la kurbo inter la punktoj 1-2. Ĝi prezentas la volumenan laboron de gaso.

$$p \neq konst$$



Por 1 kg da gaso validas la sekva ekvacio:

38a

$$da = p dv$$

kaj por la tuta intervalo inter la punktoj 1-2:

(38b)

$$a_{1,2} = \int_1^2 p dv$$

Kiam estas la premo konstanta la ekvacio plisimpliĝas jene:

(38c)

$$p = konst$$

$$a_{1,2} = \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1)$$

La areo $a_{1,2}$ en la p - v diagramo signifas la volumenan laboron efektivigitan de 1 kg da gaso. La laboro estas duspeca:

- 1) $dv > 0$ - la laboro estas pozitiva; oni gajnas la laboron, la gaso ekspanzias; la ekspansio
- 2) $dv < 0$ - la laboro estas negativa; oni aldonas la laboron, la gaso kompremiĝas aŭ estas kunpremita; la kunpremito

La volumena laboro laboro efektiviĝas dum la volumenaliĝo de materioj. La gasoj tre aliĝas sian volumenon eĉ post malgrandaj temperaturaj kaj premaj diferencoj. Konstruante varmenergiajn maŝinojn oni eluzas ĉi tiun econ de la gasoj.

La rilatoj inter la specifaj varmoj c_v kaj c_p

komparante du multojn da varmo, kiujn oni devas aldoni al 1 kg da gaso por la plivarmigo en la sama temperaturdiferenco dT dum la konstanta premo ($p=\text{konst}$) kaj dum la konstanta volumeno ($v=\text{konst}$), oni vidas, ke la varmo dq_p (dum la konstanta premo) estas pli granda je la varmmulto ekvivalenta al la volumena laboro.

Kiam estas $v = \text{konst}$, tiam estas:

(37a)

$$dq_v = c_v dT = du$$

Kiam estas $p = \text{konst}$, tiam estas:

(39a)

$$dq_p = c_v dT + a = c_p dT$$

Anstataŭante en la ekvacio (39a) oni ricevas ĉi tiun formon:

$$c_v dT + pdv = c_p dT$$

Por pdv oni povas el la diferenciigita stata ekvacio $pdv + vdp = r dT$, kiam estas $p = \text{konst}$, $dp = 0$ anstataŭigi

$$pdv = r dT$$

Tiel oni ricevas:

(39b)

$$c_v dT + r dT = c_p dT$$

Post plisimligo per dT la rezulto estas:

(40)

$$c_v + r = c_p$$

aŭ

$$c_p - c_v = r$$

Ĉi tio estas la ekvacio de Mayer, kiu esprimas:

La specifa varmo dum la konstanta premo c_p estas pli granda ol la specifa varmo dum la konstanta volumeno c_v diference de la valoro de la gasa konstanto r .

Anstataŭinte laŭ (26)

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

en la ekvacio (40) ekestas:

$$c_p - c_v = \frac{R}{M} = \frac{8314}{M}$$

kaj post la multipliko per M estas:

$$M c_p - c M_v = R = 8314$$

(41)

$$c_p - c_v = R$$

$C_p = M c_p$ – la grammolekula (mola) specifa varmo dum la konstanta premo, kJ/kmol.deg

$C_v = M c_v$ – la grammolekula (mola) specifa varmo dum la konstanta volumeno [kJ/kmol.deg]

M – la mola maso [kg/kmol]

La ekvacio (41) konstatas, ke la diferenco inter grammolekulaj varmoj (C_p , C_v) estas por ĉiuj gazoj la sama kaj egalvalora kun la universala gasa konstanto ($R = 8314$ kJ/kmol.deg). La kvociento de specifaj varmoj C_p/C_v estas por ĉiuj gazoj havantaj la saman nombron da atomoj en molekulo egala. Por la ideala gaso oni signas ĝin:

(42)

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

Ĝi estas nomata la konstanto de Poisson. Ĝi havas la sekvajn valorojn:

$\kappa = 1.67$ – por unuatomaj gasoj

$\kappa = 1.47$ – por duatomaj gasoj

$\kappa = 1.30$ – por triatomaj gasoj

(κ estas ĉi tie la greka “kappa”)

Oni devas ĉiam konscii, ke la valoro de κ por realaj gasoj ne estas konstanta, sed la funkcio de la temperaturo, ĉar ĝi dependas de C_v – specifa varmo dum la konstanta volumeno.

$$c_v = a + bt$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + r}{c_v} = 1 + \frac{r}{c_v}$$

(43)

$$\kappa = 1 + \frac{r}{a + bt}$$

Sed samtempe oni devas rimarkigi, ke eĉ r havas en ekvacioj por tre altaj premoj kaj tre malaltaj temperaturoj korektigojn, kiuj rilatas al la temperaturo. El la ekvacioj (40) kaj (42) ekestas ankoraŭ ĉi tiuj du rilatoj, kiuj estas gravaj por teknikaj kalkuladoj:

(44)

$$\frac{c_p}{r} = \frac{\kappa}{\kappa - 1}$$

(45)

$$\frac{c_v}{r} = \frac{1}{\kappa - 1}$$

Termodinamiko

La scienca faka instruo pritraktanta la aliiĝojn kaj ŝanĝojn de diversaj energispecoj en la varmenegion kaj reen, same kiel aperiaĵojn kunligitajn kaj interrilatantajn al ĉi tiuj procezoj, estas nomata termodinamiko. Ĝi apogas sin sur du fundamentaj teoremoj:

- 1) Sur la unua termodinamika teoremo, kiu metas egalsignon inter la laboro kaj la varmo
- 2) Sur la dua termodinamika teoremo, kiu pritraktas kondiĉojn, dum kiuj la varmo ŝanĝiĝas en aliajn specojn de energio.

Daŭrigo: Termodinamiko2

Artikolaj fontoj kaj kontribuantoj

Termodinamiko/Leciono 1 *Fonto:* <http://eo.wikibooks.org/w/index.php?oldid=12079> *Kontribuantoj:* Aleksandro, Kajaao, 6 Anonimaj redaktaj

Bildaj fontoj, licencoj kaj kontribuantoj

Dosiero:Stata_aliigo1.GIF *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Stata_aliigo1.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro

dosiero:Pv_realaj_gazoj.GIF *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Pv_realaj_gazoj.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro

dosiero:Pv_pkonst.GIF *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Pv_pkonst.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro

dosiero:Pv_pnkonst.GIF *Fonto:* http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Pv_pnkonst.GIF *Permesilo:* nekonata *Kontribuantoj:* Aleksandro

Permesilo

Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported
[//creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/](http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/)