

Układ jednostek miar SI

Wielkości i jednostki podstawowe			
Wielkość fizyczna	Symbol	Jednostka	
Długość	l	[m]	metr
Czas	t	[s]	sekunda
Masa	m,M	[kg]	kilogram
Temperatura termodynamiczna (temperatura bezwzględna)	T	[K]	kelwin
Natężenie prądu elektrycznego	i,I	[A]	amper
Ilość materii (liczność materii)	n	[mol]	mol
Światłość	i,I	[cd]	kandela
Wielkości i jednostki uzupełniające			
Kąt płaski	α, β, γ	[rad]	radian
Kąt bryłowy		[sr]	steradian

Przedrostki

Przedrostek	Symbol	Wartość
tera	T	$10^{12}=1\ 000\ 000\ 000\ 000$
giga	G	$10^9=1\ 000\ 000\ 000$
mega	M	$10^6=1\ 000\ 000$
kilo	k	$10^3=1000$
hekto	h	$10^2=100$
deka	da	$10^1=10$
decy	d	$10^{-1}=0,1$
centy	c	$10^{-2}=0,01$
mili	m	$10^{-3}=0,001$
mikro	μ	$10^{-6}=0,000\ 001$
nano	n	$10^{-9}=0,000\ 000\ 001$
piko	p	$10^{-12}=0,000\ 000\ 000\ 001$

Wielkości i jednostki pochodne

Wielkość	Symbol	Wzór/zależność	Jednostka	Związek jednostek
Droga	s		[m]	
Wysokość	h,H		[m]	
Prędkość liniowa	v	$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad v = \frac{s}{t}$	[m/s]	
Prędkość względna	w		[m/s]	
Prędkość bezwzględna	c	$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u}$	[m/s]	
Prędkość unoszenia	u		[m/s]	
Przyspieszenie liniowe	a	$a = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad a = \frac{\Delta v}{t}$	[m/s ²]	
Prędkość kątowa	ω	$\omega = \frac{\alpha}{t} \quad v = \omega \cdot R$	[rad/s]=[1/s]	
Pole powierzchni	S,A		[m ²]	
Objętość	V		[m ³]	
Natężenie przepływu (objętościowe)	Q	$Q = \frac{V}{t} \quad Q = A \cdot w$	[m ³ /s]	
Masowe natężenie przepływu	Q _m	$Q_m = \frac{m}{t} \quad Q_m = \rho \cdot A \cdot w$	[kg/s]	
Gęstość	ρ	$\rho = \frac{m}{V}$	[kg/m ³]	
Ciężar	Q	$Q = m \cdot g$	[N]	[N]=[kg·m/s ²]
Ciężar właściwy	γ	$\gamma = \frac{Q}{V} \quad \lambda = \rho \cdot g$	[N/m ³]	
Siła	F		[N]	[N]=[kg·m/s ²]
Opór czołowy	F _x		[N]	[N]=[kg·m/s ²]
Siła nośna	F _z		[N]	[N]=[kg·m/s ²]
Ciśnienie	p	$p = \frac{F}{A}$	[Pa]	[Pa]=[N/m ²]=[kg/m·s ²]
Moment siły (moment obrotowy)	M	$\vec{M} = \vec{F} \times \vec{R}$	[N·m]	

Alfabet grecki

alfa	α	A	epsilon	ε	E	jota	ι	I	ni	ν	N	ro	ρ	P	fi	φ	Φ
beta	β	B	dzeta	ζ	Z	kappa	κ	K	ksi	ξ	Ξ	sigma	σ	Σ	chi	χ	X
gamma	γ	Γ	eta	η	H	lambda	λ	Λ	omikron	ο	O	tau	τ	T	psi	ψ	Ψ
delta	δ	Δ	theta	θ, ϑ	Θ	mi	μ	M	pi	π	Π	ypsilon	υ	Υ	omega	ω	Ω

Gaz i jego parametry

Termodynamika zajmuje się przemianami energetycznymi, a w szczególności zamianą ciepła w pracę. Z wszystkich stanów skupienia materii tylko gaz (i para) posiadają własności, które pozwalają na zamianę ciepła w pracę w skali przemysłowej. Gaz różni się od pozostałych stanów skupienia tym, że cząstki gazu nie są związane ze sobą siłami przyciągania międzycząsteczkowego. Oznacza to, że objętość gazu nie musi zależeć od jego ilości, czyli gaz całkowicie wypełnia naczynie, w którym się znajduje. Zamiana ciepła w pracę będzie w związku z tym polegała na zmianie objętości gazu wywołanej wymianą ciepła. Zmiana objętości gazu będzie możliwa wówczas, gdy będzie możliwy ruch ścianki naczynia, w którym gaz się znajduje. Ruch ścianki jest wykonaniem pracy. W zakresie niezbyt wysokich ciśnień (do kilku [MPa]) i średnich temperatur (nie zachodzi skraplanie gazu lub jego jonizacja) gaz może być traktowany jako gaz doskonały. Gazem doskonałym nazywamy gaz spełniający następujące warunki:

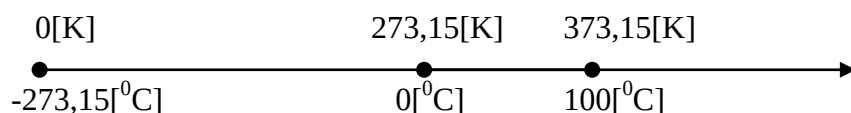
- cząstki gazu zachowują się jako doskonale sprężyste punkty materialne
- wymiana energii między cząstkami gazu zachodzi w wyniku zderzeń doskonale sprężystych
- ciepło (energia wewnętrzna) gazu jest energią kinetyczną cząstek gazu (kinetyczno-molekularna teoria ciepła)
- energia kinetyczna cząstek gazu jest równomiernie rozłożona między wszystkie stopnie swobody (zasada ekwipartycji energii)
- temperatura jest miarą średniej energii kinetycznej cząstek gazu
- ciepło właściwe gazu (stosunek ilości ciepła do zmiany temperatury) jest stałe.

Trzy ostatnie warunki są konsekwencją kinetyczno-molekularnej teorii ciepła.

Podstawowymi parametrami gazu są:

- temperatura termodynamiczna
- ciśnienie
- objętość

Ponieważ temperatura jest miarą średniej energii kinetycznej cząstek gazu, to temperatura termodynamiczna równa zero oznacza brak ruchu cząstek gazu. Oznacza to, że tak zdefiniowana temperatura termodynamiczna jest miarą bezwzględną (zero nie zależy od przyjętego układu jednostek miar). Miara temperatury termodynamicznej jest kelwin [K]. Temperatura mierzona w [°C] jest miarą względną. Skale temperatur bezwzględnej [K] i względnej [°C] są przesunięte o 273,15 jednostki



Najczęściej przyjmuje się następujący sposób oznaczania temperatury:

- temperatura bezwzględna [K] T
- temperatura względna [$^{\circ}\text{C}$] t

Miedzy temperatura względną i bezwzględną zachodzi związek

$$T[\text{K}] = t[^{\circ}\text{C}] + 273,15$$

$$t[^{\circ}\text{C}] = T[\text{K}] - 273,15$$

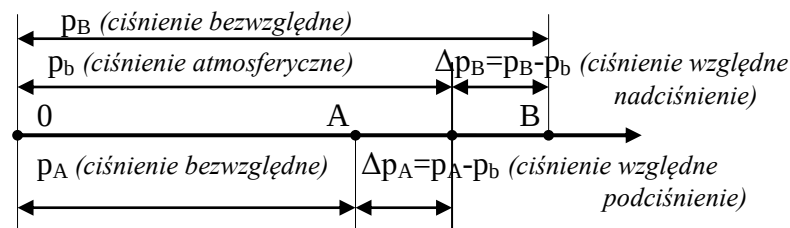
Różnice temperatur w obu skalach są sobie równe

$$\Delta T[\text{K}] = \Delta t[^{\circ}\text{C}]$$

$$\Delta T[\text{K}] = T_2[\text{K}] - T_1[\text{K}] = (t_2[^{\circ}\text{C}] + 273,15) - (t_1[^{\circ}\text{C}] + 273,15) = t_2[^{\circ}\text{C}] - t_1[^{\circ}\text{C}] = \Delta t[^{\circ}\text{C}]$$

Jednostką różnicy temperatur jest deg [deg]. W obliczeniach na jednostkach [deg] może być dodawany/odejmowany do/od [K] lub [$^{\circ}\text{C}$] i mnożony/dzielony z [K].

Ciśnienie oznaczamy symbolem p i mierzymy w paskalach [Pa]. Próżnia (brak atmosfery) jest zerem bezwzględnym dla ciśnienia. Ciśnienie bezwzględne jest to ciśnienie mierzone względem próżni. Każdy inny pomiar ciśnienia jest pomiarem względem atmosfery, czyli jest pomiarem względnym. Ciśnienie względne jest to różnica ciśnienia bezwzględnego gazu i ciśnienia atmosferycznego (pomiar ciśnienia wykonywany jest w atmosferze ziemskiej). Jeśli różnica ma wartość dodatnią (ciśnienie gazu większe od ciśnienia atmosferycznego), to ciśnienie względne nazywamy nadciśnieniem, a jeśli różnica ma wartość ujemną (ciśnienie gazu mniejsze od ciśnienia atmosferycznego), to ciśnienie względne nazywamy podciśnieniem. Graficzną interpretację ciśnienia względnego i bezwzględnego przedstawia rysunek



Ciśnienie atmosferyczne nie ma wartości stałej. Przybliżona wartość ciśnienia atmosferycznego na poziomie morza wynosi $p_b = 1000 \text{ [hPa]} = 100 \text{ [kPa]} = 0,1 \text{ [MPa]}$.

Ciśnienie atmosferyczne określa jednocześnie maksymalną wartość podciśnienia, które nie może być wyższe, niż ciśnienie atmosferyczne.

Parametrami gazu są temperatura bezwzględna i ciśnienie bezwzględne.

Objętość gazu może być wyrażona jako objętość całkowita $V[\text{m}^3]$ lub objętość jednostkowa, czyli objętość jednostki ([kg] lub [mol]) ilości gazu. Objętość gazu odniesiona do masy [kg] nazywana jest objętością właściwą $v[\text{m}^3/\text{kg}]$, a objętość odniesiona do ilości materii objętością molową $V_n[\text{m}^3/\text{kmol}]$. W termodynamice technicznej podstawową miarą ilości gazu jest masa.

Pozostałymi parametrami gazu, które szczegółowo będą omówione w kolejnych rozdziałach są:

- energia wewnętrzna U [kJ]
- entalpia I [kJ]
- entropia S [kJ/K]

Energia wewnętrzna, entalpia i entropia mogą być wyrażane jako parametry jednostkowe:

- energia wewnętrzna (właściwa) u [kJ/kg]
- entalpia (właściwa) i [kJ/kg]
- entropia (właściwa) s [kJ/kg•K]

W jednostkach złożonych zamiast [K] może być stosowany [deg], czyli $[kJ/K] = [kJ/deg]$. Parametr gazu opisuje stan gazu. Opis stanu gazu sprowadza się do podania liczbowych wartości jego parametrów. Do jednoznacznego opisu stanu gazu wystarczy podanie trzech dowolnych parametrów stanu gazu. Równanie stanu gazu doskonałego określa związek między ciśnieniem, objętością i temperaturą gazu, co pozwala na zmniejszenie do dwóch liczbę parametrów jednoznacznie określających stan gazu.

Parametry gazu doskonałego nie mogą się zmieniać w dowolny sposób. Zmiana jednego z parametrów gazu pociąga za sobą zmianę pozostałych parametrów. Między podstawowymi parametrami gazu zachodzą następujące związki:

- dla $T = \text{const}$ $p \uparrow \rightarrow V \downarrow$
- dla $p = \text{const}$ $T \uparrow \rightarrow V \uparrow$
- dla $V = \text{const}$ $T \uparrow \rightarrow p \uparrow$

Daje to następujący związek podstawowych parametrów

$$\frac{p \cdot V}{T} = \text{const}$$

Uwzględniając ilość gazu otrzymujemy

$$\frac{p \cdot V}{T} = m \cdot R$$

Równanie stanu gazu doskonałego nazywane równaniem Clapeyrona podawane jest w następujących postaciach

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T$$

$$p \cdot v = R \cdot T$$

$$p \cdot V = n \cdot R_m \cdot T$$

gdzie R – stała gazowa (charakterystyczna) $\left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$

$$R_m \text{ – uniwersalna stała gazowa } R_m = 8,31 \left[\frac{kJ}{kmol \cdot K} \right]$$

Stałe gazowe łączy związek

$$R = \frac{R_m}{\mu}$$

gdzie μ – masa cząsteczkowa $\left(\mu = \frac{m}{n} \left[\frac{kg}{kmol} \right] \text{ lub } \left[\frac{g}{mol} \right] \right)$

Z równania stanu gazu doskonałego można wydedukować prawo Avogadra. W jednakowych objętościach dowolnych gazów przy tych samych ciśnieniach i temperaturach znajdują się jednakowe ilości cząstek. Ilość cząstek tworzących 1[kmol] gazu określa liczba Avogadra

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{26} \left[\frac{1}{kmol} \right]$$

Podzielenie stałej uniwersalnej gazowej R_m przez liczbę Avogadra N_A daje stałą Boltzmana

$$k = \frac{R_m}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \left[\frac{J}{K} \right]$$

Stała Boltzmana wiąże energie cząstki z temperaturą, czyli określa ilość energii cząstki, jaka przypada na 1[K].

Dla gazów znajdujących w atmosferze ziemskiej siła wyporu jest porównywalna z ich ciężarem. Dlatego nie można zmierzyć masy gazu metodą ważenia (równowaga siła).

Ponieważ w dane objętości mogą znajdować się różne ilości gazu w zależności od ciśnienia i temperatury gazu, to także nie można zmierzyć masy gazu metoda pomiaru objętości. Aby

pomiar objętości mógł służyć do określenia ilości gazu (masa lub ilość materii), to pomiar objętości musi być dokonywany przy stałym ciśnieniu i stałej temperaturze. W przypadku, gdy określamy ciśnienie i temperaturę gazu objętość określa ilość gazu. W technice przyjęto określać ilość gazu jego objętością w warunkach normalnych, czyli dla

$$t = 0 [^{\circ}\text{C}]$$

$$p = 1013 [\text{hPa}]$$

W warunkach normalnych 1[kmol] gazu zajmuje objętość 22,4[m³].

$$V_n = 22,4 \left[\frac{\text{m}^3}{\text{kmol}} \right]$$

Symbol V_n oznacza, że podana objętości gazu dotyczy objętości gazu w warunkach normalnych.

Mieszaniny gazów

Gazy, w przeciwieństwie do innych stanów skupienia, mają zdolność tworzenia mieszanin w dowolnych proporcjach. Rozpuszczalność cieczy lub ciała stałych jest nieograniczona tylko w nielicznych przypadkach. Oznacza to, że dowolny gaz tworzy jednorodną mieszaninę z dowolną ilością dowolnego innego gazu. Chcąc opisać składniki mieszaniny równaniem stanu gazu doskonałego należy ustalić, które parametry są wspólne dla wszystkich składników mieszaniny, a które parametry mogą mieć różne wartości dla poszczególnych składników mieszaniny

- temperatura; różnice temperatur wyrównują się przy zderzeniach cząstek $\rightarrow T_A = T_B = T_C = \dots$
- objętość; dowolna cząstka dowolnego gazu może się znajdować w dowolnym miejscu $\rightarrow V_{\text{całkowite}} = V_A = V_B = V_C = \dots$
- ciśnienie; zderzenia wszystkich cząstek dają ciśnienie, jakim gaz oddziałuje na ściankę, czyli każdy składnik mieszaniny ma wkład w ciśnienie całkowite $\rightarrow p_{\text{całkowite}} = p_A + p_B + p_C + \dots$

Prawo Daltona

Każdy składnik mieszaniny gazów zachowuje się tak, jakby sam zajmował całą objętość mieszaniny i wywiera ciśnienie zwane ciśnieniem cząstkowym. Suma ciśnień cząstkowych równa jest ciśnieniu całkowitemu mieszaniny gazów.

$$p = \sum_{i=1}^n p_i$$

Skład mieszaniny określa się przy pomocy udziałów masowych składników mieszaniny

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

$$\sum_{i=1}^n g_i = 1$$

Skład mieszaniny może być także określony udziałami objętościowymi w przypadku, gdy znane są hipotetyczne objętości składowe V_i

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

$$\sum_{i=1}^n r_i = 1$$

Udziały objętościowe określają skład mieszaniny wówczas, gdy w objętościach składowych są równe ciśnienia i temperatury. Dla każdego składnika mieszaniny można zapisać równanie stanu gazu

$$p_i \cdot V = m_i \cdot R_i \cdot T$$

Sumując stronami równania stanu gazu wszystkich składników mieszaniny otrzymujemy

$$\sum_{i=1}^n (p_i \cdot V) = \sum_{i=1}^n (m_i \cdot R_i \cdot T)$$

$$p \cdot V = \sum_{i=1}^n (m_i \cdot R_i) \cdot T$$

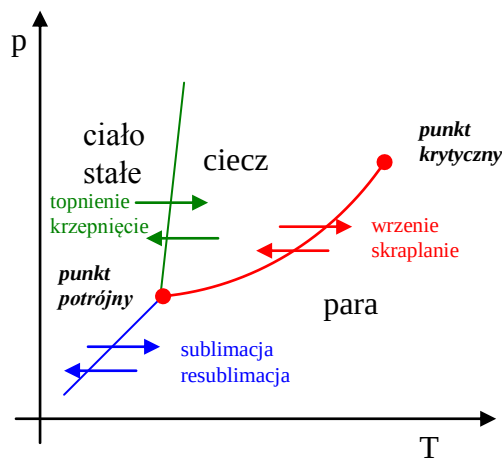
$$p \cdot V = m \cdot R_M \cdot T$$

$$R_M = \frac{\sum_{i=1}^n (m_i \cdot R_i)}{m} = \sum_{i=1}^n (g_i \cdot R_i)$$

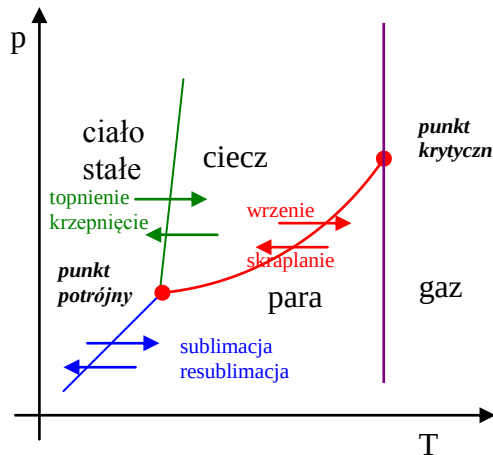
Najważniejszą mieszaniną gazów jest powietrze. Poszczególne składniki powietrza mają następujący wkład do ciśnienia atmosferycznego (1013[hPa]);

- N₂ - 781 [hPa]
- O₂ - 209 [hPa]
- H₂O - 12,8 [hPa]
- Ar - 9,7 [hPa]
- CO₂ - 0,5 [hPa]

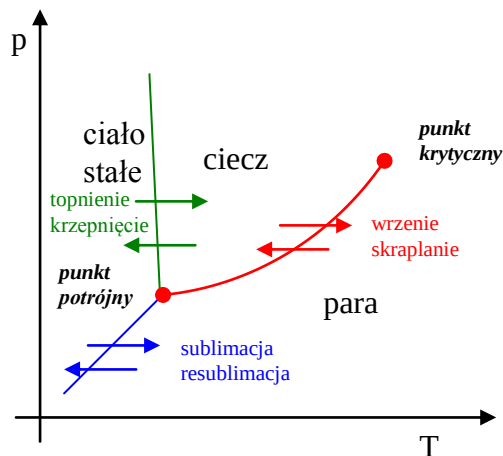
Para wodna (H₂O) jest jedynym składnikiem powietrza, który w zakresie ciśnień i temperatur, jakie występują w atmosferze ziemskiej, może zmienić stan skupienia. Jeśli choć jeden ze składników mieszaniny gazów może w danym zakresie ciśnień i temperatur zmienić stan skupienia, to taka mieszanina gazów nazywana jest gazem wilgotnym, czyli zawierającym parę (nie musi to być para wodna). Powietrze jest najważniejszym gazem wilgotnym. Zmiana stanu skupienia pary zależy od zmiany ciśnienia lub temperatury. Zakresy istnienia poszczególnych stanów skupienia przedstawiane są na wykresie p-T



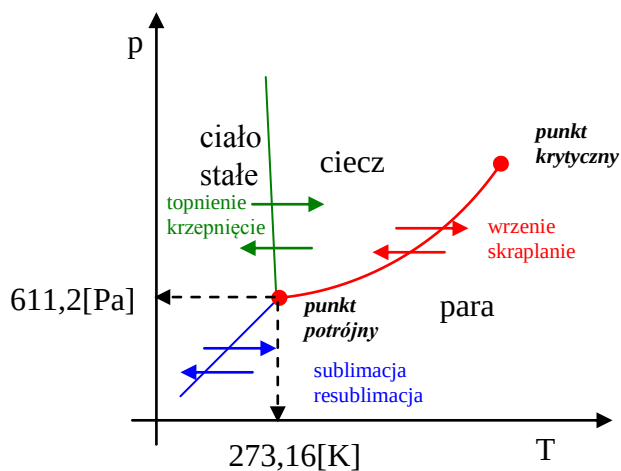
Wykres p-T przedstawiający zakresy występowania poszczególnych stanów skupienia nazywany jest także wykresem punktu potrójnego. Punkt potrójny określa parametry termodynamiczne (p, T), dla których współistnieją wszystkie trzy stany skupienia: ciało stałe, ciecz i para. Punkt krytyczny określa maksymalną temperaturę istnienia cieczy. Izoterma (linia T = const) przechodząca przez punkt krytyczny oddziela dwa stany lotne; parę, którą można skroplić przez sprężenie i gaz, którego nie można skroplić bez obniżenia temperatury.



Dla większości substancji linia topnienie-krzepnięcie jest pochylona od osi ciśnienia. Oznacz to, że ciało stałe ma mniejszą objętość od cieczy, czyli zwiększając ciśnienie ciała stałego nie można go stopić. Dla nielicznych substancji, do których należy woda, objętość ciała stałego (lodu) jest większa od objętości cieczy, czyli zwiększając ciśnienie ciała stałego (lodu) można je stopić. Dla substancji o takiej własności linia topnienie-krzepnięcie jest pochylona do osi ciśnienia.



Punkt potrójny wody jest najważniejszym punktem potrójnym. Temperatura punktu potrójnego wody jest wykorzystana do zdefiniowania jednostki temperatury termodynamicznej kelwina.



Ciśnienie cząstkowe pary w gazie wilgotnym nie może przekroczyć ciśnienia nasycenia. Ciśnienie nasycenia jest to graniczne ciśnienie istnienia pary. Jak widać na wykresie punktu potrójnego wartość ciśnienia nasycenia rośnie wraz z temperaturą (linia czerwona i niebieska). Jeśli w gazie wilgotnym rośnie ciśnienie cząstkowe pary lub spada temperatura gazu, to maleje różnica między ciśnieniem nasycenia, a ciśnieniem cząstkowym pary. Gdy ciśnienie cząstkowe pary zrówna się z ciśnieniem nasycenia w danej temperaturze, to dalszy wzrost ciśnienia cząstkowego jest niemożliwy i następuje skraplanie nadmiaru pary, gdy temperatura jest wyższa od temperatury punktu potrójnego (dla wody $t > 0,01[^\circ\text{C}]$) lub resublimacja nadmiaru pary, gdy temperatura jest niższa od temperatury punktu potrójnego (dla wody $t < 0,01[^\circ\text{C}]$).

Zawartość pary w gazie wilgotnym określamy przy pomocy wilgotności bezwzględnej lub względnej. Wilgotność bezwzględna jest gęstością pary

$$\rho_p = \frac{m_p}{V} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$$

Wilgotność względna jest stosunkiem gęstości pary do gęstości pary nasyconej w danej temperaturze

$$\varphi = \frac{\rho_p}{\rho''}$$

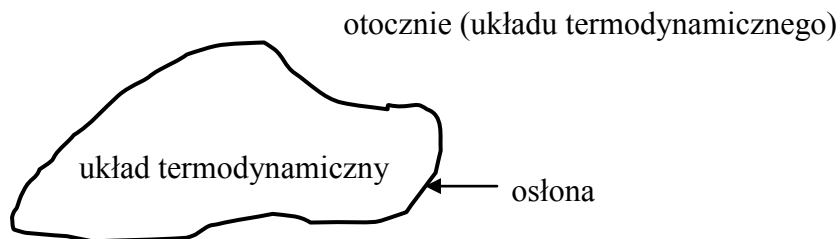
Wilgotność względna można także wyrazić jako stosunek ciśnienia cząstkowego pary do ciśnienia nasycenia w danej temperaturze

$$\varphi = \frac{p_p}{p_n}$$

Do pomiaru wilgotności służą psychrometry lub higrometry. Najczęściej pomiar wilgotności jest pomiarem wilgotności względnej i polega na wyznaczeniu punktu rosy. Punktem rosy nazywamy temperaturę, przy której para zawarta w powietrzu osiągnęłaby ciśnienie nasycenia. Im większa różnica temperatury powietrza i punktu rosy, tym mniejsza wilgotność względna powietrza.

I zasada termodynamiki

I zasada termodynamiki jest zastosowaniem zasady zachowania energii do układu termodynamicznego. Układem termodynamicznym nazywamy część przestrzeni oddzielonej od pozostałej części przestrzeni osłoną.



Rozróżniamy układy termodynamiczne;

- zamknięte – ilość substancji w układzie jest stała (przez osłonę nie przepływa substancja)
- otwarte – ilość substancji w układzie może się zmieniać (przez osłonę przepływa substancja)

Ponadto wyróżniamy układ izolowany (odosobniony), w którym przez osłonę nie przepływa ani substancja, ani energia. Jeśli przez osłonę nie może przepływać substancja i ciepło, a

może być wykonywana praca, to układ nazywamy układem izolowanym cieplnie lub adiabatycznym. Równowaga termodynamiczna jest to taki stan układu termodynamicznego, w którym parametry termodynamiczne w całym układzie nie zmieniają wartości. Jeśli układ został odizolowany od otoczenia, to równowaga termodynamiczna oznacza brak różnic temperatur i ciśnień wewnątrz układu. Stan taki ustala się samorzutnie po pewnym czasie od odizolowania układu. Jeśli układ nie jest izolowany, to równowaga termodynamiczna oznacza stały przepływ substancji lub energii i stałą temperaturę i ciśnienie w danym miejscu układu. I zasada termodynamiki, jako zasada zachowania energii, opisuje przepływ energii przez osłonę. Przepływ energii przez osłonę oznacza zmianę energii układu. Bez przepływu substancji przez osłonę mogą przepływać dwa rodzaje energii:

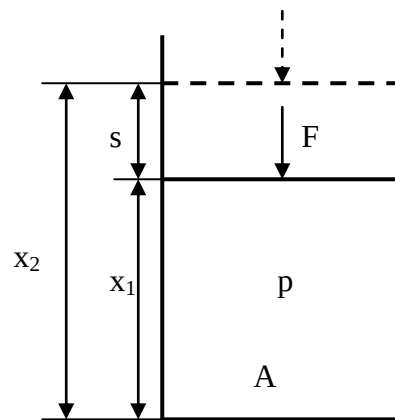
- ciepło – jest to energia wewnętrzna (energia kinetyczna cząstek) przekazywana między otoczeniem, a układem
- praca

Praca, jako iloczyn siły i przesunięcia uzyskanego działaniem siły, jest w termodynamice iloczynem ciśnienia i zmiany objętości.

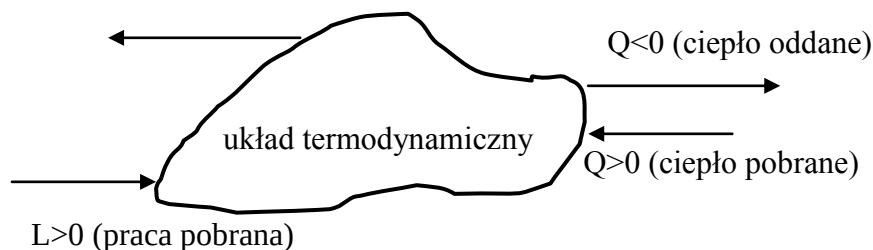
$$L = F \cdot s = p \cdot A \cdot \Delta x = p \cdot (A \cdot x_2 - A \cdot x_1) = p \cdot \Delta V$$

Jeśli objętość gazu maleje, to ΔV jest mniejsza od zera, czyli praca gazu ma wartość ujemną. Jeśli objętość gazu rośnie, to ΔV jest większa od zera, czyli praca gazu ma wartość dodatnią. Praca ujemna oznacza, że ciśnienie otoczenia jest większe niż ciśnienie gazu w układzie i gaz w układzie jest sprężany. Wzrost

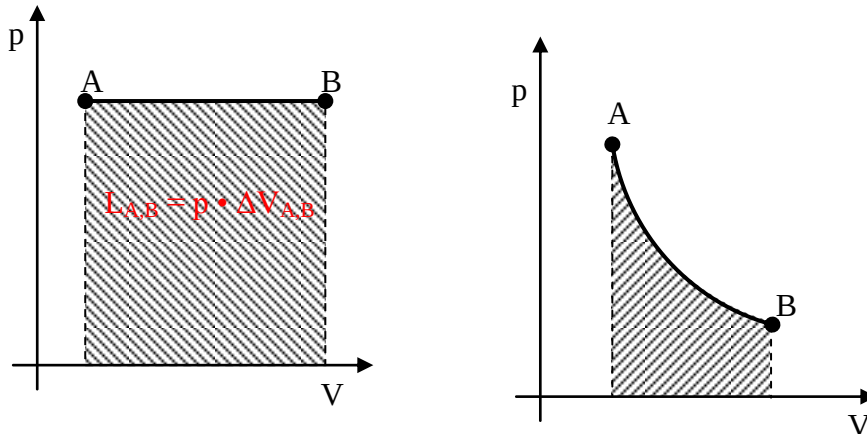
ciśnienia gazu w układzie oznacza, że ujemna praca zwiększa energię gazu w układzie. Analogicznie praca dodatnia zmniejsza energię gazu w układzie. Dostarczenie ciepła do układu jest grzaniem gazu w układzie i zwiększa energię gazu w układzie. Analogicznie pobranie ciepła z układu jest chłodzeniem i zmniejsza energię gazu w układzie.



$L < 0$ (praca oddane/wykonana)

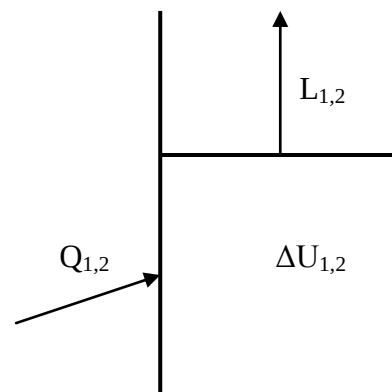


Pracę gazu można przedstawić graficznie w układzie p-V



Interpretacją graficzną pracy jest pole pod krzywą przemiany w układzie p-V.
I zasada termodynamiki dla układu zamkniętego

$$\begin{aligned} Q_{1,2} &= \Delta U_{1,2} + L_{1,2} \\ Q_{1,2} &= \Delta U_{1,2} + p \cdot \Delta V_{1,2} \\ q_{1,2} &= \Delta u_{1,2} + l_{1,2} \\ q_{1,2} &= \Delta u_{1,2} + p \cdot \Delta v_{1,2} \\ \Delta U_{1,2} &= Q_{1,2} + (-L_{1,2}) \\ L_{1,2} &= Q_{1,2} + (-\Delta U_{1,2}) \end{aligned}$$



Ciepło ($Q_{1,2}$) doprowadzone do układu jest częściowo zamieniane na energię wewnętrzną gazu ($\Delta U_{1,2}$), a częściowo zużywane na pracę ($L_{1,2}$) przez gaz wykonaną.

Energię wewnętrzną ($\Delta U_{1,2}$) gazu można zwiększyć przez doprowadzenie do układu ciepła ($Q_{1,2}$) lub przez włożenie w układ pracy ($-L_{1,2}$).

Pracę ($L_{1,2}$) można wykonać przy pomocy ciepła ($Q_{1,2}$) doprowadzonego do układu lub kosztem spadku energii wewnętrznej gazu ($-\Delta U_{1,2}$).

W układzie zamkniętym jedyną energią gazu, jaka może ulec zmianie, jest energia wewnętrzna. Nie uwzględniamy energii, jaka jest związana z ewentualnym pobraniem gazu do układu lub wyprowadzeniem gazu z układu. W układzie otwartym w bilansie energetycznym należy uwzględnić następujące energie związane z przepływem substancji i energii przez osłonę:

- pracę wprowadzenia substancji do układu
- pracę usunięcia substancji z układu
- energię substancji wprowadzanej do układu
- energię substancji usuwanej z układu
- ciepło pobrane przez układ
- pracę wykonaną przez układ
- zmianę energii substancji znajdującej się w układzie.

Substancja wprowadzana lub usuwana z układu posiada energię wewnętrzną i energię ciśnienia. Energia ciśnienia jest równa pracy wprowadzenia lub usunięcia substancji z układu.

Praca wprowadzenia substancji do układu wynosi

$$L_w = p_1 \cdot V_1$$

Wprowadzając substancję do układu zmieniamy objętości od zera do V_1 . Praca usunięcia substancji z układu wynosi

$$L_u = -p_2 \bullet V_2$$

Usuwać substancję z układu zmieniamy objętość od V_2 do zera, czyli

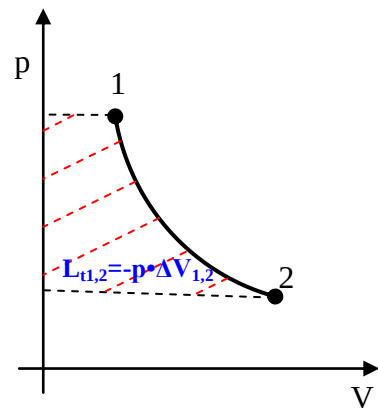
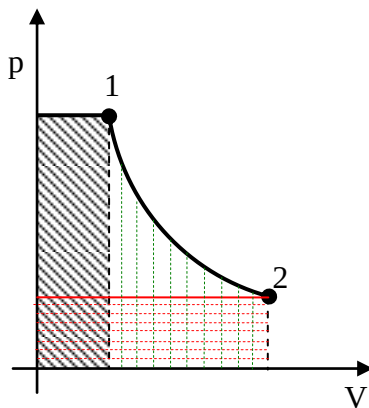
$$\Delta V = 0 - V_2 = -V_2$$

Sumę energii wewnętrznej i energii ciśnienia nazywamy entalpią

$$I = U + p \bullet V \quad [kJ]$$

$$i = u + p \bullet v \quad \left[\frac{kJ}{kg} \right]$$

W wyniku przepływu przez osłonę substancji i energii zmienia się energia wewnętrzna i energia ciśnienia układu, czyli entalpia układu. Praca wykonana podczas tego przepływu jest sumą pracy pobrania substancji, pracy przez układ wykonanej i pracy usunięcia substancji z układu. Sumę tych trzech prac nazywamy pracą techniczną.



$$L_{t1,2} = L_w + L_{1,2} + L_u = p_1 \bullet V_1 + L_{1,2} - p_2 \bullet V_2 = p \bullet \Delta V_{1,2} - \Delta(p \bullet V)_{1,2} = p \bullet \Delta V_{1,2} - (p \bullet \Delta V_{1,2} + V \bullet \Delta p_{1,2})$$

$$L_{t1,2} = -p \bullet \Delta V_{1,2} \quad [kJ]$$

$$l_{t1,2} = -p \bullet \Delta v_{1,2} \quad \left[\frac{kJ}{kg} \right]$$

Interpretacją graficzną pracy technicznej jest pole położone między krzywą przemiany, a osią ciśnienia w układzie p-V.

I zasada termodynamiki dla układu otwartego

$$Q_{1,2} = \Delta I_{1,2} + L_{t1,2}$$

$$Q_{1,2} = \Delta I_{1,2} - V \bullet \Delta p_{1,2}$$

$$q_{1,2} = \Delta i_{1,2} + l_{t1,2}$$

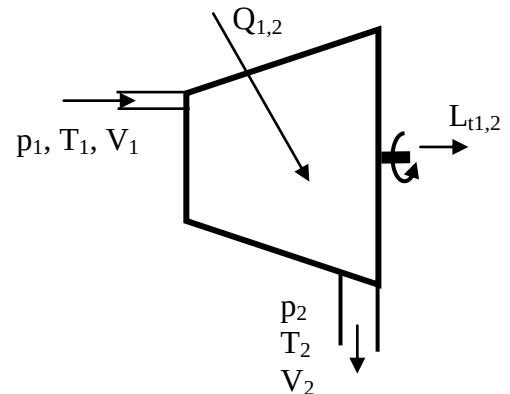
$$q_{1,2} = \Delta i_{1,2} - v \bullet \Delta p_{1,2}$$

Sformułowania I zasady termodynamiki dla układu zamkniętego i dla układu otwartego są równoważne

$$\Delta I_{1,2} + L_{t1,2} = I_2 - I_1 + p_1 \bullet V_1 + L_{1,2} - p_2 \bullet V_2 =$$

$$= U_2 + p_2 \bullet V_2 - (U_1 + p_1 \bullet V_1) + p_1 \bullet V_1 + L_{1,2} - p_2 \bullet V_2 =$$

$$= U_2 - U_1 + L_{1,2} = \Delta U_{1,2} + L_{1,2}$$



Różnica zapisu I zasady termodynamiki dla układu zamkniętego i dla układu otwartego wynika z uwzględnienia energii ciśnienia jako energii układu i pracy wprowadzania i usuwania substancji z układu. Ponieważ praca w układzie zamkniętym i w układzie otwartym nie muszą być sobie równe, to dla danej maszyny konieczne jest określenie, w jakim układzie dana maszyna pracuje. Jeśli maszyna pracuje w układzie zamkniętym, to wykonuje pracę zewnętrzną, a jeśli pracuje w układzie otwartym, to wykonuje pracę techniczną. Teoretycznie maszyny wyporowe powinny pracować w układzie zamkniętym, a maszyny przepływowe powinny pracować w układzie otwartym. Rzeczywistym rozróżnieniem układu zamkniętego i układu otwartego jest przy przepływie substancji przez maszynę entalpia substancji wpływającej i wypływającej z maszyny. W większości wypadków wystarczy porównanie teoretycznego ciśnienia na wlocie i wylocie maszyny. Za ciśnienie teoretyczne uznaje się ciśnienie, jakie występuje na wlocie i wylocie przy pracy bez strat mechanicznych i cieplno-przepływowych. Wszystkie maszyny cieplne wykonują pracę zewnętrzną, ponieważ przy pracy bez strat przy ewentualnym przepływie substancji przez maszynę ciśnienie na wlocie i wylocie jest równe, czyli ewentualny przepływ substancji przez maszynę można zastąpić procesem wymiany ciepła. Sprężarki i silniki pneumatyczne wykonują pracę techniczną, ponieważ bez różnicy ciśnień na wlocie i wylocie praca tych maszyn jest niemożliwa.

Ciepło właściwe

Przepływ ciepła zależy od różnicy temperatur. Ilość wymienianego ciepła jest w związku z tym proporcjonalna do różnicy temperatur, przy której zachodzi wymiana.

$$Q_{1,2} = c \cdot m \cdot \Delta T_{1,2}$$

$$q_{1,2} = c \cdot \Delta T_{1,2}$$

Współczynnik c nazywamy ciepłem właściwym. Jednostką ciepła właściwego jest

$$c = \frac{q_{1,2}}{\Delta T_{1,2}} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right]$$

Jeśli ilość substancji określimy ilością materii otrzymamy

$$Q_{1,2} = c_m \cdot n \cdot \Delta T_{1,2}$$

Współczynnik c_m nazywamy ciepłem molowym. Jednostką ciepła molowego jest

$$c_m = \frac{Q_{1,2}}{n \cdot \Delta T_{1,2}} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \right]$$

Ciepło właściwe zależy od rodzaju gazu i warunków wymiany ciepła. Ciepło molowe zależy tylko o warunków wymiany ciepła. Rozróżniamy następujące charakterystyczne przypadki wymiany ciepła:

- wymiana ciepła przy stałym ciśnieniu ($p=\text{const}$)
- wymiana ciepła przy stałej objętości ($V=\text{const}$)
- wymiana ciepła przy stałej temperaturze ($T=\text{const}$)
- brak wymiany ciepła ($Q=0$)

Wymiana ciepła przy stałej temperaturze oznacza idealne chłodzenie, a brak wymiany ciepła oznacza idealne izolowanie. Przy stałej temperaturze ciepło właściwe wynosi

$$c = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} c = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left(\frac{q_{1,2}}{\Delta T_{1,2}} \right) = \infty$$

Przy braku wymiany ciepła ciepło właściwe wynosi

$$c = \frac{q_{1,2}}{\Delta T_{1,2}} = \frac{0}{\Delta T_{1,2}} = 0$$

Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu oznaczamy symbolem c_p , a przy stałej objętości symbolem c_v . Przy stałej objętości niemożliwe jest wykonanie pracy, czyli całe wymieniane ciepło jest zużywane na zmianę energii wewnętrznej układu

$$q_{1,2} = \Delta u_{1,2} + p \bullet \Delta v_{1,2} = \Delta u_{1,2} + p \bullet 0 = \Delta u_{1,2}$$

$$q_{1,2} = c_v \bullet \Delta T_{1,2}$$

$$\Delta u_{1,2} = c_v \bullet \Delta T_{1,2}$$

$$u = c_v \bullet T$$

Przy stałym ciśnieniu ciepło częściowo jest zużywane na przyrost energii wewnętrznej układu i częściowo na pracę przez układ wykonaną

$$q_{1,2} = \Delta u_{1,2} + l_{1,2} = c_v \bullet \Delta T_{1,2} + p \bullet \Delta v_{1,2}$$

$$q_{1,2} = c_p \bullet \Delta T_{1,2}$$

$$c_p \bullet \Delta T_{1,2} = c_v \bullet \Delta T_{1,2} + p \bullet \Delta v_{1,2}$$

$$c_p - c_v = p \bullet \frac{\Delta v_{1,2}}{\Delta T_{1,2}}$$

Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu jest większe od ciepła właściwego przy stałej objętości. Przy stałym ciśnieniu praca techniczna jest równa zero

$$q_{1,2} = \Delta i_{1,2} - v \bullet \Delta p_{1,2} = \Delta i_{1,2} - v \bullet 0 = \Delta i_{1,2}$$

$$q_{1,2} = c_p \bullet \Delta T_{1,2}$$

$$\Delta i_{1,2} = c_p \bullet \Delta T_{1,2}$$

$$i = c_p \bullet T$$

Korzystając z równania stanu gazu (przy stałym ciśnieniu) otrzymujemy

$$\begin{aligned}
p \bullet v_1 &= R \bullet T_1 \\
p \bullet v_2 &= R \bullet T_2 \\
p \bullet v_2 - p \bullet v_1 &= R \bullet T_2 - R \bullet T_1 \\
p \bullet \Delta v_{1,2} &= R \bullet \Delta T_{1,2} \\
p \bullet \frac{\Delta v_{1,2}}{\Delta T_{1,2}} &= R \\
c_p - c_v &= R
\end{aligned}$$

Dla ciepła molowego otrzymamy analogiczna zależność

$$c_{pm} - c_{vm} = R_m$$

Zgodnie z zasada ekwipartycji energii dostarczane ciepło będzie równomiernie rozkładane na wszystkie stopnie swobody cząstek gazu. Gaz jednoatomowy będzie miał trzy stopnie swobody, gaz dwuatomowy będzie miał pięć stopni swobody, a gazy trzy- i więcej-atomowe będą miały sześć stopni swobody. Na każdy stopień swobody przypada energia $\frac{1}{2} \bullet R$

$$\begin{aligned}
c_v &= \frac{1}{2} \bullet f \bullet R \\
c_p &= \frac{1}{2} \bullet f \bullet R + R = \left(\frac{1}{2} \bullet f + 1 \right) \bullet R
\end{aligned}$$

Stosunek ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu do ciepła właściwego przy stałej objętości będzie zależał wyłącznie od ilości atomów wchodzących w skład cząstki gazu

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\left(\frac{1}{2} \bullet f + 1 \right) \bullet R}{\frac{1}{2} \bullet f \bullet R} = \frac{f + 2}{f} = 1 + \frac{2}{f}$$

Dla gazów jednoatomowych (He, Ne, Ar)

$$\kappa = 1 + \frac{2}{3} = \frac{5}{3} = 1,67$$

Dla gazów dwuatomowych (O₂, N₂, H₂, CO)

$$\kappa = 1 + \frac{2}{5} = \frac{7}{5} = 1,4$$

Dla gazów trzy- i więcej-atomowych (H₂O, CO₂, CH₄, NH₃)

$$\kappa = 1 + \frac{2}{6} = \frac{4}{3} = 1,33$$

Ciepło właściwe (c_p i c_v) można uzależnić od κ

$$\begin{aligned}
\kappa &= 1 + \frac{2}{f} \rightarrow f = \frac{2}{\kappa - 1} \\
c_v &= \frac{1}{2} \bullet f \bullet R = \frac{1}{2} \bullet \frac{2}{\kappa - 1} \bullet R = \frac{1}{\kappa - 1} \bullet R = \frac{1}{\kappa - 1} \bullet \frac{R_m}{\mu} \\
c_p &= \kappa \bullet c_v = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \bullet R = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \bullet \frac{R_m}{\mu}
\end{aligned}$$

Ilość ciepła zamienianego na pracę zależy o ciepła właściwego. Sprawność zamiany ciepła w pracę przy izobarycznym dostarczaniu ciepła wynosi

$$\eta = \frac{l_{1,2}}{q_{1,2}} = \frac{p \cdot \Delta v_{1,2}}{c_p \cdot \Delta T_{1,2}} = \frac{R \cdot \Delta T_{1,2}}{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot R \cdot \Delta T_{1,2}} = \frac{\kappa-1}{\kappa}$$

$$\kappa = \frac{4}{3} \rightarrow \eta = \frac{\frac{4}{3}-1}{\frac{4}{3}} = \frac{1}{4} = 25\%$$

$$\kappa = \frac{7}{5} \rightarrow \eta = \frac{\frac{7}{5}-1}{\frac{7}{5}} = \frac{2}{7} = 28,6\%$$

$$\kappa = \frac{5}{3} \rightarrow \eta = \frac{\frac{5}{3}-1}{\frac{5}{3}} = \frac{2}{5} = 40\%$$

Najważniejszy parametrem termodynamicznym gazu w przemianach energetycznych jest κ . Wzrost wartości κ zwiększa sprawność wytwarzania pracy. Oznacza to, że najlepsze własności termodynamiczne posiadają gazy szlachetne (gazy jednoatomowe). Najgorsze własności termodynamiczne mają para wodna (H_2O) i spaliny ($CO_2 + H_2O$). Drugim ważnym parametrem termodynamicznym gazu związanym z przemianami energii jest wartość ciepła właściwego. Wartość ciepła właściwego zależy od κ i do masy cząsteczkowej μ

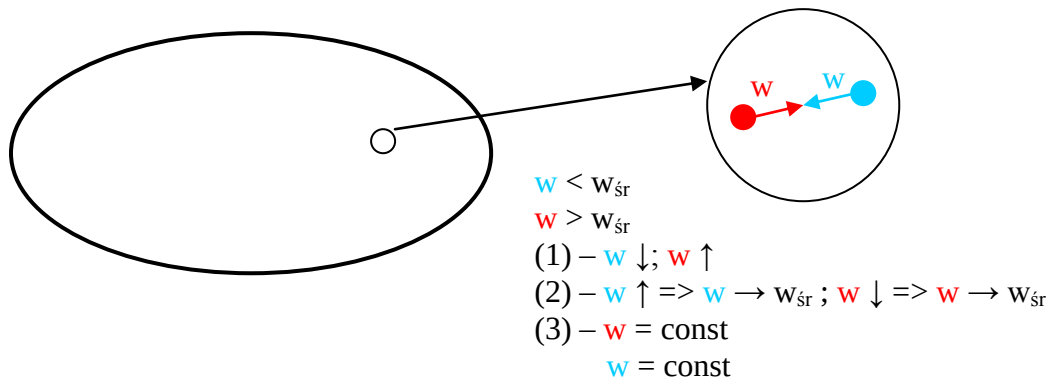
H_2	$\kappa = \frac{7}{5}; \mu = 2 \left[\frac{kg}{kmol} \right]$	$c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 14,5 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$	$c_v = \frac{1}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 10,4 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$
He	$\kappa = \frac{5}{3}; \mu = 4 \left[\frac{kg}{kmol} \right]$	$c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 5,1 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$	$c_p = \frac{1}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 3,1 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$
N_2	$\kappa = \frac{7}{5}; \mu = 28 \left[\frac{kg}{kmol} \right]$	$c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 1,0 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$	$c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 0,74 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$
H_2O	$\kappa = \frac{4}{3}; \mu = 18 \left[\frac{kg}{kmol} \right]$	$c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 1,8 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$	$c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{R_m}{\mu} = 1,3 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$

Największy wpływ na wartość ciepła właściwego ma masa cząsteczkowa. Kolejnym ważnym parametrem termodynamicznym gazu związanym z przemianami energii jest w przypadku przemiany fazowej parowanie/skraplanie ciepło parowania. Ciepło parowania ma znaczenie tylko w obiegach chłodniczych i siłowni parowe. Ciepło parowania zależy od sił międzycząsteczkowych działających wewnątrz cieczy. Z cieczy mających znaczenie techniczne dla ciśnienia 0,1 [Mpa] ciepło parowania wynosi:

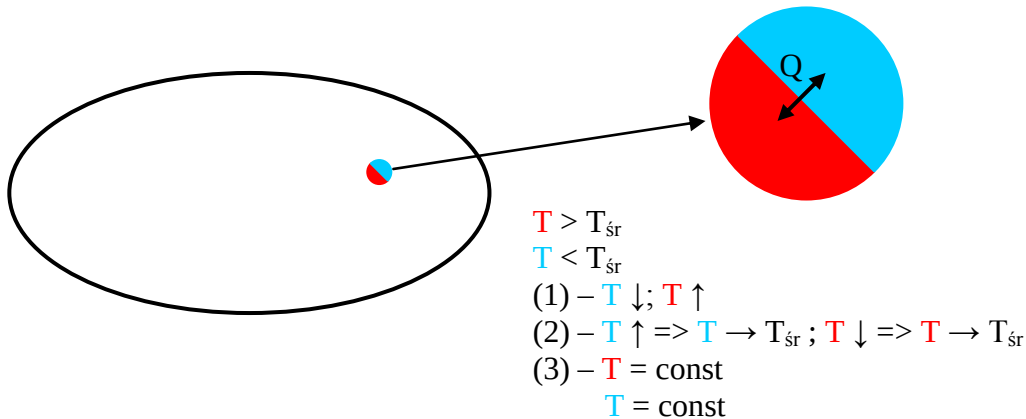
- freony 150 ÷ 250 [kJ/kg]
- amoniak (NH_3) 1370 [kJ/kg]
- woda 2260 [kJ/kg]

Entropia

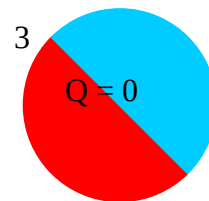
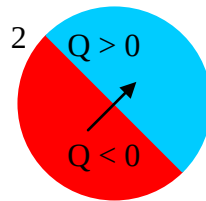
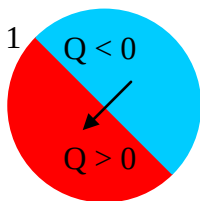
Przepływ ciepła odbywa się z ośrodka o temperaturze wyższej do ośrodka o temperaturze niższej. Temperatura, ciśnienie i energia wewnętrzna są makroskopowymi parametrami gazu, a wymiana ciepła i pracy są makroskopowymi procesami wymiany energii. W kinetyczno-molekularnej teorii gazu parametrami mikroskopowymi są energia kinetyczna cząstki, jej pęd i moment pędu, procesami mikroskopowymi są wymianą energii kinetycznej, pędu i momentu pędu zderzających się cząstek gazu. W wyniku zderzenia cząstek gazu energia kinetyczna cząstki może wzrosnąć, zmaleć lub się nie zmienić.



Jest w związku z tym możliwe, że cząstka o większej energii kinetycznej w wyniku zderzenia z cząstką o mniejszej energii kinetycznej zwiększy swoją energię kinetyczną, a cząstka o mniejszej energii kinetycznej zmniejszy swoją energię kinetyczną. Sytuacja taka oznacza przepływ ciepła z cząstek o niższej temperaturze do cząstek o temperaturze wyższej i jest to zjawisko zgodne z teorią kinetyczno-molekularną gazu.



Jeśli takiego procesu wymiany ciepła nie obserwujemy, to tylko dlatego, że prawdopodobieństwo przepływu ciepła w tym kierunku (z ośrodka o temperaturze niższej do ośrodka o temperaturze wyższej) jest bardzo małe.



Jeśli przepływ ciepła w tym kierunku określimy jako odstępstwo od równowagi termodynamicznej (temperatury w wyniku swobodnego przepływu ciepła się wyrównują, a nie różnicują), to jednocentowe odchylenie od temperatury równowagi występuje:

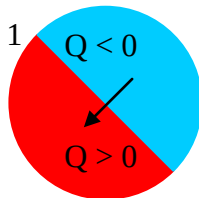
- w sześciennym o boku 0,2 [mm] 10^9 razy na [s]

- w sześciennym o bok 10 [mm] raz na 10^{10} [s].

Wynika z tego, że jeśli w bardzo małych obiektach (mała liczba cząstek) pojęcie równowagi termodynamicznej nie ma sensu fizycznego, to w obiektach makroskopowych (bardzo duża liczba cząstek) ciepło zawsze przepływa z ośrodka o temperaturze wyższej do ośrodka o temperaturze niższej. Stosunek ciepła do temperatury ośrodka wymieniającego ciepło nazywamy ciepłem zredukowanym. Ponieważ wymiana ciepła jest procesem, to ciepło zredukowane określa zmianę pewnego parametru termodynamicznego określającego układ termodynamiczny. Parametr ten nazywamy entropią

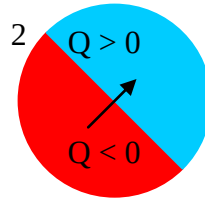
$$\Delta S_{1,2} = \frac{Q_{1,2}}{T} \quad \left[\frac{kJ}{K} \right]$$

$$\Delta s_{1,2} = \frac{q_{1,2}}{T} \quad \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right]$$



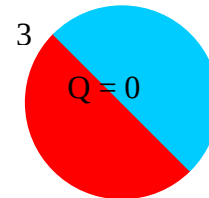
$$|\Delta S| > |\Delta S|$$

$$\Sigma(\Delta S) < 0$$



$$|\Delta S| > |\Delta S|$$

$$\Sigma(\Delta S) > 0$$



$$\Delta S = \Delta S = 0$$

Osiągnięcie równowagi termodynamicznej można przedstawić jako przepływ wewnątrz układu z obszarów o temperaturze wyższej do obszarów o temperaturze niższej. Obszar o temperaturze wyższej ciepło oddaje, czyli ciepło ma znak ujemny, a obszar o temperaturze niższej ciepło pobiera, czyli ciepło ma znak dodatni. Suma ciepła pobranego i oddanego będzie równa zero. Suma stosunków ciepła do temperatury obszaru, w którym wymieniamy ciepło nie będzie równa zero

$$T_A > T_B$$

$$Q_A < 0 \quad Q_B > 0$$

$$|Q_A| = |Q_B|$$

$$\left| \frac{Q_A}{T_A} \right| < \left| \frac{Q_B}{T_B} \right|$$

$$(-)\frac{Q_A}{T_A} + (+)\frac{Q_B}{T_B} > 0$$

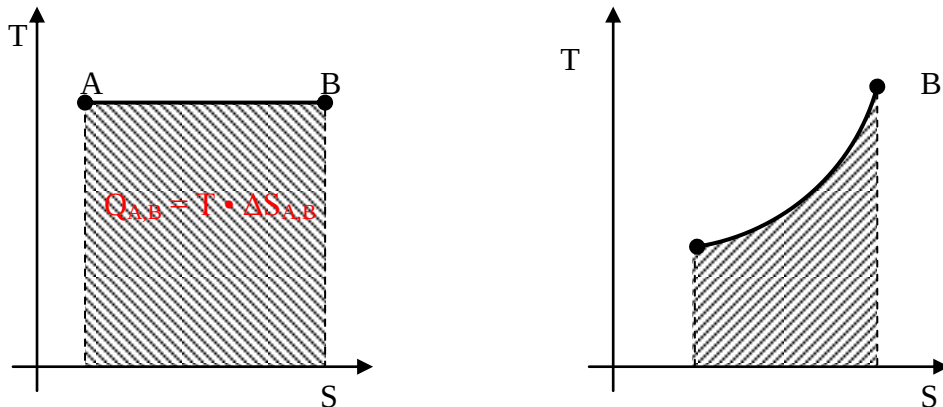
Należy zaznaczyć, że ciepło właściwe będące stosunkiem ciepła do różnicy temperatur jest całkowicie inną wielkością fizyczną. Ciepło właściwe jest własnością gazu, a nie parametrem termodynamicznym układu. Entropia jest parametrem termodynamicznym układu termodynamicznego i nie jest własnością gazu. Różnica ta związana jest z tym, że czym innym jest temperatura, a czym innym jest różnica temperatur. Pomiar długości można przeprowadzić bezpośrednio lub długość określić jako różnicę dwóch pomiarów. W obu przypadkach otrzymamy taką samą wielkość fizyczną. W przypadku temperatury czym innym

jest różnica temperatur $\Delta T = 1 \text{ [K]}$ w zakresie temperatur $301 \text{ [K]} - 300 \text{ [K]}$, a czym innym jest temperatura 1 [K] . Ciepło może być określone przy pomocy entropii

$$Q_{1,2} = T \cdot \Delta S_{1,2}$$

$$q_{1,2} = T \cdot \Delta s_{1,2}$$

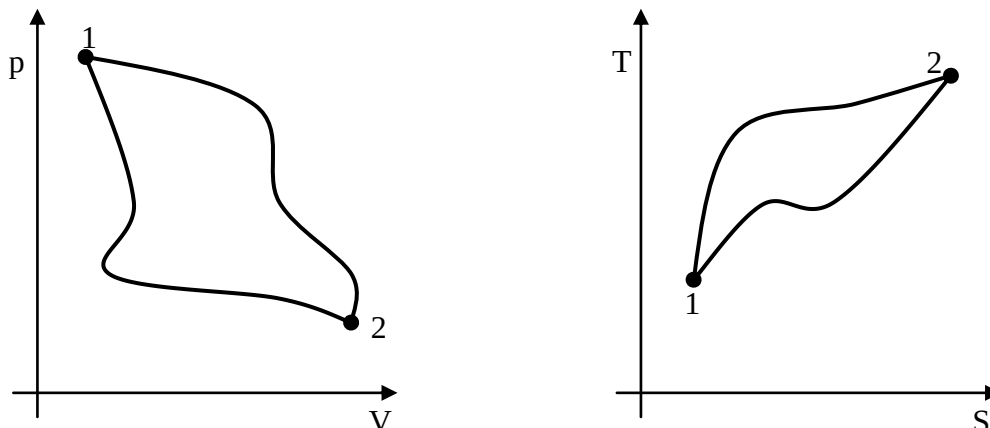
W układzie T-s można przedstawić graficznie ciepło, jako wielkość pola położonego pod krzywą przemiany



Układ T – S wraz z układem p – V stanowią zespół podstawowych, najważniejszych układów współrzędnych w termodynamice. Najważniejszą cechą tych układów współrzędnych jest możliwość graficznej interpretacji pracy (układ p – V) i ciepła (układ T – S) przemian termodynamicznych.

Obieg termodynamiczny

Obieg termodynamiczny stanowi taki układ przemian termodynamicznych, w którym parametry końca przemian są takie same, jak parametry początku przemian. Graficzne przedstawienie zmian parametrów termodynamicznych stanowi układ linii tworzących figurę zamkniętą w dowolnym układzie współrzędnych. Ponieważ pole pod krzywą przemiany w układzie p – V jest interpretacją graficzną pracy przemiany, pole pod krzywą przemiany w układzie T - S jest interpretacją graficzną ciepła przemiany, to podstawowymi układami współrzędnych przedstawiającymi obieg termodynamiczny są układy p – V i T – S



Na wykresie p - V można wyróżnić punkty zwrotne:

- GZP (górne zwrotne położenie) $V_{\min}$
- DZP (dolne zwrotne położenie) $V_{\max}$

Punkty te oddzielają krzywe:

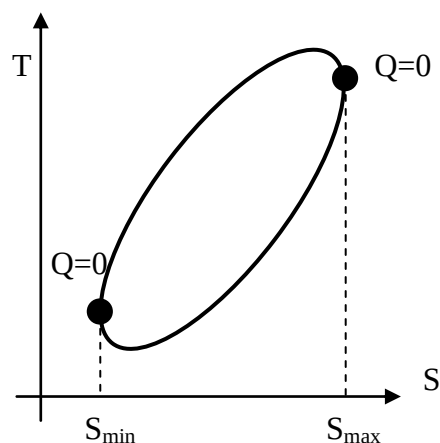
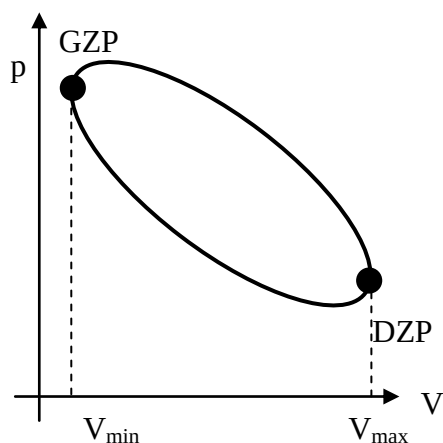
- ekspansji (rozprężanie) $V \uparrow$
- kompresji (sprężanie) $V \downarrow$

Jeśli objętość się nie zmienia ($V = \text{const}$) rozprężanie oznacza spadek ciśnienia ($p \downarrow$), a sprężanie oznacza wzrost ciśnienia ($p \uparrow$). Na wykresie T - S można wyróżnić punkty adiabatyczne ($Q = 0$):

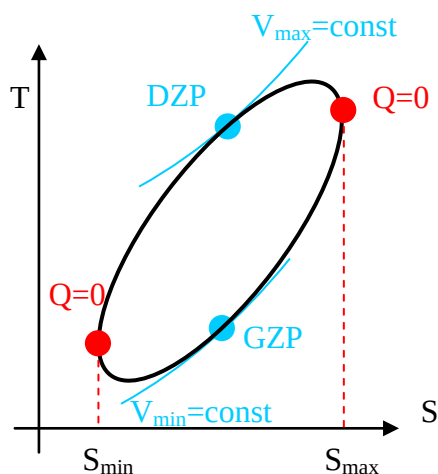
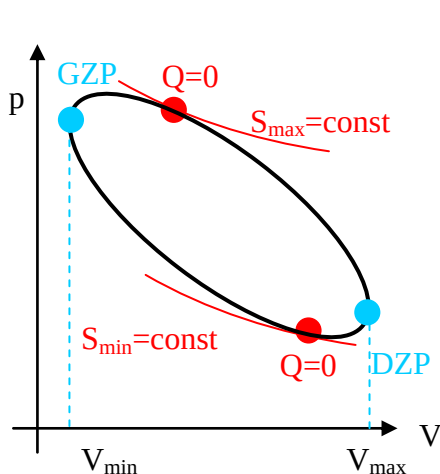
- dolny $S_{\min}$
- górny $S_{\max}$

Punkty te oddzielają krzywe:

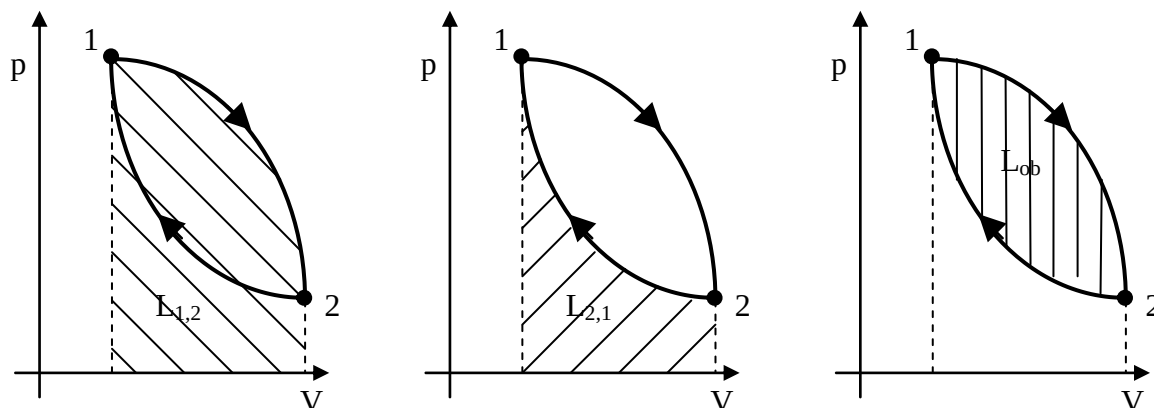
- pobierania ciepła (grzanie) $S \uparrow$
- oddawania ciepła (chłodzenie) $S \downarrow$



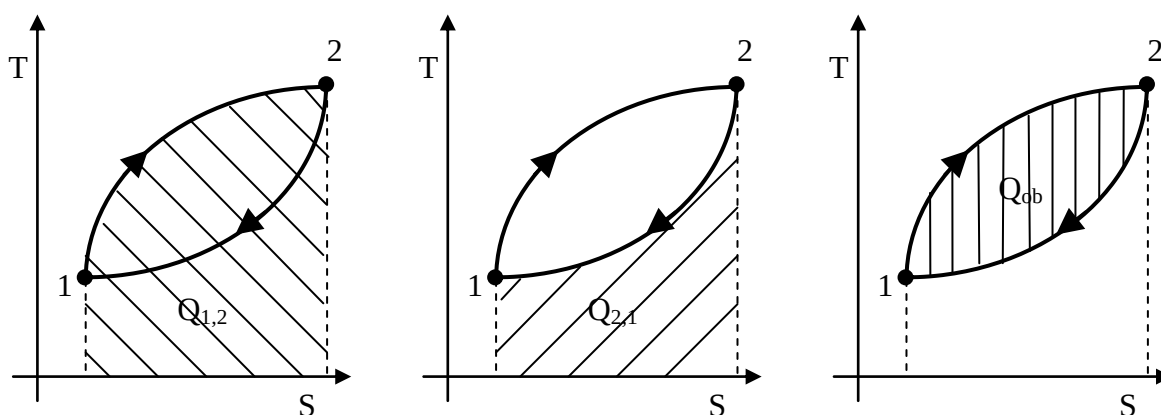
Punkty zwrotne i adiabatyczne pokrywają się tylko w szczególnych przypadkach wówczas, dany punkt leży na przecięciu skrajnych linii $Q=0$ i $V=\text{const}$.



Praca obiegu jest różnicą pracy wykonanej ($L > 0$) i pracy pobranej ($L < 0$)



Ciepło obiegu jest różnicą ciepła pobranego ($Q > 0$) i ciepła oddanego ($Q < 0$)



Obieg przedstawiony na wykresach pobiera ciepło ($Q > 0$) i wykonuje pracę ($L > 0$) w przemianie 1,2 i oddaje ciepło ($Q < 0$) i pobiera pracę ($L < 0$) w przemianie 2,1. Bilans energetyczny, jako zsumowanie zmian energetycznych przemiany 1,2 i 2,1 wynosi

$$Q_{1,2} = U_2 - U_1 + L_{1,2}$$

$$(-)Q_{2,1} = U_1 - U_2 + (-)L_{2,1}$$

$$Q_{1,2} + (-)Q_{2,1} = L_{1,2} + (-)L_{2,1}$$

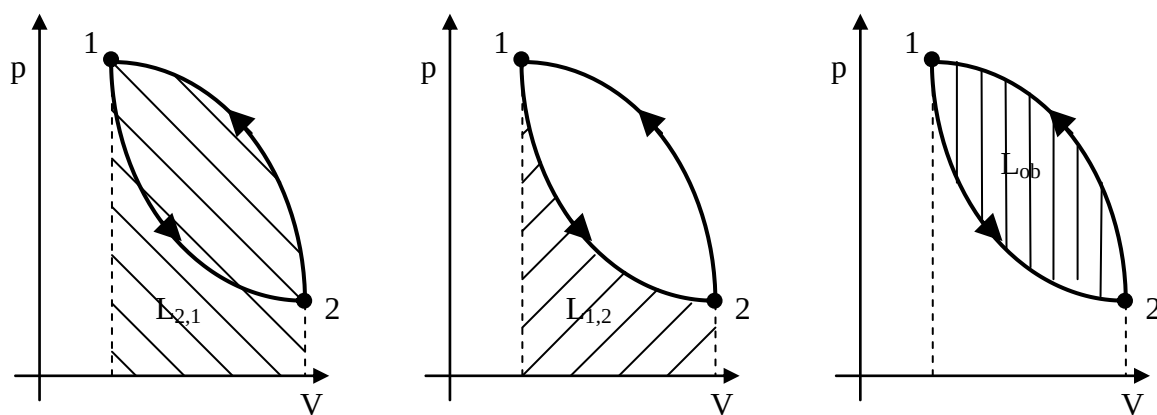
Praca obiegu jest różnicą pracy wykonanej (praca dodatnia) i pracy pobranej (praca ujemna)

$$L_{ob} = L_{1,2} + (-)L_{2,1}$$

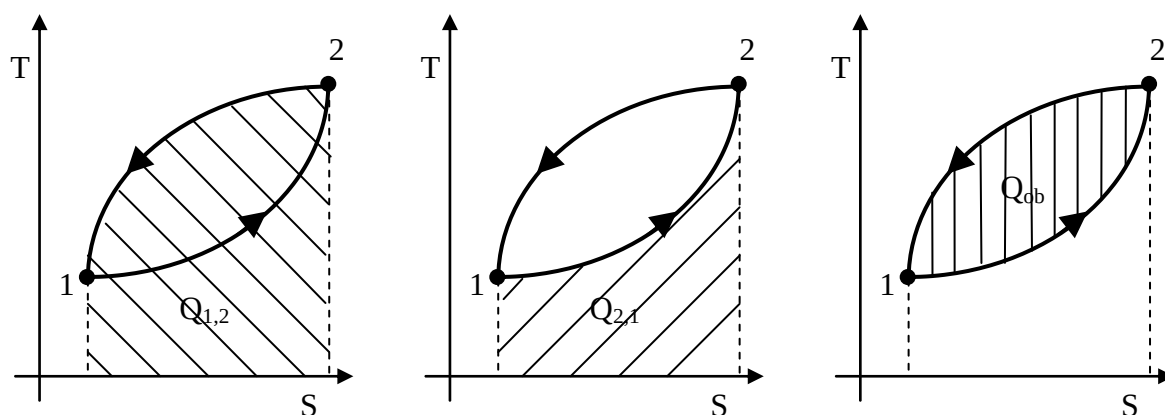
Praca obiegu jest w związku z tym równa różnicy ciepła pobranego (ciepło dodatnie) i ciepła oddanego (ciepło ujemne)

$$L_{ob} = Q_{1,2} + (-)Q_{2,1}$$

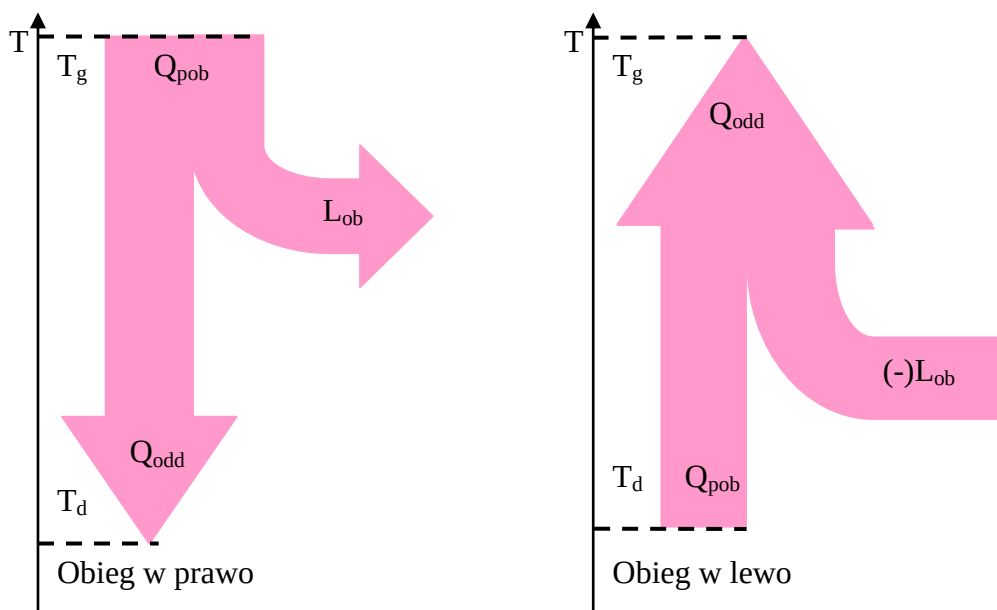
W obiegu przedstawionym na wykresach przemiany zachodzą w kierunku zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek zegara. Obieg taki nazywamy obiegiem silnika cieplnego lub obiegiem w prawo lub obiegiem do przodu. Ciepło obiegu w prawo ma wartość dodatnia i praca obiegu także ma wartość dodatnia. Odwrócenie kierunku zachodzenia przemian termodynamicznych w obiegu zmienia znak ciepła i pracy obiegu. Obieg o odwróconym kierunku przemian nazywamy obiegiem chłodniczym lub obiegiem pompy ciepłej lub obiegiem w lewo lub obiegiem do tyłu. Praca obiegu w lewo ma wartość ujemną (obieg pobiera pracę)



Ciepło obiegu w lewo ma także wartość ujemną (obieg oddaje więcej ciepła niż pobiera)



Swobodny przepływ ciepła następuje z ośrodka o temperaturze wyższej do ośrodka o temperaturze niższej. W obiegu w prawo ciepło jest pobierane z ośrodka o temperaturze wyższej, a oddawane jest w ośrodku o temperaturze niższej. Różnica ciepła pobranego w ośrodku o temperaturze wyższej i oddanego w temperaturze niższej jest równa pracy wykonanej w obiegu w prawo. W obiegu w lewo następuje odwrócenie kierunku przepływu ciepła, czyli ciepło pobierane jest w ośrodku o temperaturze niższej, a oddawane w ośrodku o temperaturze wyższej. Praca pobrana przez obieg w lewo jest zużywana na przeniesienie ciepła z ośrodka o temperaturze niższej do ośrodka o temperaturze wyższej. Wykres pasmowy (Sankeya) przedstawia przepływ energii w obiegu z uwzględnieniem temperatury grzejnika (pobieranie ciepła) i chłodnicy (oddawanie ciepła)



Efektywność obiegu termodynamicznego określamy przez porównanie ilości energii wykorzystanej do ilości energii pobranej. Efektywność, energia wykorzystana i pobrana w poszczególnych obiegach przedstawiają się następująco:

- silnik cieplny

- energia wykorzystana $\rightarrow$ praca obiegu L_{ob}

- energia pobrana $\rightarrow$ ciepło pobrane Q_{pob}

- efektywność obiegu $\rightarrow$ sprawność η

$$\eta = \frac{L_{ob}}{Q_{pob}} = \frac{Q_{pob} - Q_{odd}}{Q_{pob}} = 1 - \frac{Q_{odd}}{Q_{pob}}$$

$$Q_{pob} > Q_{odd} \Rightarrow 0 < \eta < 1$$

- chłodziarka

- energia wykorzystana $\rightarrow$ ciepło pobrane Q_{pob}

- energia pobrana $\rightarrow$ praca obiegu L_{ob}

- efektywność obiegu $\rightarrow$ wydajność cieplna ε

$$\varepsilon = \frac{Q_{pob}}{L_{ob}}$$

$$L_{ob} < Q_{pob} \Rightarrow \varepsilon > 1$$

$$L_{ob} > Q_{pob} \Rightarrow \varepsilon < 1$$

- pompa cieplna

- energia wykorzystana $\rightarrow$ ciepło pobrane Q_{odd}

- energia pobrana $\rightarrow$ praca obiegu L_{ob}

- efektywność obiegu $\rightarrow$ wydajność cieplna ε

$$\varepsilon = \frac{Q_{odd}}{L_{ob}}$$

$$Q_{odd} > L_{ob} \Rightarrow \varepsilon > 1$$

$$\varepsilon_{pom} = 1 + \varepsilon_{chl}$$

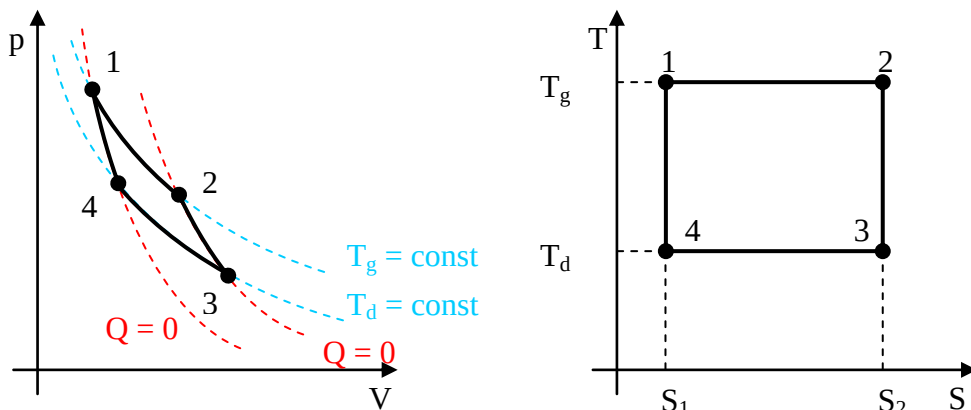
$$\varepsilon_{pom} = \frac{1}{\eta}$$

W silniku cieplnym część pobranego ciepła jest zamieniana na pracę i w związku z tym sprawność silnika jest mniejsza od jedności. W chłodziarce praca jest zużywana na przeniesienie ciepła pobranego z temperatury niższej do temperatury wyższej. Między ciepłem pobranym, a pracą zużytą na pobranie tego ciepła nie zachodzi żaden związek ogólny. Dlatego wydajność cieplna chłodziarki może być tak mniejsza, jak i większa od jedności. W pompie cieplnej wydajność cieplna jest zawsze większa od jedności, ponieważ praca stanowi część ciepła wykorzystanego. Wydajność cieplna pompy cieplnej jest odwrotnością sprawności silnika cieplnego. Porównując wielkość ciepła pobranego lub oddanego w wyższej i niższej temperaturze można stwierdzić, że pompa cieplna jest odwrotnością silnika cieplnego.

Obieg Carnota

Zamiana ciepła w pracę przez silnik cieplny zależy od wielu czynników. W przypadku silnika Carnota realizującego teoretyczny obieg Carnota ilość uzyskanej pracy zależy tylko od temperatury grzejnika (temperatura pobierania ciepła) i temperatury chłdnicy (temperatury oddawania ciepła). Aby skonstruować obieg takiej własności, ciepło powinno być wymieniane

bez zmiany energii wewnętrznej gazu, a zmiana energii wewnętrznej gazu winna się zmieniać bez wymiany ciepła. Obieg taki będzie wówczas składał z dwóch przemian izotermicznych (wymiana ciepła bez zmiany energii wewnętrznej) i dwóch przemian adiabatycznych.



1 – 2 rozprężanie izotermiczne (pobieranie ciepła)

2 – 3 rozprężanie adiabatyczne

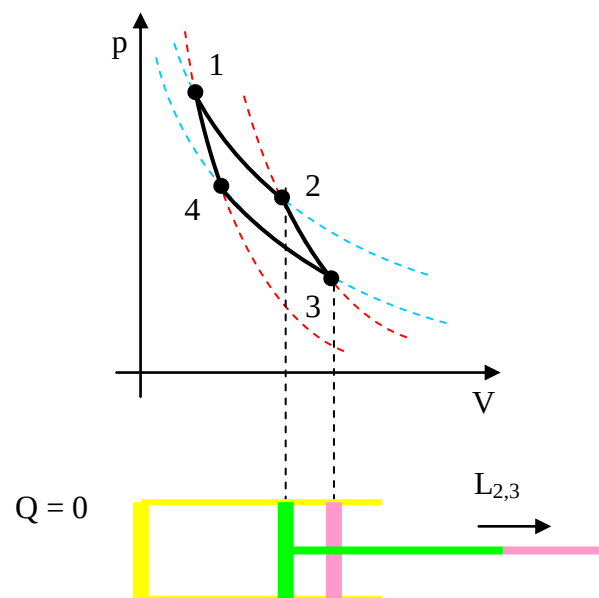
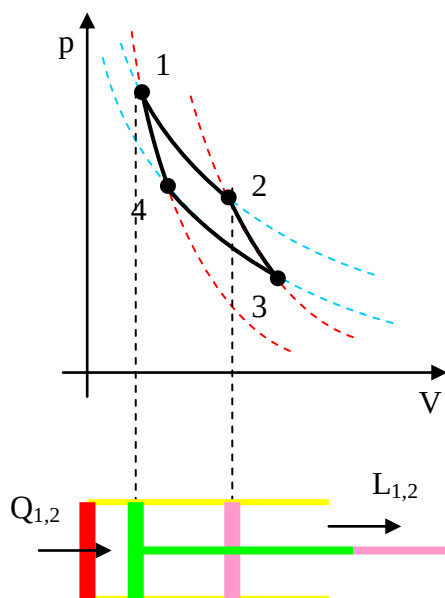
3 – 4 sprężanie izotermiczne (oddawanie ciepła)

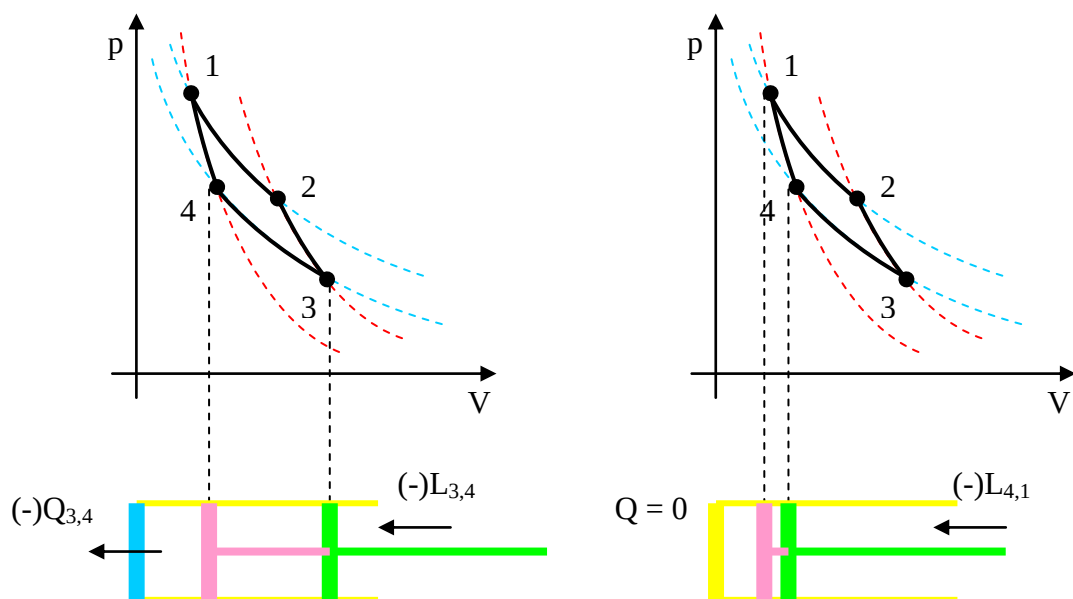
4 – 1 sprężanie adiabatyczne

Realizacja poszczególnych przemian obiegu Carnota wymaga zmiany własności denka cylindra. Własności cieplne ścianek i denka cylindra, a także położenie tłoka na początku i końcu przemian zaznaczono następująco

ścianka adiabatyczna
 ścianka izotermiczna:
 grzejnik
 chłodnica

położenie tłoka
 początek przemiany
 koniec przemiany





Bilans energetyczny (I zasada termodynamiki) dla obiegu Carnota przedstawia się następująco

$$\begin{aligned}
 Q_{1,2} &= 0 + L_{1,2} & U_1 &= U_2 \\
 0 &= U_3 - U_2 + L_{3,2} \\
 (-)Q_{3,4} &= 0 + (-)L_{3,4} & U_3 &= U_4 \\
 0 &= U_1 - U_4 + (-)L_{4,1} \\
 \hline
 Q_{1,2} + (-)Q_{3,4} &= L_{1,2} + L_{2,3} + (-)L_{3,4} + (-)L_{4,1}
 \end{aligned}$$

Praca obiegu wynosi

$$L_{ob} = L_{1,2} + L_{2,3} + (-)L_{3,4} + (-)L_{4,1} = Q_{1,2} + (-)Q_{3,4}$$

Ciepło pobrane ($Q_{1,2}$) i oddane ($Q_{3,4}$) wynoszą

$$\begin{aligned}
 Q_{1,2} &= T_g \cdot \Delta S_{1,2} = T_g \cdot (S_2 - S_1) \\
 Q_{3,4} &= T_d \cdot \Delta S_{3,4} = T_d \cdot (S_4 - S_3)
 \end{aligned}$$

Uwzględniając dla adiabat (odwracalnych) $S = \text{const}$ otrzymujemy zależności

$$\begin{aligned}
 \text{- adiabata 2,3} & \quad S_2 = S_3 \\
 \text{- adiabata 4,1} & \quad S_4 = S_1
 \end{aligned}$$

Sprawność obiegu Carnota wynosi

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{L_{ob}}{Q_{pob}} = \frac{Q_{1,2} + Q_{3,4}}{Q_{1,2}} = 1 + \frac{Q_{3,4}}{Q_{1,2}} \\
 \eta &= 1 + \frac{T_d \cdot (S_2 - S_1)}{T_g \cdot (S_4 - S_3)} = 1 + \frac{T_d \cdot (S_2 - S_1)}{T_g \cdot (S_1 - S_2)}
 \end{aligned}$$

Sprawność obiegu Carnota zależy tylko od temperatury chłodnicy i temperatury grzejnika i w związku z tym jest najwyższą sprawnością, jaką może osiągnąć dowolny obieg termodynamiczny

$$\eta = 1 - \frac{T_d}{T_g}$$

Najniższą temperaturą chłodnicy jest temperatura otoczenia. Ponieważ temperatura otoczenia jest od nas niezależna, to o sprawności obiegu Carnota decyduje temperatura grzejnika. Przyjmując temperaturę otoczenia 300 [K] sprawność obiegu Carnota dla grzejników o temperaturze wyraźnie niższej do 1000 [°C] nie przekracza 50 [%]. W rzeczywistych silnikach cieplnych teoretyczna sprawność jest wyraźnie niższa od sprawności obiegu Carnota, rzeczywista sprawność jest dodatkowo obniżona stratami mechanicznymi i cieplno-przepływowymi. Dlatego pomimo stosowania grzejników o temperaturze wyraźnie wyższej od temperatury 1000 [°C] najwyższą sprawność uzyskana w seryjnie produkowanym silniku cieplnym (duży silnik spalinowy ZS) wynosi 46,5 [%].

II zasada termodynamiki

I zasada termodynamiki jest zasadą zachowania energii zastosowana do procesów wymiany energii przez układ termodynamiczny. I zasada termodynamiki dopuszcza następujące procesy:

- zamiana całego dostarczonego ciepła na pracę
- wykonywanie pracy kosztem dostarczonego ciepła i jednocześnie kosztem spadku energii wewnętrznej układu
- przepływ ciepła z ośrodka o temperaturze niższej do ośrodka o temperaturze wyższej z jednoczesnym wykonaniem pracy.

Procesy takie mogą spełniać zasadę zachowania energii i są zgodne z I zasadą termodynamiki. Procesów takich jednak nie obserwujemy doświadczalnie. Równowaga termodynamiczna nie jest stanem koniecznym dla dowolnego układu termodynamicznego. Równowaga termodynamiczna jest stanem najbardziej prawdopodobnym stanem dla układów składających się z dużej ilości elementów. Dlatego dla układów makroskopowych nie obserwuje się odstępstw od stanów równowagi termodynamicznej. Odstępstwa od stanów równowagi termodynamicznej obserwujemy dla układów mikroskopowych. Dążenie układu do stanu równowagi termodynamicznej oznacza przepływ ciepła z części o wyższej temperaturze do części o temperaturze niższej. Przepływ ciepła z ośrodka o temperaturze niższej do ośrodka o temperaturze wyższej związany jest ze wzrostem entropii układu tworzonego przez te ośrodki

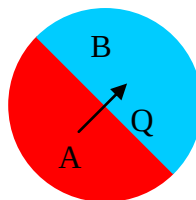
$$T_A > T_B$$

$$Q_A = -Q < 0 \quad Q_B = Q > 0$$

$$\Delta S_A = -\frac{Q}{T_A} \quad \Delta S_B = \frac{Q}{T_B}$$

$$|\Delta S_A| < |\Delta S_B|$$

$$\Delta S = \Delta S_A + (-)\Delta S_B > 0$$



Dlatego dążenie układu do stanu równowagi termodynamicznej może być opisane przy pomocy zmiany entropii układu. Związek zmiany entropii z dążnością układu do stanu równowagi termodynamicznej stanowi najbardziej uogólnione sformułowanie II zasady termodynamiki

Entropia układu zamkniętego i izolowanego nie może zmaleć
 $\Delta S \geq 0$

II zasada termodynamiki może być sformułowana na wiele sposobów, które nie muszą być sobie równoważne. Do częściej spotykanych formuł należą:

- ciepło nie może samorzutnie przepłynąć z ciała o temperaturze niższej do ciała o temperaturze wyższej
- niemożliwy jest silnik o sprawności większej od sprawności silnika Carnota
- niemożliwy jest silnik cieplny, który pobierałby ciepło z grzejnika o temperaturze niższej niż temperatura chłodnicy
- perpetuum mobile drugiego rodzaju jest niemożliwe.

Perpetuum mobile jest to maszyna, która wykonywałaby prace bez pobierania energii z otoczenia (perpetuum mobile pierwszego rodzaju) lub całą dostarczoną energię (ciepło) zamieniałaby na pracę (perpetuum mobile drugiego rodzaju). Perpetuum mobile pierwszego rodzaju jest sprzeczne z I zasadą termodynamiki, a perpetuum mobile drugiego rodzaju jest sprzeczne z II zasadą termodynamiki. Pojęcie entropii i związana z tym II zasada termodynamiki mogą być rozszerzone na zjawiska wykraczające poza termodynamikę. Entropię można zdefiniować jako miarę nieuporządkowania (braku porządku, chaos). Wzrost entropii oznacza wówczas przejście układu ze stanu bardziej uporządkowanego do stanu mniej uporządkowanego. Wzrost entropii postulowany przez II zasadę termodynamiki oznacza wówczas, że spontaniczny kierunek zachodzenia zmian w układach izolowanych będzie przejściem z układu o większym porządku do układu o porządku mniejszym. W biologii oznacza to, że życie komórki lub całego organizmu traktowane jako układ uporządkowany jest podtrzymywane kosztem pobierania energii z zewnątrz. II zasada termodynamiki określając kierunek zmian zachodzących w danym układzie izolowanym określa jednocześnie nieodwracalność przepływu czasu.

Przemiany gazu doskonałego

Przemianą nazywamy ciągłą zmianę parametrów gazu. Ciepło właściwe gazu doskonałego ma wartość stałą

$$c = \frac{\Delta q}{\Delta T} = \text{const}$$

I zasadę termodynamiki można zapisać w następującej postaci

$$\Delta q = c_v \cdot \Delta T + p \cdot \Delta v$$

$$c \cdot \Delta T = c_v \cdot \Delta T + p \cdot \Delta v$$

$$(c - c_v) \cdot \Delta T - p \cdot \Delta v = 0$$

Z równania Clapeyrona otrzymujemy

$$\Delta(p \cdot v) = R \cdot \Delta T$$

$$\Delta T = \frac{\Delta(p \cdot v)}{R}$$

Podstawiając do I zasady termodynamiki otrzymujemy

$$\frac{c-c_v}{R} \bullet \Delta(p \bullet v) - p \bullet \Delta v = 0$$

Przyjmując wielkość m nazywaną wykładnikiem politropy równy

$$m = \frac{c-c_p}{c-c_v}$$

otrzymujemy

$$\frac{c-c_v}{R} = \frac{c-c_v}{c_p-c_v} = \frac{c-c_v}{c-c_v-(c-c_p)} = \frac{1}{1-\frac{c-c_p}{c-c_v}} = \frac{1}{1-m}$$

Uwzględniając związek

$$\Delta(p \bullet v) = p \bullet \Delta v + v \bullet \Delta p$$

otrzymujemy

$$\frac{1}{1-m} \bullet (p \bullet \Delta v + v \bullet \Delta p) - p \bullet \Delta v = 0$$

$$p \bullet \Delta v + v \bullet \Delta p - p \bullet \Delta v + m \bullet p \bullet \Delta v = 0$$

$$v \bullet \Delta p + m \bullet p \bullet \Delta v = 0$$

$$\frac{\Delta p}{p} + m \bullet \frac{\Delta v}{v} = 0$$

Przyjmując związek

$$\frac{\Delta x}{x} = \ln \frac{x_2}{x_1}$$

otrzymujemy równanie przemiany nazwanej przemiana politropową

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = m \bullet \ln \frac{v_1}{v_2}$$

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^m$$

$$p_2 \bullet v_2^m = p_1 \bullet v_1^m$$

Równanie przemiany politropowej można uogólnić i przyjmuje ono następującą postać

$$p \bullet v^m = \text{const}$$

Przemiana politropowa jest przemianą gazu spełniającego warunek stałego ciepła właściwego. Ponieważ warunek ten spełnia gaz doskonały, to przemiana politropowa jest dowolną przemianą gazu doskonałego. Przemianami charakterystycznymi gazu doskonałego są przemiany, dla których jeden z parametrów nie zmienia swojej wartości lub wymiana energii z otoczeniem równa jest zero. Przemianami charakterystycznymi gazu doskonałego są

- przemiana izochoryczna $v = \text{const}$

- przemiana izobaryczna $p = \text{const}$

- przemiana izotermiczna $T = \text{const}$

- przemiana izentropowa $s = \text{const}$

- przemiana adiabatyczna $q = 0$

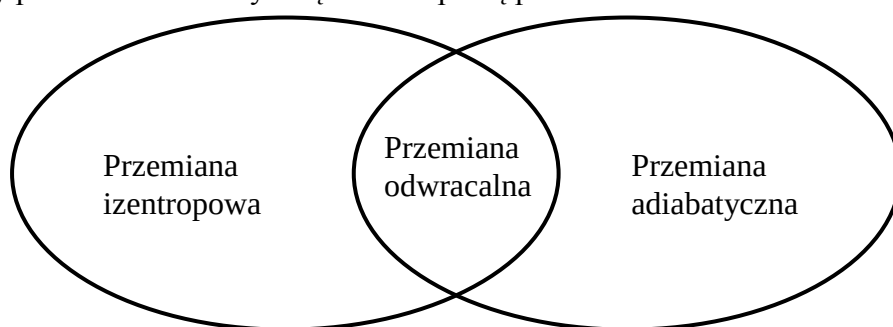
- przemiana izentalpowa (dławienie) $i = \text{const}$; $l = 0$; $q = 0$

Dla gazu doskonałego energia wewnętrzna u i entalpia i są proporcjonalne do temperatury

$$u = c_v \bullet T \quad i = c_p \bullet T$$

Dlatego w przemianie izotermicznej nie zmienia się temperatura, energia wewnętrzna i entalpia gazu pomimo wymiany ciepła i pracy przez gaz. Jeśli przemianę izotermiczną

przeprowadzimy w warunkach izolowania gazu od otoczenia i gaz nie będzie mógł wymieniać ciepła i pracy z otoczeniem, to przemiana taka będzie przemianą izentalpową nazywaną także dławieniem. Dławienie będzie zachodziło wyłącznie podczas przepływu gazu, czyli w bilansie energetycznym konieczne będzie uwzględnienie energii kinetycznej gazu. Przemiana izentropowa będzie przemianą adiabatyczną tylko wówczas, gdy przemianą adiabatyczną będzie przemiana odwracalna. Przemiana odwracalna jest to przemiana, w której zmiana entropii jest związana wyłącznie z wymianą ciepła z otoczeniem. Jeśli entropia układu wzrasta w wyniku przepływu ciepła wewnątrz układu lub w układzie wykonywana jest praca pokonania oporów wewnętrznych (w układzie pojawia się ciepło nie związane z wymianą energii z otoczeniem), to wzrost entropii układu jest nieodwracalny. Nieodwracalny wzrost entropii może wystąpić tak w przemianie izentropowej, jak i w przemianie adiabatycznej. Związek między przemianą adiabatyczną i izentropową przedstawia schemat



Przemiana izochoryczna

$$v = \text{const}; \Delta v = 0; c = c_v$$

$$m = \frac{c - c_p}{c - c_v} \quad c = c_v \Rightarrow m = \infty$$

$$v^m = v^\infty = \infty \Rightarrow p \cdot v^m = \infty = \text{const}$$

Równanie przemiany izochorycznej

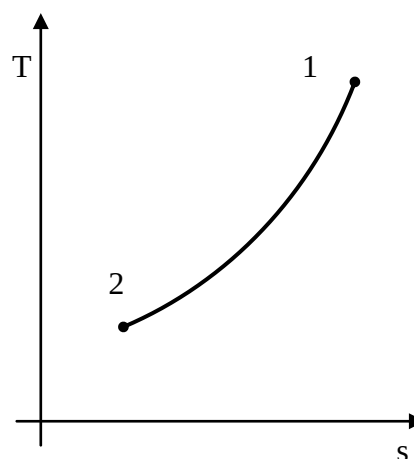
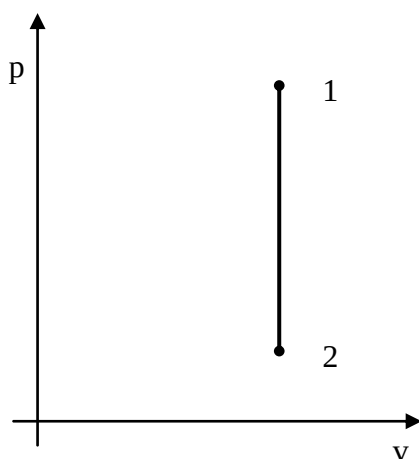
$$\frac{p}{T} = \text{const} \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Wymiana energii w przemianie izochorycznej

$$q_{1,2} = c_v \cdot \Delta T_{1,2}$$

$$l_{1,2} = 0$$

$$l_{t1,2} = R \cdot \Delta T_{1,2} = v \cdot \Delta p_{1,2}$$



Przemiana izobaryczna

$p = \text{const}; \Delta p = 0; c = c_p$

$$m = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = 0$$

$$p \bullet v^0 = p \bullet 1 = p = \text{const}$$

Równanie przemiany izobarycznej

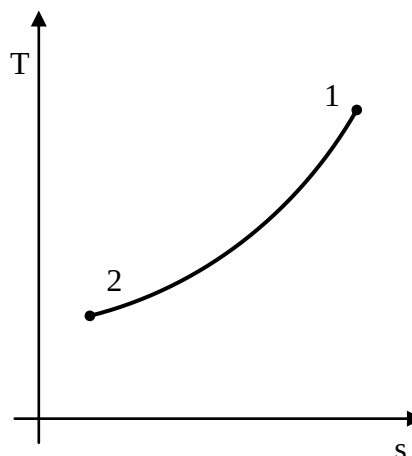
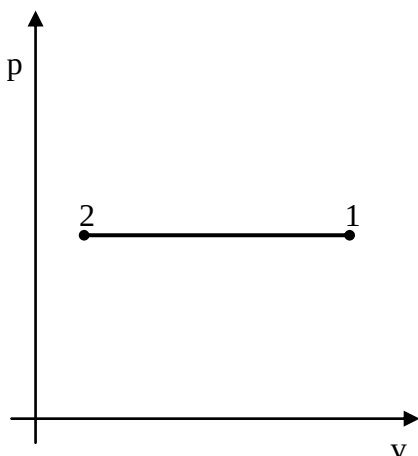
$$\frac{v}{T} = \text{const} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Wymiana energii w przemianie izobarycznej

$$q_{1,2} = c_p \bullet \Delta T_{1,2}$$

$$l_{1,2} = R \bullet \Delta T_{1,2} = p \bullet \Delta v_{1,2}$$

$$l_{t1,2} = 0$$



Przemiana izotermiczna

$T = \text{const}; \Delta T = 0$

$$c = \frac{q}{\Delta T} \quad \Delta T = 0 \Rightarrow c = \infty$$

$$m = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{\frac{c - c_p}{c}}{\frac{c - c_v}{c}} = \frac{1 - \frac{c_p}{c}}{1 - \frac{c_v}{c}} = \frac{1 - 0}{1 - 0} = 1$$

$$p \bullet v^m = p \bullet v^1 = p \bullet v = \text{const}$$

Równanie przemiany izotermicznej

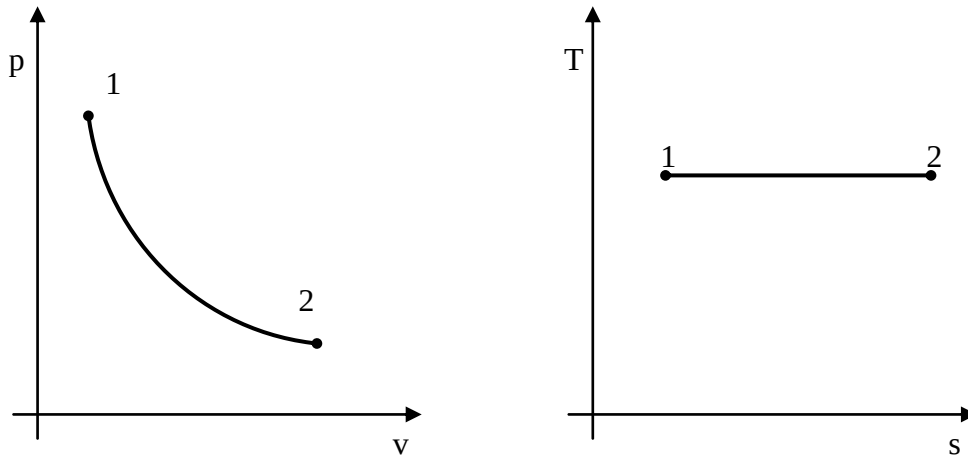
$$p \bullet v = \text{const} \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

Wymiana energii w przemianie izotermicznej

$$q_{1,2} = l_{1,2} = l_{t1,2}$$

$$l_{1,2} = p \bullet \Delta v_{1,2} \quad p \bullet v = p_1 \bullet v_1 \Rightarrow p = \frac{p_1 \bullet v_1}{v}$$

$$l_{1,2} = \frac{p_1 \bullet v_1}{v} \bullet \Delta v_{1,2} = p_1 \bullet v_1 \bullet \frac{\Delta v_{1,2}}{v} = p_1 \bullet v_1 \bullet \ln \frac{v_2}{v_1}$$



Przemiana adiabatyczna (izentropa odwracalna)

$$s = \text{const}; \Delta s = 0; q = 0$$

$$c = \frac{q}{\Delta T} = 0$$

$$m = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{0 - c_p}{0 - c_v} = \frac{c_p}{c_v} = \kappa$$

$$p \cdot v^m = p \cdot v^\kappa = \text{const}$$

Równanie przemiany adiabatycznej (równanie Poissona)

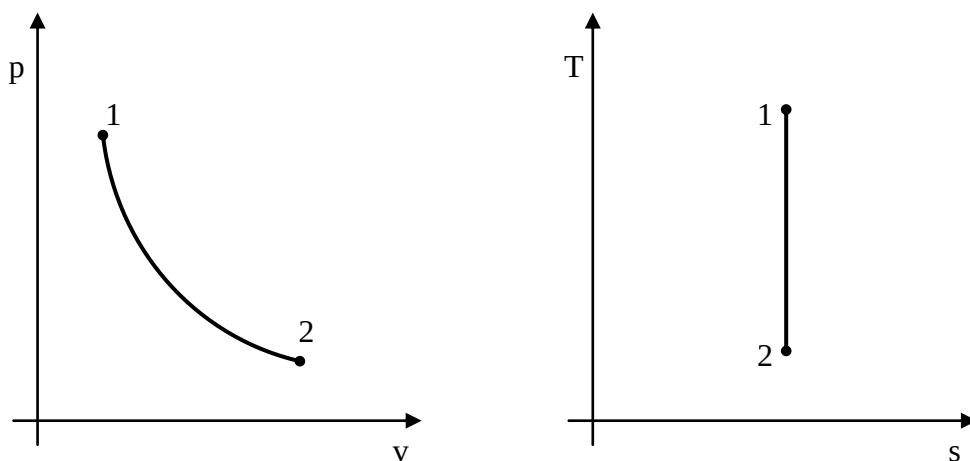
$$p \cdot v^\kappa = \text{const} \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^\kappa$$

Wymiana energii w przemianie adiabatycznej

$$q_{1,2} = 0$$

$$l_{1,2} = c_v \cdot \Delta T_{1,2}$$

$$l_{t1,2} = c_p \cdot \Delta T_{1,2}$$



Przemiana adiabatyczna została opisana jako odwracalna przemiana izentropowa.

Nieodwracalna przemiana adiabatyczna na wykresie T-S nie jest linią prostą równoległą do osi T.

Przemiana politropowa

Przemiana politropowa jest to przemiana gazu spełniającego warunek stałego ciepła właściwego

$$c = \text{const}$$

Ponieważ warunek ten spełnia gaz doskonały, to przemiana politropowa jest dowolną przemianą gazu doskonałego. Równanie przemiany politropowej

$$p \cdot v^m = \text{const} \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^m$$

Wymiana energii w przemianie politropowej

$$q_{1,2} = c \cdot \Delta T_{1,2} = c_v \cdot \frac{m - \kappa}{m - 1} \cdot \Delta T_{1,2}$$

$$q_{1,2} = \Delta u_{1,2} + l_{1,2} \Rightarrow l_{1,2} = c \cdot \Delta T_{1,2} - c_v \cdot \Delta T_{1,2} = (c - c_v) \cdot \Delta T_{1,2}$$

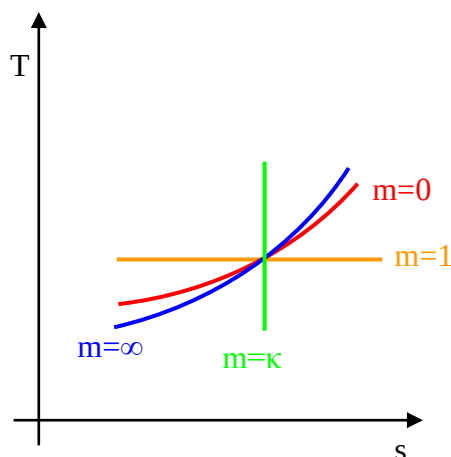
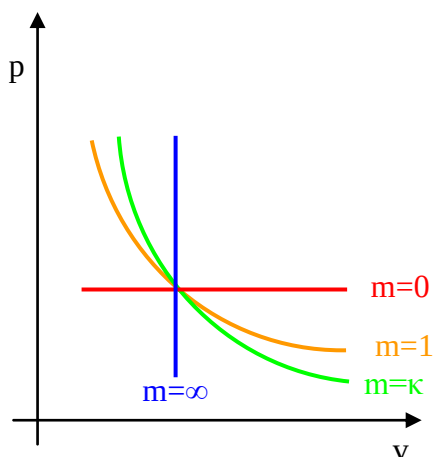
$$m - 1 = \frac{c - c_p}{c - c_v} - 1 = \frac{c - c_p - (c - c_v)}{c - c_v} = -\frac{c_p - c_v}{c - c_v} = -\frac{R}{c - c_v}$$

$$l_{1,2} = (c - c_v) \cdot \frac{\Delta(p \cdot v)_{1,2}}{R} = -\frac{1}{m - 1} (p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1) = \frac{1}{m - 1} (p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2)$$

$$l_{1,2} = \frac{1}{m - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{v_2}{v_1} \right) = \frac{1}{m - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[1 - \frac{p_2}{p_1} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{m}} \right]$$

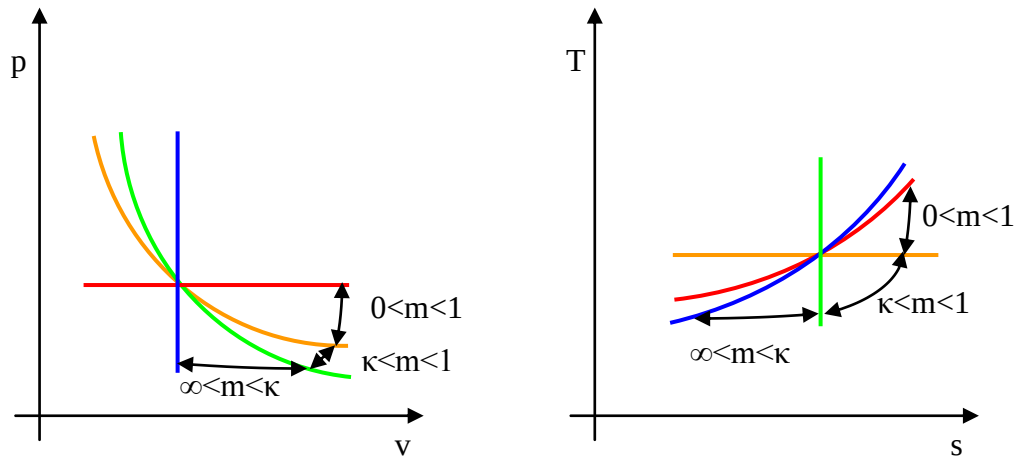
$$l_{1,2} = \frac{1}{m - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]$$

$$l_{t1,2} = m \cdot l_{1,2}$$



Przemiany charakterystyczne rozgraniczają trzy zakresy przemian politropowych, dla których wykładnik politropy m wynosi

- $0 < m < 1$
- $1 < m < \kappa$
- $\kappa < m < \infty$

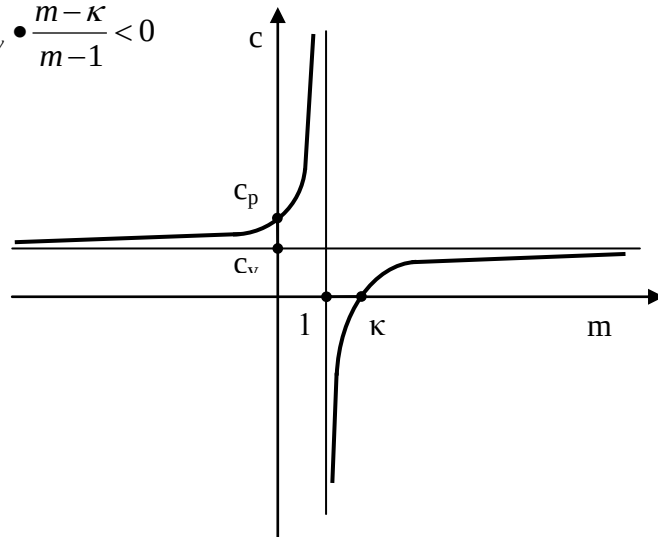


Ciepło właściwe przemiany politropowej opisane wzorem

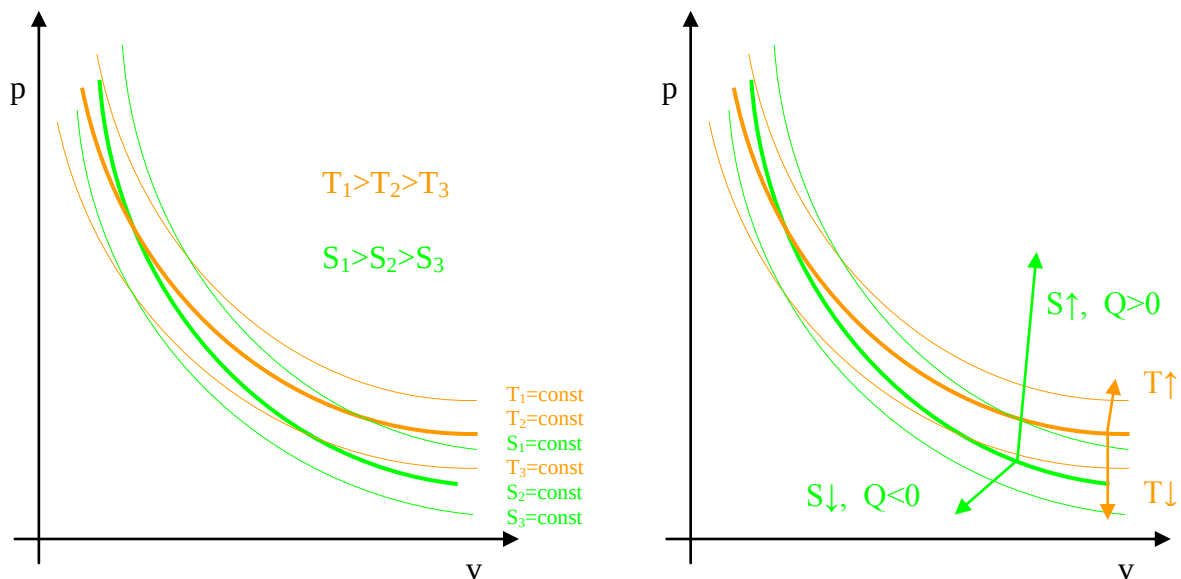
$$c = c_v \cdot \frac{m - \kappa}{m - 1}$$

przyjmuje wartość ujemną wówczas, gdy $m < \kappa$ i $m > 1$

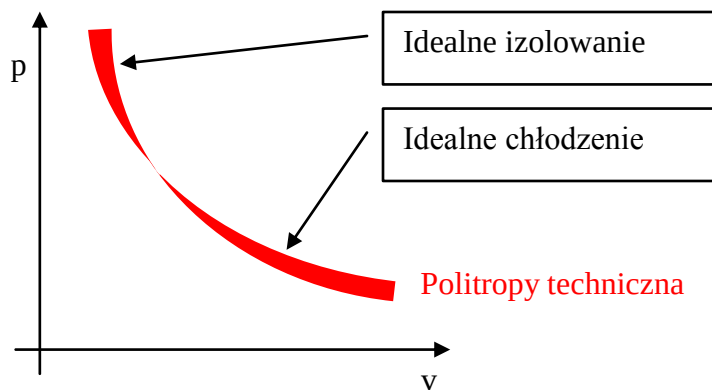
$$m - \kappa < 0 \cap m - 1 > 0 \Rightarrow c = c_v \cdot \frac{m - \kappa}{m - 1} < 0$$



Dla politrop w zakresie $1 > m > \kappa$ znak ciepła jest przeciwny do znaku zmiany temperatury, czyli temperatura rośnie i ciepło jest oddawane lub temperatura maleje, a ciepło jest pobierane



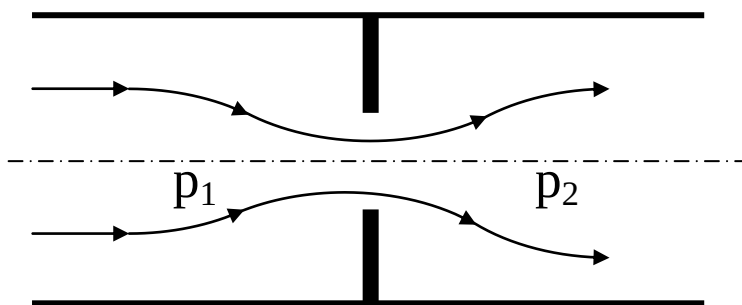
Politropy o ujemnym cieple właściwym nazywane są politropami technicznymi. Warunkiem realizacji przemiany adiabatycznej jest idealne izolowanie układu. Wymaniane ciepło w przemianie izotermicznej nie może wywołać zmiany temperatury. Dlatego energią wymanianą z otoczenia wywołującą przemianę izotermiczną jest praca. Sprężając gaz dostarczamy do układu pracę. Jeśli dostarczona w postaci pracy energia do układu nie ma zmienić energii układu, to musi być z układu wyprowadzona w postaci ciepła, czyli układ musi być idealnie chłodzony. Przy rozprężaniu gazu gaz wykonuje pracę. W przypadku rozprężania izotermicznego energia równa wykonanej pracy musi być pobrana z otoczenia w postaci ciepła. Warunkiem realizacji przemiany izotermicznej jest idealne chłodzenie. Rzeczywiste sprężanie lub rozprężanie gazu nigdy nie będzie ani idealnie chłodzone, ani idealnie izolowane, czyli będzie politropą techniczną.



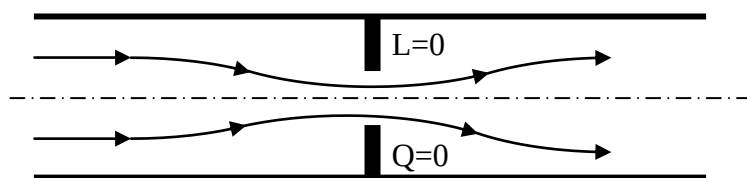
Pojęcie politropy jest niezmiernie użyteczne, ponieważ przejście między dwoma stanami dowolnego czynnika termodynamicznego można zrealizować jedną i wyłącznie jedną politropą. Dlatego znajomość stanu początkowego i końcowego przemiany wystarczy do określenia politropy, jaką była realizowana przemiana. Politropa, jako przybliżenie przemiany gazu rzeczywistego, jest wygodnym (ściśle wzory do obliczeń energetycznych), prostym i stosunkowo dokładnym sposobem opisu przemian rzeczywistych.

Dławienie

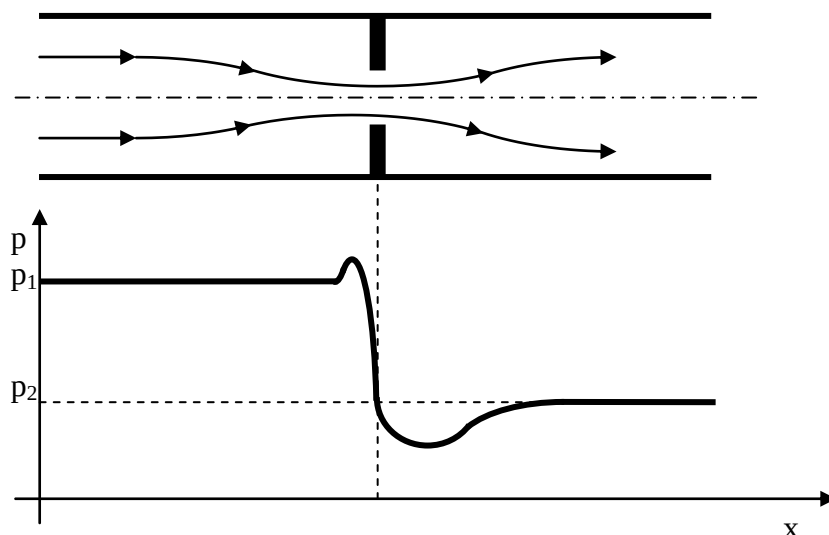
Dławieniem nazywamy spadek ciśnienia związany z przepływem przez przewężenie kanału przepływowego (przegrodę).



Dławienie, jako przemiana termodynamiczna zachodzi bez wymiany energii z otoczeniem. Oznacza to, że w miejscu dławienia otoczone jest ścianką adiabatyczną i nie istnieje ruchoma ścianka, przy pomocy której można wymieniać pracę z otoczeniem.



Zmiany ciśnienia przy przepływie przez przegrodę przedstawia wykres



Ponieważ podczas przepływu przez przegrodę nie wykonujemy pracy (ani nie wymieniamy ciepła z otoczeniem), to spadku ciśnienia nie można odwrócić przez zmianę kierunku przepływu płynu. Dlatego dławienie jest przemianą nieodwracalną. Do przepływu czynnika termodynamicznego przez przegrodę stosujemy I zasadę termodynamiki dla układu otwartego z uwzględnieniem energii kinetycznej

$$q_{1,2} = \Delta i_{1,2} + l_{t1,2} + \Delta e_{k1,2}$$

$$i_c = i + \frac{w^2}{2} \Rightarrow \Delta i_{c1,2} = \Delta i_{1,2} + \Delta e_{k1,2}$$

$$q_{1,2} = \Delta i_{c1,2} + l_{t1,2}$$

Sumę entalpii i energii kinetycznej gazu nazywamy entalpią całkowitą. W przypadku, gdy zmiana energii kinetycznej jest nieistotnie mała, to zmiana entalpii całkowitej równa jest zmianie entalpii. Dla przepływu adiabatycznego bez wykonania pracy otrzymujemy

$$q_{1,2} = 0 \cap l_{t1,2} = 0 \Rightarrow \Delta i_{c1,2}$$

Dławienie gazu doskonałego jest przemianą izentalpową. Ponieważ dławienie jest przemianą nieodwracalną, to podczas dławienia zachodzi nieodwracalny przyrost entropii. Skutkiem nieodwracalności spadku ciśnienia podczas dławienia jest zmniejszenie możliwości wykonania przez gaz pracy. Dlatego dławienie jest najprostszym sposobem regulacji maszyn. Należy jednak zauważyć, że jest to sposób regulacji o małej sprawności, co jest związane ze stratą ciśnienia podczas regulacji. Każdy zawór regulacyjny jest zaworem dławiącym. Dławienie gazu doskonałego zachodzi przy stałej temperaturze ($T = \text{const}$). Gaz rzeczywisty nie spełnia dwóch założeń gazu doskonałego:

- cząstki gazu nie są punktami materialnymi $\rightarrow$ od objętości dostępnej dla ruchu cząstek należy odjąć objętość przez cząstki zajmowaną
- cząstki oddziałują ze sobą (przyciąganie międzycząsteczkowe) $\rightarrow$ ciśnienie, jako siłę skupiającą cząstki należy powiększyć o przyciąganie międzycząsteczkowe

Uwzględnienie tych poprawek zmienia równanie stanu gazu doskonałego w równanie Van der Waalsa

$$p \rightarrow p + \frac{a}{v^2}$$

$$v \rightarrow v - b$$

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

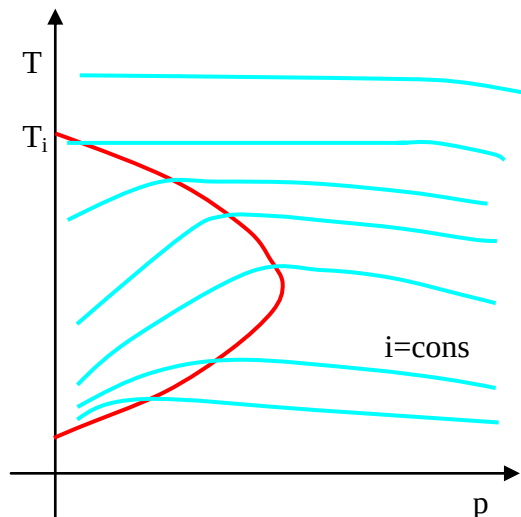
Dla gazu opisanego równaniem Van der Waalsa istnieje temperatura T_i nazywana temperaturą inwersji, poniżej której znak ułamka: zmiana temperatury do zmiany ciśnienia przy stałej entalpii jest ujemny

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta p}\right)_{i=\text{const}} < 0$$

Temperatura inwersji wynosi

$$T_i = \frac{2 \cdot a}{R \cdot b} \cdot \left(1 - \frac{b}{v}\right)^2 \approx \frac{2 \cdot a}{R \cdot b}$$

Powyżej temperatury inwersji dławienie nie wywołuje spadku temperatury gazu. Poniżej temperatury inwersji istnieje zakres parametrów (p , T), dla których dławienie obniża temperaturę gazu



Na wykresie $T - p$ obszar ten ograniczony jest krzywą nazywaną krzywą inwersji.

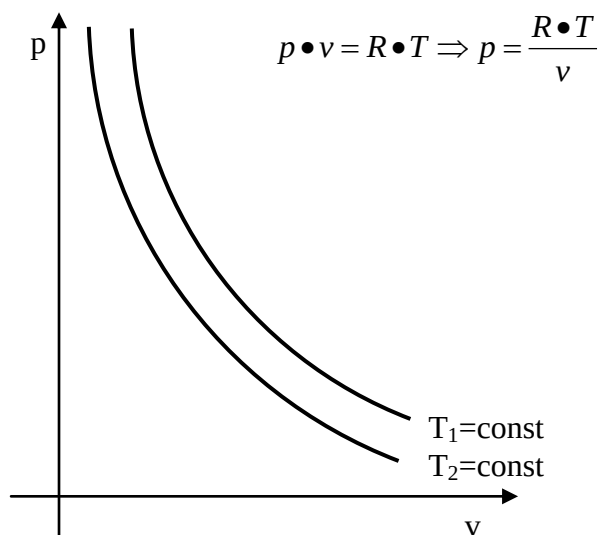
Temperatury inwersji dla niektórych gazów wynoszą

- He 51 [K]
- H₂ 205 [K]
- N₂ 621 [K]
- O₂ 893 [K]

Z podanych temperatur inwersji wynika, że dławienie tlenu i azotu (a także powietrza) obniża temperaturę gazu w temperaturach nawet wyraźnie wyższych od temperatury pokojowej. Dlatego możliwe jest skraplanie tych gazów przez dławienie. W przypadku wodoru i helu niemożliwe jest ich skroplenie przez dławienie bez wyraźnego obniżenia temperatury.

Punkt krytyczny

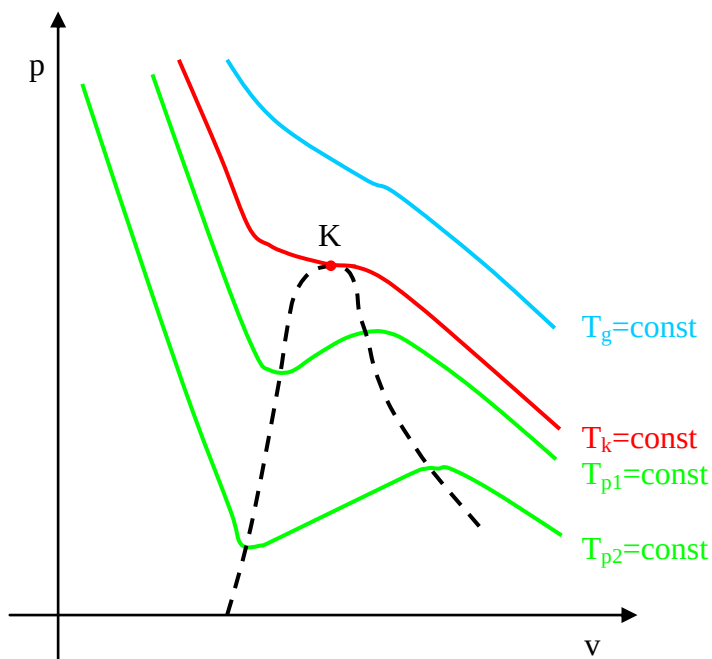
Izoterma gazu doskonałego jest hiperbolą równoosiową



Izotermy Van der Waalsa opisane są równaniem

$$p = \frac{R \cdot T}{v - b} - \frac{a}{v^2}$$

Równanie Van der Waalsa uwzględnia objętość cząstki i oddziaływanie (przyciągające) między cząstkami. Oddziaływanie międzycząsteczkowe jest odwrotnie proporcjonalne do odległości (liczonej od środka) między cząstkami. Przy skończonych rozmiarach cząstek (objętość cząstki) wartość oddziaływania także będzie skończona. Dla odpowiednio dużej energii kinetycznej cząstek (temperatura) sił przyciągania międzycząsteczkowego nie będą miały wpływu na zachowanie cząstek. Istnieje w związku z tym pewna temperatura, poniżej której siły przyciągania międzycząsteczkowego mogą związać ze sobą cząstki (ciecz). Powyżej tej temperatury mamy do czynienia z gazem. Izoterma dla tej temperatury nazywana izotermą krytyczną. Izoterma krytyczna (linia czerwona) ma punkt przegięcia i nie ma maksimum i minimum



Punkt przegięcia izotermy krytycznej nazywany punktem krytycznym (K) ma następujące parametry

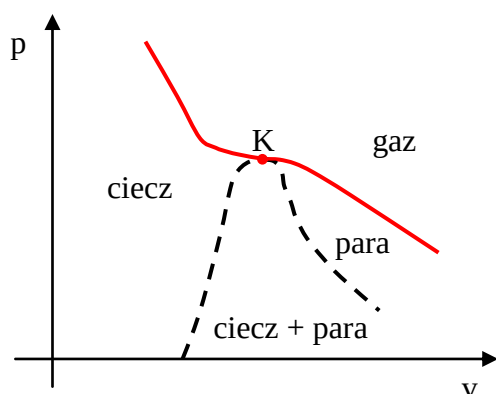
$$v_k = 3 \bullet b$$

$$p_k = \frac{a}{27 \bullet b^2}$$

$$T_k = \frac{8 \bullet a}{27 \bullet b \bullet R}$$

Maksima i minima dotyczą izoterm o temperaturze niższej od temperatury krytycznej. Tworzą one linie, nazywane krzywymi granicznymi (czarna linia przerywana). Obie krzywe graniczne (minimów i maksimów) łączą się w punkcie krytycznym. Izoterma krytyczna i krzywe graniczne dzielą wykres na cztery obszary:

- gaz – przejść w obszar cieczy niemożliwe bez obniżenia temperatury
- para – przejście w obszar cieczy możliwe przez zwiększenie ciśnienia (sprężenie)
- ciecz + para – współistnienie obu stanów
- ciecz – energia kinetyczna cząstek nie wystarcza do swobodnego ruchu cząstek



Proces zmiany stanu skupienia ciecz-para i para-ciecz jest procesem izobarycznym. Izoterma Van der Waalsa w obszarze współistnienia cieczy i pary nie pokazuje rzeczywistego procesu zmiany stanu skupienia, a pokazuje zmiany parametrów czynnika jako cieczy przegrzanej i pary przechłodzonej. Izoterma krytyczna określa minimalną temperaturę stanu lotnego, którego nie można przeprowadzić w stan cieczy przez sprężanie, czyli przez zwiększenie ciśnienia. Warunkiem skroplenia gazu przez sprężenie jest temperatura niższa od temperatury krytycznej. Para jest to stan lotny o temperaturze niższej od temperatury krytycznej, a gaz jest to stan lotny o temperaturze wyższej od temperatury krytycznej. Temperatury krytyczne najważniejszych czynników termodynamicznych wynoszą

- He	5,3 [K]
- H ₂	33,2 [K]
- N ₂	126 [K]
- O ₂	144 [K]
- Ar	150 [K]
- CH ₄	191 [K]
- CO ₂	304 [K]
- C ₃ H ₈ /C ₄ H ₁₀	370 [K]
- NH ₃	405 [K]
- H ₂ O	647 [K]

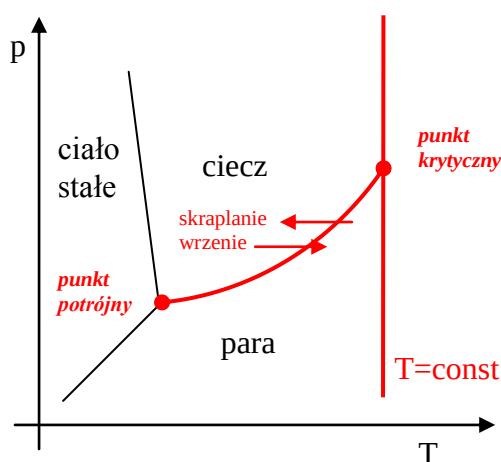
Z podanych gazów do metanu włącznie skroplenie wymaga schłodzenia gazu. Gazy te skraplane są przy ciśnieniu atmosferycznym i temperatura ich skroplenia jest temperaturą wrzenia przy ciśnieniu atmosferycznym. Dla tych gazów istotne są następujące temperatury:

- T_i - temperatura inwersji (najwyższa temperatura, przy której dławienie obniża temperaturę)
- T_k - temperatura krytyczna (najwyższa temperatura, przy której gaz można skroplić przez sprężenia)
- T_s - temperatura skraplania (temperatura wrzenia przy ciśnieniu atmosferycznym)

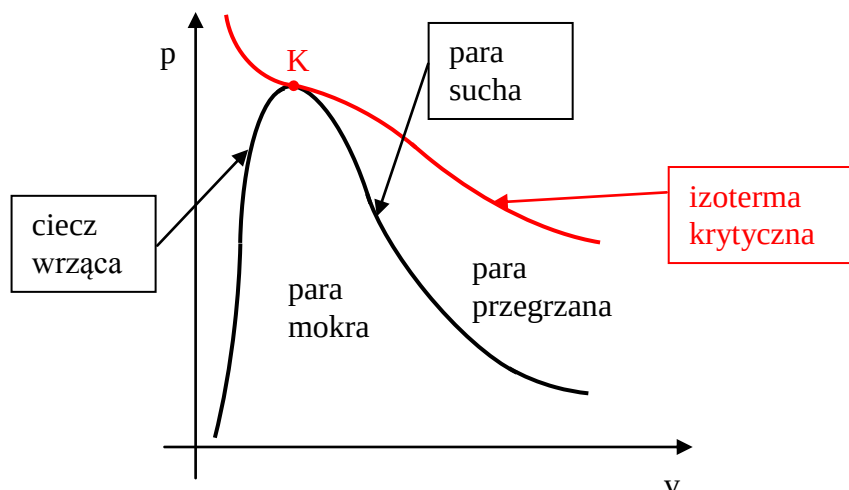
	T_i	T_k	T_s
He	51 [K]	5,3 [K]	4,2 [K]
H ₂	205 [K]	33,2 [K]	20 [K]
N ₂	621 [K]	126 [K]	77 [K]
O ₂	893 [K]	144 [K]	90 [K]
Ar	723 [K]	150 [K]	87 [K]
CH ₄	953 [K]	191 [K]	111 [K]

Stopień suchości pary

Przemiana fazowa zmiany stanu skupienia ciecz-para, wrzenie-skraplanie, zależy do ciśnienia i temperatury. Wzrost ciśnienia wywołuje wzrost temperatury wrzenia i odwrotnie. Linia wrzenie-skraplanie na wykresie punktu potrójnego ograniczona jest punktami: potrójnym i krytycznym. Linia ta określa zakres temperatur i ciśnień, dla których można przeprowadzić proces wrzenia lub skraplania. Linia wrzenie-skraplanie nie jest przemianą termodynamiczną.



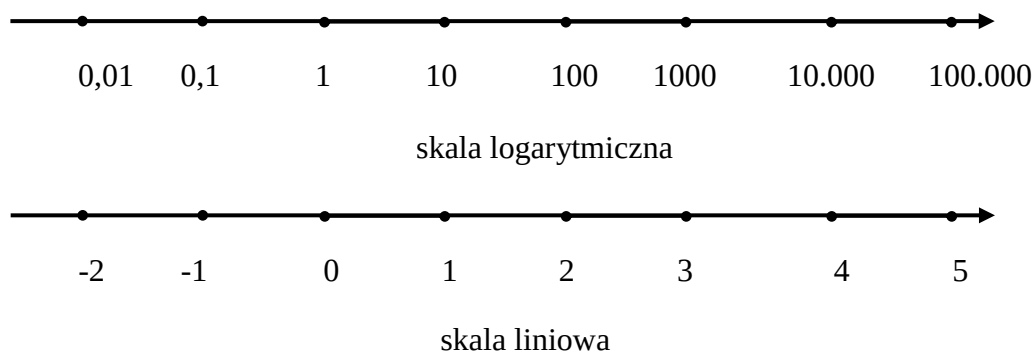
Wrzenie-skraplanie jako przemiana termodynamiczna jest izobarycznym i izotermicznym procesem wymiany ciepła. Parametrami ulegającymi zmianie w procesie wrzenie-skraplanie są: objętość, entalpia, entropia i energia wewnętrzna. Na wykresie $p-v$ zmiana stanu skupienia wrzenie-skraplanie zajmuje obszar ograniczony krzywymi granicznymi, w którym występuje para mokra.



Definicje:

- para nasycona jest to para o temperaturze wrzenia (przy danym ciśnieniu).
- ciecz wrząca jest to ciecz o temperaturze wrzenia (przy danym ciśnieniu).
- para nasycona sucha (para sucha) jest para nasycona nie zawierająca cieczy.
- dolna krzywa graniczna jest to linia występowania cieczy wrzącej.
- górna krzywa graniczna jest to linia występowania pary suchej.
- dolna krzywa graniczna i górna krzywa graniczna łączą się w punkcie krytycznym.
- para nasycona mokra (para mokra) jest to mieszanina pary suchej i cieczy wrzącej.
- para przegrzana jest to para o temperaturze wyższej od temperatury wrzenia.

Wykres p-v pary jest skalowany logarytmicznie, ponieważ objętość pary suchej jest tysiąc razy większa od objętości cieczy wrzącej (dla ciśnienia atmosferycznego)



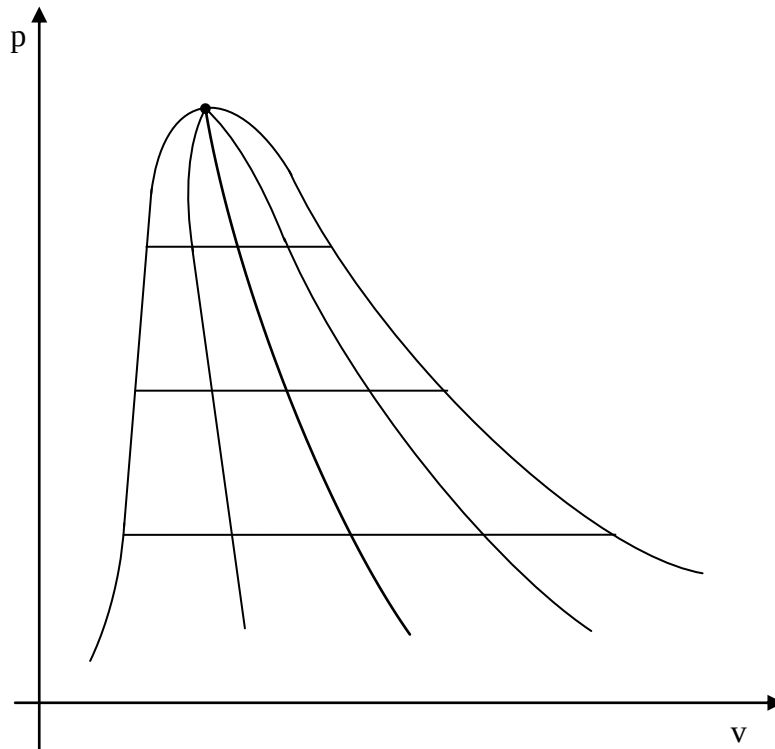
Podczas przemiany fazowej wrzenie-skraplanie objętość jest trudnym do pomiaru parametrem termodynamicznym. Stan zawansowania przemiany fazowej dla procesu wrzenie-skraplanie określamy przy pomocy stopnia suchości pary x

$$x = \frac{m''}{m'' + m'}$$

Indeksem ('' – bis) oznaczamy parę suchą, a indeksem (' – prim) oznaczamy ciecz wrzącą. Stopień suchości określa zawartość pary suchej w parze mokrej (mieszanina pary suchej i cieczy wrzącej). Stopień suchości wynosi:

- ciecz wrząca $x = 0$

- para mokra $0 < x < 1$
- para sucha $x = 1$



Objętość pary mokrej jest sumą objętości cieczy wrzącej i pary suchej tworzących parę mokrą

$$v = v_{\text{cieczy}} + v_{\text{pary}}$$

$$v_{\text{cieczy}} = v' \cdot (1 - x)$$

$$v_{\text{pary}} = v'' \cdot x$$

$$v = v' \cdot (1 - x) + v'' \cdot x = x \cdot (v'' - v') + v'$$

Objętość pary mokrej jest liniową zależnością stopnia suchości. Pozostałe parametry pary mokrej także liniowo zależą od stopnia suchości

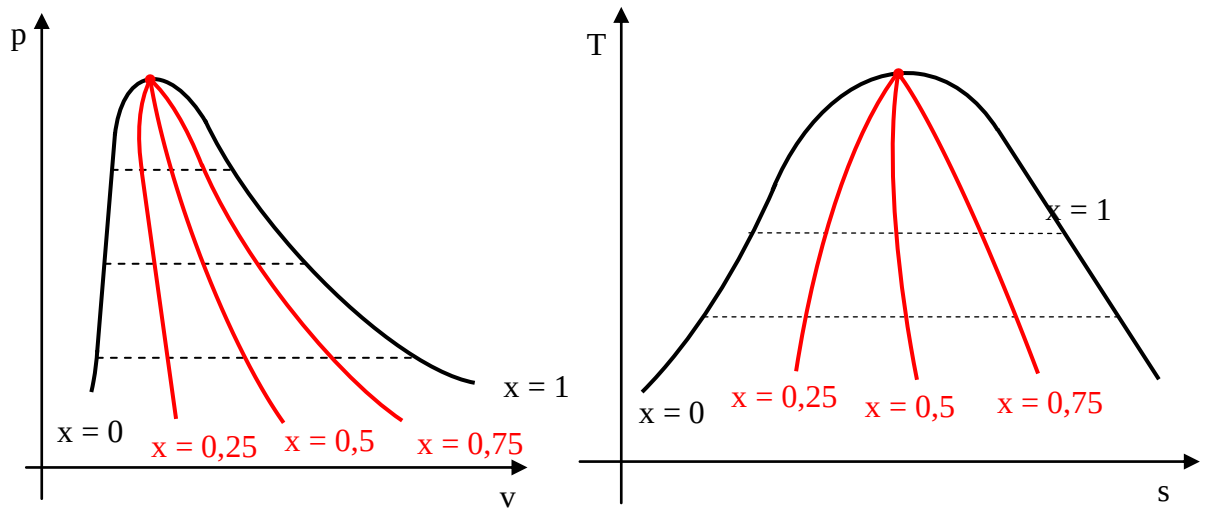
$$i = x \cdot (i'' - i') + i' = x \cdot r + i' \quad r - \text{ciepłota parowania}$$

$$s = x \cdot (s'' - s' + s') = x \cdot \frac{r}{T} + s'$$

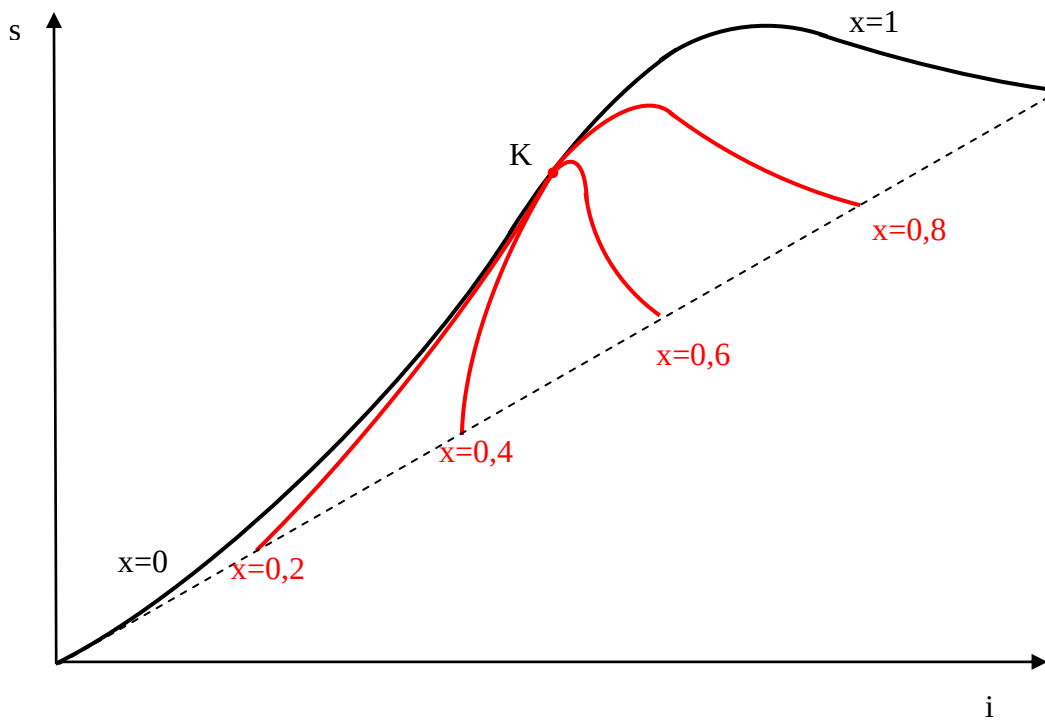
$$u = x \cdot (u'' - u') + u'$$

Wartości i'' , i' , r , s'' , s' są podawane w tabelach w zależności ciśnienia i temperatury wrzenia. Na dowolnym wykresie obejmującym obszar pary mokrej można narysować krzywe $x = \text{const}$. Podstawowymi wykresami pary mokrej są:

- wykres $p - v$
- wykres $T - s$

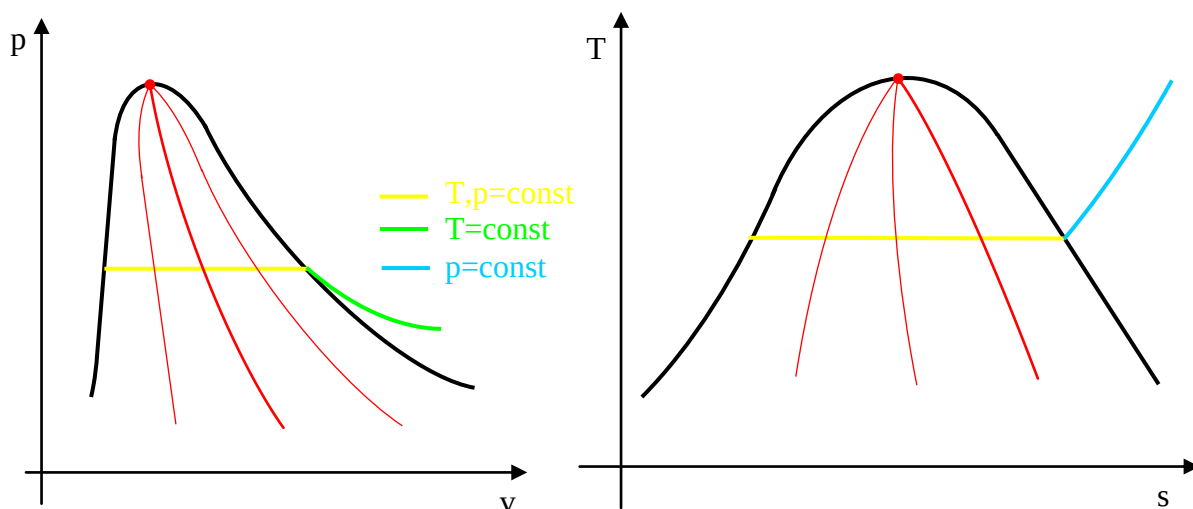


Wykres i - s jest stosowany głównie dla wody. Linia $x = 0$ zaczyna się w początku układu współrzędnych, ponieważ z założenia entalpia i entropia punktu potrójnego wody równa jest zero.

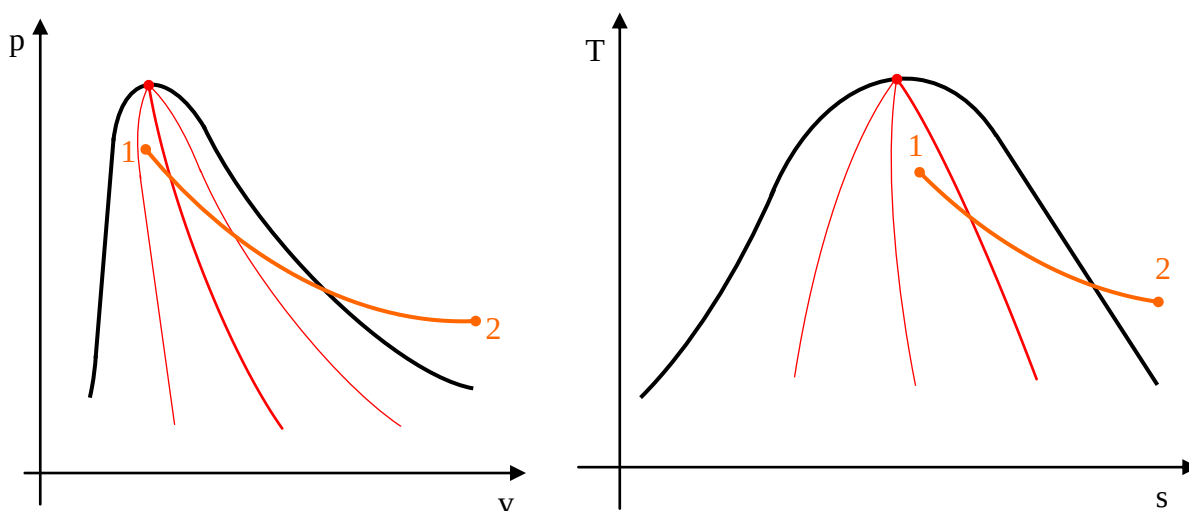


Przemiany pary

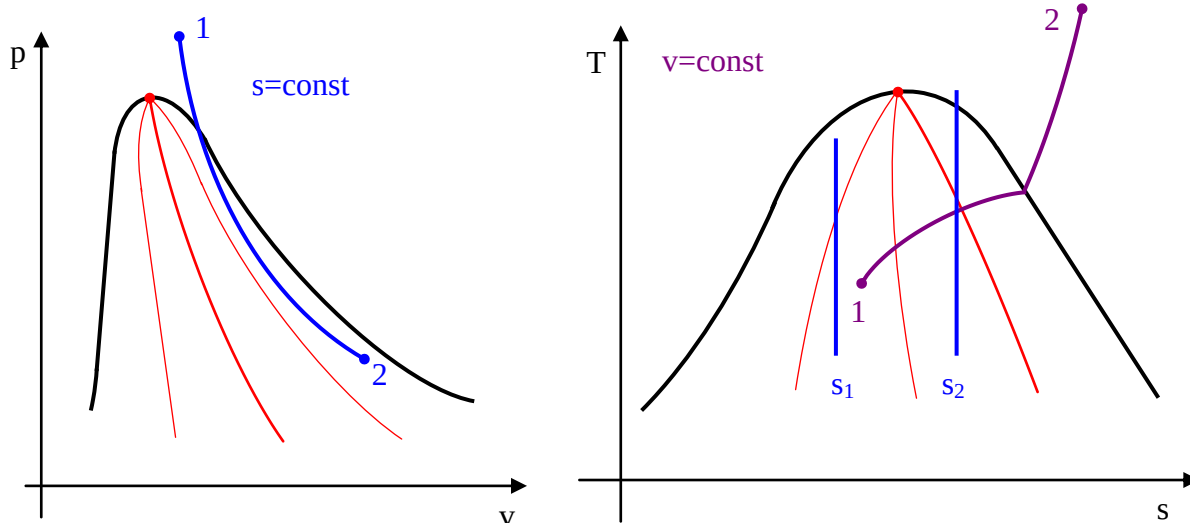
Przemiana pary może odbywać się w zakresie pary mokrej i pary przegrzanej. Jeśli para podczas przemiany przekracza temperaturę krytyczną, to staje się gazem. Nie to wpływu na przebieg przemiany.



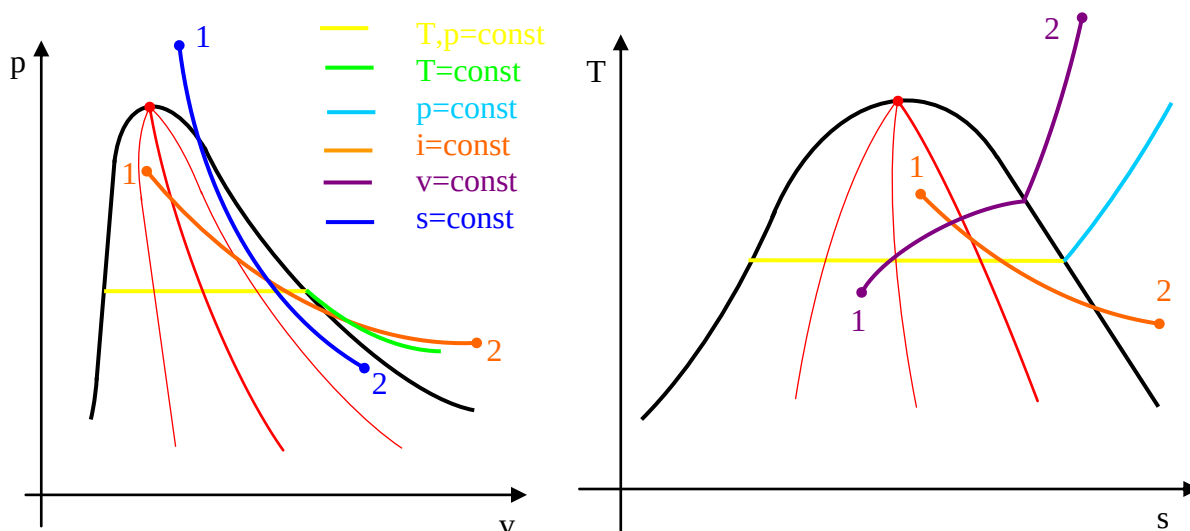
W obszarze pary mokrej przemiana izobaryczna i przemiana izotermiczna się pokrywają. W obszarze pary przegrzanej izoterma i izobara stanowią odrębne linie. Stąd znajomość ciśnienia i temperatury jednoznacznie określa stan pary przegrzanej, a dla pary mokrej znajomość ciśnienia pary jest równoważne znajomości jej temperatury. Dławienie obniża temperaturę i zwiększa stopień suchości pary.



Jeśli w wyniku dławienia stopień suchości osiągnie wartość 1, to dalsze dławienie pary przegrzewa parę. Przegrzewanie nie oznacza wzrostu temperatury pary. Przegrzewanie w tym przypadku oznacza wzrost objętości właściwej i entropii w stosunku do objętości właściwej i entropii pary suchej. Jeśli w wyniku dławienia otrzymamy parę przegrzaną, to temperatura i ciśnienie umożliwiają wyznaczenie entalpii pary. Pozwala to z kolei na określenie stopnia suchości pary mokrej. Rozprężanie adiabatyczne może zmniejszyć lub zwiększyć wartość stopnia suchości pary mokrej. Dla niedużych wartości stopnia suchości rozprężanie adiabatyczne zwiększa wartość stopnia suchości pary mokrej. Dla dużych wartości stopnia suchości rozprężanie adiabatyczne obniża jego wartość. Dla pary przegrzanej rozprężanie adiabatyczne obniża temperaturę pary i po osiągnięciu obszaru pary mokrej obniża wartość stopnia suchości.



Na wykresach przedstawianych poniżej pokazane jest wzajemne położenie poszczególnych przemian pary.



W zakresie pary mokrej można wyliczyć parametry pary znając stopień suchości x i temperaturę T lub ciśnienie p korzystając z tablic. Tablice podają następujące parametry w układzie uporządkowanie według ciśnienia (temperatura jest parametrem wtórnym) lub uporządkowanie według temperatury (ciśnienie jest parametrem wtórnym):

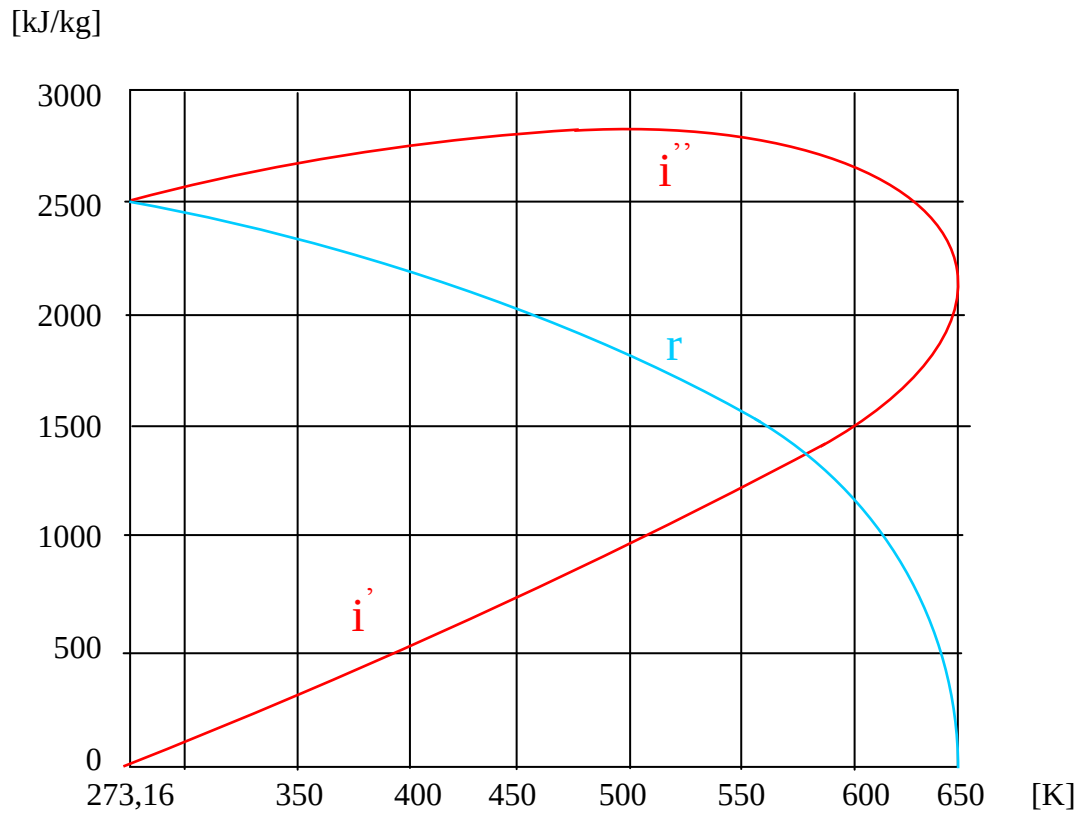
- objętość właściwa cieczy v
- objętość właściwa pary v'
- entalpia właściwa cieczy i
- entalpia właściwa pary i'
- entalpia parowania (ciepło parowania) r
- entropia właściwa cieczy s
- entropia właściwa pary s'

Tabele nie podają energii wewnętrznej, którą się wylicza z równania definicyjnego entalpii

$$i = u + p \cdot v$$

$$u = i - p \cdot v$$

Entalpię na krzywych granicznych (i'' , i') i entalpia parowania r przedstawiana jest także na wykresie.



Wykres przedstawiony powyżej dotyczy wody.

Wykres $i - s$ pary wodnej

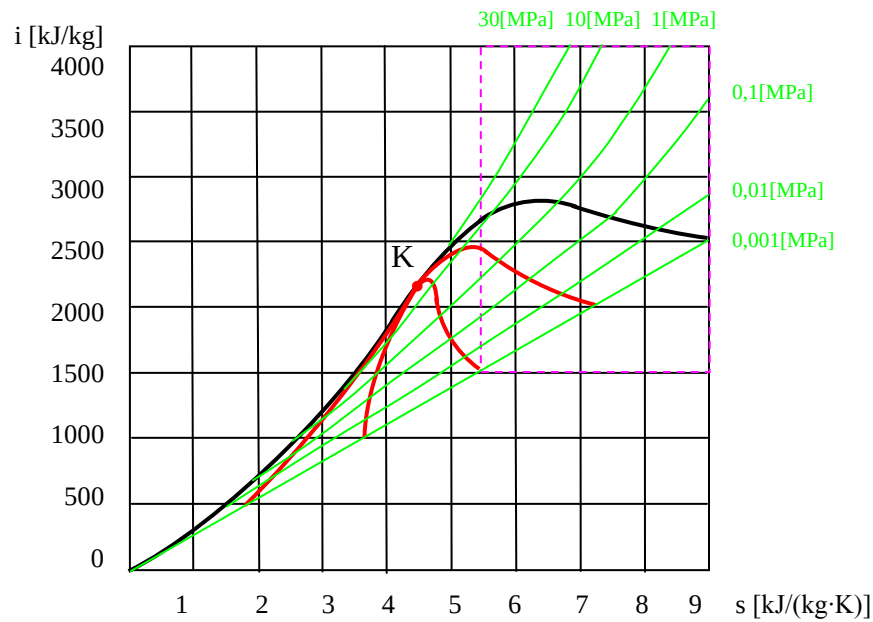
Wykres $i - s$ jest bardzo wygodny w odczytywaniu parametrów pary mokrej i przegrzanej. Wykres $i - s$ dla pary wodnej (wody) jest powszechnie stosowany do określania jej parametrów termodynamicznych. W obszarze pary mokrej na wykresie $i - s$ izobara jest linią prostą

$$q = T \bullet \Delta s$$

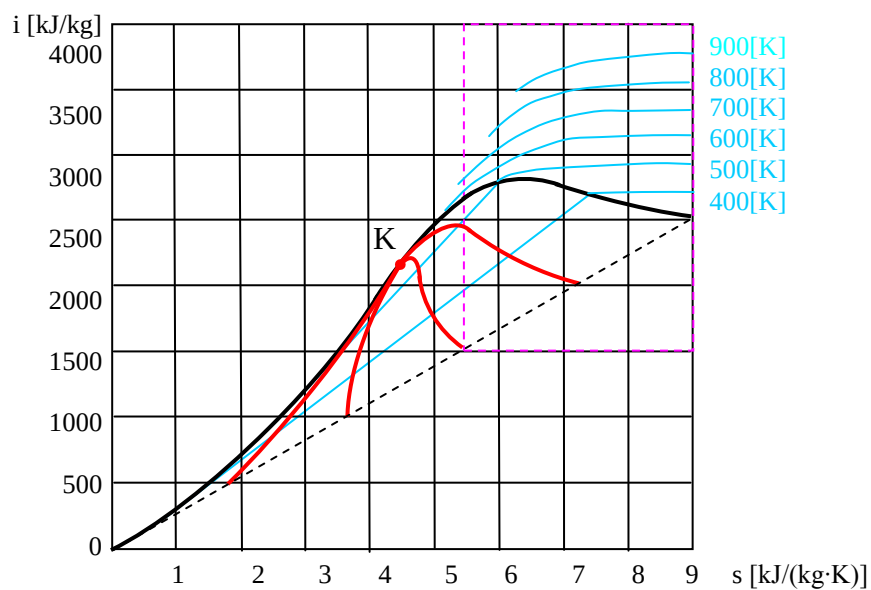
$$q = \Delta i - v \bullet \Delta p$$

$$T \bullet \Delta s = \Delta i - v \bullet \Delta p$$

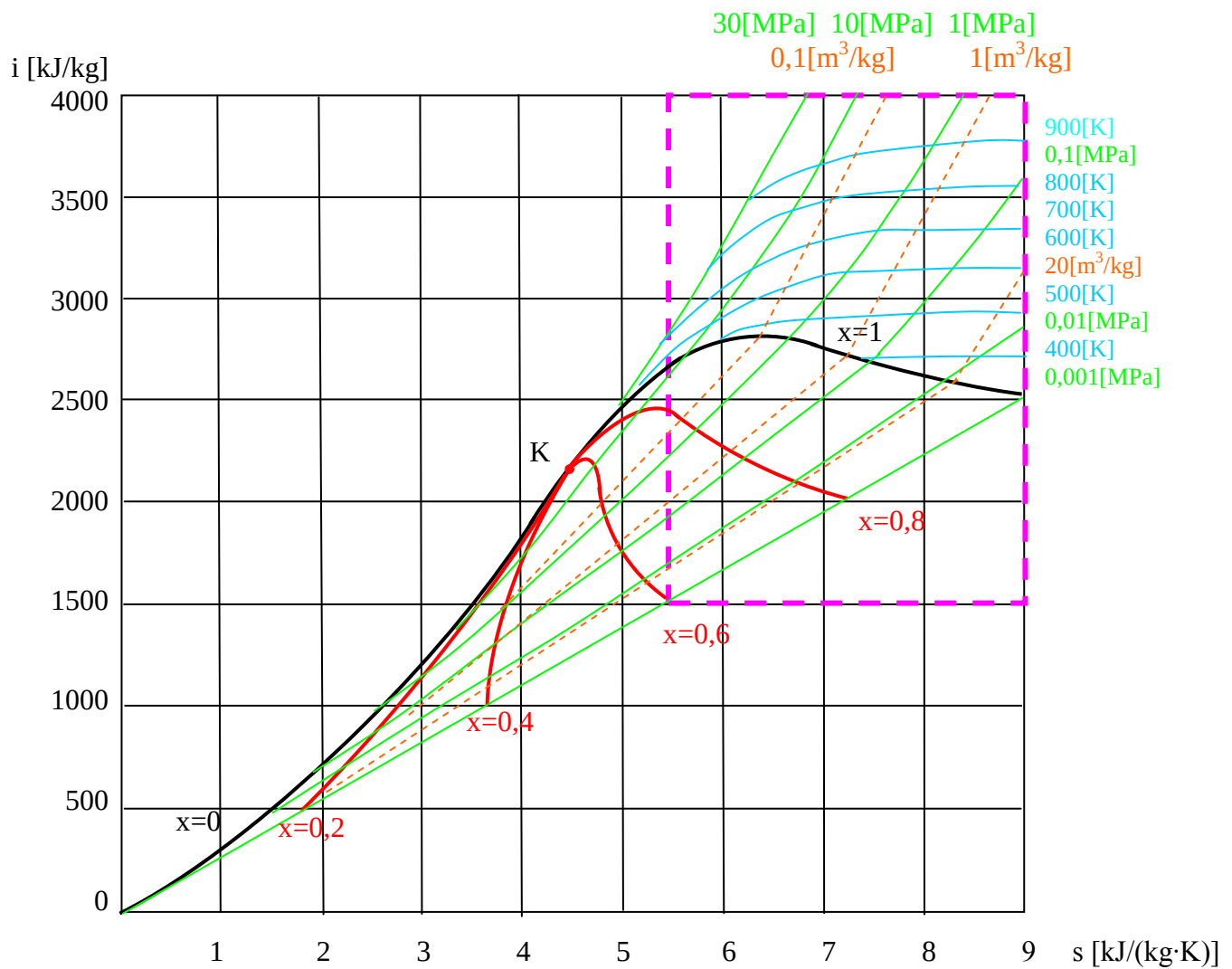
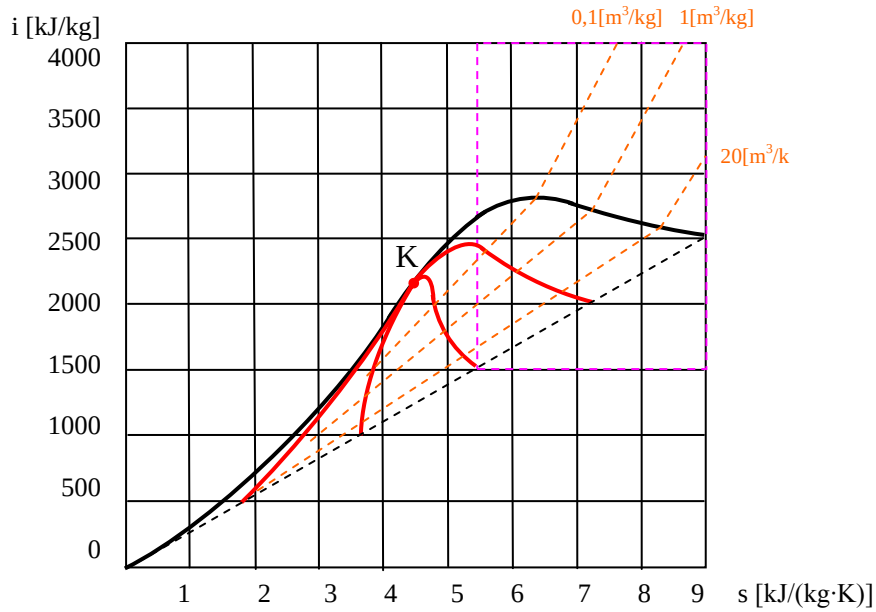
$$\Delta p = 0 \Rightarrow \frac{\Delta s}{\Delta i} = T = const$$



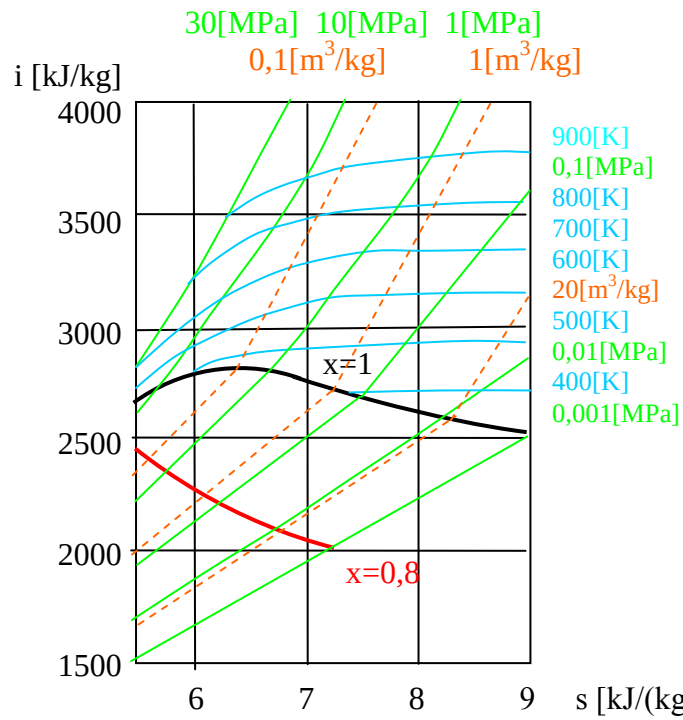
W zakresie pary mokrej izobara pokrywa się z izotermą. Dlatego także izoterma jest linią prostą w zakresie pary mokrej. W zakresie pary przegrzanej izobara jest nieznacznie odchylona od swojego przebiegu w obszarze pary mokrej. Izoterma w zakresie pary przegrzanej jest bliska izentalpie, szczególnie dla niezbyt wysokich ciśnień.



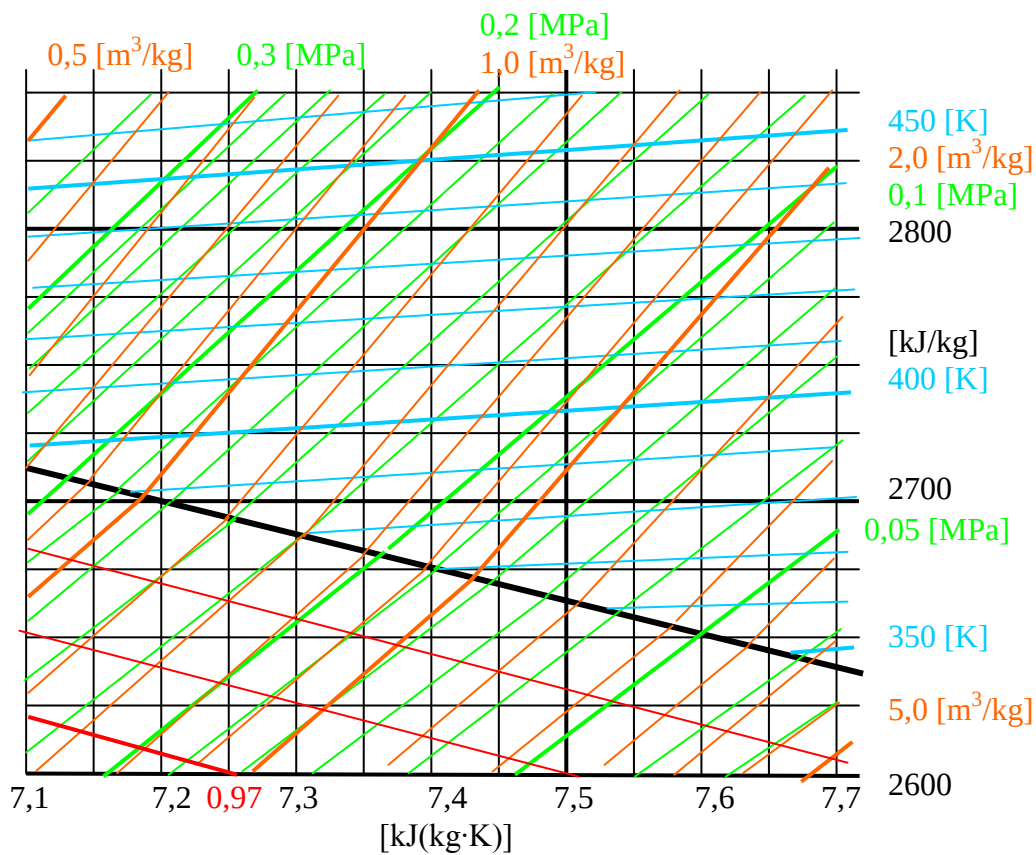
Izochora tak w obszarze pary mokrej, jak i w obszarze pary przegrzanej jest nachylona do osi s trochę bardziej niż izobara. Powoduje to, że odczyt punktu przecięcia izobary i izochory jest obciążony stosunkowo dużym błędem.

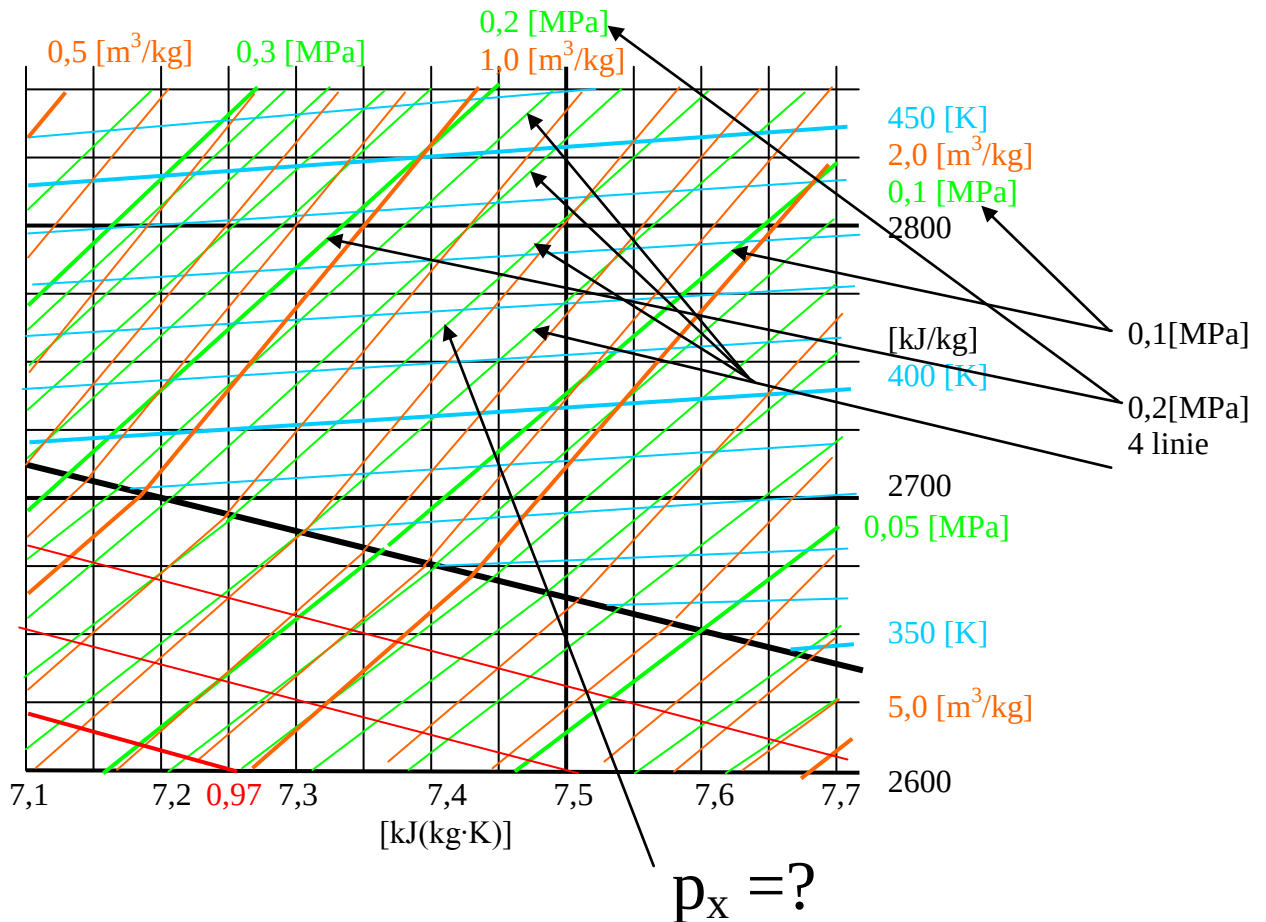


Aby uzyskać stosunkowo dużą dokładność odczytu w praktyce stosowany jest obszar zaznaczony różową ramką, nazywany technicznym wykresem i- s. Techniczny wykres i – s nie obejmuje obszaru cieczy.



Na wykresie technicznym $i - s$ w obszarze pary mokrej nie wyznacza się izoterm. Stąd temperaturę w zakresie pary mokrej odczytuje się z izobar.





Na technicznym wykresie $i - s$ pary opisane są tylko wybrane linie, najczęściej pogrubione. Określenie wartości linii nie opisanych wymaga wykonania następujących czynności:

1. - znalezienie najbliższej linii opisanej o wartości wyższej
2. - znalezienie najbliższej linii opisanej o wartości niższej
3. - policzenie liczby linii nie opisanych między tymi liniami
4. - obliczenie różnicy wartości między tymi liniami
5. - obliczenie podziałki linii nie opisanych
6. - obliczenie wartości dla danej linii

1. - $p_w = 0,2$ [MPa]
2. - $p_n = 0,1$ [MPa]
3. - $n = 4$
4. - $\Delta p = 0,2$ [MPa] - $0,1$ [MPa] = $0,1$ [MPa]
5. - $\Delta = p / (n + 1) = 0,02$ [Mpa]
6. - $p_x = 0,1$ [MPa] + $2 \cdot 0,02$ [Mpa] = $0,14$ [Mpa]

Wymiana ciepła

Warunkiem przepływu ciepła między dwoma ośrodkami jest różnica temperatur. Ciepło przepływa z ośrodka o temperaturze wyższej do ośrodka o temperaturze niższej. Przepływ ciepła ustaje wówczas, gdy następuje wyrównanie temperatur obu ośrodków. Oznacza to, że proces wymiany ciepła zależy od różnicy temperatur. Ilość wymienianego między ośrodkami ciepła zależy także od wielkości ośrodków. W ogólnym przypadku ilość wymienianego ciepła

będzie zależała od wielkości powierzchni rozdzielającej ośrodki. Ponieważ wymiana ciepła jest procesem, to ilość wymienionego ciepła zależy także od czasu. Ilość wymienianego ciepła zależy od:

- różnicy temperatur między ośrodkami Δt [K] lub [$^{\circ}\text{C}$]
- pola powierzchni wymiany ciepła S [m^2]
- czasu trwania wymiany ciepła τ [s]
- współczynnika charakteryzującego dany proces wymiany ciepła.

Podstawowym parametrem określającym wymianę ciepła jest natężenie strumienia ciepła q

$$q = \frac{Q}{S \cdot \tau} \left[\frac{\text{kJ}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} = \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$$

Natężenie strumienia ciepła określa ilość ciepła przepływającą przez jednostkową powierzchnię w jednostce czasu. Natężenie strumienia ciepła q zależy od różnicy temperatur i współczynnika charakterystycznego dla danego procesu, który może być wyrażony jako:

$$\text{- opór cieplny } R \left[\frac{\text{m}^2 \cdot \text{K}}{\text{W}} \right]$$

$$\text{- współczynnik przepływu (przejmowania, przewodzenia itp.) ciepła } \alpha \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right]$$

$$q = \alpha \cdot \Delta t$$

$$q = \frac{\Delta t}{R}$$

Ilość wymienianego ciepła wynosi

$$Q = \alpha \cdot S \cdot \tau \cdot \Delta t$$

$$Q = \frac{S \cdot \tau \cdot \Delta t}{R}$$

Jeśli podczas przepływu ciepła nie zmienia się różnica temperatur, to nie zmienia się także ilość wymienianego ciepła. Proces taki nazywamy procesem ustalonej wymiany ciepła. Jeśli podczas przepływu ciepła zmienia się różnica temperatur, to zmienia się także ilość wymienianego ciepła. Proces taki nazywamy procesem nieustalonej wymiany ciepła. Opis matematyczny ustalonego przepływu ciepła jest stosunkowo prosty. Sposoby wymiany ciepła można podzielić na trzy elementarne rodzaje:

- przewodzenie – wymiana ciepła następuje bez przemieszczania się cząstek względem siebie
- konwekcja – wymiana ciepła następuje w wyniku mieszania się cząstek
- promieniowanie – wymiana ciepła następuje za pośrednictwem fal elektromagnetycznych.

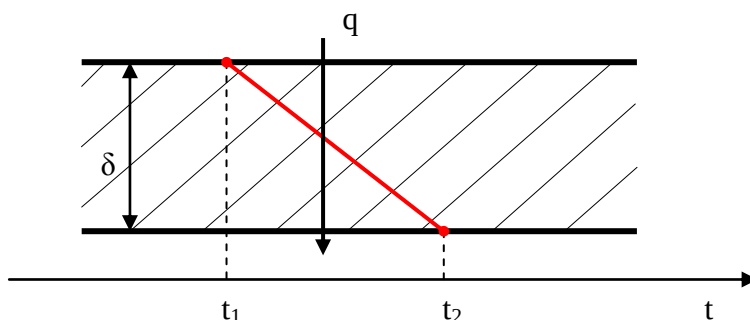
Przewodzenie dotyczy cząstek bezpośredni stykających się ze sobą. Jest dominującym procesem wymiany ciepła w ciałach stałych i nie mieszających się cieczach i gazach.

Konwekcja (unoszenie) możliwa jest wówczas, gdy cząstki mogą się przemieszczać względem siebie, co ma miejsce w cieczach i gazach. Z konwekcją mamy do czynienia podczas przepływu cieczy lub gazu. Jeśli płyn (ciecz lub gaz) podczas przepływu styka się z ciałem stałym, to na powierzchni ścianki stałej tworzy się w warstwie przyściennej płynu podwarstwa laminarna, w której nie zachodzi proces mieszania się płynu podczas przepływu. W podwarstwie laminarnej płynu nie występuje konwekcja. Wymiana ciepła w podwarstwie laminarnej odbywa się przez przewodzenie. Promieniowanie fal elektromagnetycznych jest promieniowaniem termicznym. Wynika ono z drgań termicznych cząstek i dotyczy wszystkich ciał o temperaturze wyższej od 0[K] niezależnie od stanu skupienia.

Promieniowanie ciał stałych i cieczy następuje przez ich powierzchnię, a promieniowanie gazów występuje w całej objętości. Typowymi przypadkami przepływu ciepła są:

- przewodzenie ciepła przez ściankę stałą o grubości δ
- przepływ ciepła przez warstwę przyścienną płynu (przejmowanie ciepła)

- przenikanie ciepła między dwoma płynami oddzielonymi ścianką stałą o grubości δ .
Najprostszym przypadkiem przewodzenia ciepła jest przepływ ciepła przez ściankę płaską.



$$q = \frac{\Delta t}{R}$$

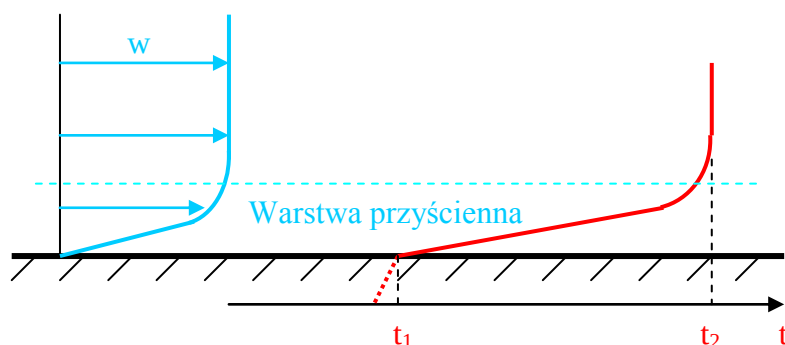
$$R = \frac{\delta}{\lambda}$$

Opór cieplny ścianki jest proporcjonalny do grubości ścianki δ i odwrotnie proporcjonalny do współczynnika przewodzenia ciepła $\lambda \left[\frac{W}{m \cdot K} \right]$. Współczynnik przewodzenia ciepła λ ma małą wartość dla materiałów o dobrych własnościach izolacyjnych i dużą wartość dla materiałów będących dobrymi przewodnikami ciepła. Dla materiałów o dobrych własnościach izolacyjnych współczynnik przewodzenia ciepła oznaczany jest symbolem K .

Współczynnik przewodzenia ciepła λ wynosi $\left(\left[\frac{W}{m \cdot K} \right] \right)$

- srebro (najlepszy przewodnik ciepła) 418
- materiały ceramiczne (beton, cegła, szkło) ~ 1
- woda $0,6 \div 0,7$
- powietrze $0,03 \div 0,08$

Przepływ ciepła przez warstwę przyścienną płynu jest zjawiskiem złożonym. Zależy od własności płynu, parametrów ruchu płynu, grubości warstwy przyściennej płynu i zjawisk fizycznych występujących w płynie.



Do opisu przejmowania ciepła przez ściankę używa się uproszczonego modelu nazywanego równaniem Newtona

$$q = \alpha \cdot \Delta t$$

Współczynnik przejmowania (wnikania) ciepła $\alpha \left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right]$ wyznaczany jest doświadczalnie i zmienia się w bardzo szerokich granicach:

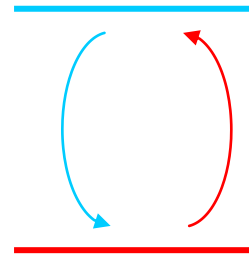
- gazy	0,1 ÷ 500
- ciecze	500 ÷ 7000
- ciecze wrzące	2000 ÷ 10.000
- pary skraplane	6000 ÷ 70.000

Tak duży rozrzut wartości współczynnika przejmowania ciepła tylko częściowo wynika z własności gazów i cieczy. Wartość współczynnika przejmowania ciepła w dużym stopniu zależy od grubości warstwy przyściennej, która silnie zależy od prędkości ruchu płynu. Ruch płynu może być skutkiem działania sił wewnętrznych lub zewnętrznych. Siły wewnętrzne wywołują konwekcje naturalną (swobodną), a siły zewnętrzne konwekcje wymuszoną.

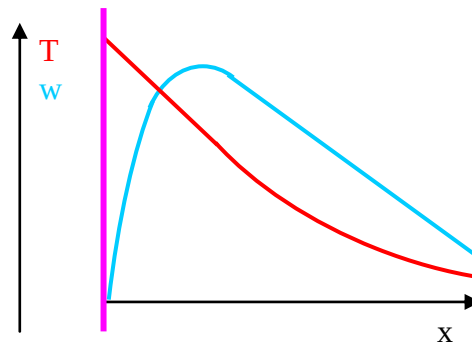
Konwekcja naturalna związana jest z występowaniem siły wyporu. Płyn o wyższej temperaturze ma mniejszą gęstość i siła wyporu wywołuje ruch ciepłego płynu do góry, a zimnego płynu na dół. Konwekcja naturalna działa wyłącznie w układzie pionowym w polu grawitacyjnym.

Konwekcja wymuszona wywołana jest różnicą ciśnień wytworzona przy pomocy maszyny, pompy dla cieczy i sprężarki (wentylatora) dla gazów. Konwekcja naturalna zależy od różnicy temperatur płynu gorącego i zimnego.

Konwekcja naturalna wytwarza stosunkowo nieduże prędkości ruchu płynu. Konwekcja wymuszona nie zależy od temperatury płynu i wywołuje ruch płynu w dowolnym kierunku. Jeśli przepływ płynu zachodzi w rurze, to przy konwekcji naturalnej konieczne jest stosowanie rur o dużych średnicach. Konwekcja naturalna powstaje wyłącznie w pionowych odcinkach rur. Konwekcja wymuszona nie zależy od średnicy i położenia rury.



Rozkład temperatur i prędkości płynu przy konwekcji swobodnej na płaskiej, pionowej rozgrzanej płycie.



Przenikanie ciepła przez ściankę oddzielającą dwa płyny złożone jest z przejmowania ciepła przez ściankę z jednej strony, przewodzenie ściankę ciepła przez ściankę i przejmowanie (oddawanie) ciepła przez ściankę z drugiej strony. Różnica temperatur może być wyrażona jako iloczyn natężenia strumienia ciepła i oporu cieplnego

$$T_2 - T_1 = q \cdot R$$

Natężenie strumienia ciepła przy przenikaniu ciepła przez ściankę jest takie same dla przejmowania ciepła z obu stron ścianki o dla przewodzenia ciepła. Różnica temperatur obu płynów $T_{f2} - T_{f1}$ wynosi

$$T_{f2} - T_{f1} = T_{f2} - T_{w2} + T_{w2} - T_{w1} + T_{w1} - T_{f1}$$

$$T_{f2} - T_{w2} = q \cdot R_{\alpha 2}$$

$$T_{w2} - T_{w1} = q \cdot R_{\lambda}$$

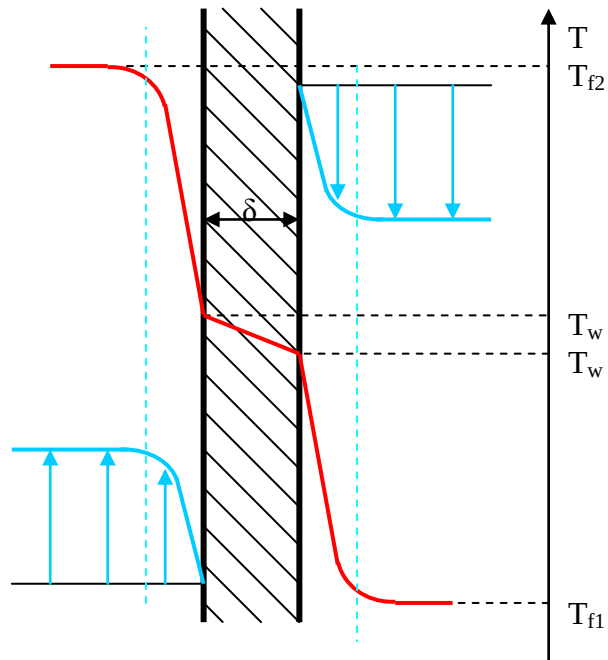
$$T_{w1} - T_{f1} = q \cdot R_{\alpha 1}$$

$$T_{f2} - T_{f1} = q \cdot R_{\alpha 2} + q \cdot R_{\lambda} + q \cdot R_{\alpha 1}$$

$$T_{f2} - T_{f1} = q \cdot (R_{\alpha 2} + R_{\lambda} + R_{\alpha 1})$$

$$R = R_{\alpha 2} + R_{\lambda} + R_{\alpha 1}$$

$$q = \frac{T_{f2} - T_{f1}}{R}$$



Współczynnik przenikania ciepła k wynosi

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_1}$$

Natężenie strumienia ciepła jest iloczynem współczynnika przenikania ciepła i różnicy temperatur płynów

$$q = k \cdot \Delta T$$

Promieniowanie

Promieniowanie fal elektromagnetycznych jest promieniowaniem termicznym. Wynika ono z drgań termicznych cząstek i dotyczy wszystkich ciał o temperaturze wyższej od 0[K], niezależnie od stanu skupienia. Dla temperatur nie przekraczających 600 [°C] promieniowanie termiczne jest promieniowaniem podczerwony ($\lambda = 0,8 \div 400 [\mu\text{m}]$), a dla wyższych temperatur także promieniowaniem widzialnym, głównie w zakresie czerwieni.

Promieniowanie ciał stałych i cieczy następuje przez ich powierzchnię, a promieniowanie gazów występuje w całej objętości. Gazy symetryczne (O_2 , N_2 , H_2) są przepuszczalne dla promieniowania elektromagnetycznego. Gazy niesymetryczne (CO_2 , H_2O) pochłaniają w szczególności promieniowanie podczerwone. Promieniowanie termiczne można podzielić na promieniowanie emitowane przez dane ciało i promieniowanie padające na dane ciało.

Promieniowanie elektromagnetyczne padające na powierzchnię ciała może być:

- pochłonięte (absorpcyjność A)
- odbite (refleksyjność R)
- przepuszczone (przepuszczalność P)

$$A + R + P = 1$$

Przyjmuje się, że większość ciał stałych i cieczy jest nieprzepuszczalna dla promieniowania ciepłego ($P = 0$). Rozróżniamy następujące modele ciał:

- ciało doskonale czarne $A = 1$; $R = 0$
- ciało doskonale białe $A = 0$; $R = 1$
- ciało doskonale szare $A > 0$; $R > 0$; $A + R = 1$.

Promieniowanie emitowane przez dane ciało określa się przy pomocy jego emisyjności ϵ . Emisyjność ϵ jest stosunkiem emisji ciała w danych warunkach do emisji ciała doskonale czarnego w tych samych warunkach. Promieniowanie ciała doskonale czarnego określane jest przy pomocy gęstości emisji e_c i zależy od czwartej potęgi temperatury

$$e_c = C_c \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4 \left[\frac{W}{m^2} \right]$$

Stała promieniowania ciała doskonale czarnego

$$C_c = 5,67 \left[\frac{W}{m^2 \cdot K^4} \right]$$

Promieniowanie dowolnego ciała jest iloczynem emisyjności tego ciała i promieniowania ciała doskonale czarnego w danej temperaturze

$$e = \epsilon \cdot e_c = \epsilon \cdot C_c \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

Związek emisyjności i absorpcyjności można określić na modelu dwóch powierzchni, z których jedna doskonale czarna, a druga doskonale szara

$$e_{Cc} = A \cdot e_{Cc} + R \cdot e_{Cc}$$

$$e_{Ccp} = R \cdot e_{Cc} + e = R \cdot e_{Cc} + \epsilon \cdot e_{Cs}$$

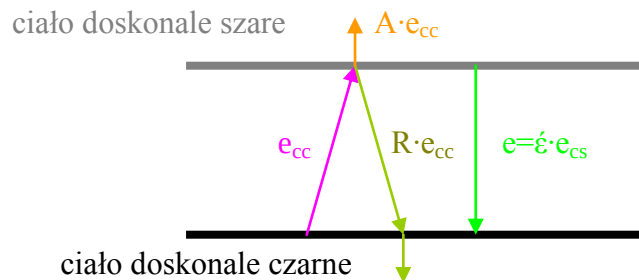
$$e_{Cc} = e_{Cp}$$

$$A \cdot e_{Cc} + R \cdot e_{Cc} = R \cdot e_{Cc} + \epsilon \cdot e_{Cs}$$

$$A \cdot e_{Cc} = \epsilon \cdot e_{Cs}$$

$$T_C = T_S \Rightarrow e_{Cc} = e_{Cs} \Rightarrow A = \epsilon$$

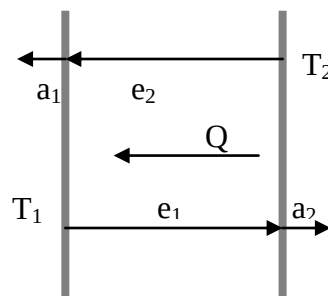
Jeśli temperatury obu powierzchni są takie same, to absorpcyjność danej powierzchni jest równa jej emisyjności. Dla temperatur wyraźnie wyższych o temperatury otoczenia promieniowanie jest najbardziej intensywnym sposobem wymiany ciepła.



$$q = e_2 - e_1$$

$$q = \epsilon \cdot e_{c2} - \epsilon \cdot e_{c1}$$

$$q = \epsilon \cdot C_c \cdot \left[\left(\frac{T_2}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \right]$$



Ponieważ promieniowanie ciała doskonale czarnego zależy od czwartej potęgi temperatury, to natężenie strumienia ciepła wymienianego między dwoma ściankami przy pomocy promieniowania termicznego zależy do różnicy czwartych potęg temperatury, a nie od różnicy temperatur, jak dla przewodzenia, przejmowania i przenikania ciepła. Natężenie strumienia ciepła przepływającego między dwoma ściankami jest różnicą gęstości emisji tych ścianek. Różnica czwartych potęg może być przedstawiona wielomianem

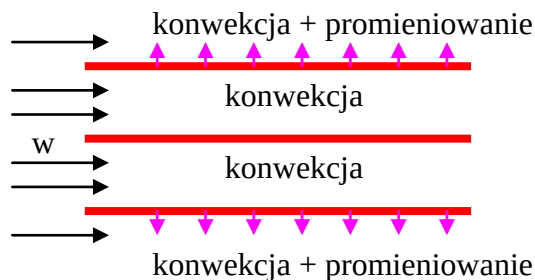
$$T_2^4 - T_1^4 = (T_2 - T_1) \cdot (T_2 + T_1) \cdot (T_2^2 + T_1^2)$$

$$T_2 + T_1 = 2 \cdot T_1 + \Delta T$$

$$T_2^2 + T_1^2 = 2 \cdot T_1^2 + 2 \cdot T_1 \cdot \Delta T$$

$$T_2^4 - T_1^4 > (\Delta T)^4$$

Jeśli założymy, że promieniowanie zależy od czwartej potęgi różnicy temperatur (ΔT^4), a konwekcja zależy od pierwszej potęgi różnicy temperatur (ΔT), to dla małych różnic temperatur konwekcja może dawać większe natężenia strumienia ciepła. Dla dużych różnic temperatur promieniowanie jest dominującym sposobem wymiany ciepła. Warunkiem wymiany ciepła przez promieniowanie jest swobodne rozchodzenie się promieniowania elektromagnetycznego. Wymiana ciepła przez promieniowanie zachodzi tylko przez zewnętrzne powierzchnie wymiennika ciepła. Wymiana ciepła przez konwekcję zachodzi na powierzchniach wymiennika ciepła, względem których przepływa płyn. W związku z tym na wewnętrznych powierzchniach wymiennika ciepła wymiana ciepła zachodzi wyłącznie przez konwekcję.



Jeśli między dwie powierzchnie wstawimy dodatkową powierzchnię, to wpłynie to na wymianę ciepła przez promieniowanie. Dodatkowa powierzchnia nazywana jest ekranem, ponieważ obniża temperaturę powierzchni chłodniejszej.

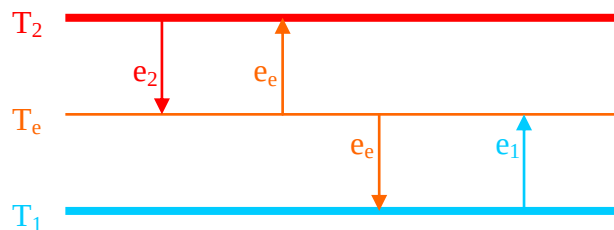
$$q_{2 \rightarrow e} = e_2 - e_e$$

$$q_{e \rightarrow 1} = e_e - e_1$$

$$T_e = \text{const} \Rightarrow q_{2 \rightarrow e} = q_{e \rightarrow 1}$$

$$e_2 - e_e = e_e - e_1$$

$$e_e = \frac{e_2 - e_1}{2} = \frac{1}{2} \cdot q_{2 \rightarrow 1}$$



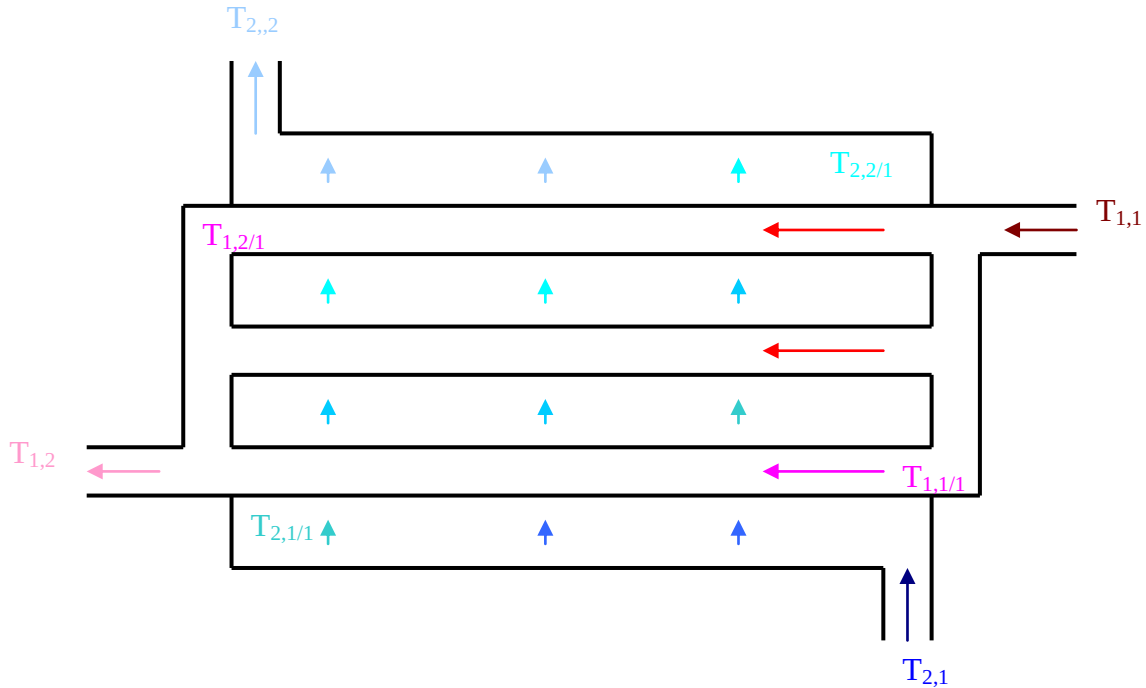
Każdy ekran zmniejsza wymianę ciepła przez promieniowanie o połowę. Grubość ekranu nie wpływa na efekt ekranowania. Jeśli ruch płynu nie zmienia się w wyniku zastosowania ekranu, to nie zmienia także wymiany ciepła przez konwekcję.

Wymienniki ciepła

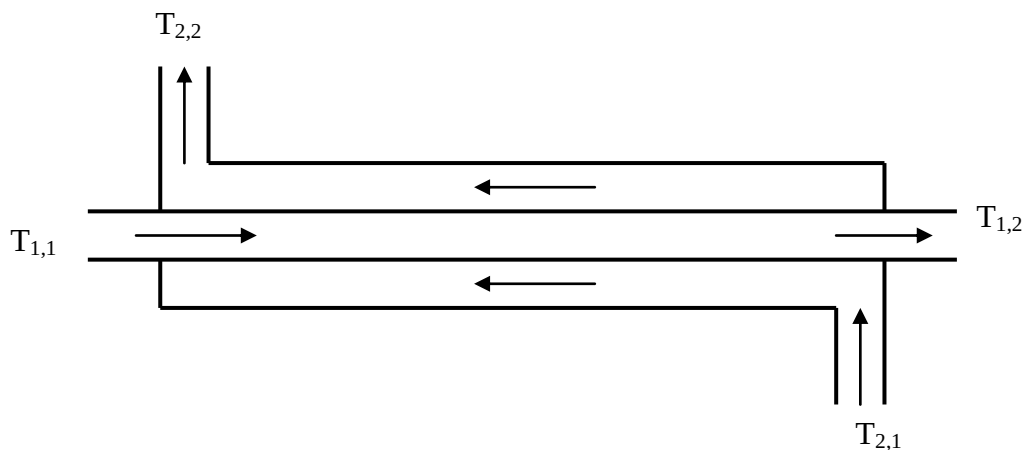
Wymienniki ciepła są urządzeniami, w których realizowana jest wymiana ciepła między dwoma płynami przez ściankę stałą. Warunkiem wymiany ciepła oprócz różnicy temperatur płynów jest ruch płynów względem ścianki stałej. Ze względu na kierunek ruchu płynów względem siebie rozróżniamy:

- wymienniki współprądowe
- wymienniki przeciwproudowe
- wymienniki poprzecznoproudowe.

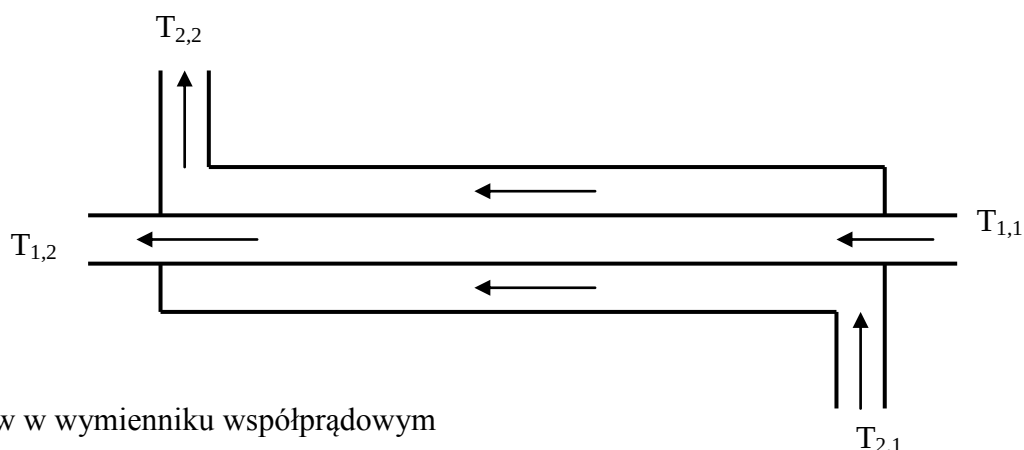
Wymienniki poprzecznoproudowe są stosowane stosunkowo rzadko, ponieważ występuje w nich niekorzystny rozkład temperatur.



Dla wymiennika poprzecznoproudowego występują temperatury pośrednie, wynikające z wymiany ciepła płynów częściowo ogrzanych ($T_{2,1/1}$ i $T_{2,2/1}$) i częściowo schłodzonych ($T_{1,1/1}$ i $T_{1,2/1}$). Zmniejsza to intensywność wymiany ciepła i zmienia temperaturę ścianki. W zależności od rzeczywistej różnicy temperatur najwyższa temperatura ścianki może wystąpić dla temperatury $T_{1,1}$ lub $T_{1,1/1}$.

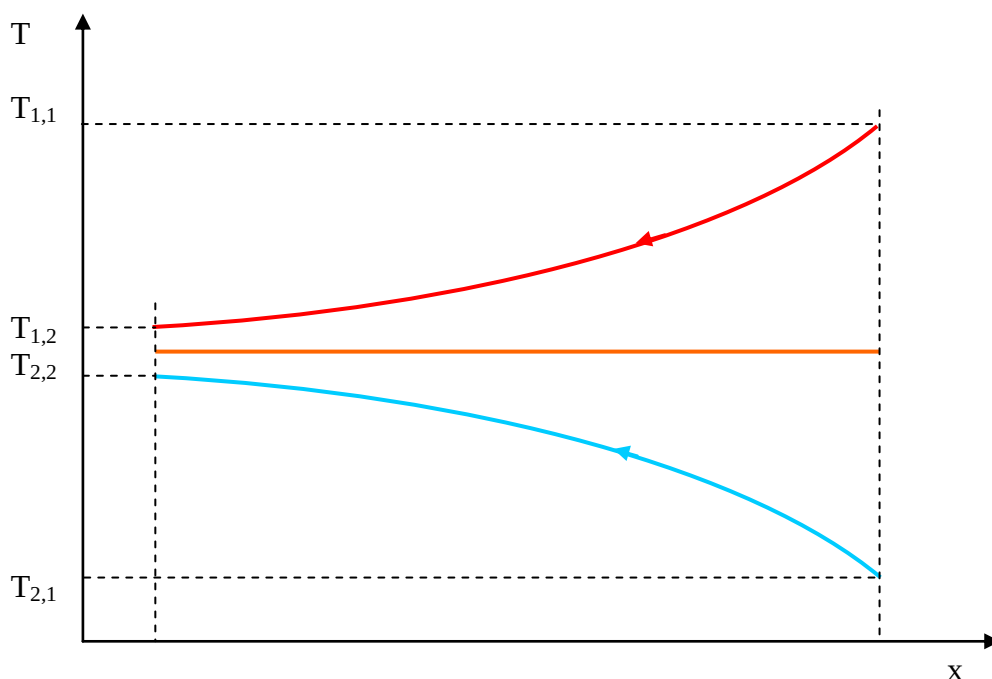


Przepływ w wymienniku przeciwproudowym



Przepływ w wymienniku współprądowym

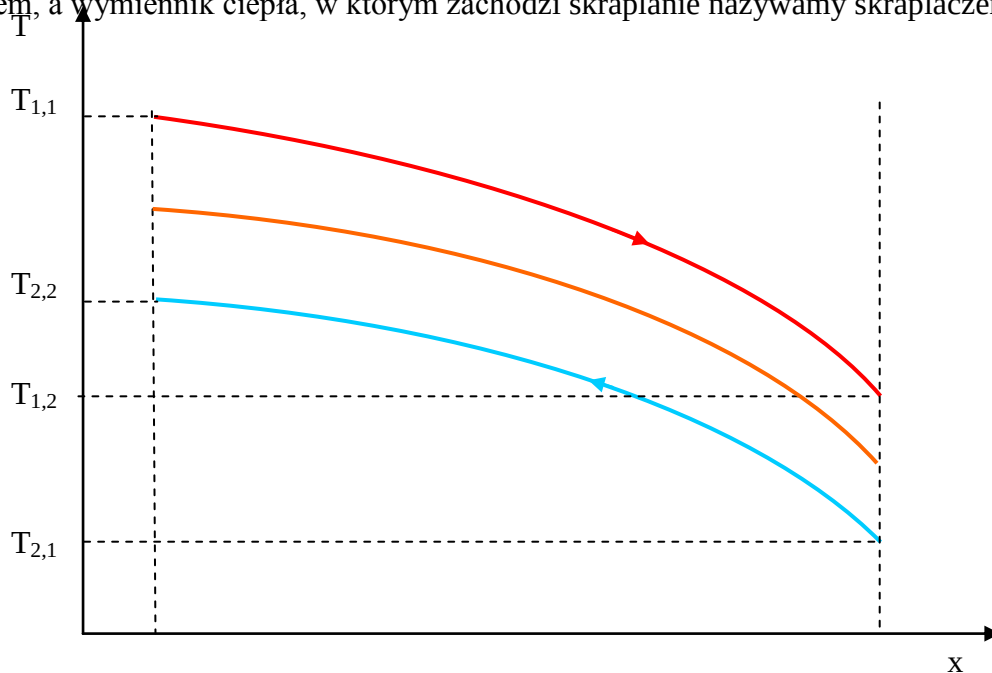
W wymienniku współprądowym maksymalna różnica temperatur występuje na wlocie, gdzie gorący płyn grzejny wymienia ciepła z zimnym płynem grzanym. Na wylocie wymiennika współprądowego występuje minimalna różnica temperatur. Jeśli temperatura ścianki jest temperaturą pośrednią między temperaturą obu płynów, to w wymienniku współprądowym temperatura ścianki jest stała.



Rozkład temperatur w wymienniku współprądowym

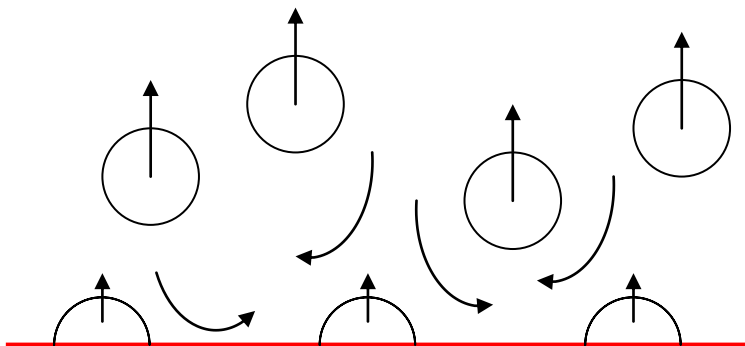
W wymienniku przeciwprądowym wlot płynu grzejnego znajduje się po tej samej stronie, co wylot płynu grzanego, w wylot płynu grzejnego znajduje się po tej samej stronie, co wlot płynu grzanego. W związku z tym różnica temperatur płynu grzejnego i grzanego jest stała wzdłuż całego wymiennika ciepła, a temperatura ścianki jest wyższa od strony wlotu płynu grzejnego. Od strony wlotu płynu grzejnego ścianka wymiennika może ulec przegrzaniu. Jednocześnie temperatura końcowa płynu grzanego jest w wymienniku przeciwprądowym wyższa niż w wymienniku współprądowym przy tych samych temperaturach wlotowych w obu wymiennikach. Średnia różnica temperatur w wymienniku przeciwprądowym jest wyższa, niż w wymienniku współprądowym. Wymiennik przeciwprądowych przy tych samych gabarytach wymienia większą ilość ciepła od wymiennika współprądowego. Jeśli w wymienniku ciepła zachodzi przemiana fazowa wrzenie lub skraplanie, to temperatura

jednego z płynów jest stała. Wymiennik ciepła, w którym zachodzi wrzenie nazywamy parowaczem, a wymiennik ciepła, w którym zachodzi skraplanie nazywamy skraplaczem.

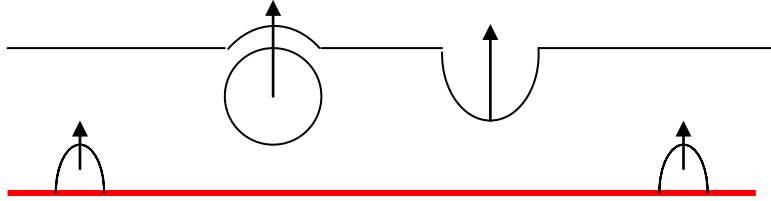


Rozkład temperatur w wymienniku przeciwpłowym

Wrzenie i skraplanie są procesami wymiany ciepła, w których zachodzi przemiana fazowa. Ciecz podczas wrzenia i para podczas skraplania nie zmieniają swojej temperatury. Wrzenie i skraplanie odbywa się na ścianie, czyli jest procesem przejmowania ciepła. Wrzenie i skraplanie charakteryzują się bardzo dużymi współczynnikami przejmowania ciepła. Rozróżniamy wrzenie objętościowe i wrzenie powierzchniowe. Wrzenie objętościowe występuje wówczas, gdy ciecz w całej objętości jest ogrzana do temperatury nasycenia. Jeśli temperatura nasycenia jest osiągana tylko w warstwie cieczy stykającej się ze ścianką, to występuje wówczas wrzenie powierzchniowe. Jeśli ciepło dostarczane jest nie przez ściankę, a do całej objętości cieczy, to mówimy wówczas o wrzeniu jednorodnym. Tworzenie się pęcherzyków pary w połączeniu z siłą wyporu działającą na te pęcherzyki wywołuje ruchy konwekcyjne w cieczy. Konwekcja uzyskana siłą wyporu jest konwekcją swobodną. Wrzenie objętościowe będzie występowało wówczas, gdy przy konwekcji swobodnej objętość cieczy będzie duża w porównaniu do powierzchni wymiany ciepła. Ponieważ objętość jest sześcianem wymiaru charakterystycznego, a powierzchnia kwadratem wymiaru charakterystycznego, to wrzenie objętościowe przy konwekcji swobodnej będzie dotyczyło stosunkowo grubej warstwy cieczy. Jeśli grubość warstwy cieczy jest stosunkowo mała lub występuje konwekcja wymuszona, to dla małych natężeń strumienia ciepła występuje wrzenie powierzchniowe, a dopiero dla dużych natężeń strumienia ciepła wrzenie objętościowe.

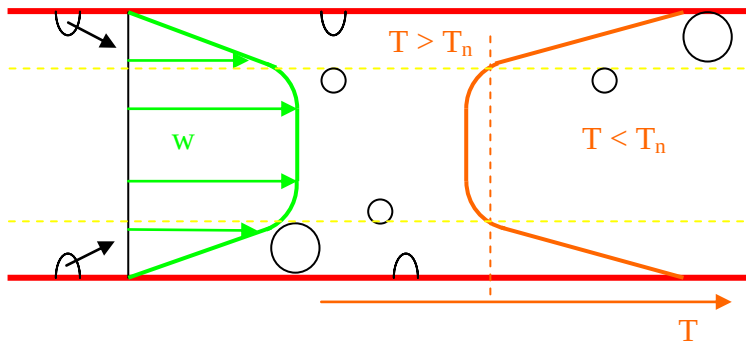


Schemat wrzenia objętościowego przy konwekcji swobodnej

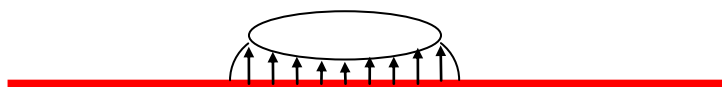


Schemat wrzenia powierzchniowego w warstwie o małej grubości

Pęcherzyki pary powstałe przy wrzeniu powierzchniowym są mniejsze i powstają szybciej niż przy wrzeniu objętościowym. Istotny wpływ na przebieg wrzenia ma natężenie strumienia ciepła. Wzrost natężenia strumienia ciepła zwiększa szybkość tworzenia się pęcherzyków pary. Przy pewnej wartości zwanej krytycznym natężeniem strumienia ciepła cała powierzchnia grzejna jest pokryta trwałą warstwą (błoną) pary. Wrzenia takie nazywamy wrzeniem błonowym. Wrzenie, w którym na powierzchni grzejnej tworzą się pojedyncze pęcherzyki pary nazywamy wrzeniem pęcherzykowym.

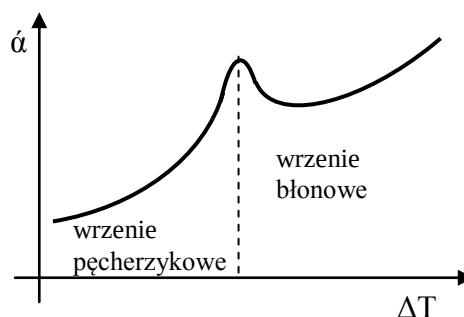


Schemat wrzenia powierzchniowego przy konwekcji wymuszonej



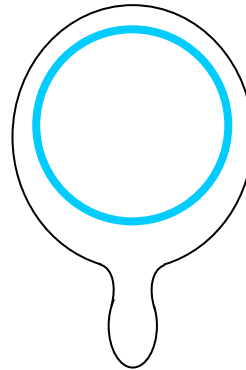
Schemat wrzenia błonowego kropli cieczy na rozgrzanej płycie

Współczynnik przejmowania ciepła podczas wrzenia rośnie wraz ze wzrostem różnicy temperatur ścianki grzejnej i cieczy. Przejście z wrzenia pęcherzykowego do wrzenia błonowego gwałtownie zmniejsza współczynnik przejmowania ciepła. Przy wrzeniu pęcherzykowym w warstwie cieczy stykającej się ze ścianką grzejną występuje konwekcja, która rośnie wraz ze wzrostem różnicy temperatur ścianki grzejnej i cieczy. Przy wrzeniu błonowym wymiana ciepła przez ciekłą warstwę pary oddzielającą powierzchnię grzejną od cieczy odbywa się przy pomocy przewodzenia. Ponieważ współczynnik przewodzenia pary jest mniejszy niż współczynnik przewodzenia lub konwekcji dla cieczy, to ilość ciepła odbieranego ze ścianki maleje przy wrzeniu błonowym i jednocześnie wzrasta różnica temperatur ścianki grzejnej i cieczy.

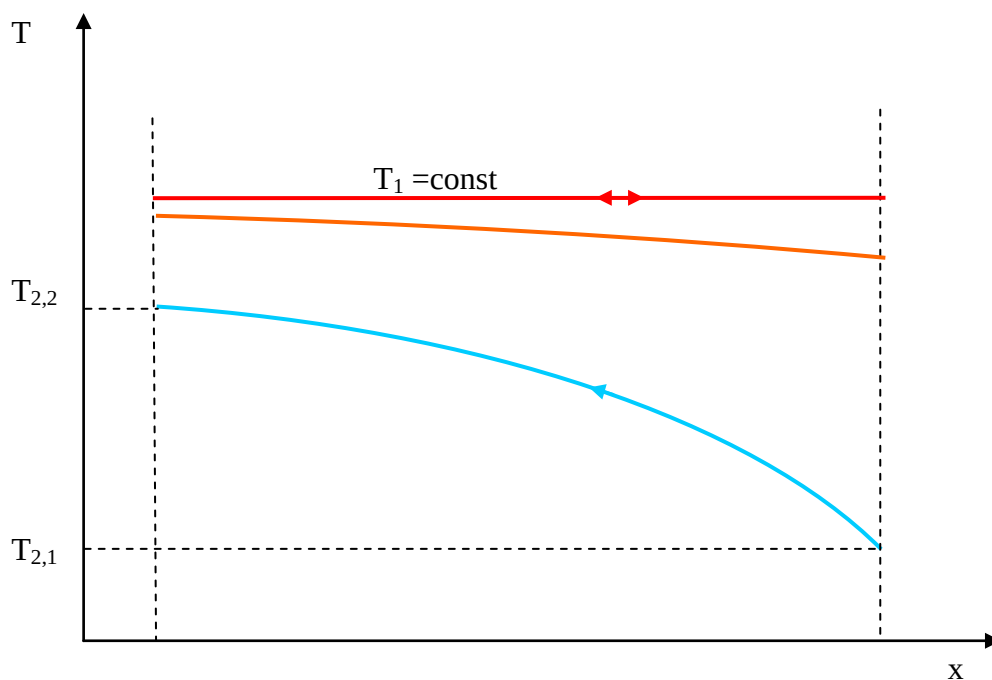


Skraplanie (kondensacja) pary na ścianie stałej zachodzi wówczas, gdy temperatura ścianki jest niższa od temperatury nasycenia pary. Skropliny mogą tworzyć na powierzchni ścianki krople (skraplanie kropłowe) lub warstwę (skraplanie błonowe) cieczy. Skraplanie kropłowe występuje wówczas, gdy ciecz (skropliny) nie zwilża ścianki grzanej. W przypadku wody trwale uzyskanie skraplania kropłowego jest praktycznie niemożliwe. W skraplaniu błonowym na powierzchni ścianki grzanej wytwarza się ciągła warstwa cieczy. Grubość warstwy cieczy zależy od warunków spływania cieczy ze ścianki i prędkości ruchu pary względem ścianki. Typowym przypadkiem skraplania błonowego jest skraplanie na powierzchni rury. Jeśli skraplanie zachodzi wewnątrz rury, to przy pewnej długości rury następuje całkowite wypełnienie rury skroplinami.

Schemat skraplania błonowego na poziomej rurze



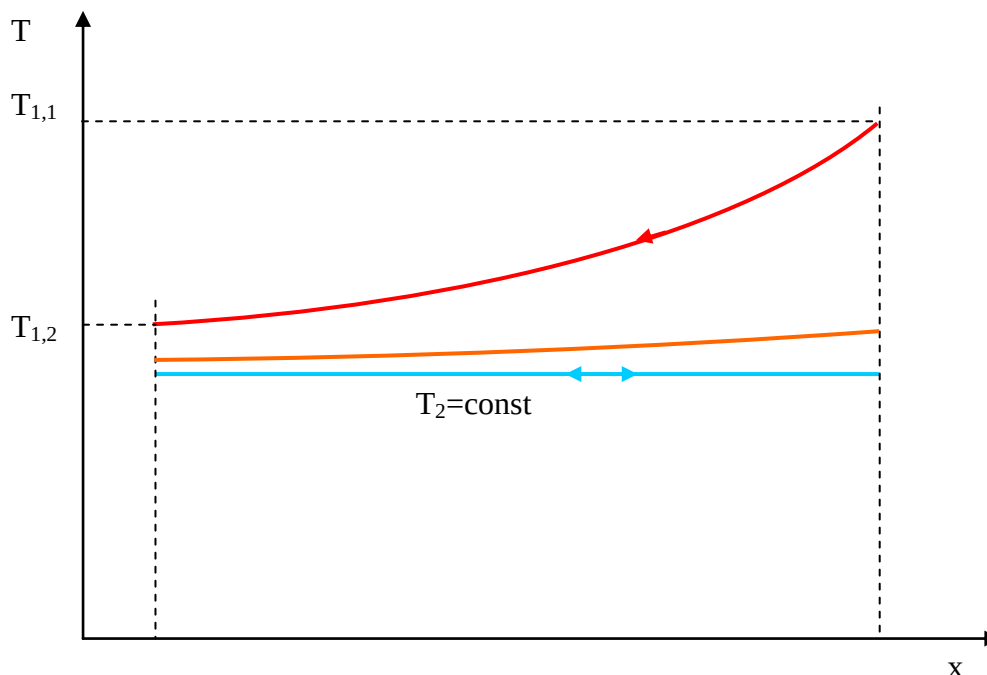
Dla parowaczy i skraplaczy nie ma znaczenia kierunek przepływu płynów.



Rozkład temperatur w skraplaczu

Duża wartość ciepła parowania powoduje, że w skraplaczu i w parowaczu temperatura ścianki jest prawie równa temperaturze skraplania lub wrzenia. W wymiennikach ciepła ciecz-ciecz i gaz-gaz współczynnik przejmowania ciepła jest porównywalny dla obu płynów. W przypadku wymiany ciepła ciecz-gaz lub gaz-ciecz współczynnik przejmowania ciepła po stronie cieczy jest wielokrotnie większy niż po stronie gazu. Jeśli powierzchnia wymiany ciepła jest po obu stronach porównywalna, to temperatura ścianki jest prawie równa temperaturze cieczy. Aby wyrównać intensywność wymiany ciepła dla obu płynów ścianka od strony gazu musi być powiększona przez jej uźebrowanie. Żebrowanie ścianki jest stosowane także wówczas, gdy

przy wymianie ciepła gaz-gaz temperatura gazu grzejnego jest bardzo wysoka. Użebrowanie ścianki od strony gazu grzanego zwiększa odprowadzanie ciepła od ścianki i obniża jej temperaturę.



Rozkład temperatur w parowaczu

Paliwa chemiczne

Podstawowym źródłem ciepła jest spalanie paliw chemicznych. Spalanie jest utlenianiem paliwa. Paliwa chemiczne mogą być spalane jako ciała stałe, ciecze i gazy. Najważniejszymi właściwościami paliw chemicznych są:

- skład chemiczny
- gęstość
- teoretyczne zapotrzebowanie powietrza
- wartość opałowa
- temperatura samozapłonu

Poza nielicznymi wyjątkami skład chemiczny paliwa może być określony jako paliwo o umownej cząsteczce $C_\alpha H_\beta O_\gamma S_\delta$. Obecność siarki S w paliwie uznaje się za niepożądaną, ponieważ produkty spalania siarki działają korozyjnie na stal, a także stanowią toksyczny składnik spalin. Gęstość paliwa zależy w szczególności od jego stanu skupienia. Paliwa będące ciałami stałymi dzielimy na:

- węgiel kamienny i paliwa pochodne
- węgiel brunatny
- drewno.

Dla paliw stałych oprócz gęstości określa się gęstość usypową. Gęstość usypowa uwzględnia objętość między ziarnami paliwa stałego zajmowaną przez powietrze. Gęstość usypowa jest niższa od gęstości paliwa i zależy od ziarnistości paliwa. Teoretyczne zapotrzebowanie powietrza określa stechiometryczny stosunek masowy powietrza do paliwa. Wartość opałowa paliwa jest to ciepło spalania dla stechiometrycznego stosunku masowego powietrza do paliwa zmniejszone o wartość ciepła parowania pary wodnej zawartej w spalinach. Wartość opałowa określa ilość ciepła użytecznego, jaką można odebrać od spalin bez konieczności

skraplania pary wodnej znajdującej się w spalinach. W przypadku technik kondensacyjnych odbierania ciepła od spalin ilość ciepła użytecznego, jaka można od spalin odebrać jest większa od wartości opałowej paliwa. Jeśli sprawność urządzeń spalających paliwo jest odnoszona do wartości opałowej paliwa, to przy kondensacyjnych technikach spalania sprawność urządzeń może być większa od 100 [%]. Ponieważ w spalinach znajdują się związki chemiczne o odczynie kwaśnym (CO_2 , NO_x), to powstały w wyniku skraplania kondensat ma silnie kwaśny odczyn. Temperatura samozapłonu określa możliwość zapalenia paliwa bez udziału płomienia. Dla paliw spalanych jako ciała stałe lub ciecze istotnym parametrem paliwa jest temperatura zapłonu. Dla paliw spalanych w postaci mieszanek paliwo-powietrznych istotnym parametrem są granice palności. Temperatura zapłonu i granice palności określają możliwości zapalenia paliwa przy pomocy płomienia. Dla paliw stałych ważnymi parametrami są:

- ziarnistość
- zawartość substancji lotnych
- zawartość popiołu
- spiekalność

Ziarnistość paliwa jest podstawą klasyfikacji węgla:

- węgiel gruby: - kęsy
 - kostka
- węgiel średni: - orzech I
 - orzech II
 - groszek I
 - groszek II
- węgiel drobny: - grysik I
 - grysik II
 - miał I
 - miał II
 - pył

Substancje lotne są to związki chemiczne przechodzące w stan lotny przy podgrzewaniu paliwa. Najczęściej zawartość substancji lotnych określa się przez odgazowanie paliwa w temperaturze 500 [$^{\circ}\text{C}$]. Zawartość substancji lotnych wpływa na temperaturę zapłonu paliwa, jego spiekalność i wielkość płomienia powstające go przy spalaniu paliwa. Wzrost zawartości substancji lotnych w paliwie obniża temperaturę zapłonu. Duża i mała zawartość substancji lotnych obniża spiekalność węgla. Duża zawartość substancji lotnych wydłuża płomień powstający podczas spalania. Popiół stanowią niepalne, nieorganiczne części paliwa. Wzrost zawartości popiołu w węglu obniża wartość opałową węgla i zmniejsza jego spiekalność. Nadtopiony popiół nazywany jest żuzłem. Popioły o temperaturze topnienia niższej od 1250 [$^{\circ}\text{C}$] nazywane są popiołami łatwotopliwymi, a popioły o temperaturze topnienia wyższej od 1350 [$^{\circ}\text{C}$] nazywane są popiołami trudnotopliwymi. Spiekalność określa zdolność paliwa do tworzenia brył w procesie odgazowania. Uwzględniając zawartość substancji lotnych i spiekalność rozróżniamy następujące typy węgla:

- węgiel energetyczny; duża zawartość substancji lotnych, niska spiekalność
- węgiel koksowniczy; średnia zawartość substancji lotnych; dobra spiekalność
- węgiel chudy; mała zawartość substancji lotnych, niska spiekalność.

Paliwa ciekłe będące węglowodorami dzielimy na:

- benzyny (temperatura destylacji poniżej 200 [$^{\circ}\text{C}$])
- nafty (temperatura destylacji 140 ÷ 300 [$^{\circ}\text{C}$])
- oleje napędowe i opałowe (temperatura destylacji 200 ÷ 350 [$^{\circ}\text{C}$])

Dla paliw spalanych w silnikach spalinowych istotnymi parametrami są liczba oktanowa LO i liczba cetanowa LC. Liczba oktanowa określa odporność paliwa na spalanie stukowe, a liczba

cetanowa określa skłonność paliwa do samozapłonu. Wysokim wartościom liczby oktanowej odpowiada niska wartość liczby cetanowej i odwrotnie. Paliwa spalane w silnikach ZI winny się charakteryzować dużymi wartościami liczby oktanowej, a paliwa spalane w silnika ZS winny charakteryzować się dużymi wartościami liczby cetanowej.

Paliwo	Własności w stanie ciekłym			Własności stechiometrycznej mieszanki z powietrzem			
	Pozorna masa cząsteczkowa	Gęstość [kg/dm ³]	Wartość opałowa [MJ/kg]	Pozorna masa cząsteczkowa	Stechiometryczny stosunek powietrza do paliwa	Wartość opałowa [MJ/m ³]	Liczba oktanowa (cetanowa)
benzyna	113 ÷ 126	0,72÷0,76	42,0÷44,0	30,3	14,9	3660÷3860	LO 75÷90
nafta	154	0,81	40,5	30,4	15,0	3480	LO 35÷50 (LC 35)
olej napędowy	170	0,84÷0,88	42,0÷44,0	30,5	14,5	3660÷3830	LC 50÷85

Paliwami gazowymi mającymi stosowanymi w silnikach spalinowych są: gaz ziemny i mieszaniny propanu z butanem. Mieszanina propanu i butanu jest magazynowana w postaci skroplonej i jest określana symbolem LPG (gaz skroplony przy niskim ciśnieniu)

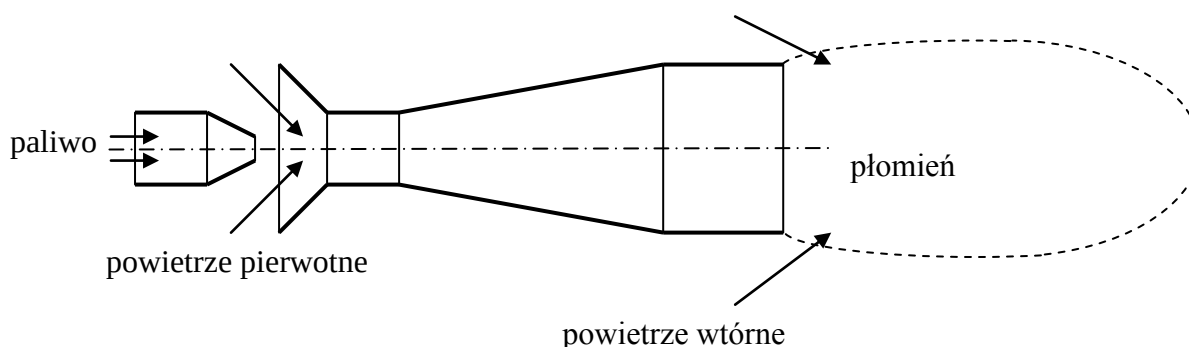
Paliwo	Własności w stanie gazowym			Własności stechiometrycznej mieszanki z powietrzem			
	Masa cząsteczkowa	Gęstość [kg/m ³]	Wartość opałowa [MJ/m ³]	Masa cząsteczkowa	Stechiometryczny stosunek powietrza do paliwa	Wartość opałowa [MJ/m ³]	Liczba oktanowa
gaz ziemny	16,04	0,717	35,8	28	9,5	3400	110
LPG	51	2,08	96,5	30	27,38	3350	100

Spalanie

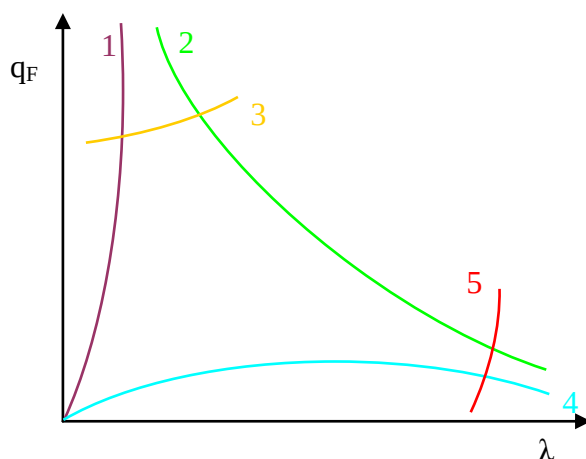
Spalania węglowodorów w silnikach spalinowych można podzielić na:

- spalanie ciągłe przy dostatecznej dostępności tlenu (spalanie w silnikach przepływowych)
- spalanie okresowe przy dostatecznej dostępności tlenu (spalanie w silnikach ZI)
- spalanie okresowe przy niedoborze tlenu na początku spalania (spalanie w silnikach ZS)

Spalanie ciągłe może być opisane modelem palnika inżektorowego. W palniku inżektorowym strumień paliwa wypływający z dyszy z dużą prędkością wytwarza podciśnienie. Podciśnienie strumienia paliwa zasysa powietrze do wnętrza strumienia paliwa i wywołuje mieszanie paliwa z powietrzem. Zasysane powietrze jest tzw. powietrzem pierwotnym i tworzy bogatą mieszankę paliwowo-powietrzną o $\lambda < 1$. Pozostałe powietrze potrzebne do pełnego i całkowitego spalania tzw. powietrze wtórne wnika w obszar spalania z atmosfery otaczającej płomień.



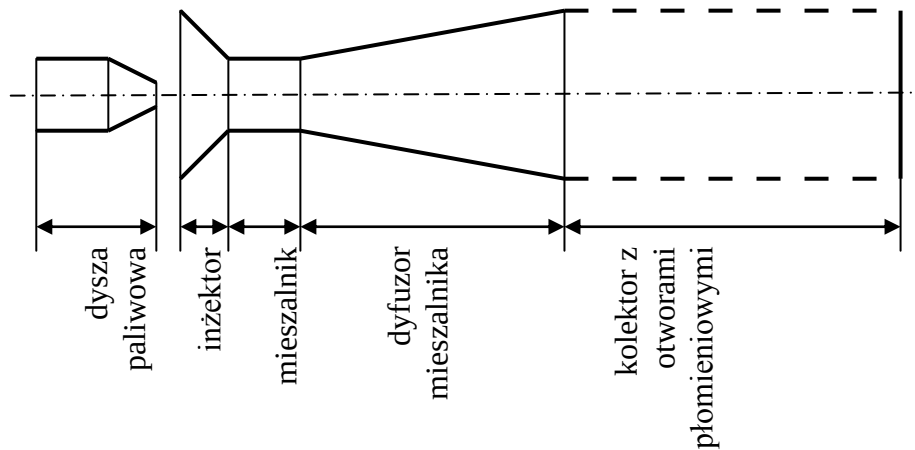
Praca palnika zależy od współczynnika nadmiaru powietrza określanego dla powietrza pierwotnego i prędkości dostarczania (natężenia przepływu) paliwa do obszaru spalania. Parametrem równoważnym prędkości dostarczania paliwa do obszaru spalania jest jednostkowe obciążenie cieplne przekroju poprzecznego płonienia q_F [W/m²]. Zakres pracy palnika określa obszar stabilnego spalania we współrzędnych λ , q_F .



Obszar stabilnego spalania ograniczony jest krzywymi:

- 1 – krzywa tzw. żółtych płomieni; spalanie niepełne; niedostatek tlenu w obszarze spalania
- 2 – krzywa oderwania płomienia; prędkość przepływu mieszanki paliwowo-powietrznej większa od prędkości spalania
- 3 – krzywa niezupełnego spalania; mechanizm pośredni między krzywymi 1 i 2
- 4 – krzywa cofania płomienia; zbyt mała prędkość przepływu mieszanki paliwowo-powietrznej
- 5 – krzywa maksymalnego zassania powietrza; mieszanka uboga, niepalna.

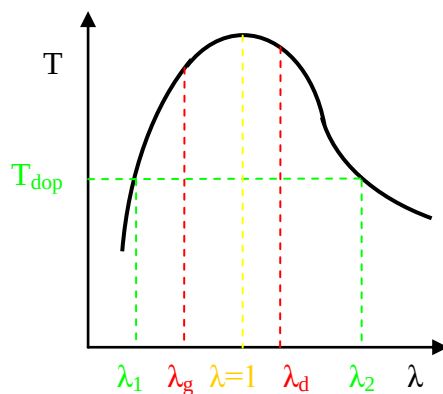
Krzywe 2 i 4 ograniczają zakres stabilnego spalania ze względu na warunek równości prędkości spalania i prędkości przepływu mieszanki paliwowo-powietrznej. Dla krzywej 2 płomień jest zdmuchiwany, ponieważ w całym obszarze spalania prędkość przepływu mieszanki paliwowo-powietrznej jest większa od prędkości spalania. Zdmuchnięcie płomienia może nastąpić w wyniku zwiększenia prędkości dostarczania paliwa, jak i wyniku zwiększenia prędkości pobierania powietrza. Dla krzywej 4 płomień się cofa, ponieważ w całym obszarze spalania prędkość przepływu mieszanki paliwowo-powietrznej jest mniejsza od prędkości spalania. Krzywe 1 i 5 ograniczają zakres stabilnego spalania ze względu na warunek palnego składu mieszanki paliwowo-powietrznej. Dla krzywej 1 mamy niepalną mieszankę bogatą, a dla krzywej 5 mamy niepalną mieszankę ubogą. Paliwa o większych prędkościach spalania są bardziej zagrożone cofnięciem płomienia, a paliwa o mniejszych prędkościach spalania są bardziej zagrożone oderwaniem płomienia.



Zastosowanie otworów płomieniowych w kolektorze palnika zapobiega zjawisku cofania się płomienia. Przy prawidłowo dobranej średnicy i ilości otworów płomieniowych prędkość wypływu płomienia przez otwory płomieniowe jest równa prędkości spalania. Wygaszanie płomienia opisują dwa mechanizmy:

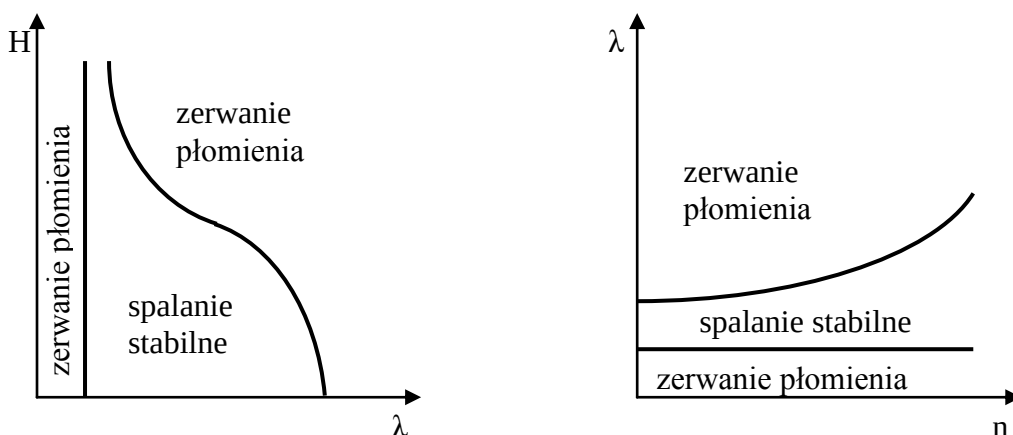
- kinetyczny; spadek temperatury płomienia poniżej $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ i spadek prędkości rozprzestrzeniania się płomienia poniżej 5 cm/s
- hydrodynamiczny; rozciągnięcie płomienia

Rozciągnięcie płomienia można opisać jako wzrost stosunku prędkości transportu ciepła (konwekcja) do prędkości transportu masy (dyfuzja). Szczególnym przypadkiem wygaszania płomienia jest wygaszanie na ścianie. Ścianki komory spalania mają temperaturę znacznie niższą od temperatury płomienia. Powoduje to silne odprowadzanie ciepła od płomienia do ścianki. Minimalna odległość od ścianki, przy której może przemieszczać się płomień nazywamy odległością wygaszania. Ponadto płomień można wygasić przez oddziaływanie inhibitorów. Działanie inhibitorów polega na wytwarzaniu gazów neutralnych obniżających temperaturę płomienia i redukowaniu ilości rodników, co zwalnia reakcje chemiczne spalania. Temperatura spalania węglowodorów przy współczynniku nadmiaru powietrza zbliżonym do jedności wynosi $2000 \div 2300\text{ [K]}$. Dopuszczalna temperatura spalin wpływających na turbinę silnika turboodrzutowego wynosi $1150 \div 1300\text{ [K]}$.



Obniżenie temperatury spalin zapewnia powietrze wtórne. Współczynnik nadmiaru powietrza dla powietrza pierwotnego jest zbliżony do jedności. Całkowity współczynnik nadmiaru powietrza z uwzględnieniem powietrza wtórnego wynosi $\lambda = 3,5 \div 5$. Prędkość wypływu powietrza ze sprężarki silnika turboodrzutowego wynosi $100 \div 120\text{ [m/s]}$. Sprężarka silnika turboodrzutowego jest połączona z komorą spalania częścią dyfuzorową zmniejszającą prędkość przepływu powietrza do wartości $60 \div 70\text{ [m/s]}$. Strumień pierwotny wpływa do komory spalania przez zawirowywacz, który zmniejsza prędkość osiową powietrza do wartości $15 \div 25\text{ [m/s]}$. Spalanie w silnikach lotniczych zależy od parametrów lotu. Stabilne

spalanie zależy od wysokości lotu i prędkości obrotowej turbiny. Wzrost wysokości lotu związany jest ze spadkiem gęstości powietrza, co wpływa na granice zapalności mieszanek paliwowo-powietrznych.



W dopalaczach i silnikach strumieniowych dopuszczalna temperatura wynosi $1400 \div 2200$ [K]. W związku z tym strumień powietrza nie musi być dzielony na pierwotny wtórny. Współczynnik nadmiaru powietrza wynosi wówczas $\lambda = 1 \div 3$. Przy ciągłym spalaniu temperatura jest stała w danym miejscu obszaru objętego spalaniem i prawidłowo przeprowadzone spalanie jest zupełne i całkowite. Ponieważ temperatura spalania wyraźnie przekracza 1000 [$^{\circ}\text{C}$], to nawet przy niewielkim nadmiarze tlenu następuje utlenianie azotu atmosferycznego i w spalinach pojawiają się nieduże ilości tlenków azotu.

Granice palności

Podstawowym źródłem ciepła jest spalanie paliw chemicznych. Spalanie jest utlenianiem paliwa. Najczęściej tlen potrzebny do utleniania paliwa pobieramy z powietrza. Proces utleniania paliw chemicznych nie będących pierwiastkami chemicznymi jest ciągiem złożonych reakcji chemicznych. Kolejność i rodzaj reakcji zachodzących podczas spalania zależy od wielu czynników, z których najważniejszymi są:

- parametry termodynamiczne procesu
- skład chemiczny paliwa
- zawartość tlenu w powietrzu
- skład chemiczny gazów zawartych w powietrzu
- sposób spalania

Ciąg reakcji składających się na proces utleniania można podzielić na:

- reakcje przedpłomieniowe
- reakcje płomieniowe

Reakcje przedpłomieniowe są to reakcje, w których następuje częściowy rozpad cząstki paliwa i częściowe utlenienie niektórych fragmentów cząstki paliwa bez pojawienia się płomienia. Płomień stanowią zjonizowane cząstki i atomy świecące w skutek rekombinacji elektronów. Pojawienie się płomienia oznacza temperaturę gazu rzędu 1000 [$^{\circ}\text{C}$]. Reakcje przedpłomieniowe mogą zachodzić w stosunkowo niskich temperaturach. Jeśli szybkość wydzielania energii w reakcjach przedpłomieniowych jest większa od szybkości odprowadzania ciepła z obszaru objętego reakcjami przedpłomieniowymi, to temperatura w obszarze zachodzenia reakcji przedpłomieniowych rośnie. Po przekroczeniu pewnej

temperatury rozpoczynają się reakcje płomieniowe. Przejście od reakcji przedpłomieniowych do reakcji płomieniowych może być określone przy pomocy temperatury samozapłonu.

Temperatura samozapłonu jest to najniższa temperatura paliwa, przy której paliwo zapala się (reakcja płomieniowa) bez udziału otwartego płomienia. W przypadku spalania węglowodorów reakcje występujące podczas spalania można podzielić następująco:

- reakcje rozerwania łańcucha węglowodoru
- reakcje odwodornienia łańcucha i utleniania wodoru
- reakcje utleniania węgla do tlenku węgla
- reakcje utleniania tlenku węgla do dwutlenku węgla

Reakcje te są głównie reakcjami;

- 1 rzędu; $A \rightarrow M + N$
- 2 rzędu; $A + B \rightarrow M + N + R$

Reakcje wyższych rzędów, są mało prawdopodobne i nie mają wpływu na przebieg spalania. Spalanie węglowodorów jest ciągiem reakcji 1 rzędu i 2 rzędu (reakcja łańcuchowa). Reakcja rozerwania łańcucha węgla dotyczy wszystkich węglowodorów z wyjątkiem metanu.

Rozerwanie łańcuchów otwartych zachodzi w niższej temperaturze niż łańcuchów zamkniętych (węglowodory pierścieniowe). Rozrywanie łańcuchów węglowodorów i ich odwodornienie limituje przebieg reakcji przedpłomieniowych, a przez to decyduje o temperaturze samozapłonu węglowodoru. Krótsze łańcuchy węglowodorów wymagają do rozerwania wyższych temperatur. Najwyższą temperaturę samozapłonu dla węglowodorów ma metan. Po rozerwaniu łańcuchów węglowodorów o przebiegu reakcji decyduje dostępność tlenu. Przy niedoborze tlenu reakcją uprzywilejowaną jest utlenianie wodoru. Przy wystarczającej ilości tlenu utlenianie wodoru i węgla zachodzi równocześnie, przy czym utlenianie węgla jest dwuetapowe. Najpierw utleniany jest węgiel do tlenku węgla, a później tlenek węgla do dwutlenku węgla. Reakcja utleniania węgla do tlenku węgla wymaga wyższej temperatury, niż reakcja utleniania tlenku węgla do dwutlenku węgla. W związku z tym dostępność tlenu na poszczególnych etapach spalania i temperatura określają kinematykę utleniania węglowodorów, a co za tym idzie substancje chemiczne znajdujące się w spalinach. Paliwa chemiczne spalane w powietrzu można podzielić na:

- paliwa spalające się na powierzchni (spalanie powierzchniowe)
- paliwa spalające się w całej objętości (spalanie objętościowe)

Spalanie na powierzchni paliwa zachodzi przy spalaniu paliw posiadających powierzchnię swobodną, czyli paliw stałych tworzących bryły i cieczy wypełniających naczynie. Podczas spalania paliwo stałe lub ciekłe ulega podgrzaniu, co powoduje jego parowanie (dla ciała stałego resublimację). Oznacza to, że paliwa ciekłe spalają się jako pary, a paliwa stałe mogą spalać się jako pary. Ponieważ para, jako stan lotny miesza się z powietrzem, to spalanie par paliwa jest spalaniem objętościowym. Spalaniu objętościowemu podlegają paliwa gazowe i paliwa ciekłe po odparowaniu. W przypadku spalania kropli cieczy o odpowiednio małej średnicy czas parowania kropli cieczy będzie porównywalny z czasem spalania. Paliwo ciekłe rozpylone na krople o rozmiarach rzędu 0,05 [mm] wymieszane z powietrzem spalają się objętościowo. Ciało stałe rozdrobione na odpowiednio małe ziarna, rzędu 0,05 [mm], po wymieszaniu z powietrzem (rozpyleniu) także spalają się objętościowo. Paliwo spalane objętościowo tworzy z powietrzem mieszanek paliwowo-powietrzną. Mieszanki paliwowo-powietrzne tworzą:

- gazy
- cieczy po odparowaniu lub rozpyleniu
- pyły (ziarna o rozmiarach rzędu 0,05 [mm]) po rozpyleniu.

Parametrem określającym możliwość zapalenia paliwa jest:

- dla ciał stałych spalanych w bryle i cieczy spalanych w zbiorniku – temperatura zapłonu
- dla mieszanek paliwowo-powietrznych – granice palności.

Temperatura zapłonu jest to najniższa temperatura paliwa, przy której można zapalić paliwo otwartym płomieniem. Temperatura zapłonu zależy od lotności paliwa. W przypadku paliw ciekłych paliwa łatwiej parujące mają niższą temperaturę zapłonu. W przypadku paliw stałych o temperaturze zapłonu decyduje zawartość składników łatwo ulegających sublimacji, czyli składników lotnych. Składnikami lotnymi paliw stałych nazywamy te składniki, które przechodzą w stan lotny przy podgrzaniu paliwa. Paliwa nie zawierające składników lotnych np. koks mają najwyższe temperatury zapłonu. Granice palności określone są przy pomocy współczynnika nadmiaru powietrza λ . Współczynnik nadmiaru powietrza określa stosunek powietrza dostarczonego do spalania do powietrza potrzebnego do całkowitego spalania paliwa

$$\lambda = \frac{m_{\text{powietrze dostarczone}}}{m_{\text{powietrze całkowite spalanie}}}$$

Dla $\lambda = 0$ mieszanka paliwowo-powietrza nie zawiera powietrza i w związku z tym jest niepalna. Zwiększając wartość współczynnika nadmiaru powietrza mieszanka paliwowo-powietrzna zapali po uzyskaniu przez współczynnik nadmiaru powietrza pewnej wartości nazywanej górną granicą palności λ_g . Górna granica palności dotyczy mieszanek paliwowo-powietrznych o nadmiarze paliwa, czyli mieszanek bogatych (w paliwo). Dla $\lambda = \infty$ mieszanka paliwowo-powietrzna nie zawiera paliwa i w związku z tym także jest niepalna. Zmniejszając wartość współczynnika nadmiaru powietrza mieszanka paliwowo-powietrzna zapali po uzyskaniu przez współczynnik nadmiaru powietrza pewnej wartości nazywanej dolną granicą palności λ_d . Dolna granica palności dotyczy mieszanek paliwowo-powietrznych o niedoborze paliwa, czyli mieszanek ubogich (w paliwo). Mieszanka paliwowo-powietrzna będzie zapalna w granicach palności, czyli współczynnik nadmiaru powietrza będzie większy od dolnej granicy palności i mniejszy od górnej granicy palności.

$$\lambda_g < \lambda < \lambda_d$$

Granice zapalności zależą od wielu czynników i najczęściej mieszczą się w następującym zakresie:

$$- \lambda_g = 0,25 \div 0,4$$

$$- \lambda_d = 1,3 \div 1,8$$

Górna granica palności ma stosunkowo małą wartość i mieszanki bogate są łatwo zapalne. Dolna granica palności także ma stosunkowo małą wartość i mieszanki ubogie są trudno zapalne. Współczynnik nadmiaru powietrza podaje skład mieszanki paliwowo-powietrznej przez określenie zawartości powietrza w mieszanke paliwowo-powietrznej. Skład mieszanki paliwowo-powietrznej może być określony przez podanie zawartości paliwa w mieszanke paliwowo-powietrznej. Udział objętościowy paliwa w mieszanke paliwowo-powietrznej określany jest symbolem r_{pal} lub c . Udział objętościowy paliwa w mieszanke paliwowo-powietrznej jest udziałem objętościowym składnika mieszaniny gazów.

$$r_{pal} = \frac{V_{paliwo}}{V_{powietrze-paliwo}}$$

Dolną (ubogą) granicę palności określamy symbolem r_d (c_d), a górną (bogatą) granicę palności symbolem r_g (c_g). Granice palności określone przy pomocy udziału objętościowego udziału paliwa w mieszanke paliwowo-powietrznej mieszczą się w następującym zakresie

$$- r_g = 6\% \div 15\%$$

$$- r_d = 1\% \div 5\%$$

Mieszaną stechiometryczną nazywamy taką mieszaninę, w której utlenieniu ulegają wszystkie palne składniki mieszanki. Dla mieszanki paliwowo-powietrznej stechiometrycznej przyjmujemy umowną cząstkę powietrza o stosunku udziałów molowych tlenu do azotu 21:79. Dla paliwa o umownej cząstce $C_\alpha H_\beta O_\gamma$ stechiometryczny stosunek masowy powietrza do paliwa L_0 określający teoretyczne zapotrzebowanie powietrza do spalania wynosi

$$L_0 = \frac{1}{0,23} \cdot \left[\frac{8}{3} \cdot C + 8 \cdot \left(H - \frac{O}{8} \right) \right]$$

C, H i O określają masowe udziały węgla, wodoru i tlenu w paliwie. Teoretyczne zapotrzebowanie powietrza do spalania L_0 określa skład mieszanki paliwowo-powietrznej dla $\lambda = 1$. Teoretyczne zapotrzebowanie powietrza do spalania dla paliw gazowych i ciekłych z wyjątkiem alkoholi i wodoru wynosi

$$13 < L_0 < 17,5$$

Granice palności nie mają dla danej mieszanki paliwowo-powietrznej stałej wartości i zależą od wielu czynników, a w szczególności od:

- parametrów termodynamicznych mieszanki paliwowo-powietrznej
- składu chemicznego mieszanki paliwowo-powietrznej.

Wzrost ciśnienia i temperatury mieszanki paliwowo-powietrznej rozszerza granice palności mieszanki paliwowo-powietrznej. W skład mieszanki paliwowo-powietrznej wchodzi gazy niepalne. Gazy niepalne mogą być gazami:

- obojętnymi (nie wpływają na przebieg procesu spalania)
- inhibitorami (utrudniają przejście spalania z fazy przedpłomieniowej do fazy płomieniowej)

Gazami obojętnymi są:

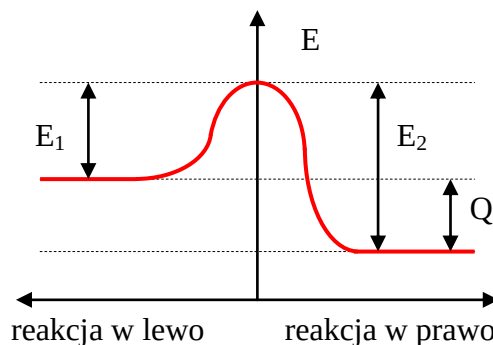
- azot N_2
- dwutlenek węgla CO_2
- para wodna H_2O .

Dla niektórych paliw w wysokich temperaturach rozpad termiczny wody lub dwutlenku węgla może mieć wpływ na przebieg procesu spalania. Energia aktywacji jest to bariera energetyczna, jaką musi pokonać cząstka, aby mogła zajść reakcja. Jeśli energia aktywacji reakcji egzotermicznej (reakcja w prawo, $Q > 0$) wynosi E_1 , to produkty reakcji będą posiadały energię E_2

$$E_2 = E_1 + Q$$

Dla reakcji endotermicznej (reakcja w lewo, $Q < 0$) energia aktywacji wynosi E_2 , a produkty reakcji będą posiadały energię E_1

$$E_1 = E_2 - Q$$



Inhibitory wywołują reakcje endotermiczne. Wyższa energia aktywacji obniża szybkość zachodzenia i obniża temperaturę produktów reakcji, co powoduje przerwanie łańcucha reakcji przedpłomieniowych. Inhibitorami są związki metaloorganiczne, zwłaszcza metali ciężkich.

Zapłon

W wporowych silnikach spalinowych (silniki ZI i ZS) okresowo spalana jest określona dawka. Spalanie danej dawki paliwa jest niezależne od procesów spalania, które następowały wcześniej i nie wpływa na spalanie następnych dawek paliwa. Model spalania w silnikach wporowych można ograniczyć do spalania pojedynczej dawki paliwa. Proces spalania okresowego można podzielić na trzy etapy:

- zapłon (od rozpoczęcia spalania do pojawienia się płomienia)
- spalanie właściwe (od pojawienia się płomienia do objęcia płomieniem całej komory spalania lub zakończenia dostarczania paliwa do komory spalania)
- dopalanie

Przy spalaniu okresowym czynnikami decydującymi o przebiegu spalania są:

- sposób zapalenia paliwa
- zmiana temperatury podczas spalania
- dokładność wymieszania paliwa z powietrzem
- dostępność tlenu podczas spalania.

Mieszanaka paliwowo-powietrzna może być zapalona:

- punktowo
- objętościowo (wielopunktowo).

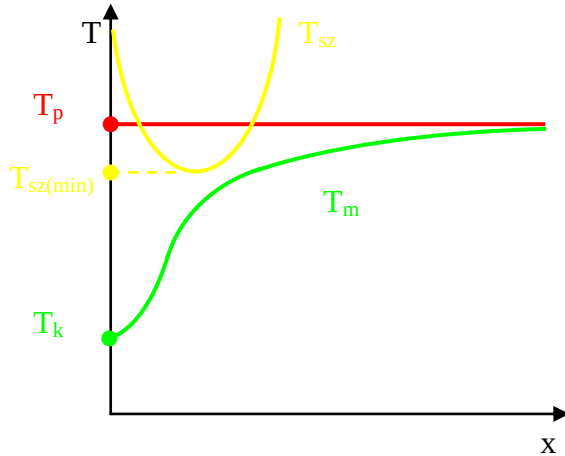
Przy zapłonie punktowym płomień rozchodzi się od miejsca zapłonu po całej komorze spalania. Zapłon punktowy dotyczy silników ZI i wymaga istnienia mieszaneki paliwowo-powietrznej. Reakcje przedpłomieniowe nie mają istotnego znaczenia przy zapłonie punktowym. Dla zapłonu punktowego istnieje minimalna masa mieszaneki paliwowo-powietrznej nazywana masą krytyczną, do której należy doprowadzić energię większą od energii zapłonu, aby nastąpiło pojawienie się płomienia. Płomień nie pojawi się, jeśli masa mieszaneki objęta zapłonem będzie za mała lub będzie zbyt mała energia doprowadzona do obszaru zapłonu w danych warunkach. Masa krytyczna, jak i energia zapłonu zależą od bardzo wielu warunków. Przy zapłonie iskrowym iskrą elektryczną masę krytyczną można określić przy pomocy odległości wygaszania l_g . Odległość wygaszania określa minimalną odległość elektrod w świecy zapłonowej, przy której możliwy jest zapłon. Dla elektrody o średnicy 1 [mm] przy płaskim zakończeniu odległość wygaszania wynosi $l_g = 0,6$ [mm]. Energia zapłonu dla stechiometrycznej mieszaneki benzynowo-powietrznej jest rzędu 10^{-3} [J]. Energia wyładowania w świecy zapłonowej jest 100 razy większa (0,1 [J]). Dla zapłonu elektrycznego przy $l > l_g$ energia zapłonu będzie zależała od

- składu mieszaneki paliwowo-powietrznej – dla składu stechiometrycznego minimalna energia zapłonu
- temperatury – dla $t > 0$ [°C] wpływ nieznaczny; dla $t < 0$ [°C] energia zapłonu rośnie przy spadku temperatury
- zawartości tlenu w powietrzu – energia zapłonu rośnie przy spadku zawartości tlenu
- ciśnienia – energia zapłonu rośnie przy spadku ciśnienia
- prędkości przepływu (ruchu) mieszaneki paliwowo-powietrznej – energia zapłonu rośnie przy zwiększeniu prędkości ruchu mieszaneki paliwowo-powietrznej.

Zapłon objętościowy zależy od przebiegu reakcji przedpłomieniowych. Jeśli reakcje przedpłomieniowe przejdą w reakcje płomieniowe, to proces ten zajdzie jednocześnie w wielu miejscach i wywoła zapłon objętościowy. Przejście do reakcji płomieniowych będzie samozapłonem mieszaneki paliwowo-powietrznej. Zapłon objętościowy dotyczy silników ZS, w których paliwo mieszane jest z powietrzem w postaci kropli cieczy. Dla dobrze rozpylonego paliwa przy stechiometrycznym składzie mieszaneki paliwowo-powietrznej odległość między kroplami o średnicy 0,04 [mm] wynosi około 0,65 [mm]. Model

pojedynczej parującej kropli w takim przypadku dobrze oddaje mechanizm samozapłonu. Na samozapłon pojedynczej kropli paliwa wpływają następujące procesy:

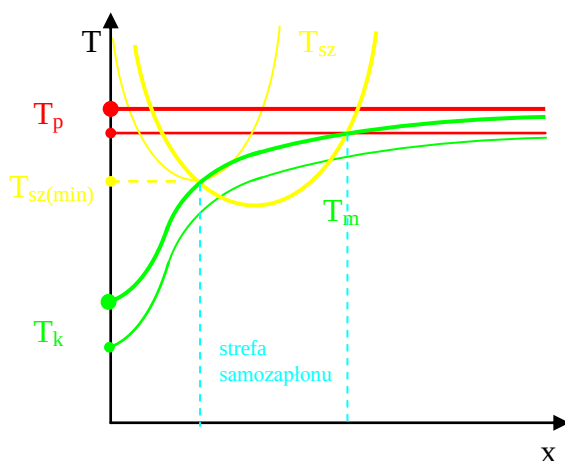
- parowanie kropli
- dyfuzja par paliwa (mieszanie par paliwa z powietrzem)
- reakcje przedpłomieniowe.



T_k – temperatura kropli paliwa
 T_m – temperatura mieszanki paliwowo-powietrznej
 T_{sz} – temperatura samozapłonu
 $T_{sz(min)}$ – minimalna temperatura Samozapłonu
 x – odległość o powierzchni kropli

Ponieważ temperatura samozapłonu zależy od składu mieszanki paliwowo-powietrznej, a skład mieszanki paliwowo-powietrznej wokół kropli zależy od odległości od kropli, to warunkiem samozapłonu kropli paliwa jest przecięcie się krzywych określających temperaturę samozapłonu i temperaturę mieszanki paliwowo-powietrznej wokół kropli. Na rysunku przedstawionym powyżej krzywe te się nie przecinają i samozapłon nie występuje. Wzrost temperatury powietrza wywołuje następujące zmiany wpływające na występowanie samozapłonu:

- wzrost temperatury paliwa (paliwo ogrzewa się od powietrza)
- wzrost intensywności parowania (mieszanka palna znajduje się dalej od powierzchni kropli i zajmuje większy obszar)
- minimalna temperatura samozapłonu obniża się (zmienia się przebieg reakcji przedpłomieniowych)



Odległości między kroplami są mniejsze od szerokości płomienia i powstały w wyniku samozapłonu płomień obejmuje cały obszar samozapłonu. Szczególnym przypadkiem samozapłonu jest zapłon od gorącej ścianki nazywany zapłonem żarowym lub zapłonem powierzchniowy. Zapłon powierzchniowy posiada cechy pośrednie między zapłonem

punktowym (iskrowym), a zapłonem objętościowym (samoczynnym). Cechami charakterystycznymi zapłonu powierzchniowego są:

- intensywne dostarczanie ciepła od ścianki do mieszanki paliwowo-powietrznej (podobieństwo do zapłonu punktowego)
- wysokotemperaturowe reakcje przedpłomieniowe.

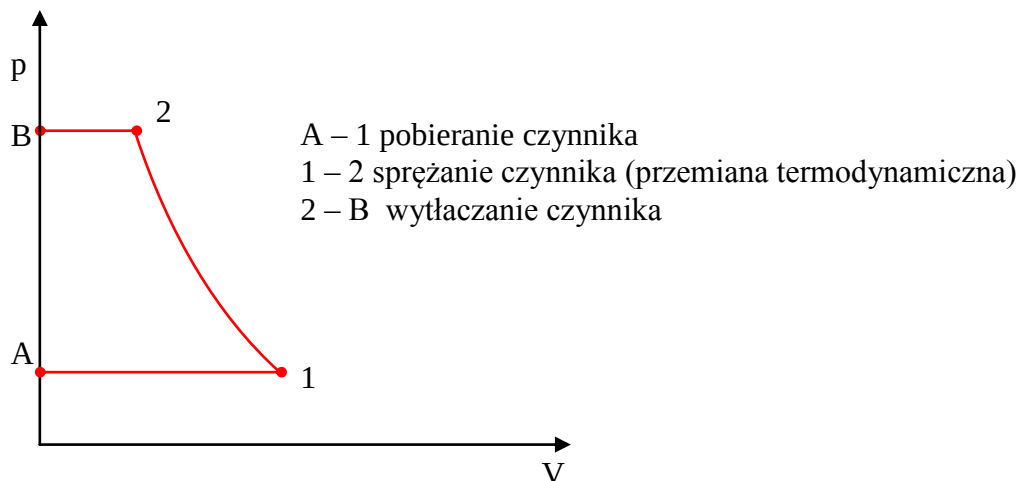
Samozapłon (zapłon objętościowy) uwarunkowany jest przebiegiem niskotemperaturowych reakcji przedpłomieniowych. Zapłon żarowy (zapłon powierzchniowy) uwarunkowany jest przebiegiem wysokotemperaturowych reakcji przedpłomieniowych. Skłonność paliwa do samozapłonu określana liczbą cetanową LC nie odzwierciedla podatności paliwa za zapłon żarowy. Podgrzanie ścianki do temperatury wyższej od temperatury samozapłonu nie jest gwarancją uzyskania zapłonu żarowego. Nie chłodzone elementy konstrukcyjne komory spalania ułatwiają uzyskanie zapłonu żarowego. Katalityczne własności powierzchni ścianki utrudniają występowanie zapłonu żarowego. Przyspieszone katalitycznie reakcje przedpłomieniowe przebiegają w bardzo cienkiej warstwie przyściennej mieszanki paliwowo-powietrznej. Ciepło wydzielone w tych reakcjach jest pochłaniane przez ściankę, a powstałe produkty spalania oddzielają pozostałą mieszankę paliwowo-powietrzną od ścianki. Pokrycie elektrod świecy zapłonowej platyna zapobiega zapłonowi żarowemu do temperatury 1200 [°C].

Sprężarka idealna

Sprężarka jest maszyną zmieniającą ciśnienie gazu. Sprężarka nie realizuje obiegu termodynamicznego, ponieważ działanie sprężarki polega na przeniesieniu gazy między obszarami o różnych ciśnieniach. Można wyróżnić następujące etapy pracy sprężarki:

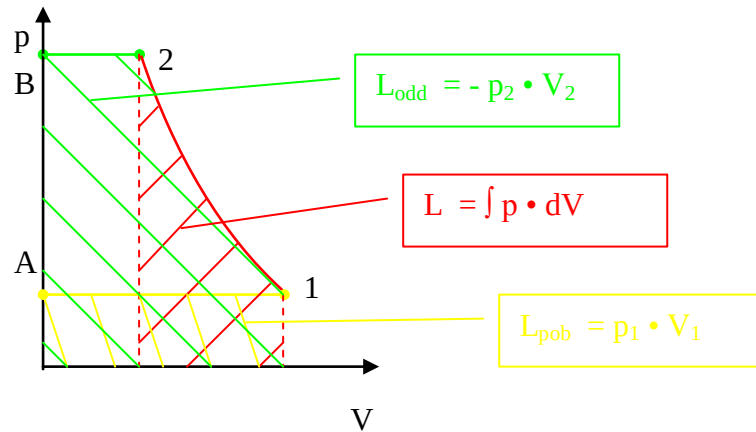
- pobranie gazu
- zmiana ciśnienia gazu
- oddanie gazu.

W sprężarce wyporowej zmiana ciśnienia gazu odbywa się w zamkniętej przestrzeni roboczej. Kształt przestrzeni roboczej i rodzaj ruchu wywołującego zmianę ciśnienia gazu nie mają znaczenia z punktu widzenia przemian termodynamicznych. Dlatego prace sprężarki wyporowej i przemiany w niej zachodzące analizuje się na przykładzie sprężarki tłokowej. W sprężarce przepływowej zmiana ciśnienia gazu następuje podczas przepływu przez ruchomy organ roboczy sprężarki. Przestrzeń robocza sprężarki przepływowej jest przestrzenią otwartą. Różnica ciśnień na wlocie i wylocie sprężarki przepływowej przy braku ruchu organu roboczego sprężarki wywołuje przepływ wsteczny gazu.



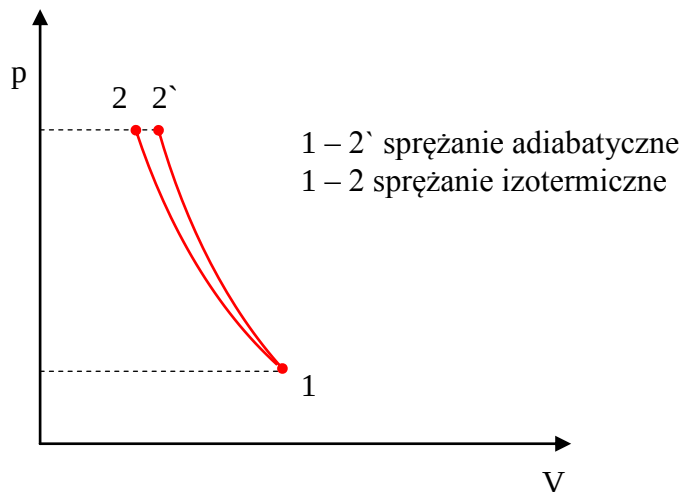
Praca sprężania jest pracą techniczną. Praca techniczna jest sumą:

- pracy pobrania gazu przy ciśnieniu p_1 (praca dodatnia)
- pracy sprężania gazu od ciśnienia p_1 do ciśnienia p_2 (praca ujemna)
- pracy wytłoczenia gazu przy ciśnieniu p_2 (praca ujemna).

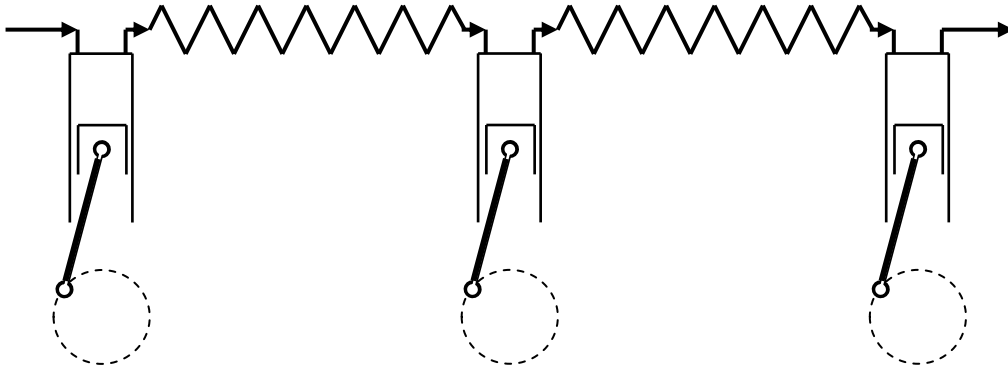


Odcinek B – A nie stanowi zamknięcia cyklu pracy sprężarki. Energią doprowadzaną do gazu jest praca. Skrajnymi przypadkami przemiany 1 – 2, w której sprężamy gaz są:

- przemiana izotermiczna (idealne chłodzenie podczas sprężania)
- przemiana adiabatyczna (idealne izolowanie podczas sprężania).

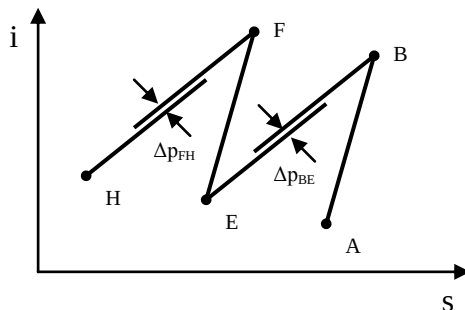


Praca techniczna sprężania adiabatycznego ma większą wartość bezwzględną od pracy technicznej sprężania izotermicznego. Chłodzenie gazu podczas sprężania zmniejsza pracę pobieraną przez sprężarkę. Ponieważ proces sprężania zachodzi w sprężarce bardzo szybko, to rzeczywiste sprężanie jest bardzo bliskie sprężania adiabatycznego. Sprężanie realizowane w sprężarce ma wykładnik politropy większy od przemiany izotermicznej ($m = 1$) i mniejszy od przemiany adiabatycznej ($m = \kappa$). Przemiana politropowa o wykładniku $1 < m < \kappa$ jest politropą techniczną. Wewnętrzne chłodzenie gazu podczas sprężania jest trudne do zrealizowania. Sprężanie z zewnętrznym chłodzeniem nazywamy sprężaniem wielostopniowym. Przy sprężaniu wielostopniowym chłodzenie zewnętrzne jest chłodzeniem międzystopniowym.



Gaz sprężony w cylindrze I stopnia (A-B) jest wytłaczany (B-P) do chłodnicy międzystopniowej I stopnia. Następnie jest pobierany do cylindra II stopnia (P-E). Chłodzenie międzystopniowe (B-E) może być traktowane jako izobaryczne chłodzenie wewnętrzne ($|B-E| = |B-P| - |P-E|$). Gaz sprężony w cylindrze II stopnia (E-F) jest wytłaczany (F-N) do chłodnicy międzystopniowej II stopnia. Następnie jest pobierany do cylindra III stopnia (N-H). Chłodzenie międzystopniowe (H-F) może być traktowane jako izobaryczne chłodzenie wewnętrzne ($|H-F| = |F-N| - |N-H|$). Zakreskowane pole przedstawia graficzną interpretację pracy, jaka jest zyskiwana przy stosowaniu sprężania z chłodzeniem międzystopniowym. Pracę techniczną sprężania gazu przy różnicy ciśnień Δp_{MR} przedstawia pole R-A-D-M. Pracę techniczną sprężania gazu przy różnicy ciśnień Δp_{MR} z chłodzeniem międzystopniowym przedstawia pole R-A-E-B-F-H-K-M. Różnicę pracy technicznej sprężania gazu przy różnicy ciśnień Δp_{MR} bez chłodzenia międzystopniowego i z chłodzeniem międzystopniowym przedstawia pole B-E-F-H-K-D-B. Pole B-E-F-H-K-D-B przedstawia zmniejszenie pracy pobieranej przez sprężarkę przy dwukrotnym chłodzeniu międzystopniowym. Pole B-E-F-G-D-B przedstawia zmniejszenie pracy pobieranej przez sprężarkę przy jednokrotnym chłodzeniu międzystopniowym. Z porównania zmniejszenia pracy pobieranej przez sprężarkę przy jednokrotnym i dwukrotnym chłodzeniu międzystopniowym wynika, że kolejne chłodzenia międzystopniowe dają coraz mniejsze oszczędności pracy pobieranej przez sprężarkę. Zastosowanie kolejnych stopni i chłodzenia międzystopniowego daje następujące oszczędności po uwzględnieniu strat przepływu w chłodnicy międzystopniowej:

- sprężarka dwustopniowa (pojedyncze chłodzenie międzystopniowe) 13,5 [%]
- sprężarka trzystopniowa (dwukrotne chłodzenie międzystopniowe) 13,5 [%] + 4,4 [%]
- sprężarka czterostopniowa (trzykrotne chłodzenie międzystopniowe) 13,5 [%] + 4,4 [%] + 1,1 [%]

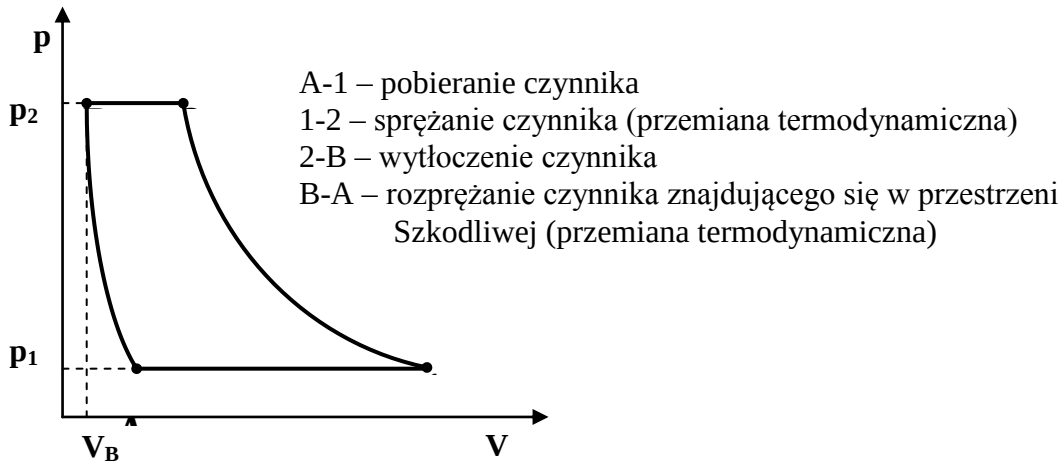


Jakość pracy sprężarki i chłodzenia międzystopniowego wyraża sprawność izotermiczna sprężarki η_{iz}

$$\eta_{iz} = \frac{l_{iz}}{l_t}$$

Przestrzeń szkodliwa

Praca sprężarki rzeczywistej różni się od pracy sprężarki idealnej. Najważniejszą różnicą jest niepełne wykorzystanie objętości cylindra. Między denkiem tłoka, a głowicą ze względów konstrukcyjnych występuje szczelina w GZP. Objętość cylindra w GZP nazywana jest przestrzenią szkodliwą. Gaz sprężony w przestrzeni szkodliwej nie może być wytłoczony do części tłocznej. Strata związana z przestrzenią szkodliwą nazywana jest stratą objętościową



Objętość skokowa V_c jest to różnica objętości w DZP (V_1) i GZP (V_B)

$$V_c = V_1 - V_B$$

Wpływ przestrzeni szkodliwej na pracę sprężarki określa współczynnik zasysania λ .

Współczynnik zasysania jest stosunkiem objętości gazu zassanego do cylindra do objętości skokowej sprężarki

$$\lambda = \frac{V_1 - V_A}{V_c}$$

Współczynnik zasysania jest mniejszy od jedności. Wpływ przestrzeni szkodliwej na pracę sprężarki zależy od stosunku ciśnień, przy którym pracuje sprężarka. Stosunek objętości skokowej cylindra do objętości przestrzeni szkodliwej nazywamy względną objętością szkodliwą (stopniem sprężania) ε

$$\varepsilon = \frac{V_B}{V_c}$$

Stosunek ciśnienia tłoczenia do ciśnienia ssania nazywamy sprężem π

$$\varepsilon = \frac{p_2}{p_1}$$

Dla sprężarek stopień sprężania i spręż są wielkościami ze sobą nie związanymi. Stopień sprężania jest parametrem konstrukcyjnym sprężarki, a spręż jest parametrem eksploatacyjnym sprężarki. Rozprężanie gazu znajdujące go się w przestrzeni szkodliwej jest rozprężaniem politropowym

$$p_2 \cdot V_B^m = p_1 \cdot V_A^m$$

$$\frac{V_A}{V_B} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{m}} = \pi^{\frac{1}{m}}$$

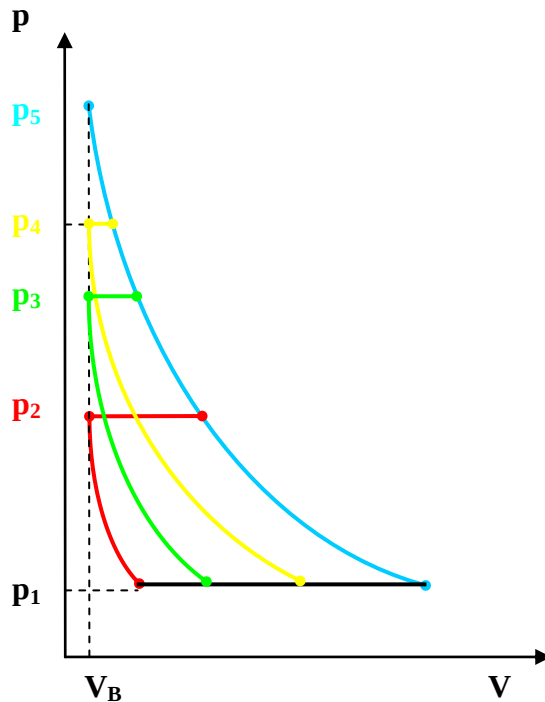
Współczynnik zasysania może być przekształcony następująco

$$\lambda = \frac{V_1 - V_A}{V_c} = \frac{V_B + V_c - V_A}{V_c} = 1 + \frac{V_B}{V_c} - \frac{V_A}{V_c}$$

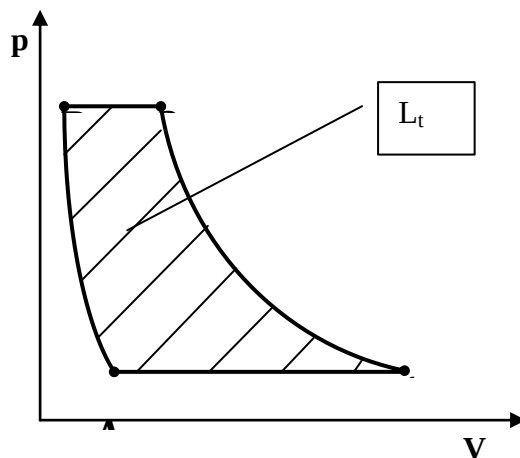
$$\lambda = 1 + \varepsilon_0 - \frac{V_A}{V_B} \cdot \frac{V_B}{V_c} = 1 + \varepsilon_0 - \pi^{\frac{1}{m}} \cdot \varepsilon_0$$

$$\lambda = 1 - \varepsilon_0 \cdot \left(\pi^{\frac{1}{m}} - 1 \right)$$

Wzrost stosunku ciśnień, przy którym pracuje sprężarka zmniejsza wartość współczynnika zasysania.



Ze względu na małą wartość współczynnika zasysania dla dużych stosunków ciśnień, przy którym pracuje sprężarka wartość sprężu na jeden stopień jest ograniczona do $\pi < 10$. Rozprężanie gazu znajdujące się w przestrzeni szkodliwej zmniejsza pracę pobieraną przez sprężarkę. Interpretacją graficzną pracy sprężarki z przestrzeni szkodliwą jest pole A-1-2-B-A

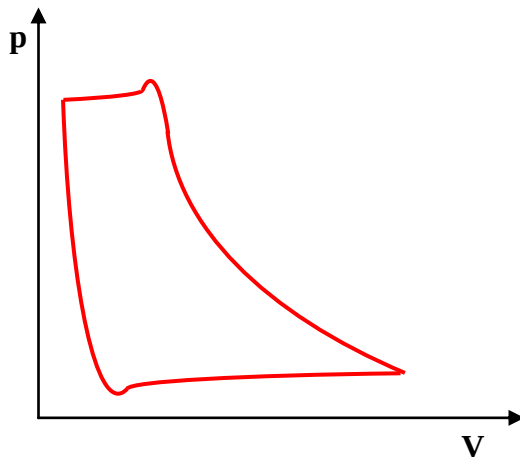


Straty objętościowe nie zmieniają sprawności energetycznej. Pogarszają jedynie wykorzystanie objętości cylindra. Współczynnik zasysania jest nazywany także sprawnością wolumetryczną. Straty energetyczne wywołane są:

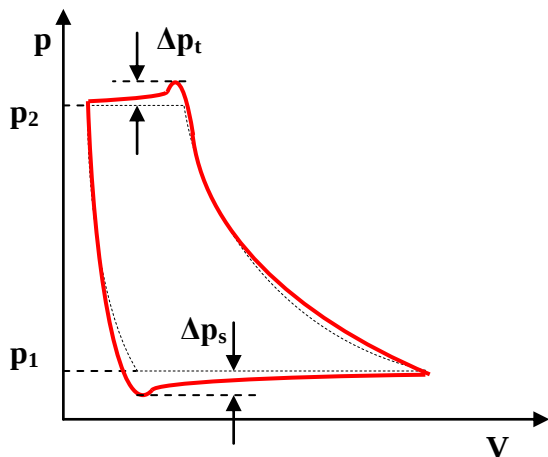
- wymianą ciepła między sprężanym gazem, a sprężarką
- oporami przepływu gazu w sprężarce

Wykres indykatorowa

Praca sprężarki rzeczywistej może być przedstawiona na wykresie indykatorowym. Indykator jest to urządzenie mierzące zmianę ciśnienia w przestrzeni roboczej maszyny waporowej w funkcji położenia organu roboczego maszyny. Przebieg zmian ciśnienia w funkcji ruchu tłoka sprężarki tłokowej otrzymany przy pomocy indykatora przedstawiany jest w postaci wykresu indykatorowego.



Różnica w przebiegu wykresu teoretycznego i wykresu indykatorowego wynika ze strat energetycznych, jakie powstają w rzeczywistej sprężarce.

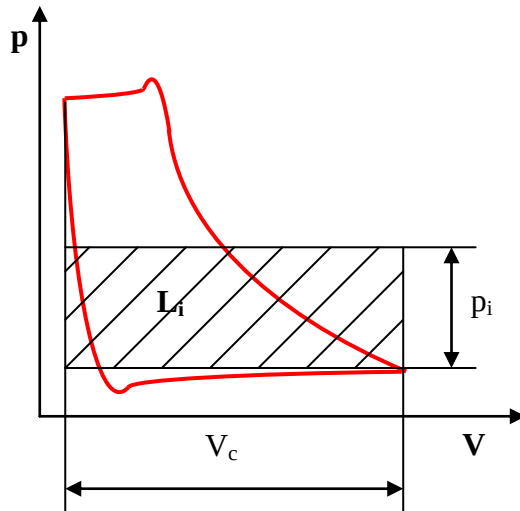


Z wykresu indykatorowego można odczytać różnicę ciśnień potrzebna do otworzenia zaworu ssawnego i zaworu tłocznego. Wykres indykatorowy służy do diagnozowania sprężarki bez konieczności jej demontażu. Pole wykresu indykatorowego reprezentuje pracę nazywaną pracą indykowaną L_i . Średnie ciśnienie indykowane p_i jest to stałe ciśnienie, jakie działałoby na tłok dla pełnego suwu tłoka przy wykonywaniu pracy indykowanej.

$$p_i = \frac{L_i}{V_c}$$

Ponadto określa sprawność indykowaną η_i , jako stosunek pracy teoretycznej do pracy indykowanej

$$\eta_i = \frac{L_t}{L_i}$$



Praca indykowana jest to praca wprowadzona do gazu przy zmianie ciśnienia gazu. Sprawność indykowana uwzględnia straty ciepło-przepływowe związane ze sprężaniem gazu. Sprawność indykowana nie strat mechanicznych powstających w sprężarce. Sprawność mechaniczna sprężarki η_m określa stosunek pracy (mocy) indykowanej na wale sprężarki do prac (mocy) mechanicznej

$$\eta_m = \frac{L_i}{L_m} = \frac{N_i}{N_m}$$

Sprawność użyteczna η_u jest iloczynem sprawności mechanicznej i indykowanej

$$\eta_u = \eta_m \cdot \eta_i$$

Pracę teoretyczną sprężarki określamy jako pracę sprężania politropowego dla znanego wykładnika politropy m

$$L_t = \frac{m}{m-1} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

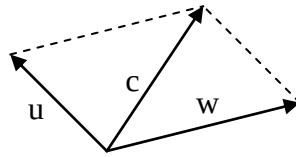
Znając parametry początkowe i końcowe sprężania (p , V) można wyznaczyć wykładnik politropy sprężania

$$m = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg V_1 - \lg V_2}$$

Sprężarki przepływowe

W sprężarkach przepływowych proces sprężania związany jest z ruchem wirowym czynnika przepływającego przez obracający się wirnik. Przepływ czynnika przez wirnik określają trzy wektory prędkości tworzących trójkąt prędkości:

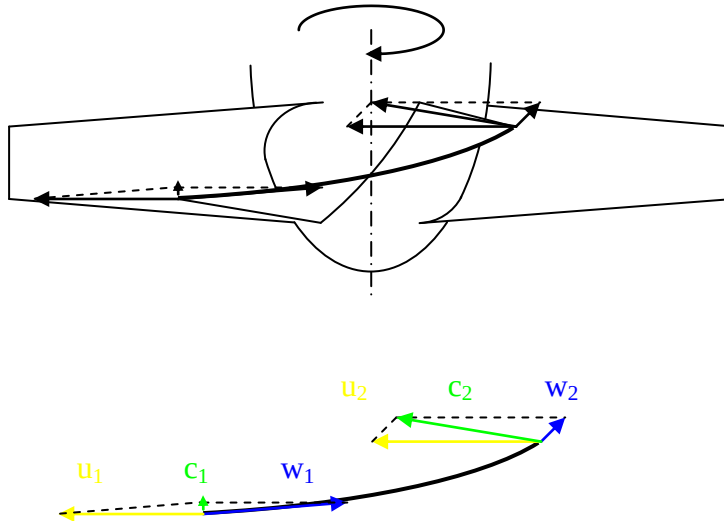
- prędkość względna w
 - prędkość bezwzględna c
 - prędkość unoszenia u
- $$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w}$$



Prędkość względna jest prędkością czynnika określaną względem łopatki wirnika i jest styczna do powierzchni łopatki. Prędkość unoszenia jest prędkością liniową wirnika i jest prostopadła do promienia w danym miejscu wirnika. Prędkość unoszenia, prędkość kątową (obrotową) wirnika i promień wirnika w danym miejscu łączy związek

$$\vec{u} = \vec{\omega} \times \vec{R}$$

Prędkość bezwzględna jest prędkością czynnika określaną względem „nieruchomego” otoczenia (korpusu).



Podczas przepływu przez obracający się wirnik prędkość czynnika zmienia się. Prędkość bezwzględna c czynnika rośnie ($c_2 > c_1$), a prędkość względna czynnika maleje ($w_1 > w_2$). Wzrost prędkości bezwzględnej oznacza przyrost energii kinetycznej czynnika. Spadek prędkości względnej jako prędkości lokalnej zmienia lokalnie ciśnienie czynnika, czyli oznacza wzrost ciśnienia czynnika. Równanie Eulera opisuje zmianę energii jednostkowej czynnika przepływającego go przez obracający się wirnik.

$$e = c_{u1} \bullet u_1 - c_{u2} \bullet u_2$$

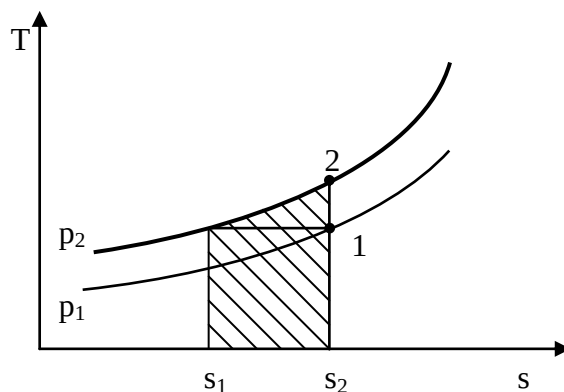
Za obracającym się wirnikiem znajdują się nieruchome łopatki nazywane kierownicą. Dla nieruchomej kierownicy $u_k = 0$, a $w_k = c_k$. Na kierownicy spadek lokalnej prędkości (prędkość względna jest równa prędkości bezwzględnej) oznacza wzrost ciśnienia czynnika. W wyniku przepływu czynnika przez układ ruchomy wirnik – nieruchoma kierownica następuje wzrost energii ciśnienia czynnika. Praca sprężania czynnika w sprężarce przepływowej od ciśnienia p_1 do ciśnienia p_2 równa jest pracy technicznej przemiany izentropowej

$$l_t = i_2 - i_1$$

Stosunek ciśnień nazywamy sprężem Π .

$$\Pi = \frac{p_2}{p_1}$$

Pracę techniczną sprężania izentropowego można przedstawić jako pole pod izobara p_2 na wykresie $T - s$



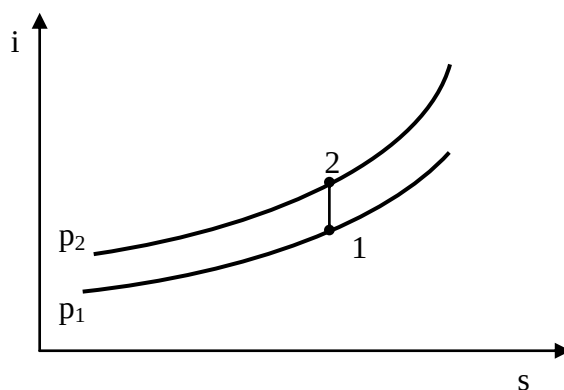
Pole pod linia przemiany na wykresie $T - s$ jest graficznym przedstawieniem ciepła. W przemianie izobarycznej wymieniane ciepło równe jest zmianie entalpii

$$q_{1,2} = T \cdot \Delta s_{1,2} = \text{pole}(\text{wykres } T - s)$$

$$q_{1,2} = c_p \cdot \Delta i_{1,2} = c_p \cdot (i_2 - i_1)$$

$$i_2 - i_1 = \frac{1}{c_p} \cdot \text{pole}(\text{wykres } T - s)$$

Na wykresie $i - s$ sprężanie w sprężarce przepływowej jest linia łączącą dwie izobary



Praca teoretyczna sprężarki przepływowej może być przedstawiona jako praca sprężania adiabatycznego (izentropowego)

$$l_t = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]$$

$$l_t = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\Pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right)$$

W rzeczywistej sprężarce przepływowej zachodzą strat. Praca sprężania czynnika w sprężarce rzeczywistej od ciśnienia p_1 do ciśnienia p_2 równa jest zmianie entalpii gazu od wartości i_1 do wartości i_{2r}

$$l_i = i_{2r} - i_1$$

$$i_{2r} > i_2 \Rightarrow l_i > l_t$$

Sprężanie rzeczywiste jest nieodwracalna adiabatą i może być opisywane jako nieodwracalna politropa o wykładniku $m > \kappa$

$$p_1 \cdot v_1^m = p_2 \cdot v_{2r}^m$$

$$\frac{T_{2r}}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}}$$

$$\frac{T_{2r}}{T_1} = \Pi^{\frac{m-1}{m}}$$

Różnica entalpii dla rzeczywistego sprężania będącego nieodwracalna adiabatą i jednocześnie nieodwracalna politropą wyniesie

$$i_{2r} - i_1 = c_p \cdot (T_{2r} - T_1) = c_p \cdot T_1 \cdot \left(\frac{T_{2r}}{T_1} - 1 \right) = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left(\frac{T_{2r}}{T_1} - 1 \right)$$

$$i_{2r} - i_1 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\Pi^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)$$

Stosunek pracy teoretycznej l_t do pracy sprężania rzeczywistego l_i nazywamy sprawnością adiabatyczną η_{ad}

$$\eta_{ad} = \frac{l_t}{l_i} = \frac{i_2 - i_1}{i_{2r} - i_1}$$

$$\eta_{ad} = \frac{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]}{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[\Pi^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]}$$

$$\eta_{ad} = \frac{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\Pi^{\frac{m-1}{m}} - 1}$$

Jeżeli sprężanie teoretyczne potraktujemy jako przemianę politropową, a nie izentropową, to praca teoretyczna wyniesie

$$l_{tp} = \frac{m}{m-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\Pi^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)$$

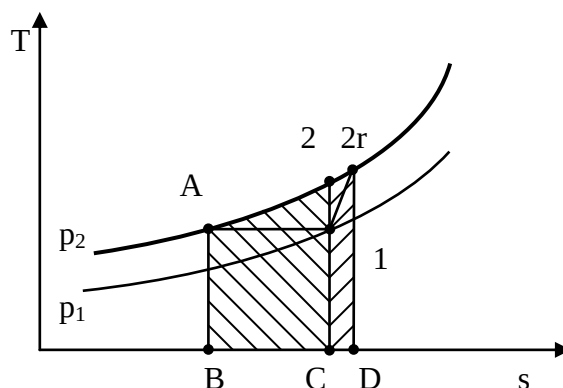
Sprawność politropowa η_{pol} będąca stosunkiem teoretycznej pracy sprężania politropowego do pracy sprężania rzeczywistego wynosi

$$\eta_{pol} = \frac{l_{tp}}{l_i}$$

$$\eta_{pol} = \frac{\frac{m}{m-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\Pi^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)}{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\Pi^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)}$$

$$\eta_{pol} = \frac{m}{m-1} \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa}$$

Sprawność adiabatyczna zależy od wartości sprężu Π i wykładnika politropy m . Sprawność politropowa zależy tylko od wartości wykładnika politropy m . Na wykresie $T - s$ rzeczywiste sprężanie przedstawia się następująco



Praca rzeczywistego sprężania równa jest sumie pracy sprężania teoretycznego izentropowego przedstawionej polem B-A-2-C-B i nieodwracalnym stratom przedstawionym polem C-2-2r-D-C. Praca teoretycznego sprężania politropowego równa jest różnicy pracy sprężania rzeczywistego przedstawionej polem C-2-2r-D-C i ciepła odprowadzonego w odwracalnej przemianie politropowej przedstawionego polem C-1-2r-D-C.

$$l_{tp} = i_{2r} - i_1 - q_{1,2r}$$

Sprawność adiabatyczna jest stosunkiem pól

$$\eta_{ad} = \frac{\text{pole } B-A-2-C-B}{\text{pole } B-A-2r-D-C}$$

Sprawność politropowa jest stosunkiem pól

$$\eta_{pol} = \frac{\text{pole } B-A-2r-1-C-B}{\text{pole } B-A-2r-D-C}$$

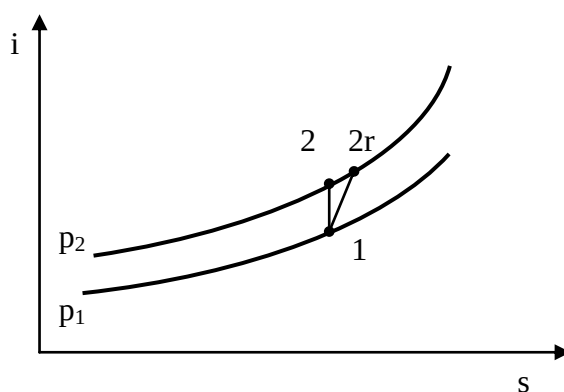
Z porównania stosunku pól na wykresie $T-s$

$$\eta_{pol} > \eta_{ad}$$

Różnica między sprawnością politropową, a sprawnością adiabatyczną maleje wraz ze spadkiem sprężu

$$\lim_{\Pi \rightarrow 1} \eta_{ad} = \eta_{pol}$$

Sprawność politropowa może być uważana za równą sprawności adiabatycznej przy małym sprężu. Sprawność politropowa jest w związku z tym sprawnością pojedynczego stopnia sprężarki przepływowej. Na wykresie $i-s$ sprężanie rzeczywiste przedstawia linia łącząca punkty 1 i 2r znajdujące się na izobarach p_1 i p_2



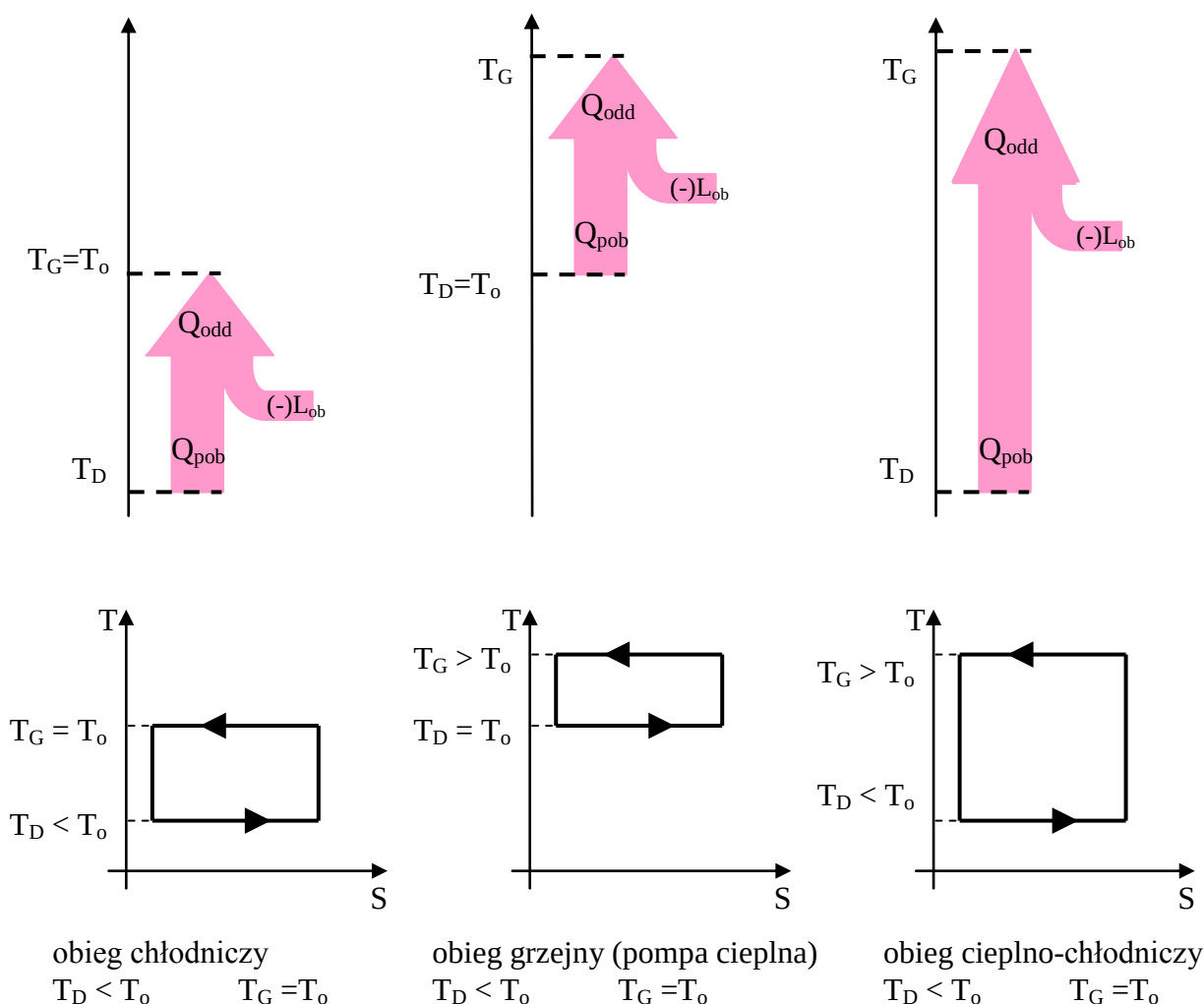
Dla maszyn przepływowych niemożliwe jest określenie pracy indykowanej i sprawności indykowanej. Za sprawność wewnętrzną η_i sprężarki przepływowej jako stosunek pracy (mocy) teoretycznej do pracy (mocy) rzeczywistej doprowadzonej do wirnika sprężarki uważa się sprawność adiabaticzną. Analogicznie, jak dla sprężarek wyporowych wprowadza się pojęcie sprawności mechanicznej i użytecznej.

Chłodziarka sprężarkowa gazowa

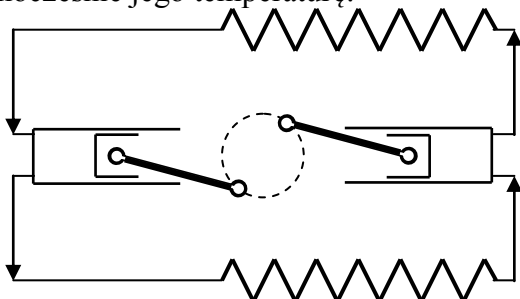
Chłodnictwo zajmuje się obniżaniem temperatury obiektów poniżej temperatury otoczenia. Obniżenie temperatury danego ciała wymaga odebrania od niego ciepła i oddania tego ciepła do innego ciała o temperaturze otoczenia lub temperaturze wyższej od temperatury otoczenia. Urządzenie realizujące przepływ ciepła z ośrodka o temperaturze niższej do ośrodka o temperaturze wyższej może wykorzystać następujące zjawiska:

- rozprężanie gazu (chłodziarka sprężarkowa gazowa)
- przemiana fazowa (chłodziarka sprężarkowa parowa)
- zjawisko Peltiera (Seebecka) (chłodziarka termoelektryczna)

W chłodziarce sprężarkowej gazowej i parowej realizowany jest obieg termodynamiczny. Obieg termodynamiczny, w którym następowałby przepływ ciepła w ośrodku o temperaturze niższej do ośrodka o temperaturze wyższej jest obiegiem termodynamicznym do tyłu. W zależności od tego, które źródło ciepła obiegu do tyłu ma temperaturę otoczenia T_o rozróżniamy:



Urządzenie realizujące obieg termodynamiczny do tyłu składa się z dwóch wymienników ciepła i dwóch maszyn zmieniających temperaturę czynnika termodynamicznego. W chłodziarce sprężarkowej gazowej sprężarka podwyższa ciśnienie gazu. Sprężanie adiabatyczne zwiększając ciśnienie gazu podwyższa jednocześnie temperaturę gazu. W rozprężarce zachodzi proces odwrotny. Adiabatyczne rozprężenie gazu zmniejszając ciśnienie gazu obniża jednocześnie jego temperaturę.

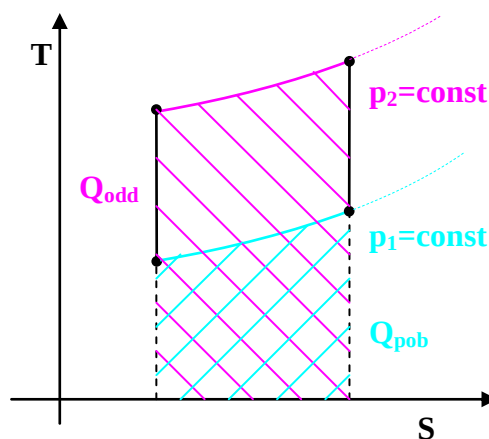
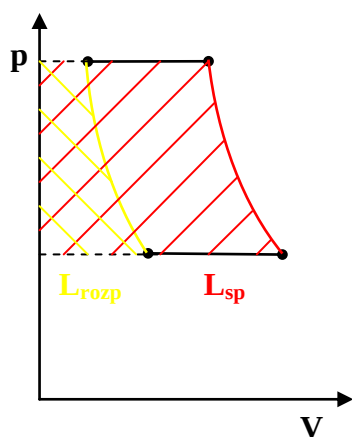


Pobieranie ciepła w dolnym źródle ciepła jest izobarycznym grzaniem gazu, a oddawanie ciepła w górnym źródle ciepła jest izobarycznym chłodzeniem gazu. Praca obiegu jest różnicą pracy sprężarki i pracy rozprężarki.

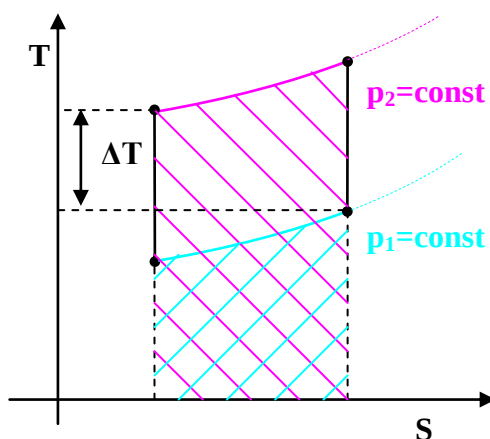
$$L_{ob} = L_{sp} - L_{rozp}$$

Ciepło oddawane w obiegu jest sumą ciepła pobranego w obiegu i pracy obiegu

$$Q_{odd} = Q_{pob} + L_{ob}$$



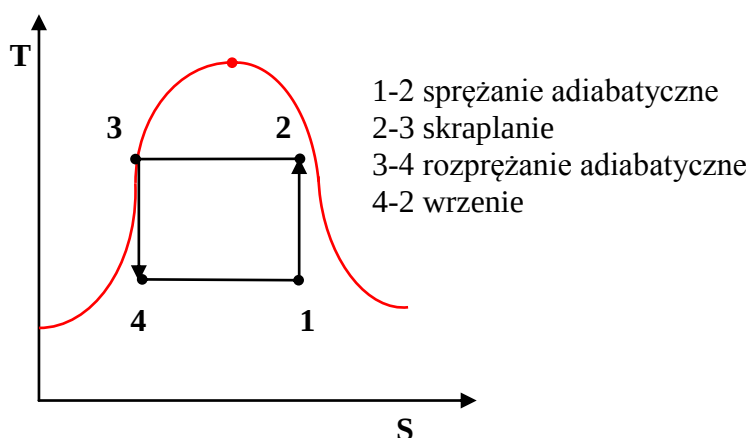
Wymiana ciepła w chłodziarce sprężarkowej gazowej jest mało wydajna ze względu na niską intensywność izobarycznej wymiany ciepła.



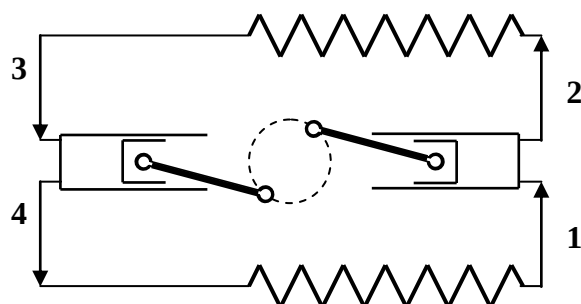
Dla danej różnicy ciśnień robocza różnica temperatur jest stosunkowo niska. Dlatego chłodziarki sprężarkowe gazowe znajdują zastosowanie tylko u niektórych układach klimatyzacyjnych. Izotermiczna wymiana ciepła jest bardziej wydajna od wymiany ciepła izobarycznej. Izobaryczną wymianę ciepła można zrealizować w przemianie fazowej, ponieważ proces wrzenie/skraplanie jest procesem jednocześnie izobarycznym i izotermicznym.

Chłodziarka sprężarkowa parowa

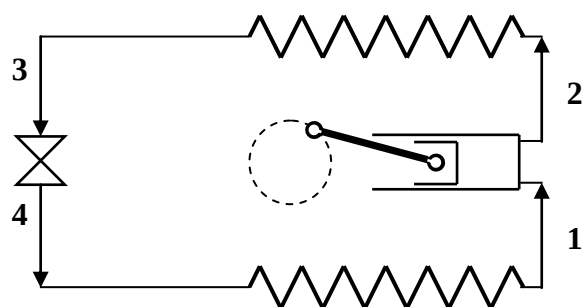
W chłodziarce sprężarkowej parowej czynnik termodynamiczny pobiera ciepła w procesie wrzenia i oddaje ciepło w procesie skraplania. Jeśli sprężanie i rozprężanie czynnika termodynamicznego będzie procesem adiabatycznym, to obieg termodynamiczny chłodziarki sprężarkowej parowej będzie przebiegał w obszarze pary mokrej. Obieg chłodziarki sprężarkowej parowej jest obiegiem Carnota do tyłu.



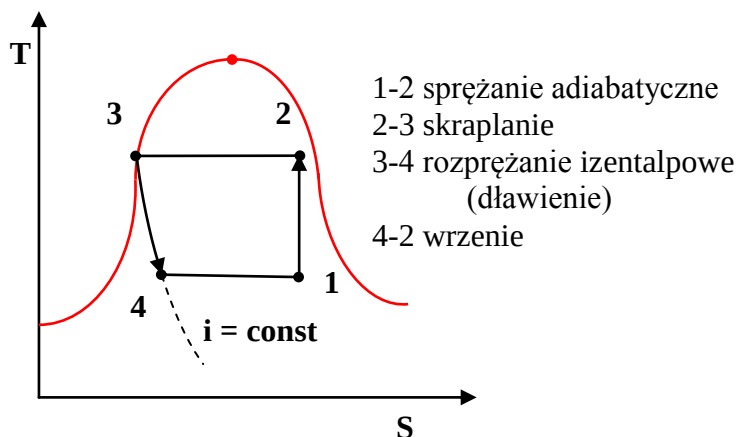
Chłodziarka sprężarkowa parowa składa się dwóch wymienników ciepła parowacza (parownika) i skraplacza i dwóch maszyn sprężarki i rozprężarki.



Jeśli adiabatyczne rozprężanie gazu w chłodziarce sprężarkowej gazowej nie stanowi problemu technicznego, to adiabatyczne rozprężanie cieczy wrzącej otrzymywanej w skraplaczu chłodziarki sprężarkowej parowej jest technicznie niemożliwe. Rozprężanie adiabatyczne czynnika termodynamicznego w chłodziarce sprężarkowej parowej obniża ciśnienie i temperaturę czynnika. Obniżenie ciśnienia i temperatury czynnika termodynamicznego w chłodziarce sprężarkowej parowej może być zrealizowane przemianą izentalpową (dławieniem). Jeśli rozprężania adiabatycznego nie można zrealizować na cieczy, to dławienie można przeprowadzić tak na gazie, jak i na cieczy. Urządzeniem realizującym dławienie w chłodziarce sprężarkowej parowej jest zawór dławiący.

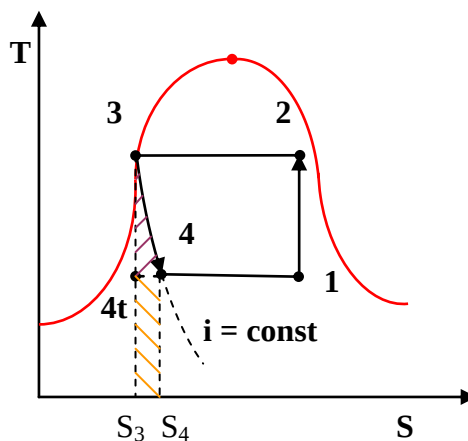


Obieg termodynamiczny chłodziarki sprężarkowej parowej z rozprężaniem izentalpowym nazywany jest mokrym obiegiem chłodziarki sprężarkowej parowej lub obiegiem Lindego (mokrym).

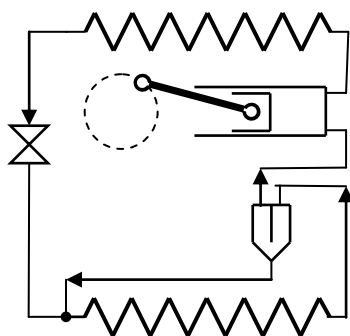


W chłodziarce sprężarkowej parowej z rozprężaniem izentalpowym występują dwie straty związane z dławieniem:

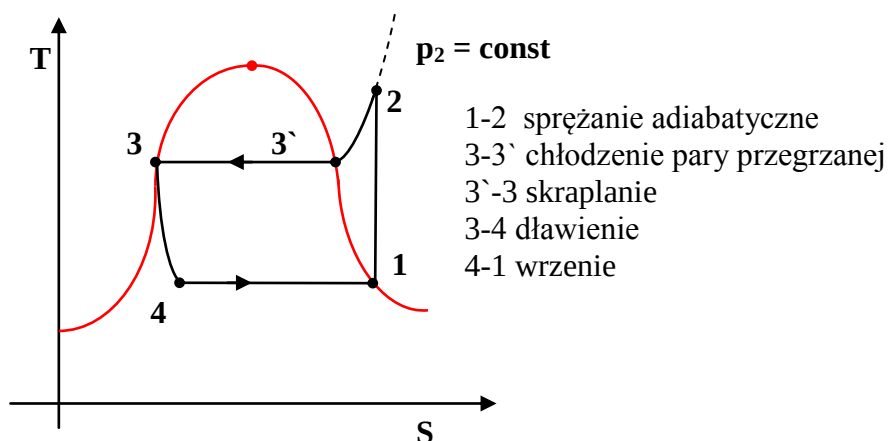
- zmniejszenie skutku chłodzenia - nieodwracalny przyrost entropii $\Delta S_{3,4}$ zmniejsza ciepło pobierane przez czynnik termodynamiczny z grzejnika (parowacza).
- zwiększenie pracy sprężarki – przy dławieniu nie odzyskujemy pracy rozprężania.



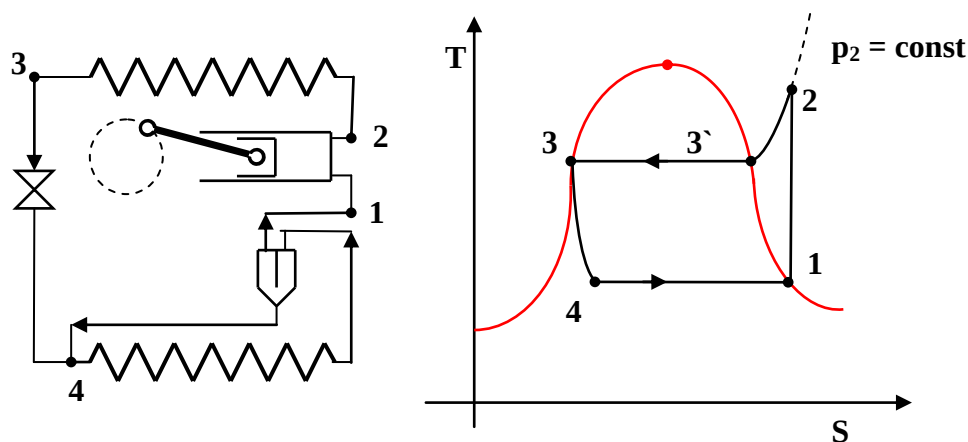
Straty związane z dławieniem są pomijalnie małe w porównaniu do innych parametrów energetycznych charakteryzujących obieg chłodniczy. Realizacja obiegu mokrego stwarza problemy związane ze sprężaniem pary mokrej. Para mokra jest mieszaniną pary suchej (stan lotny) i cieczy wrzącej. Ciecz wrząca silnie oddziałuje cieplnie ze ściankami sprężarki i może wywoływać uderzenia hydrauliczne. Z tych względów korzystne jest osuszenie lub przegrzanie pary przed procesem sprężania.



Ponieważ gęstość pary suchej jest o co najmniej dwa rzędy wielkości mniejsza od gęstości cieczy wrzącej, to ciecz wrzącą można oddzielić od pary suchej grawitacyjnie lub odśrodkowo w osuszaczu. Ciecz wrząca z osuszacza jest podawana na wlot parowacza. Para sucha jest sprężana w sprężarce w obszarze pary przegrzanej. Temperatura pary sprężanej w obszarze pary przegrzanej jest wyższa niż temperatura pary sprężanej w obszarze pary mokrej. Obieg termodynamiczny chłodziarki sprężarkowej parowej z osuszaniem pary mokrej nazywany jest suchym obiegiem chłodziarki sprężarkowej parowej lub obiegiem Lindego suchym.

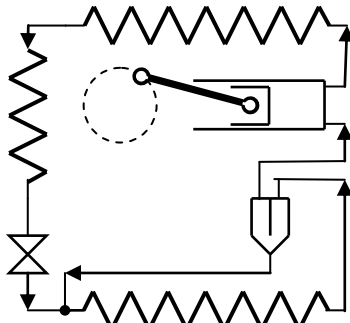


Proces rozdzielania pary suchej i cieczy wrzącej przed sprężaniem nie jest przemianą termodynamiczną. W obiegu termodynamicznym chłodziarki sprężarkowej parowej osuszenie pary jest interpretowane jako osiągnięcie przez parę podczas wrzenia stopnia suchości $x = 1$.

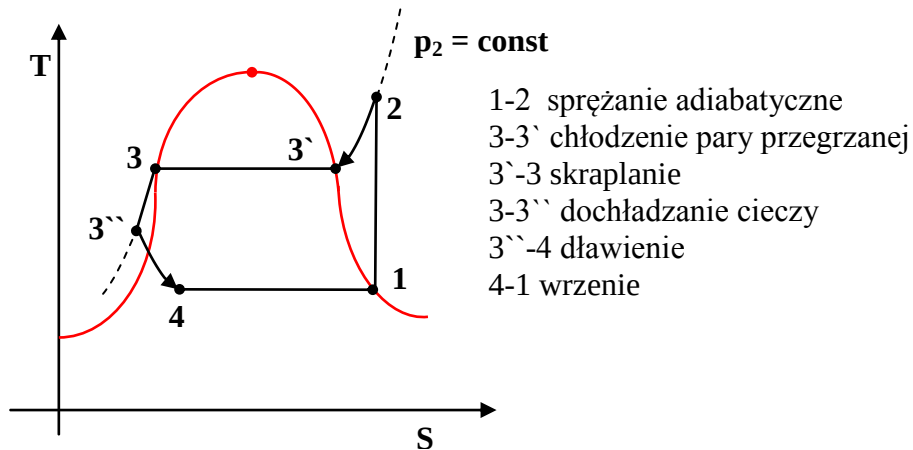


Straty związane z dławieniem można zmniejszyć przez;

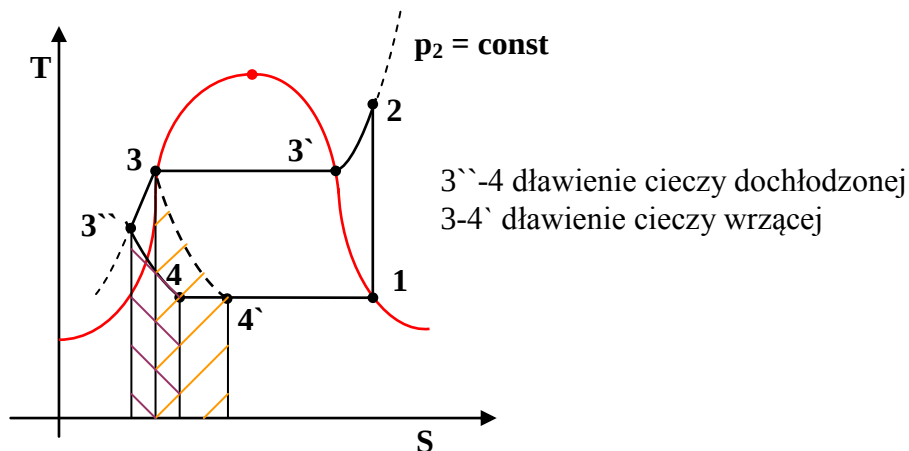
- dochładzanie ciepłego czynnika
- regenerację ciepła.



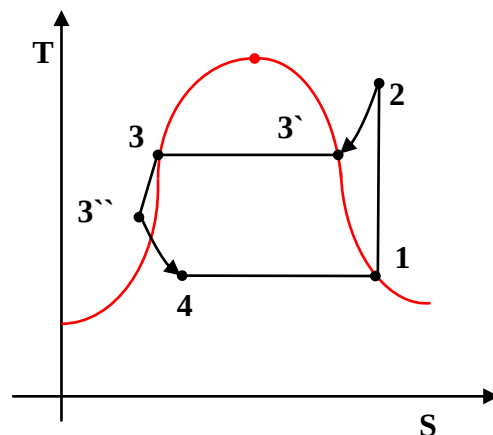
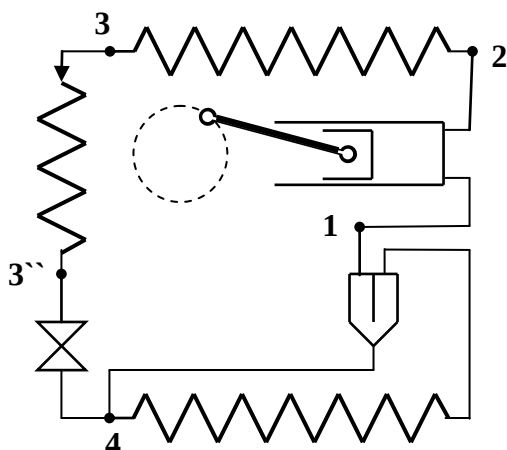
Dochładzanie ciekłego czynnika obniża temperaturę czynnika bez zmiany jego ciśnienia.



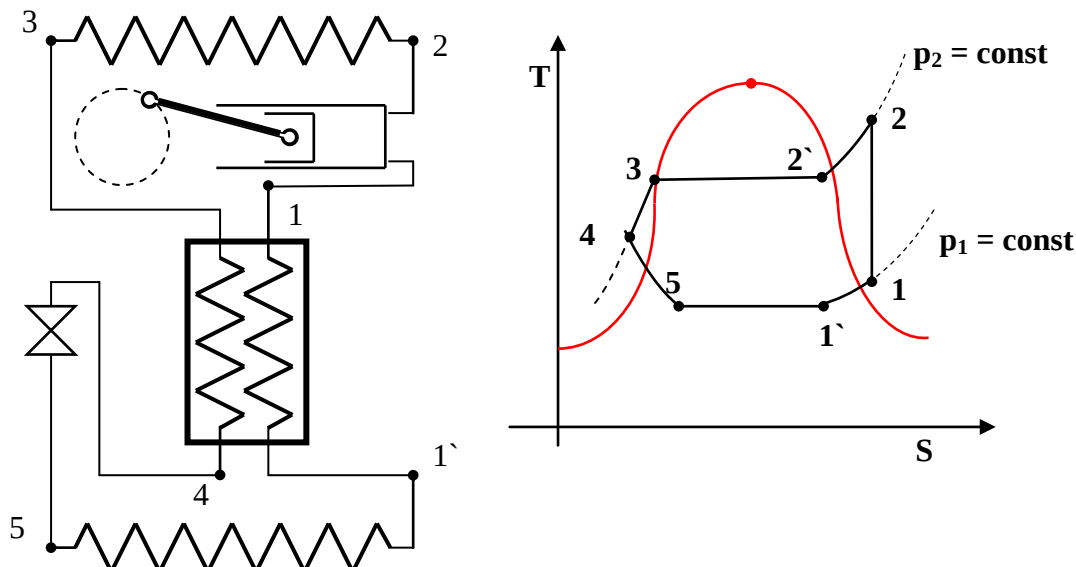
Strata dławienia dochłodzonej cieczy jest mniejsza, niż strata dławienia cieczy wrzącej.



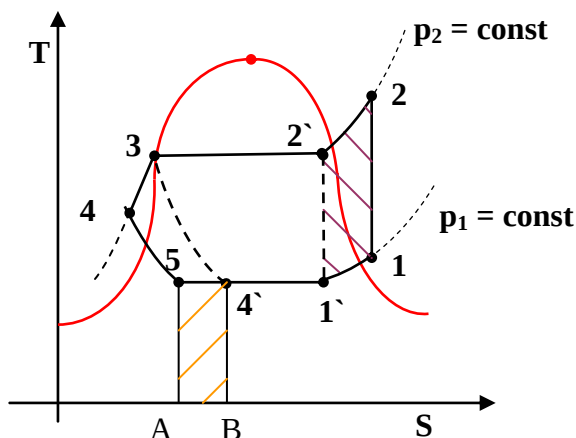
Warunkiem dochładzania cieczy jest odbiornik ciepła o temperaturze niższej od temperatury skraplacza. Dochładzacz cieczy jest odrębnym od skraplacza wymiennikiem ciepła.



Jeśli nie ma możliwości dochłodzenia ciekłego czynnika, to można zastosować regenerację ciepła. Regeneracja ciepła polega na przegrzewaniu pary mokrej za parowaczem ciekłym czynnikiem wypływającym ze skraplacza. Regenerator ciepła jest przeciwprądowym wymiennikiem ciepła. Przy regeneracji ciepła nie stosujemy osuszacza. Obieg termodynamiczny chłodziarki sprężarkowej parowej z regeneracją ciepła nazywany jest obiegiem przegrzanym.



W obiegu z regeneracją ciepła w porównaniu z obiegiem bez regeneracji ciepła zmniejszamy stratę dławienia i jednocześnie zwiększamy pracę sprężania.



Wielkość zmniejszenia straty dławienia i wielkości zwiększenia pracy sprężania zależy od energetycznych właściwości czynnika termodynamicznego. Na wykresie T –S różnicę między obiegiem z regeneracją ciepła, a obiegiem bez regeneracji ciepła przedstawiają pola:

- pole A-B-4'-5 = Δq - zmniejszenie straty dławienia
- pole 1'-1-2-2' = Δl - zwiększenie pracy sprężania.

Regeneracja ciepła jest korzystna wówczas, gdy względny wzrost wydajności chłodniczej obiegu jest większy od względnego przyrostu pracy obiegu.

$$\frac{\Delta q}{q} > \frac{\Delta l}{l}$$

Dodatkowym elementem, który ma znaczenie przy stosowaniu regeneracji ciepła jest wpływ przegrzewania pary czynnika termodynamicznego na eksploatację chłodziarki.

Czynniki chłodnicze

Czynniki chłodnicze stosowane w chłodziarkach sprężarkowych parowych dzielimy na:

- związki nieorganiczne (NH_3 , H_2O , rzadko CO_2)
- węglowodory
- chlorowcowe pochodne węglowodorów – freony

Freon jest węglowodorem, w którym jeden lub więcej atomów wodoru zostało zastąpionych atomami chloru (Cl), fluoru (F) lub w nielicznych przypadkach bromu (Br). Ogólny wzór chemiczny freonu przyjmuje postać



Freony oznaczamy symbolem R i liczbą dwu- lub trzy- cyfrową

$$\text{R}(m-1)(x+1)(y)$$

Pierwsza cyfra równa zero jest w symbolu pomijana. Liczbę atomów chloru można wyliczyć, jako uzupełnienie brakujących atomów ze wzoru

$$\text{C}_n(\text{H}, \text{Cl}, \text{F})_{2 \cdot n + 2}$$

Czynniki chłodnicze, które nie są freonami oznaczamy symbolami

- R717 – NH_3
- R718 – H_2O

Najważniejszymi w chłodnictwie własnościami cieplnymi czynników termodynamicznych są:

- ciśnienia nasycenia odpowiadające temperaturom parowania i skraplania
- ciepło parowania
- ciepło właściwe cieczy wrzącej, pary suchej i pary przegrzanej

Do porównania własności cieplnych różnych czynników używa się następujących parametrów dla temperatury parowania $t_0 = -15[^\circ\text{C}]$ i temperatury skraplania $t_k = 30[^\circ\text{C}]$:

- teoretyczny współczynnik wydajności chłodniczej

$$\varepsilon_t = \frac{q_0}{l} \quad \text{stosunek ciepła pobranego do pracy sprężarki}$$

- stopień doskonałości obiegu ($\varepsilon_C = 5,73$)

$$\eta = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_C} \quad \text{stosunek wydajności obiegu do wydajności obiegu Carnota.}$$

Teoretyczna wydajność chłodnicza powszechnie stosowanych czynników chłodniczych wynosi $\varepsilon_t = 4,62 \div 5,07$, a stopień doskonałości $\eta = 0,81 \div 0,88$. Z punktu widzenia niezawodności urządzeń chłodniczych i bezpieczeństwa ich stosowania ważne są fizyko-chemiczne własności czynników chłodniczych:

- trwałość chemiczna
- toksyczność
- agresywność chemiczna w stosunku do materiałów konstrukcyjnych
- palność i wybuchowość
- rozpuszczalność w olejach smarowych
- rozpuszczalność wody w czynniku chłodniczym.

Najbardziej rozpowszechnionym czynnikiem chłodniczym jest freon R12

$$\begin{aligned} \text{R12} &\rightarrow 2 \text{ cyfry} \rightarrow C = 0 + 1 = 1 \\ &\rightarrow H = 1 - 1 = 0 \\ &\rightarrow F = 2 \\ &\rightarrow Cl = 2 + 2 - 2 = 2 \\ &\rightarrow \text{CF}_2\text{Cl}_2 \end{aligned}$$

Freon F12 stosowany jest przy obniżaniu temperatury do $-50[^\circ\text{C}]$. W pompach cieplnych ze względu na wysokie temperatury skraplania stosowany jest freon R142

$$\begin{aligned}
 R142 &\rightarrow 3 \text{ cyfry} \rightarrow C = 1 + 1 = 2 \\
 &\rightarrow H = 4 - 1 = 3 \\
 &\rightarrow F = 2 \\
 &\rightarrow Cl = 2 \cdot 2 + 2 - 2 - 3 = 1 \\
 &\rightarrow C_2H_3F_2Cl_1
 \end{aligned}$$

W dużych instalacjach przemysłowych stosuje się najtańszy czynnik chłodniczy, amoniak, o bardzo dobrych własnościach cieplnych. Amoniak jest trujący, palny i wybuchowy.

Chłodziarka termoelektryczna

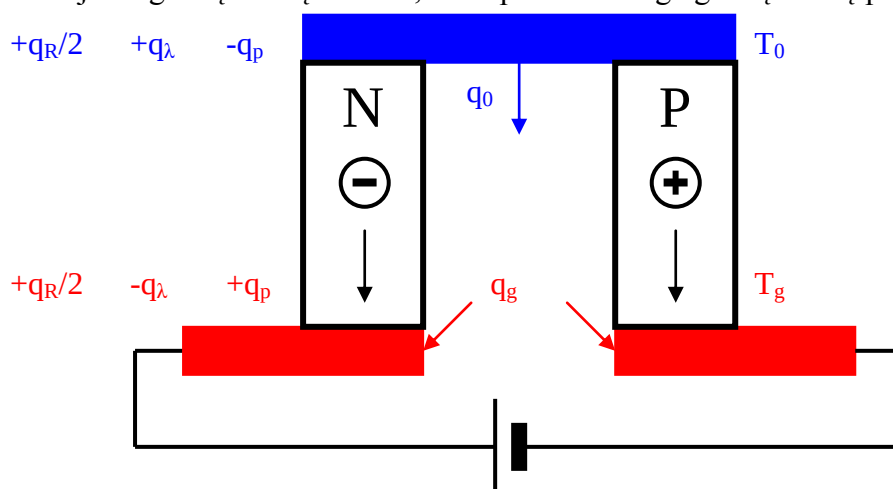
Zjawisko termoelektryczne polega na tym, że w obwodzie składającym się z różnych przewodników lub półprzewodników wytworzenie stałego napięcia wywołuje przepływ prądu, który grzeje jedno złącze i chłodzi drugie złącze. Zjawisko występuje wówczas, gdy przewodniki lub półprzewodniki różnią koncentracją nośników prądu. Koncentracja nośników prądu jest to ilość nośników prądu przypadająca na jednostkę objętości materiału i może być określona jako gęstość nośników prądu. Różnica koncentracji nośników prądu na złączu dwóch przewodników lub półprzewodników wywołuje różnicę potencjałów nazywaną napięciem termoelektrycznym. Ilość nośników prądu i ich koncentracja w przewodniku lub półprzewodniku zależy od temperatury. Jeśli temperatura obu złączy dwóch przewodników lub półprzewodników jest taka sama, to napięcie termoelektryczne na obu złączach także jest takie samo. Jeśli temperatury złączy będą różne to różnica napięć termoelektrycznych między złączami wywoła przepływ prądu. Różnica napięć termoelektrycznych między złączami zależy od własności przewodników lub półprzewodników tworzących złącze (różnica koncentracji nośników prądu na złączu) i różnicy temperatur między złączami

$$U_{1,2} = \alpha \cdot (T_2 - T_1) = \alpha \cdot \Delta T_{1,2}$$

Współczynnik siły termoelektrycznej α przyjmuje wartości dla złącza:

- metal-metal (przewodnik-przewodnik) 10^{-5} [V/K]
- półprzewodnik-półprzewodnik 10^{-3} [V/K]

Zjawisko Peltiera (Seebecka) jest zjawiskiem odwrotnym do zjawiska termoelektrycznego. Przepływ prądu w obwodzie złożonym z różnych przewodników lub półprzewodników wywołuje przepływ ciepła z jednego złącza do drugiego złącza. W wyniku przepływu prądu temperatura jednego złącza się obniża, a temperatura drugiego złącza się podnosi.



Moc cieplna pobierana ze złącza zimnego od współczynnika siły termoelektrycznej złącza, natężenia prądu płynącego przez złącze i temperatury złącza

$$q_p = \alpha \cdot i \cdot T_0$$

Różnica temperatur między złączami wywołuje przewodzenie ciepła ze złącza gorącego do złącza zimnego. Moc cieplna przewodzenia ciepła zależy od różnicy temperatur, powierzchni wymiany ciepła (S), długości przewodzenia ciepła (l) i współczynnika przewodzenia ciepła (λ)

$$q_\lambda = \lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot (T_g - T_0)$$

W wyniku przepływu prądu przez złącza na złączach wydzielą się ciepła związane z oporem elektrycznym złączy. Przyjmując równe opory elektryczne złącza gorącego i zimnego moc cieplna wydzielona na złączu zimnym wyniesie

$$q_R = \frac{1}{2} \cdot i^2 \cdot R$$

Użyteczna moc cieplna złącza zimnego jest sumą

$$q_0 = q_p - q_\lambda - q_R$$

$$q_0 = \alpha \cdot i \cdot T_0 - \lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot (T_g - T_0) - \frac{1}{2} \cdot i^2 \cdot R$$

Maksymalna różnica temperatur między złączami wystąpi wówczas, gdy moc cieplna użyteczna będzie równa zero ($q_0 = 0$)

$$\Delta T_{\max} = \frac{\alpha \cdot i \cdot T_0 - \frac{1}{2} \cdot i^2 \cdot R}{\lambda \cdot \frac{S}{l}}$$

Maksymalna różnica temperatur zależy od natężenia prądu (i), temperatury złącza zimnego (T_0) i własności termoelektrycznych materiałów złącza (α , λ , R). Optymalne natężenie prądu, przy którym można osiągnąć maksymalną różnicę temperatur wynosi

$$i_{\text{opt}} = \frac{\alpha}{R} \cdot T_0$$

Maksymalna różnica temperatur wynosi

$$\Delta T_{\max} = \frac{\alpha \cdot \frac{\alpha}{R} \cdot T_0 \cdot T_0 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\alpha}{R} \cdot T_0 \right)^2 \cdot R}{\lambda \cdot \frac{S}{l}}$$

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha^2}{\lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot R} \cdot T_0^2$$

Opór elementu zależy od oporu właściwego i jego wymiarów

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} = \frac{l}{\sigma \cdot S}$$

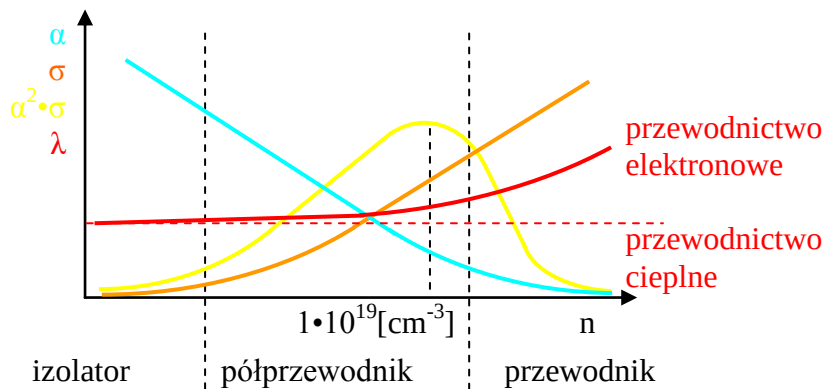
Do opisu własności elektrycznych termoelementów zamiast oporu właściwego ρ używa się przewodności właściwej (elektrycznej) σ , będącej odwrotnością oporu właściwego.

Własności termoelektryczne opisuje współczynnik dobroci termoelektrycznej Z

$$Z = \frac{\alpha^2}{\lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot R} = \frac{\alpha^2}{\lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot \frac{l}{\sigma \cdot S}}$$

$$Z = \frac{\alpha^2 \cdot \sigma}{\lambda} \left[\frac{\left(\frac{V}{K}\right)^2 \cdot \frac{1}{\Omega \cdot m}}{\frac{W}{K \cdot m}} = \frac{V^2}{K} \cdot \frac{A}{V \cdot m} \cdot \frac{K \cdot m}{V \cdot A} = \frac{1}{K} \right]$$

Najlepsze własności termoelektryczne mają półprzewodniki. Współczynnik dobroci termoelektrycznej Z nie ma wartości stałej dla danego materiału i zależy od temperatury. Najczęściej jest przedstawiany w bezwymiarowej postaci ZT . Dla temperatury rzędu 300 [K] najlepsze własności termoelektryczne ma domieszkowany tellurek bizmutu Bi_2Te_3 . Wartość bezwymiarowego ZT równa jest jedności. Tellurek bizmutu jest stosowany w temperaturach - 10 [°C] do 130 [°C] przy różnicy temperatur nie przekraczającej 70 [deg]. Maksymalna temperatura stosowania tellurku bizmutu wynosi 247[°C].



Maksymalna różnica temperatur wynosi

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha^2}{\lambda \cdot \frac{S}{l}} \cdot \frac{\sigma \cdot S}{l} \cdot T_0^2$$

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha^2 \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T_0^2$$

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{2} \cdot Z \cdot T_0^2$$

Współczynnik wydajności chłodniczej chłodziarki termoelektrycznej jest stosunkiem mocy cieplnej użytecznej do mocy elektrycznej pobranej

$$\varepsilon = \frac{q_0}{N_e}$$

Pobierana moc elektryczna jest zużywana na zrównoważenie siły termoelektrycznej i opór cieplny

$$N_e = N_t + q_R$$

$$N_e = \alpha \cdot (T_g - T_0) \cdot i + i^2 \cdot R$$

Współczynnik wydajności cieplnej chłodziarki termoelektrycznej wynosi

$$\varepsilon = \frac{\alpha \cdot i \cdot T_0 - \lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot (T_g - T_0) - \frac{1}{2} \cdot i^2 \cdot R}{\alpha \cdot i \cdot (T_g - T_0) + i^2 \cdot R}$$

Współczynnik wydajności chłodniczej osiąga wartość maksymalną dla natężenia prądu

$$i_{ef} = \frac{\alpha}{R} \cdot \Delta T \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} - 1}$$

$$T_{sr} = \frac{T_g + T_0}{2}$$

Maksymalna wartość współczynnika wydajności cieplnej wynosi

$$\varepsilon_{\max} = \frac{T_0}{T_g - T_0} \cdot \frac{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} - \frac{T_0}{T_g}}{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} + 1}$$

Maksymalna wartość wydajności chłodniczej można przedstawić jako iloczyn wydajności chłodniczej obiegu Carnota ε_C i współczynnika strat nieodwracalnych chłodziarki termoelektrycznej α_{ch}

$$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_C \cdot \alpha_{ch}$$

$$\varepsilon_C = \frac{T_0}{T_g - T_0}$$

$$\alpha_{ch} = \frac{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} - \frac{T_0}{T_g}}{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} + 1}$$

Odwrócenie kierunku przepływu prądu zmienia chłodziarkę termoelektryczną w termoelektryczną pompę ciepłą. Maksymalna wydajność cieplna $\varphi_{\max}$ jest iloczynem wydajności cieplnej obiegu Carnota φ_C i i współczynnika nieodwracalności strat chłodziarki termoelektrycznej α_{ch}

$$\varphi_{\max} = \varphi_C \cdot \alpha_{ch}$$

$$\varphi_C = \frac{T_g}{T_g - T_0}$$

$$\alpha_{ch} = \frac{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} - \frac{T_0}{T_g}}{\sqrt{1 + Z \cdot T_{sr}} + 1}$$

Układy termoelektryczne osiągają wydajności rzędu 30 [%] układów sprężarkowo-parowych. Warunkiem dorównania wydajności osiągananej przez układy sprężarkowo-parowe jest zwiększenie współczynnika ZT do wartości 3 ÷ 4.

Silnik cieplny

Maszyny i urządzenia energetyczne dokonują przemiany jednego rodzaju energii w drugi. Początkową formą energii w maszynie lub urządzeniu energetycznym może być:

- energia chemiczna
- energia jądrowa
- ciepło (energia wewnętrzna)

- energia ciśnienie czynnika.

Końcową formą energii w maszynie lub urządzeniu energetycznym może być:

- ciepło (energia wewnętrzna)
- praca (energia mechaniczna)
- energia elektryczna (energia prądu elektrycznego).

Silniki cieplne zamieniają ciepło (energię wewnętrzną) na pracę. Silniki cieplne mają największe znaczenie w technice, ponieważ przetwarzają pierwotną energię ciepłą w pracę i są podstawowym źródłem pracy w technice. Silnik cieplny realizuje obieg termodynamiczny silnika cieplnego (obieg do przodu). Dla źródeł ciepła (grzejnik i chłodnica) o danych temperaturach najwyższą sprawność osiąga silnik pracujący według obiegu Carnota. Silnik Carnota jest silnikiem idealnym, ponieważ niemożliwa jest izotermiczna wymiana ciepła występująca w obiegu Carnota. Rzeczywiste silniki pracują według innych obiegów termodynamicznych, w których zakłada się izobaryczną lub izochoryczną wymianę ciepła. Obieg termodynamiczny, według którego pracuje silnik cieplny jest obiegiem odwracalnym. Sprawność obiegu silnika cieplnego jest sprawnością teoretyczną i uwzględnia straty termodynamiczne

$$\eta_t = \frac{E_t}{E_d} = \frac{L_t}{Q}$$

Procesy nieodwracalne zachodzące w silnikach cieplnych zmniejszają sprawność silnika.

Straty nieodwracalne dzielimy na:

- straty cieplno-przepływowe
- straty mechaniczne.

Do określenia strat cieplno-przepływowych analogicznie, jak dla sprężarek wyporowych, stosujemy pojęcie pracy indykowanej (wewnętrznej) i sprawności indykowanej (wewnętrznej)

$$\eta_i = \frac{E_i}{E_t} = \frac{L_i}{L_t}$$

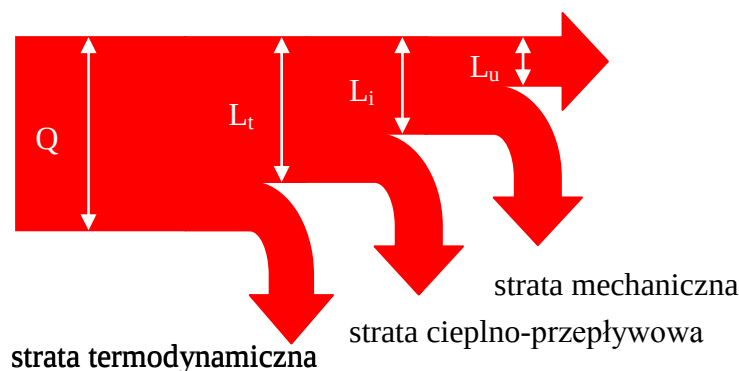
Dla silników wyporowych można przedstawić wykres indykatorowy. Analogicznie, jak dla sprężarek wyporowych wykres indykatorowy pokazuje rzeczywiste zmiany ciśnienia w cylindrze w funkcji ruchu tłoka. Wykres indykatorowy pozwala na diagnozowanie silnika bez konieczności jego demontażu. Dla silników przepływowych stosuje się pojęcie pracy wewnętrznej. Straty mechaniczne określa sprawność mechaniczna silnika

$$\eta_m = \frac{E_u}{E_i} = \frac{L_u}{L_i}$$

Sprawność ogólna jest określa stosunek energii (pracy) użytecznej do energii (ciepła) dostarczonej

$$\eta_u = \frac{E_u}{E_d} = \eta_t \cdot \eta_i \cdot \eta_m$$

Straty powstające w silniku cieplnym można przedstawić na wykresie pasmowym (Sankeya)



Strata termodynamiczna jest największą stratą w silniku cieplnym i wynosi około 50 [%]. Straty ciepło-przepływowe zależą od wielu czynników, a w szczególności od stosowania procesów chłodzenia międzystopniowego (lub chłodzenia po sprężaniu) i regeneracji ciepła. Straty mechaniczne w silnikach wporowych są mniejsze od 10 [%], a silnikach przepływowych są pomijalnie małe. Jeśli silnik pracuje w układzie otwartym i nie realizuje obiegu termodynamicznego, to za obieg termodynamiczny tego silnika przyjmuje się układ zamknięty równoważny termodynamicznie przebiegowi pracy silnika. Układ zamknięty równoważny termodynamicznie przebiegowi pracy silnika otrzymuje się przez zastąpienie wymiany czynnika wymianą ciepła. Jeśli w teoretycznym przebiegu pracy silnika ciśnienie pobierania czynnika do silnika równe jest ciśnieniu oddawania czynnika, to wymiana czynnika jest traktowana jako izobaryczne oddanie ciepła. Przypadek taki dotyczy silników cieplnych przepływowych. Jeśli w teoretycznym przebiegu pracy silnika ciśnienie pobierania czynnika do silnika jest niższe od ciśnienia oddawania czynnika, to wymiana czynnika jest traktowana jako izochoryczne oddanie ciepła. Przypadek taki dotyczy silników cieplnych wporowych. Z punktu widzenia przebiegu pracy silnika, sposobu dostarczenia ciepła i teoretycznego obiegu termodynamicznego silnik cieplne dzielimy na:

- silniki spalinowe ZI i ZS
- turbiny gazowe
- silniki odrzutowe
- turbiny parowe.

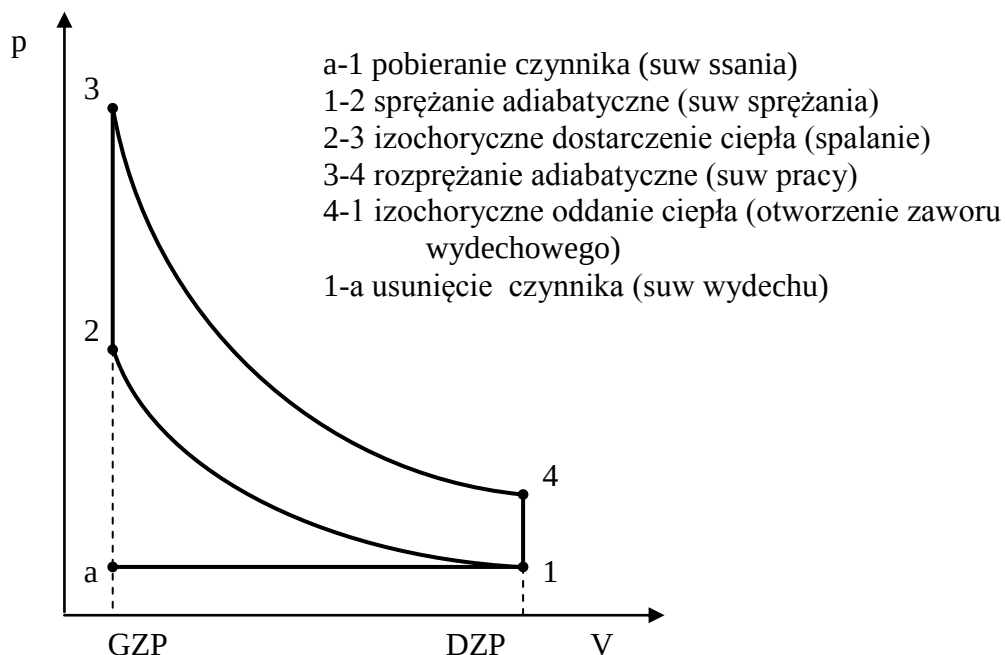
Silniki tłokowe

Silniki spalinowe są silnikami cieplnymi o spalaniu wewnętrznym. Czynnikiem termodynamicznym, na jakim pracują silniki spalinowe są spaliny. W silnikach spalinowych możliwe jest spalanie paliw ciekłych gazowych będących węglowodorami lub alkoholami. Spaliny są mieszaniną gazów dwuatomowych (N_2) i trzyatomowych (CO_2 , H_2O). Spalanie jest traktowane jako dostarczenie ciepła. W teoretycznym przebiegu pracy silnika spalinowego dostarczenie ciepła traktowanej jest jako przemiana izobaryczna lub izochoryczna. Silnikami spalinowymi są:

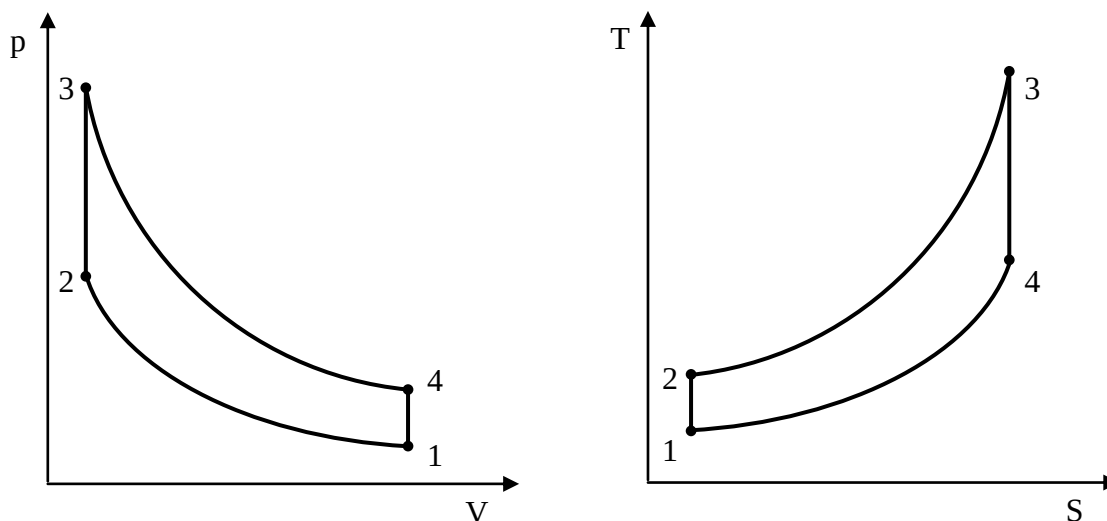
- silniki wporowe:
 - silniki tłokowe ZI
 - silniki tłokowe ZS
- silniki przepływowe (przelotowe):
 - silniki sprężarkowe:
 - silniki turbodrzutowe
 - silniki bezsprężarkowe:
 - silniki strumieniowe
 - silniki pulsacyjne.

Jedynym działającym wporowym silnikiem rotacyjnym jest silnik Wankla. Teoretyczny przebieg pracy silnika Wankla jest taki sam, jak dla tłokowego silnika spalinowego ZI. W silniku ZI mieszanka paliwowo-powietrzna zapalana jest iskrą elektryczną. Uwzględniając czas spalania mieszanki paliwowo-powietrznej i ruch, jaki tłok w tym czasie wykonuje, przyjmujemy izochoryczny przebieg spalania. Otwarcie zaworu wydechowego w DZP wywołuje gwałtowny spadek ciśnienia gazu w cylindrze. Spadek ciśnienia po otwarciu zaworu wydechowego w teoretycznym przebiegu pracy silnika ZI interpretujemy jako izochoryczne oddanie ciepła. Jednocześnie w teoretycznym przebiegu pracy silnika przyjmujemy izobaryczne pobieranie czynnika do cylindra i izobaryczne usunięcie spalin z cylindra. Ruch tłoka DZP $\rightarrow$ GZP traktujemy jako sprężanie adiabatyczne, a ruch tłoka GZP

→ DZP traktujemy jako rozprężanie adiabatyczne. Teoretyczny przebieg pracy silnika tłokowego ZI przedstawiany jest na wykresie $p - V$



Cykl pracy silnika ZI przedstawiony na wykresie odbywa się w czterech suwach, z których dwa suwy przeznaczone są na wymianę czynnika. W silniku dwusuwowym nie występują dwa suwy przeznaczone na wymianę czynnika. Wymiana czynnika w teoretycznym przebiegu pracy silnika dwusuwowego ZI odbywa się na odcinku 4-1. Teoretyczny przebieg pracy silnika ZI jest układem otwartym. Układ zamknięty równoważny przebiegowi pracy silnika ZI stanowią dwie przemiany adiabatyczne i dwie przemiany izochoryczne.



Obieg termodynamiczny równoważny przebiegowi pracy silnika ZI nazywany jest obiegiem Otta. Sprawność obiegu Otta wynosi

$$\eta_t = \frac{l_t}{q} = \frac{q + (-)q_0}{q} = 1 + \frac{(-)q_0}{q}$$

$$q = q_{2,3} = c_v \cdot (T_3 - T_2)$$

$$q_0 = q_{4,1} = c_v \cdot (T_1 - T_4) = -c_v \cdot (T_4 - T_1)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v \cdot (T_4 - T_1)}{c_v \cdot (T_3 - T_2)}$$

$$v_1 = v_4$$

$$v_2 = v_3$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}$$

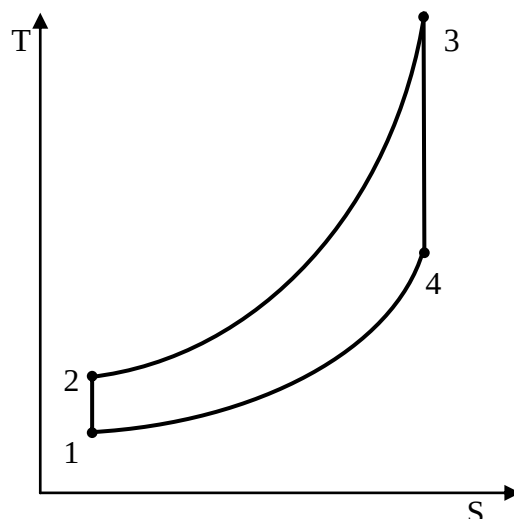
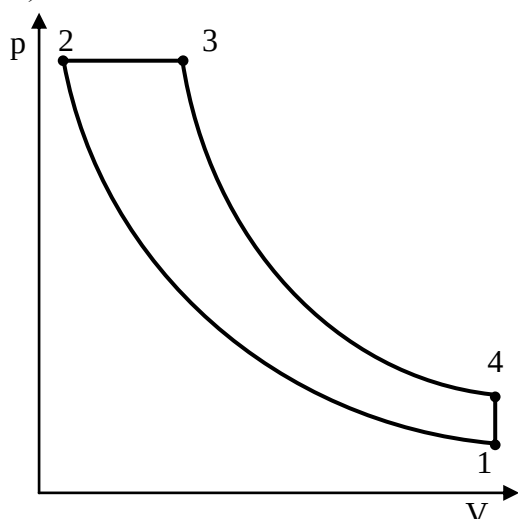
$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{\kappa-1} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}$$

$$\eta = 1 - \frac{T_1 \cdot \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \cdot \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}$$

Sprawność teoretyczna (termodynamiczna) obiegu Otta zależy od stopnia sprężania ε i właściwości czynnika termodynamicznego κ (ilości atomów w cząstce gazu). Teoretyczna sprawność obiegu Otta dla stopnia sprężania $\varepsilon = 8$ ($\kappa = 1,4$) wynosi 56 [%]. W silniku ZS wtrysk paliwa do cylindra wywołuje samozapłon powstającej mieszanki paliwowo-powietrznej. Spalanie jest rozciągnięte w czasie. Przyjmujemy, że w czasie spalania tłok wykonuje ruch rozprężający. Spalanie realizowane w trakcie rozprężającego ruchu tłoka jest interpretowane jako izobaryczne dostarczenie ciepła. Teoretyczny przebieg pracy silnika ZS różni się od teoretycznego przebiegu pracy silnika ZI tylko sposobem dostarczenia ciepła. Układ zamknięty równoważny przebiegowi pracy silnika ZS stanowią dwie przemiany adiabatyczne, przemiana izobaryczna (dostarczenie ciepła) i przemiana izochoryczna (oddanie ciepła).



Obieg termodynamiczny równoważny przebiegowi pracy silnika ZS nazywany jest obiegiem Diesla. Sprawność obiegu Diesla wynosi

$$\begin{aligned}\eta_t &= \frac{l_t}{q} = \frac{q + (-)q_0}{q} = 1 + \frac{(-)q_0}{q} \\ q &= q_{2,3} = c_p \cdot (T_3 - T_2) \\ q_0 &= q_{4,1} = c_v \cdot (T_1 - T_4) = -c_v \cdot (T_4 - T_1) \\ \eta_t &= 1 - \frac{c_v \cdot (T_4 - T_1)}{c_p \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \\ v_1 &= v_4 \\ p_2 &= p_3 \quad \varphi = \frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2} \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1} \\ \frac{T_4}{T_3} &= \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_1} \right)^{\kappa-1} = \varphi^{\kappa-1} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \\ \frac{T_4}{T_1} &= \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{T_3}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \varphi^{\kappa-1} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \cdot \varphi \cdot \varepsilon^{\kappa-1} = \varphi^\kappa \\ \eta &= 1 - \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \cdot \frac{\varphi^\kappa - 1}{\varphi - 1}\end{aligned}$$

Sprawność teoretyczna (termodynamiczna) obiegu Diesla zależy od stopnia sprężania ε , stosunku temperatur końca i początku spalania φ i własności czynnika termodynamicznego κ (ilości atomów w cząsteczce gazu). Wyrażenie

$$\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\varphi^\kappa - 1}{\varphi - 1}$$

ma wartość większą od jedności i sprawność obiegu Diesla dla tego samego stopnia sprężania jest niższa od sprawności obiegu Otta. Ponieważ w silnikach ZS stosujemy dwukrotnie wyższe stopnie sprężania, niż w silnikach ZI, to sprawność silnika ZS i obiegu Diesla dla dwukrotnie wyższego stopnia sprężania może być wyższa od sprawności silnika ZI i obiegu Otta. Teoretyczna sprawność obiegu Diesla dla stopnia sprężania $\varepsilon = 21$ ($\kappa = 1,4$) przy

spalaniu trwającym 1/8 suwu rozprężania $\left(\varphi = \frac{\varepsilon + 7}{8} \right)$ wynosi 60 [%]. Spadek wartości

współczynnika φ zwiększa sprawność obiegu Diesla. Współczynnik φ ma tym mniejszą wartość, im mniejszą wartość ma objętość końca spalania.

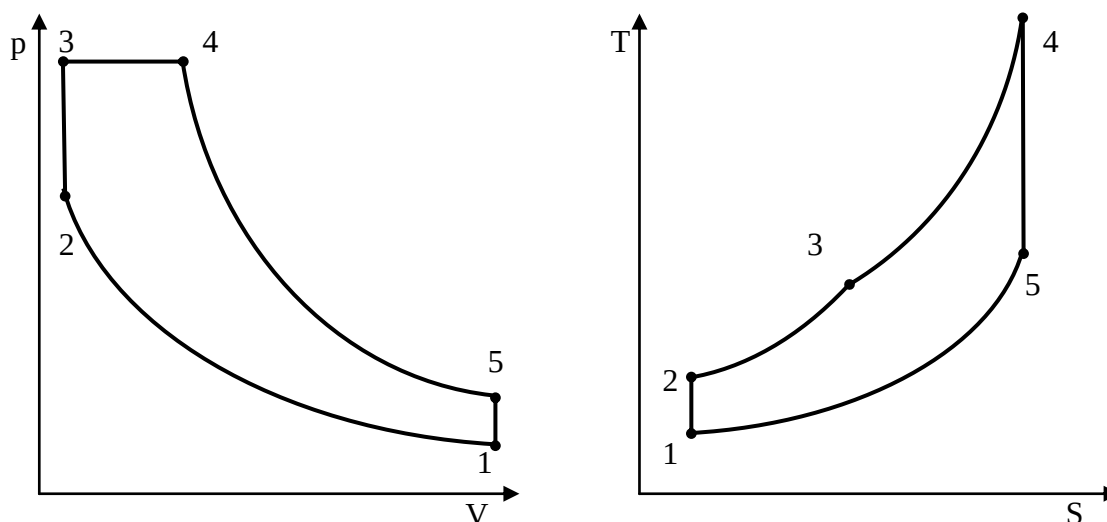
$$\lim_{\varphi \rightarrow 1} \left(\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\varphi^\kappa - 1}{\varphi - 1} \right) = 1$$

$$\kappa = 2 \Rightarrow \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\varphi^{\kappa} - 1}{\varphi - 1} = \frac{1}{\kappa} \cdot (\varphi + 1)$$

$$\varphi > 1 \Rightarrow \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\varphi^{\kappa} - 1}{\varphi - 1} > 1$$

$$\varphi = 1 \Rightarrow \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\varphi^{\kappa} - 1}{\varphi - 1} = 1$$

Oznacza to, że silnik ZS powinien być silnikiem wolnoobrotowym. Dla szybkoobrotowego silnika ZS samozapłon następuje po wtrysnięciu do komory spalania prawie całej dawki paliwa. Z tego względu przejmujemy się, że w takim przypadku spalanie częściowo jest realizowane jako proces izochoryczny, a częściowo jako proces izobaryczny. Układ zamknięty równoważny przebiegowi pracy szybkoobrotowego silnika ZS stanowią dwie przemiany adiabatyczne, przemiana izobaryczna (dostarczenie ciepła) i dwie przemiany izochoryczne (pobranie ciepła i oddanie ciepła).



Obieg termodynamiczny równoważny przebiegowi pracy szybkoobrotowego silnika ZS nazywany jest obiegiem Sabathego. Sprawność obiegu Sabathego wynosi jest wyższa od sprawności obiegu Diesla i niższa od sprawności obiegu Otta przy tych samych stopniach sprężania.

$$\varepsilon = \text{const} \rightarrow \eta_{\text{Otta}} > \eta_{\text{Sabathego}} > \eta_{\text{Diesla}}$$

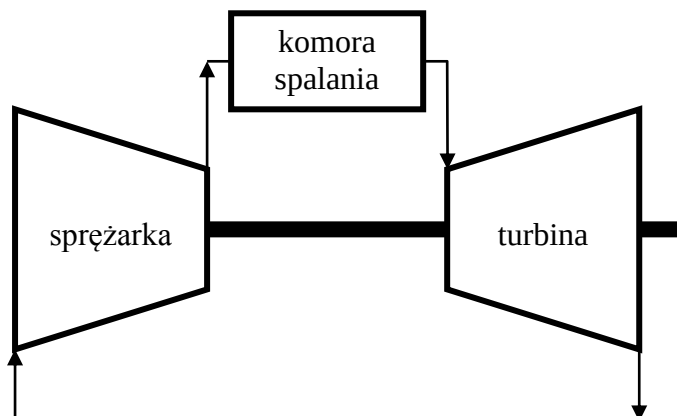
Uwzględniając stopień sprężania silniki ZS mają wyższą sprawność od silników ZI.

Silniki przepływowe

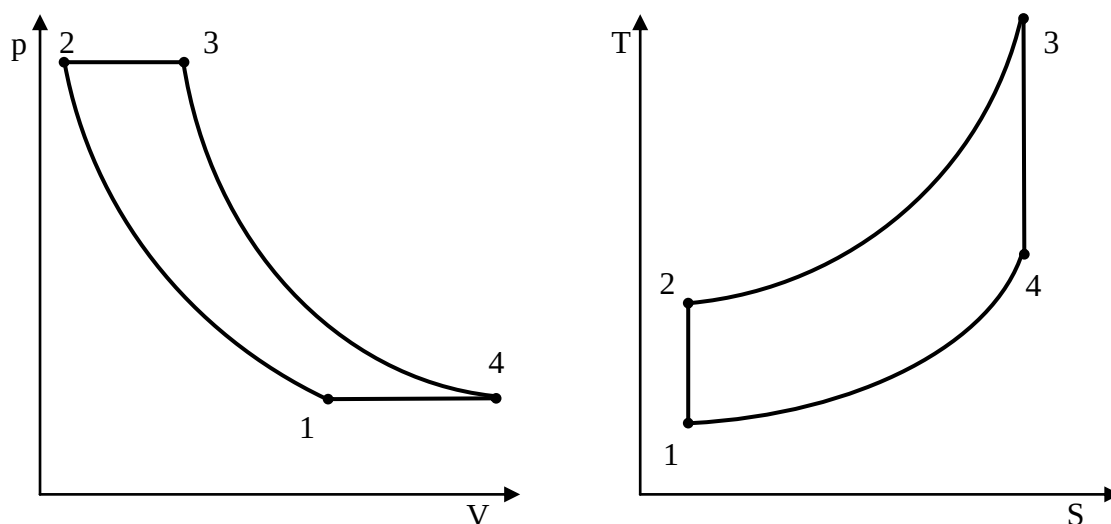
Turbina gazowa może pracować jako samodzielna maszyna i może być częścią składową turbinowego silnika spalinowego. Turbina gazowa nie musi być silnikiem spalinowym i może pracować w układzie zamkniętym. Z punktu widzenia zasady działania i obiegu termodynamicznego równoważnego pracy silnika przepływowego rozróżniamy:

- silniki turbinowe
- silniki strumieniowe
- silniki pulsacyjne.

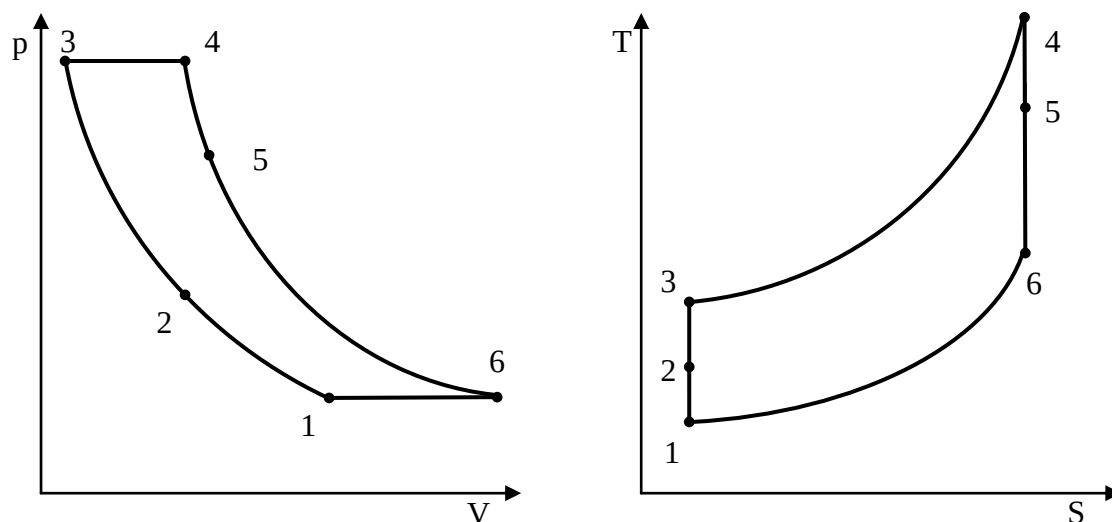
Różnica między turbiną gazową, a silnikiem turbodrutowym sprowadza się do sposobu odebrania pracy z silnika. Silnik turbinowy składa się ze sprężarki, turbiny gazowej połączonych wspólnym wałem i komory spalania.



Praca turbiny gazowej jest częściowo zużywana do napędu sprężarki, a pozostała część pracy turbiny jest oddawana na zewnątrz. W teoretycznym przebiegu pracy silnika turbinowego ciśnienie gazu na wylocie jest równe ciśnieniu gazu na wlocie. Przy pracy w układzie otwartym wymianę czynnika interpretujemy jako izobaryczne oddanie ciepła. Układ zamknięty równoważny przebiegowi pracy silnika turbinowego stanowią dwie adiabatyczne i dwie przemiany izobaryczne.



Obieg termodynamiczny równoważny przebiegowi pracy silnika turbinowego nazywany jest obiegiem Joula. Obieg Braytona jest obiegiem porównawczym silnika turboodrzutowego. Od obiegu Joula różni się tym, że w obiegu Braytona sprężanie adiabatyczne dzieli się na izentropowe sprężanie dynamiczne na wlocie silnika i izentropowe sprężanie w sprężarce, a rozprężanie adiabatyczne dzieli się na izentropowe rozprężanie na turbinie i izentropowe rozprężanie dynamiczne w dyszy wylotowej.



Obieg Joula stanowią przemiany:

- 1-2 sprężanie adiabatyczne
- 2-3 izobaryczne dostarczenie ciepła
- 3-4 rozprężanie adiabatyczne
- 4-1 izobaryczne oddanie ciepła.

Obieg Braytona stanowią przemiany:

- 1-2 sprężanie adiabatyczne (dynamiczne na wlocie silnika)
- 2-3 sprężanie adiabatyczne (w sprężarce silnika)
- 3-4 izobaryczne dostarczenie ciepła
- 4-5 rozprężanie adiabatyczne (na turbinie silnika)
- 5-6 rozprężanie adiabatyczne (dynamiczne na dyszy wylotowej silnika)
- 6-1 izobaryczne oddanie ciepła.

Sprawność obiegu Joula wynosi

$$\eta_t = \frac{l_t}{q} = \frac{q + (-)q_0}{q} = 1 + \frac{(-)q_0}{q}$$

$$q = q_{2,3} = c_p \cdot (T_3 - T_2)$$

$$q_0 = q_{4,1} = c_p \cdot (T_1 - T_4) = -c_p \cdot (T_4 - T_1)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p \cdot (T_4 - T_1)}{c_p \cdot (T_3 - T_2)}$$

$$p_1 = p_4$$

$$p_2 = p_3$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}$$

$$\eta = 1 - \frac{T_1 \cdot \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \cdot \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$$

Podział sprężania adiabatycznego między wlot do silnika i sprężarkę i rozprężania adiabatycznego między turbinę i dyszę wylotową silnika nie wpływa na sprawność obiegu. Sprawność obiegu Braytona jest taka sama, jak obiegu Joula. Sprawność silnika turbinowego zależy od sprężu. Wzrost sprężu oznacza podniesie ciśnienia końcowego sprężania, a co za tym idzie także końcowej temperatury sprężania. Ponieważ maksymalna temperatura obiegu (T_3) jest ograniczona wytrzymałością termiczną łopatek turbiny, to wzrost sprężu zwiększa sprawność silnika turbinowego i obniża ilość ciepła, jaką można pobrać bez przekraczania temperatury maksymalnej. Przy pewnych parametrach obiegu praca obiegu osiągnie wartość maksymalną.

$$l_t = l_{\text{turbiny}} - l_{\text{sprężarki}}$$

$$l_t = (i_3 - i_4) - (i_2 - i_1)$$

$$l_t = c_p \cdot (T_3 - T_4) - c_p \cdot (T_2 - T_1)$$

$$l_t = c_p \cdot \left[T_3 \cdot \left(1 - \frac{T_4}{T_3} \right) - T_1 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \right]$$

$$\tau = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad T_3 = T_{\max} \quad T_1 = T_o$$

$$l_t = c_p \cdot \left[T_{\max} \cdot \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) - T_o \cdot (\tau - 1) \right]$$

$$c_p \cdot \left(\frac{T_{\max}}{\tau^2} - T_o \right) = 0$$

$$\tau_{opt} = \sqrt{\frac{T_{\max}}{T_o}}$$

$$\Pi = \tau^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

$$\Pi_{opt} = \tau_{opt}^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{T_{\max}}{T_o} \right)^{\frac{\kappa}{2 \cdot (\kappa-1)}}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$$

$$\eta_{opt} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{T_{max}}{T_o}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa} \cdot \frac{\kappa}{2 \cdot (\kappa-1)}}$$

$$\eta_{opt} = 1 - \sqrt{\frac{T_o}{T_{max}}}$$

Dla temperatury maksymalnej 1100 [K] i temperatury otoczenia 300 [K] otrzymujemy

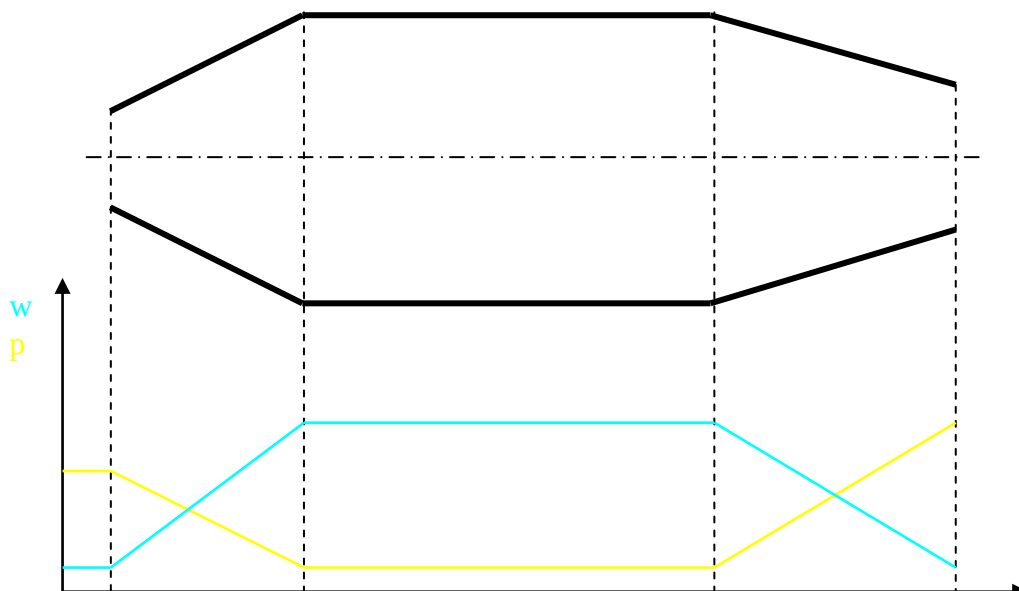
$$\Pi_{opt} = \left(\frac{1100[K]}{300[K]}\right)^{\frac{1,4}{2 \cdot (1,4-1)}} = 9,7$$

$$\eta_{opt} = 1 - \sqrt{\frac{300[K]}{1100[K]}} = 0,478 = 47,8\%$$

Sprawność silnika turbinowego można zwiększyć przez zastosowanie:

- chłodzenia międzystopniowego
- regenerację ciepła.

W obu przypadkach konieczne jest zastosowanie wymienników ciepła. Ze względów na masę i gabaryty wymienników ciepła chłodzenie międzystopniowe i regeneracja ciepła stosowane są w układach przemysłowych (stacjonarnych). Jeśli w obiegu Braytona sprężanie adiabatyczne gazu ograniczymy do sprężania dynamicznego go na wlocie silnika, a rozprężanie adiabatyczne ograniczymy do dynamicznego rozprężania na dyszy wylotowej silnika, to obieg Braytona będzie stanowił obieg równoważny przebiegowi pracy w silniku strumieniowym. Silnik strumieniowy składa się z dyfuzora wlotowego spełniającego rolę sprężarki, komory spalania i dyszy wylotowej spełniającej rolę turbiny.



Sprawność silnika strumieniowego jest sprawnością obiegu Joula. Przyjmując, że cała energia kinetyczna powietrza wpływającego na silnik zostaje zamieniona w energię ciśnienia, spręż silnika strumieniowego wynosi

$$p_2 = p_o + \frac{\rho \cdot w^2}{2} \quad p_1 = p_o$$

$$\Pi = \frac{p_o + \frac{\rho \cdot w^2}{2}}{p_o} = 1 + \frac{\rho \cdot w^2}{2 \cdot p_o}$$

Przyjmując poddźwiękową prędkość lotu ($800 \text{ [km/h]} = 222 \text{ [m/s]}$) otrzymujemy

$$\Pi = 1 + \frac{1,225 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] \cdot \left(222 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] \right)^2}{2 \cdot 10^5 [\text{Pa}]}$$

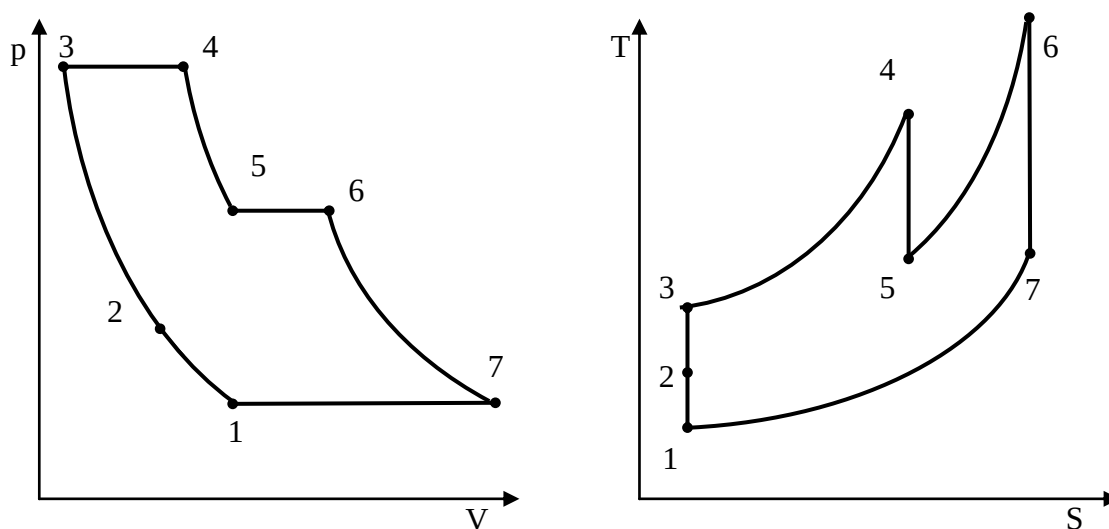
$$\Pi = 1,3$$

Sprawność silnika strumieniowego dla poddźwiękowych prędkości lotu jest bardzo mała i sprawność teoretyczna silnika strumieniowego dla prędkości 800 [km/h] wynosi

$$\eta = 1 - \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{1,3^{\frac{1,4}{1,4-1}}} = 0,073 = 7,3\%$$

Przy prędkości naddźwiękowej 4 [M] sprawność teoretyczna silnika strumieniowego jest większa od sprawności teoretycznej silnika turboodrzutowego. W silniku turboodrzutowym możliwe jest spalanie paliwa za turbiną. Dyszę wylotową silnika turboodrzutowego dostosowaną do spalania paliwa nazywamy dopalaczem.



Obieg silnika turboodrzutowego z dopalaczem stanowią przemiany:

- 1-2 sprężanie adiabatyczne (dynamiczne na wlocie silnika)
- 2-3 sprężanie adiabatyczne (w sprężarce silnika)
- 3-4 izobaryczne dostarczenie ciepła (komora spalania silnika)
- 4-5 rozprężanie adiabatyczne (na turbinie silnika)
- 5-6 izobaryczne dostarczenie ciepła (dopalacz)
- 5-6 rozprężanie adiabatyczne (dynamiczne na dyszy wylotowej silnika)
- 6-1 izobaryczne oddanie ciepła.

Maksymalna temperatura w dopalaczu nie jest ograniczona wytrzymałością termiczną łopatek turbiny. W dopalaczu można stosować temperatury końca spalania (T_6) rzędu 2000 [K].

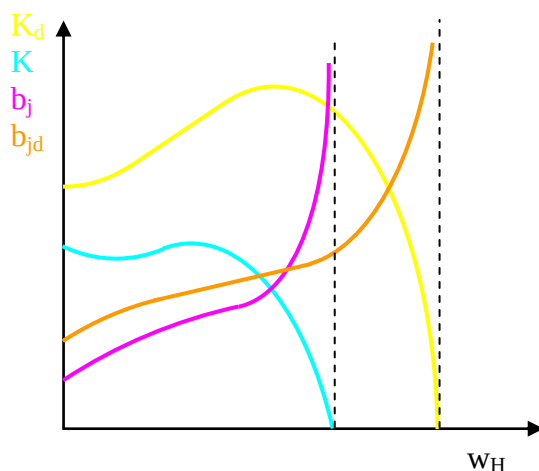
Spalanie w dopalaczu zachodzi przy niższym ciśnieniu niż w komorze spalania:

- spręż sprężarki $\Pi = p_3/p_1$
- „spręż” dopalacza $\Pi = p_5/p_1$.

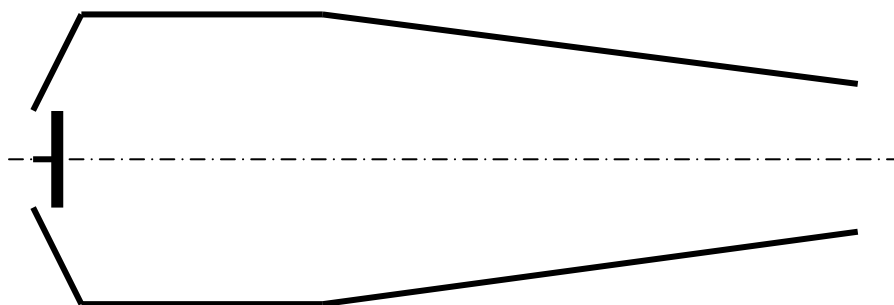
Sprawność dopalacza jest niższa, niż sprawność silnika turbodoładowanego i sprawność silnika turbodoładowanego z włączonym dopalaczem jest niższa, niż z wyłączonym dopalaczem.

Dopalacz pozwala na:

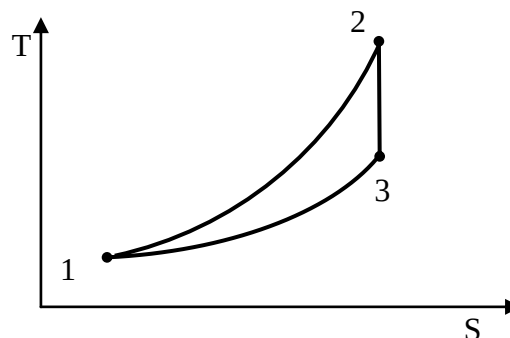
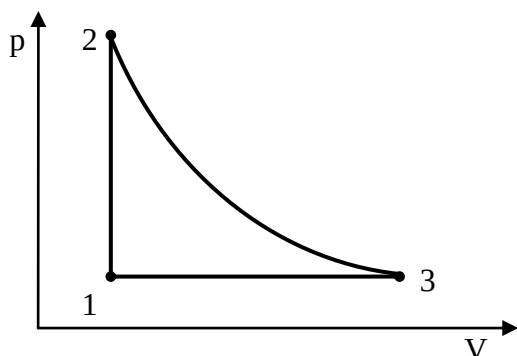
- szybki wzrost ciągu silnika (K [daN]) bez wzrostu temperatury na turbinie
- lot z prędkością większą niż maksymalna prędkość lotu bez dopalacza
- zmniejszenie jednostkowego zużycia paliwa dla dużych prędkości lotu (b_j [kg/daN•h]).



Silnik pulsacyjny jest silnikiem o spalaniu izochorycznym. Teoretycznie możliwa jest konstrukcja silnika pulsacyjnego bezzaworowego pracującego z częstotliwością rezonansową.



Obieg porównawczy silnika pulsacyjnego stanowią izochoryczne pobranie ciepła, adiabatyczne rozprężanie i izobaryczne oddanie ciepła.



Obieg silnika pulsacyjnego stanowią przemiany:

- 1-2 izochoryczne dostarczenie ciepła
- 2-3 rozprężanie adiabatyczne
- 3-1 izobaryczne oddanie ciepła.

Sprawność teoretyczna silnika pulsacyjnego wynosi

$$\eta_t = \frac{l_t}{q} = \frac{q + (-)q_0}{q} = 1 + \frac{(-)q_0}{q}$$

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

$$q_0 = q_{3,1} = c_p \cdot (T_1 - T_3) = -c_p \cdot (T_3 - T_1)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p \cdot (T_3 - T_1)}{c_v \cdot (T_2 - T_1)}$$

$$p_1 = p_3$$

$$v_2 = v_1$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} = \lambda$$

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{v_3}{v_1} = \frac{v_3}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = \lambda^{\frac{1}{\kappa}}$$

$$\eta = 1 - \kappa \cdot \frac{T_1 \cdot \left(\frac{T_3}{T_1} - 1 \right)}{T_1 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right)}$$

$$\eta = 1 - \kappa \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{\kappa}} - 1}{\lambda - 1}$$

Sprawność silnika pulsacyjnego zależy od wzrostu ciśnienia (i temperatury) podczas spalania.

Przy wzroście ciśnienia $\lambda = 5$ sprawność teoretyczna silnika pulsacyjnego wynosi

$$\eta = 1 - 1,4 \cdot \frac{5^{\frac{1}{1,4}} - 1}{5 - 1}$$

$$\eta = 0,245 = 24,5[\%]$$

Sprawność silnika pulsacyjnego jest wyższa od sprawności silnika strumieniowego. Ponadto w silniku pulsacyjnym nie zachodzi sprężanie dynamiczne i silnik pulsacyjny w przeciwieństwie do silnika strumieniowego rozwija ciąg przy prędkości równej zero.

Konieczność stosowania w silniku pulsacyjnym zaworów (samoczynnych) powoduje, że silnik strumieniowy jest częściej stosowany od silnika pulsacyjnego.