

UNIVERSITY OF WARMIA AND MAZURY IN OLSZTYN
The Faculty of Technical Sciences
POLAND, 10-957 Olsztyn, M. Oczapowskiego 11
tel.: (48)(89) 5-23-32-40, fax: (48)(89) 5-23-32-55
URL: <http://www.uwm.edu.pl/edu/sobieski/> (in Polish)



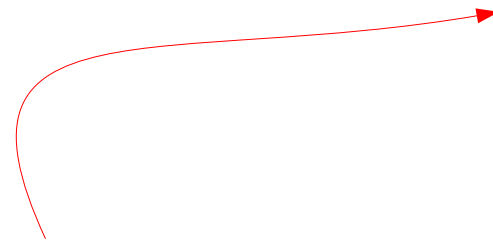
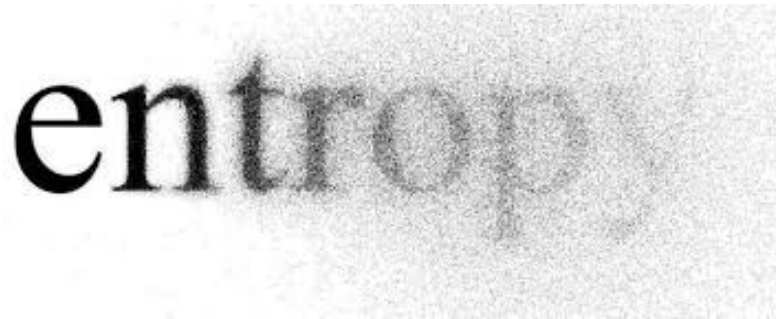
TERMODYNAMIKA

Druga i Trzecia Zasada Termodynamiki

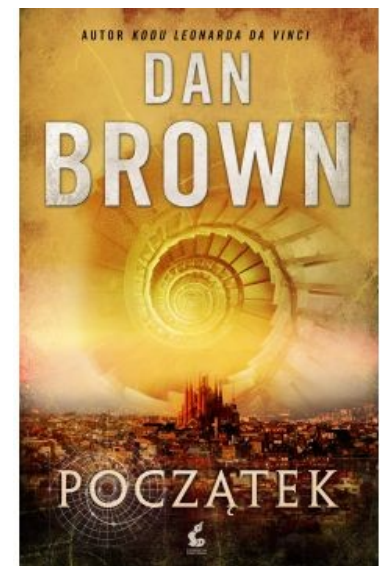
Ogólna definicja entropii

Entropia – funkcja stanu określająca kierunek przebiegu procesów samorzutnych w odosobnionym układzie termodynamicznym.

Istnieje kilka definicji (interpretacji) pojęcia entropii. Najczęściej entropię przedstawia się w ujęciu termodynamiki klasycznej lub w ujęciu statystycznym.

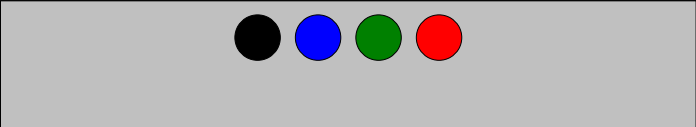
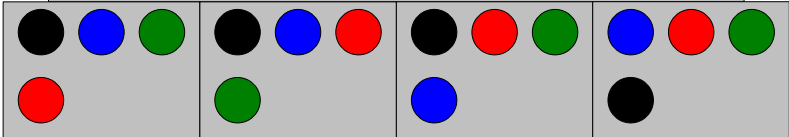
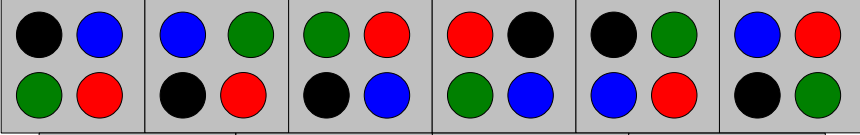
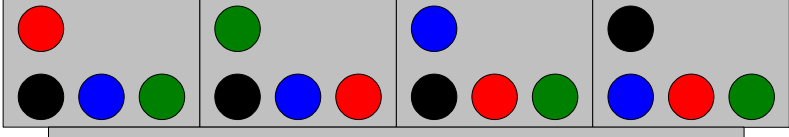
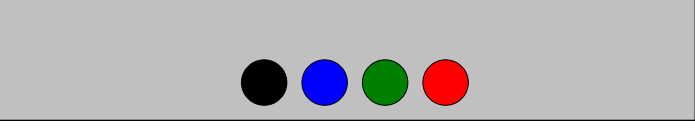


W książce wykorzystana jest bardzo ciekawa teoria dotycząca entropii – zachęcam do lektury!



Entropia – ujęcie statystyczne

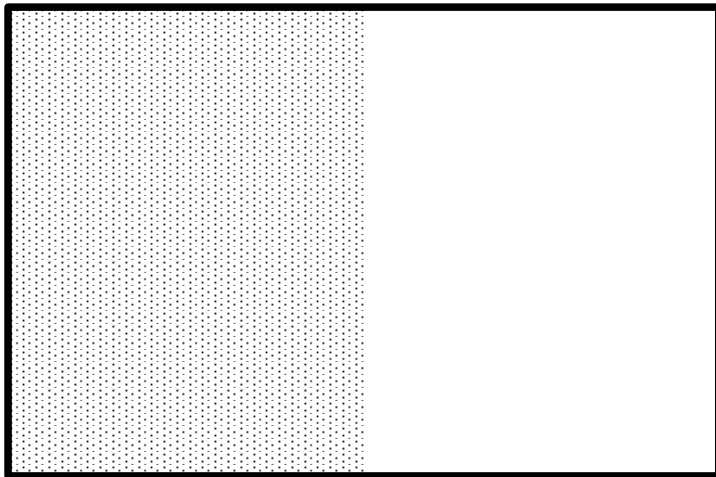
Prawdopodobieństwo termodynamiczne (P) – liczba mikrostanów (W) realizujących ten sam stan makroskopowy.

stan makroskopowy	stan mikroskopowy	W	P
<i>I</i>		1	1/16
<i>II</i>		4	4/16
<i>III</i>		6	6/16
<i>IV</i>		4	4/16
<i>V</i>		1	1/16

Entropia – ujęcie statystyczne

Wnioski:

- Stany I i V są najbardziej uporządkowane, każdy z nich daje się realizować tylko na jeden sposób ($W=1$) – układ jest najmniej prawdopodobny.
- Stan III jest najbardziej nieuporządkowany, można go realizować aż na sześć sposobów ($W=6$) – układ jest najbardziej prawdopodobny.
- Stany I, II, IV i V, w których w jednej części naczynia byłoby więcej cząstek niż w drugiej, są najmniej prawdopodobne – różnica ciśnień doprowadziłaby do wyrównania gęstości.



- Jaki byłby najbardziej nieuporządkowany, (niezorganizowany) rozkład cząsteczek w sali?
- W jakiej sytuacji liczba mikrostanów będzie maksymalna?

Entropia – ujęcie statystyczne

Entropia – funkcja stanu, która jest tym większa, im stan układu jest bardziej prawdopodobny.

Pod koniec XIX wieku austriacki fizyk Ludwig Boltzmann podał związek między entropią (wielkością termodynamiczną) a liczbą mikrostanów (czyli wielkością statystyczną):

$$S = k \cdot \ln W$$

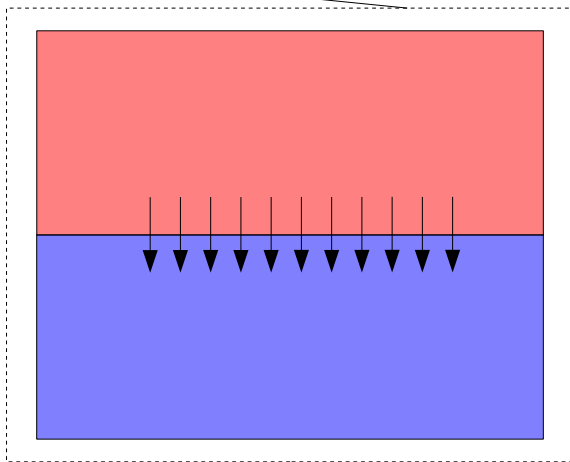
}	S	- entropia	$\left[\frac{J}{K} \right]$
	k	- stała Boltzmannna	$\left[\frac{J}{K} \right]$
	W	- liczba mikrostanów	$[-]$

Entropia – ujęcie statystyczne

Entropia precyzyjnie określa stopień nieporządku w układzie fizycznym i ułatwia określenie, w jakim kierunku mogą zachodzić procesy w układzie izolowanym.

$$\Delta S = S_2 - S_1 = k \cdot \ln W_2 - k \cdot \ln W_1 = k \cdot \ln \frac{W_2}{W_1} \quad \left[\frac{J}{K} \right]$$

izolacja



S_1 $\xrightarrow{\text{czas}}$ S_2

W układzie izolowanym procesy przebiegają od stanów mniej prawdopodobnych (W_1) do bardziej prawdopodobnych (W_2), a więc:

$$W_2 > W_1$$

Ponieważ logarytm liczby większej od jedności jest dodatni, to:

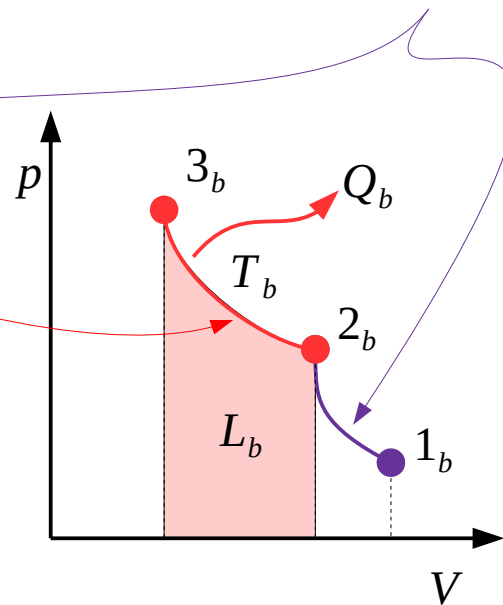
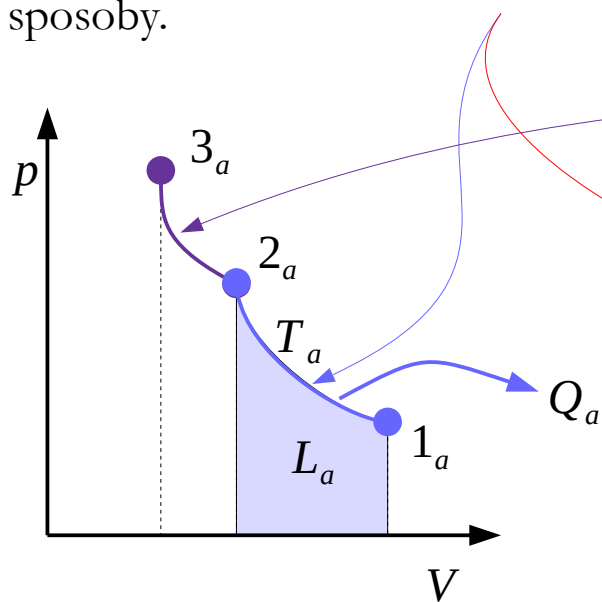
$$\ln \frac{W_2}{W_1} > 0 \quad \longrightarrow \quad \Delta S > 0$$

Entropia – ujęcie klasyczne

Rozważamy sprężanie od 1 do 3, ale na dwa sposoby.

W przemianie izotermicznej, aby zachować stałą temperaturę, gaz musi oddać ciepło do otoczenia.

W przemianie adiabatycznej nie ma wymiany ciepła z otoczeniem i temperatura rośnie.



Czy jest tu coś, co jest stałe?

$$\Delta U_a = Q_a + L_a \quad \Delta U_a = 0 \quad \leftarrow T_a = \text{const.}$$

$$\Delta U_b = Q_b + L_b \quad \Delta U_b = 0 \quad \leftarrow T_b = \text{const.}$$

$$L_a = -Q_a$$

$$L_b = -Q_b$$

$$|Q_b| > |Q_a|$$

ale jednocześnie:

$$T_b > T_a$$

można podejrzewać, że

$$\frac{Q_a}{T_a} = \frac{Q_b}{T_b}$$

Entropia – ujęcie klasyczne

Entropia – funkcja stanu określona przez zależność:

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dQ_z}{T} + \frac{dQ_\tau}{T} = dS_z + dS_\tau$$

produkcja entropii

zapis matematyczny II ZT

Q_z - ciepło zewnętrzne, doprowadzone do układu lub z niego wyprowadzone

Q_τ - ciepło wewnętrzne, wynikłe z istnienia sił tarcia (dla płynów idealnych równe zero)

$$s = \frac{S}{m} \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right] \quad \text{- entropia właściwa}$$

Entropia – ujęcie klasyczne

W praktyce ważne są zazwyczaj zmiany entropii, a nie jej bezwzględna wartość:

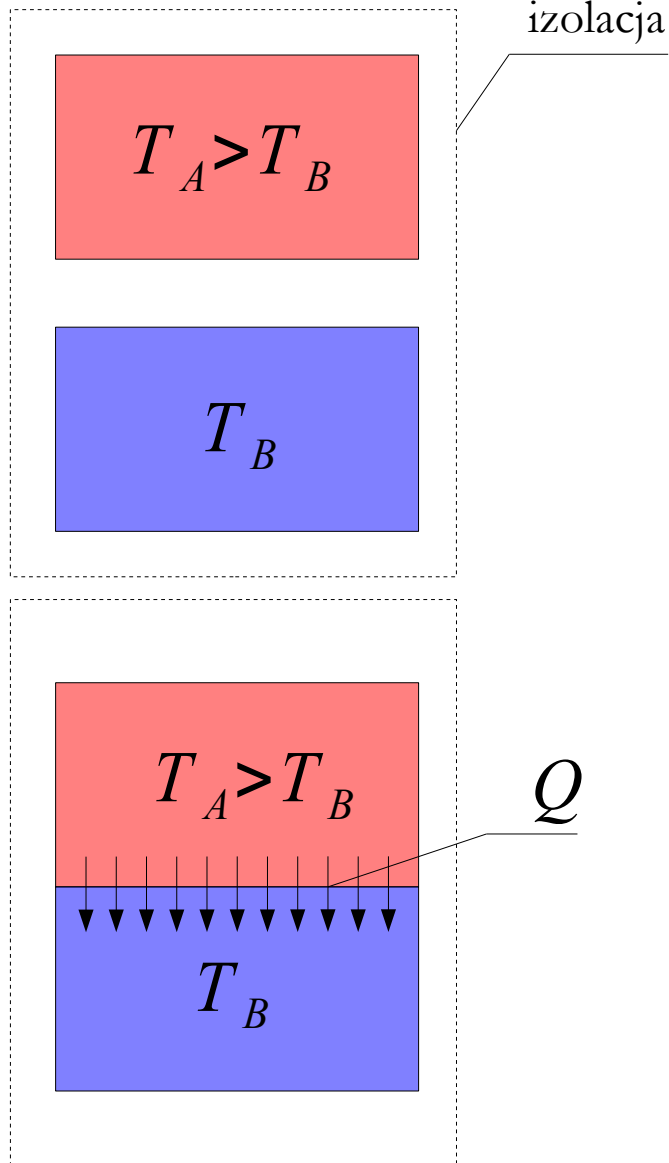
$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{Q_{1-2}}{T} \quad - \text{ dla procesu odbywającego się w stałej temperaturze}$$

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ}{T} dT \quad - \text{ dla procesu ze zmienną temperaturą}$$

Dla układów składających się z wielu elementów oblicza się całkowitą sumę zmian entropii.

$$\Pi = \sum_{i=1}^n \Delta S_i \quad \left\{ \begin{array}{l} > 0 & - \text{ procesy rzeczywiste (realne)} \\ = 0 & - \text{ procesy teoretycznie możliwe} \\ < 0 & - \text{ procesy niemożliwe} \end{array} \right.$$

Entropia – ujęcie klasyczne



Przykład obliczania zmian entropii

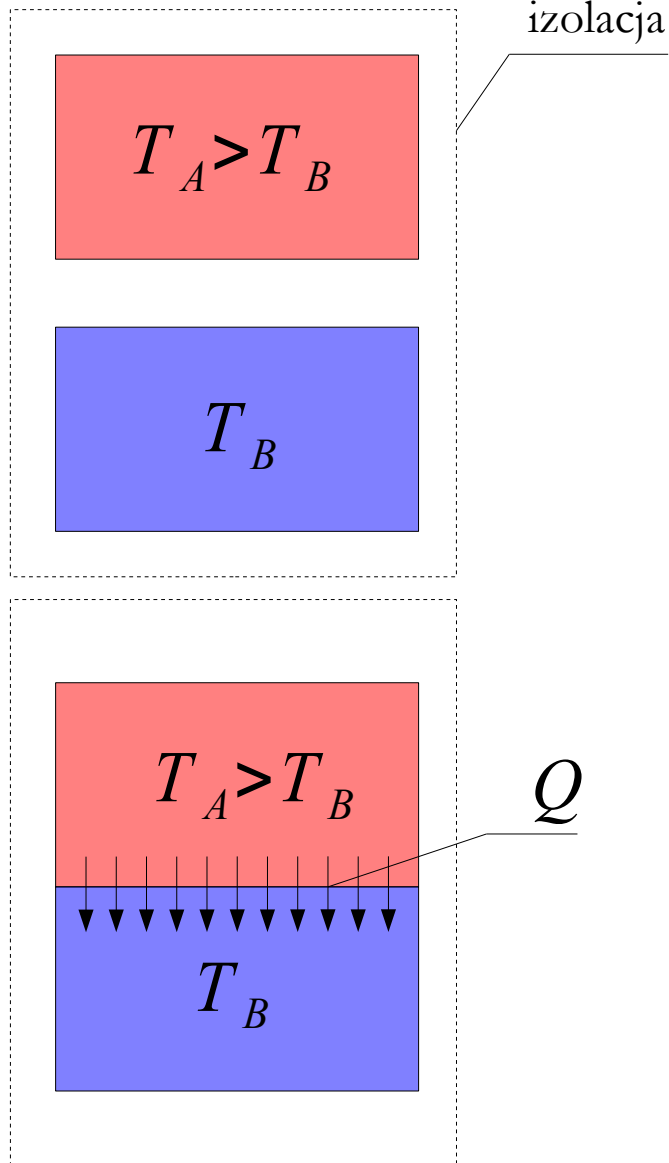
Założenie: po zetknięciu ciał ich temperatura przez chwilę się nie zmieni – bilans robiony jest dla tego właśnie okresu.

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

Znak entropii zależy od kierunku przepływu ciepła:

- jeśli ciało traci energię na sposób ciepła $Q < 0$
- jeśli ciało gromadzi energię na sposób ciepła $Q > 0$

Entropia – ujęcie klasyczne



Przykład obliczania zmian entropii

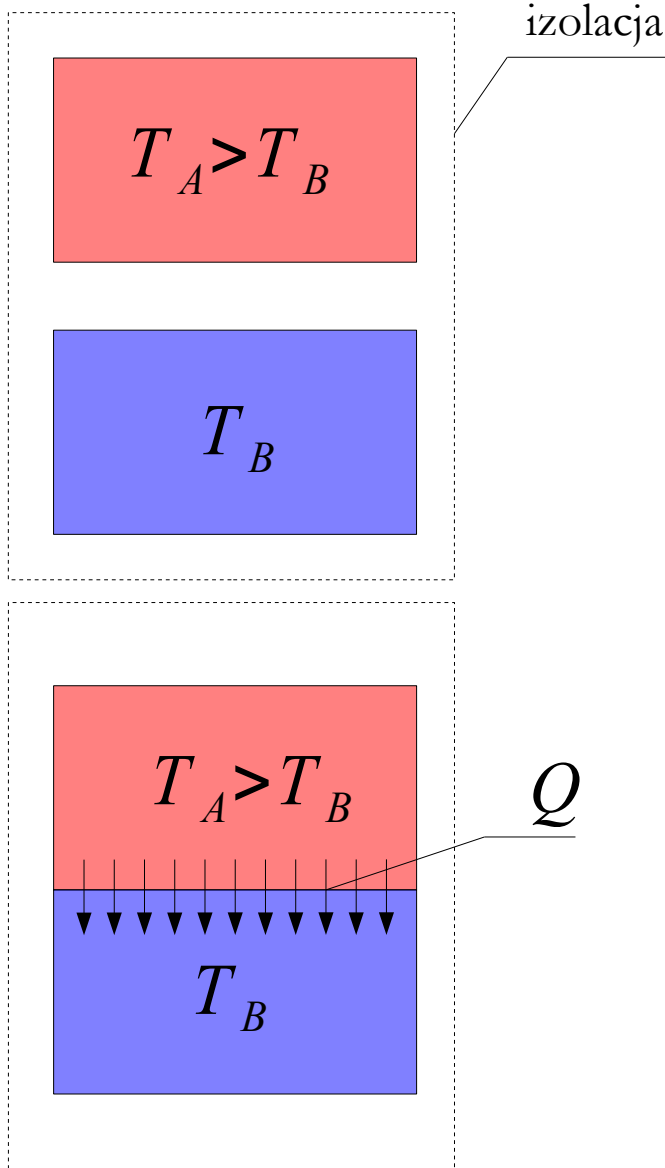
Założenie: po zetknięciu ciał ich temperatura przez chwilę się nie zmieni – bilans robiony jest dla tego właśnie okresu.

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

Ponieważ $T_A > T_B$ to $|\Delta S_A| < |\Delta S_B|$

$$\Pi = \sum_{i=1}^n \Delta S_i = \Delta S_A + \Delta S_B > 0$$

Entropia – ujęcie klasyczne



Przykład:
$$\begin{cases} T_A = 500 & [K] \\ T_B = 200 & [K] \\ Q = 1000 & [J] \end{cases}$$

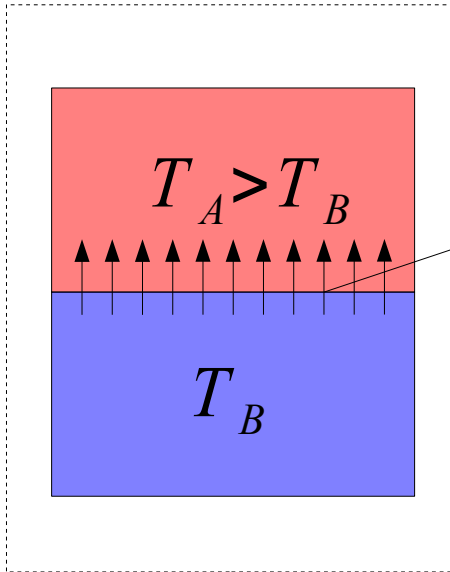
$$\Delta S_A = \frac{-1000}{500} = -2$$

$$\Delta S_B = \frac{1000}{200} = 5$$

$$\Pi = \sum_{i=1}^n \Delta S_i = -2 + 5 = 3$$

$$\Pi > 0$$

Entropia – ujęcie klasyczne



Założenie: ciepło płynie od ciała zimniejszego do cieplejszego.

Dla danych z poprzedniego przykładu:

$$\Delta S_A = \frac{1000}{500} = 2$$

$$\Delta S_B = \frac{-1000}{200} = -5$$

Proces nie
jest możliwy!

$$\Delta S_A = \frac{Q}{T_A}$$

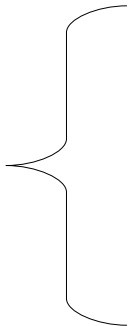
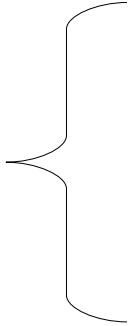
$$\Delta S_B = \frac{-Q}{T_B}$$

$$\Pi = \sum_{i=1}^n \Delta S_i = 2 - 5 = -3$$

$$\Pi < 0$$

Entropia – ujęcie klasyczne

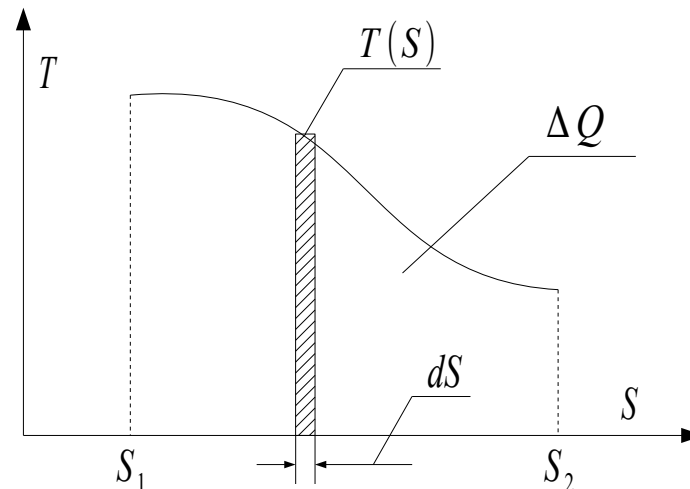
Entropia może być interpretowana jako uogólnione przemieszczenie.

$dL = F dx$		dL	- praca (efekt)
		F	- siła (czynnik sprawczy)
		dx	- droga
$dQ = T ds$		dQ	- ciepło całkowite (efekt)
		T	- temperatura (czynnik sprawczy)
		ds	- „droga”
$dQ = dQ_z + dQ_\tau$			- suma ciepła zewnętrznego (przekazanego) oraz wewnętrznego (strat)

Wykres ciepła

Wykres ciepła – wykres przedstawiający zależność między entropią a temperaturą. Nazwa wywodzi się stąd, że pole pod krzywą (całka) równe jest ciepłu doprowadzonemu lub odprowadzonemu do/z układu.

$$dS = \frac{dQ}{T} \longrightarrow dQ = T \cdot dS \longrightarrow Q_{1-2} = \int_{S_1}^{S_2} T(S) dS$$



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

postać
różniczkowa
II ZT

Druga Zasada Termodynamiki

Druga Zasada Termodynamiki – zasada stanowiąca, że w dowolnym procesie zachodzącym w układzie termodynamicznie izolowanym, entropia nigdy nie maleje (układ dąży do osiągnięcia najbardziej prawdopodobnego rozkładu mikrostanów).



Zimna herbata nigdy nie zagrzeje się od chłodniejszego powietrza.



Dziurawa dętka nigdy nie utrzyma pierwotnego ciśnienia.



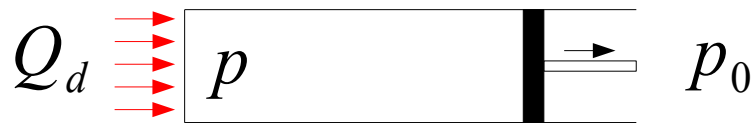
Kamienie same nigdy nie ułożą się w mur ani w żadną sensowną budowlę.

Perpetuum mobile II-go rodzaju

Perpetuum mobile drugiego rodzaju – maszyna działająca cyklicznie, która zamienia energię cieplną na pracę mechaniczną bez wzrostu całkowitej entropii. Taką maszyną byłby np. silnik cieplny pobierający z otoczenia ciepło, które następnie zamieniane byłoby całkowicie na pracę. Silnik taki nie oddawałby ciepła do otoczenia, a jego sprawność wynosiłaby 100%.

Działanie tego typu maszyny nie przeczyłoby zasadzie zachowania energii (czyli równocześnie I zasadzie termodynamiki), ale byłoby niezgodne z II zasadą termodynamiki.

Perpetuum mobile II-go rodzaju



Po dostarczeniu ciepła ciśnienie czynnika wzrośnie, przez co wystąpi nierównowaga sił działających na tłok i tłok się przesunie. W miarę jednak zwiększania objętości czynnika, jego ciśnienie będzie spadało – czynnik w końcu tak się rozrzedzi i rozpręży, że jego ciśnienie spadnie do poziomu ciśnienia panującego na zewnątrz układu i tłok się zatrzyma (tłok nie może przesuwać się w nieskończoność).

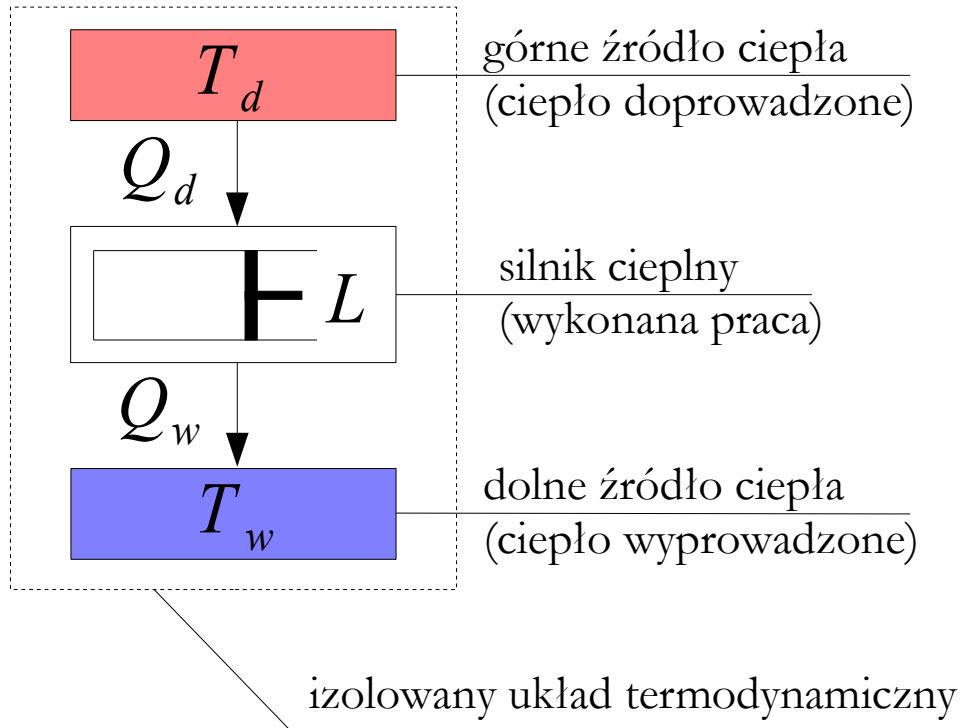


Jedynym sposobem uzyskania dalszego ruchu tłoka jest schłodzenie czynnika, a więc wyprowadzenie ciepła – czynnik zwiększy swoją gęstość i ciśnienie, a tłok zostanie „wciągnięty” do cylindra.

dowód



Bilans entropii idealnego silnika cieplnego

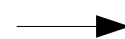


$$\Delta S_d = -\frac{Q_d}{T_d}$$

$$\Delta S_{SC} = 0 \quad - \text{silnik pracuje w obiegu}$$

$$\Delta S_w = \frac{Q_w}{T_w}$$

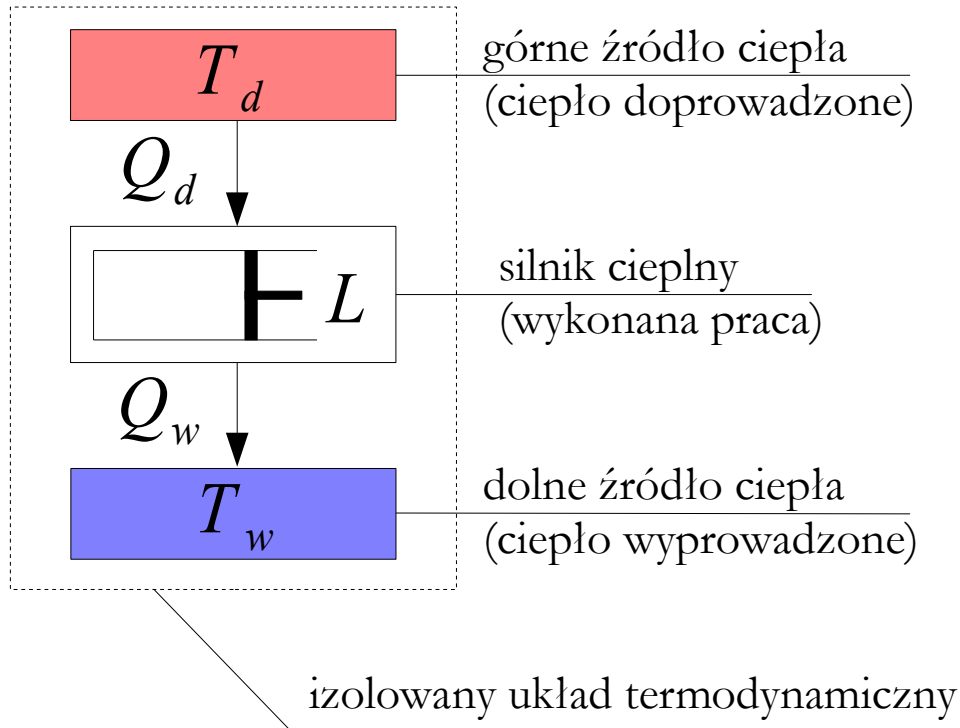
$$\Pi = \Delta S_d + \Delta S_{SC} + \Delta S_w$$



$$\Pi = -\frac{Q_d}{T_d} + 0 + \cancel{\frac{Q_w}{T_w}}$$

Wniosek: jeśli nie będzie dolnego źródła ciepła, to sumaryczny przyrost entropii układu będzie ujemny – **proces jest niemożliwy**.

Sprawność idealnego silnika cieplnego



$$\eta = \frac{L}{Q_d}$$

- uzyskana praca
- ciepło dostarczone

z I ZT $\Delta U = Q + L$

Zakładając, że całe doprowadzone ciepło zamienia się na pracę

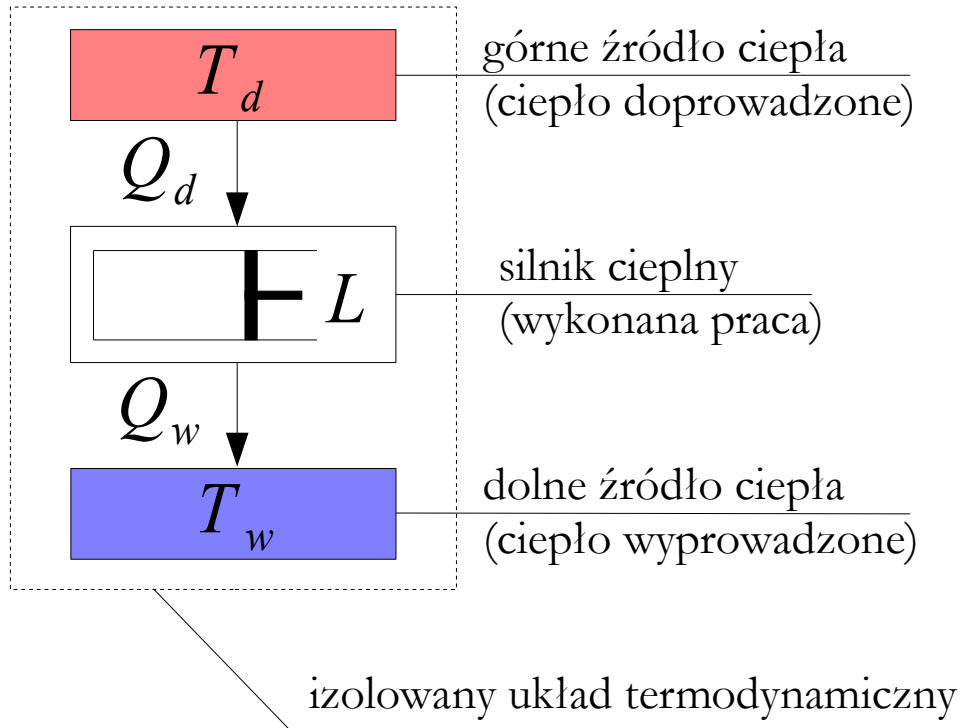
$$L = Q_d - Q_w$$

wówczas:

$$\eta = \frac{Q_d - Q_w}{Q_d} = 1 - \frac{Q_w}{Q_d}$$

Sprawność silnika idealnego
(sprawność prawobieżnego obiegu Carnota)

Sprawność idealnego silnika cieplnego



Przy wprowadzonym wcześniej założeniu, że całe ciepło zamienia się na pracę

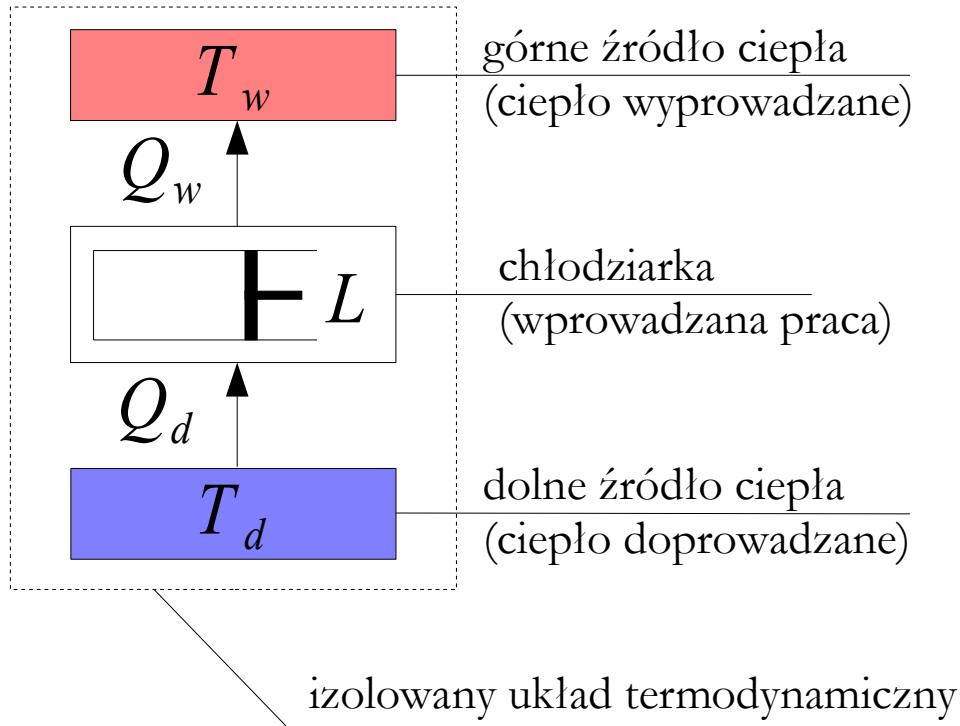
$$\Delta S_d = \Delta S_w$$

$$\frac{Q_d}{T_d} = \frac{Q_w}{T_w} \longrightarrow \frac{Q_w}{Q_d} = \frac{T_w}{T_d}$$

$$\eta = 1 - \frac{Q_w}{Q_d} = 1 - \frac{T_w}{T_d}$$

Aby zwiększyć sprawność silnika cieplnego należy zwiększać temperaturę źródła górnego lub zmniejszać temperaturę źródła dolnego

Sprawność idealnej chłodziarki



$$\eta = \frac{Q_d}{L}$$

- odebrane ciepło
- dostarczona praca

z I ZT $\Delta U = Q + L$

Zakładając, że cała dostarczona praca zamienia się na ciepło:

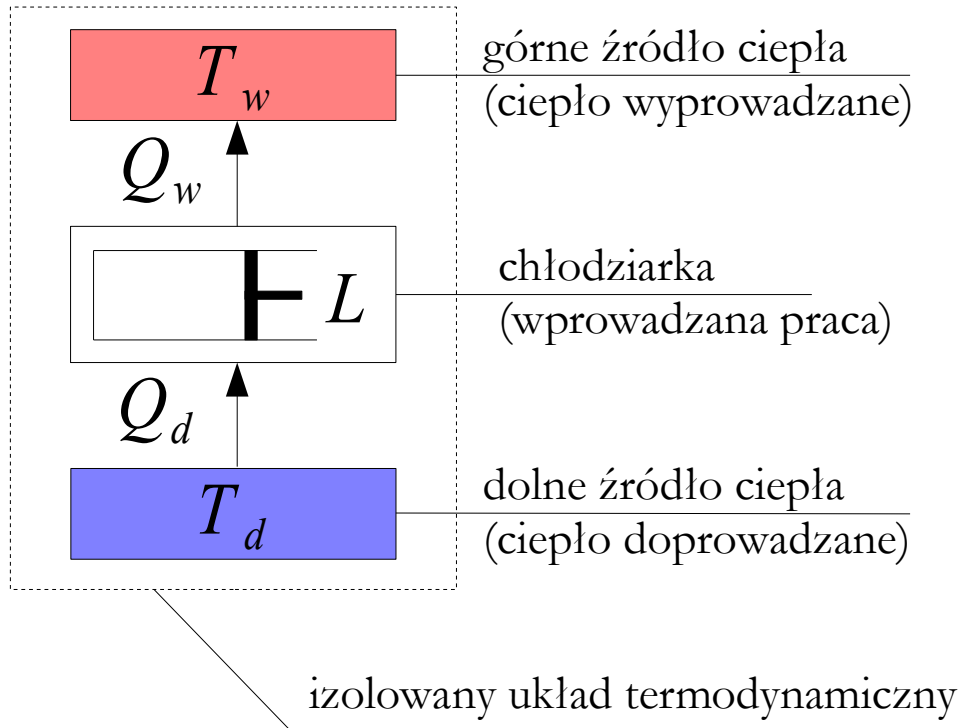
$$L = Q_w - Q_d$$

wówczas:

$$\eta = \frac{Q_d}{Q_w - Q_d}$$

Sprawność idealnej chłodziarki
(sprawność lewobieżnego obiegu Carnota)

Sprawność idealnej chłodziarki



Przy wprowadzonym wcześniej założeniu, że cała dostarczona praca zamienia się na ciepło

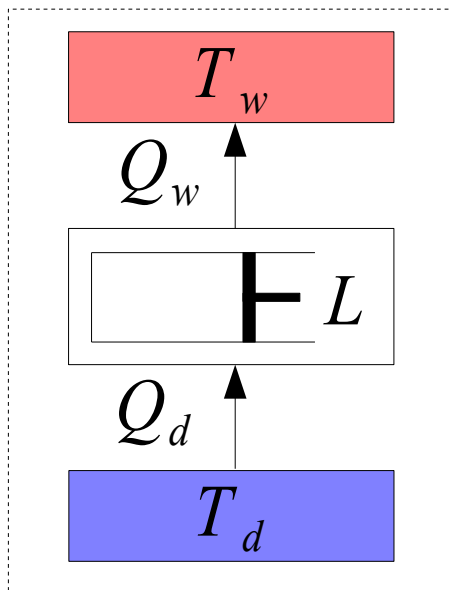
$$\Delta S_d = \Delta S_w$$

$$\frac{Q_d}{T_d} = \frac{Q_w}{T_w} \longrightarrow \frac{Q_w}{Q_d} = \frac{T_w}{T_d}$$

$$\eta = \frac{Q_d}{Q_w - Q_d} = \frac{1}{\frac{Q_w - Q_d}{Q_d}} = \frac{1}{\frac{Q_w}{Q_d} - 1} = \frac{1}{\frac{T_w}{T_d} - 1} = \frac{1}{\frac{T_w - T_d}{T_d}} = \frac{T_d}{T_w - T_d}$$

Trzecia Zasada Termodynamiki

Trzecia Zasada Termodynamiki (zasada Nernsta) – zasada stanowiąca, że nie jest możliwe uzyskanie temperatury zera bezwzględnego za pomocą skończonej liczby kroków.



$$\eta = \frac{T_d}{T_w - T_d} \xrightarrow{T_d \rightarrow 0} 0$$

Jeżeli temperatura ciała chłodzonego (T_d) dąży do zera, to sprawność również dąży do zera!

$$\eta = \frac{Q_d}{L} \longrightarrow Q_d = \eta L \longrightarrow$$

Jednocześnie praca potrzebna do odebrania ciepła również dąży do nieskończoności!

Trzecia Zasada Termodynamiki

Jaka jest potrzebna moc do napędu idealnej chłodziarki o mocy 1 [W] przy 0.000001 [K], pracującej w otoczeniu o temperaturze 293 [K]?

$$\frac{Q_d}{L} = \frac{T_d}{T_w - T_d} \longrightarrow \frac{L}{Q_d} = \frac{T_w - T_d}{T_d} \longrightarrow L = Q_d \frac{T_w - T_d}{T_d} \quad / : t$$

$$N = \dot{Q}_d \frac{T_w - T_d}{T_d}$$

$$N = 1 \frac{293 - 0.000001}{0.000001} = 293 \text{ [MW]}$$

$$\eta = \frac{1}{293 - 1} = 0.003435$$

Trzecia Zasada Termodynamiki

VOLUME 70, NUMBER 18

PHYSICAL REVIEW LETTERS

3 MAY 1993

Nuclear Antiferromagnetism in Rhodium Metal at Positive and Negative Nanokelvin Temperatures

P. J. Hakonen, R. T. Vuorinen, and J. E. Martikainen

Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, 02150 Espoo, Finland

(Received 1 February 1993)

We have measured the dynamic susceptibility of polycrystalline rhodium foils down to 280 pK and up to -750 pK. These record-low and -high nuclear spin temperatures were reached by adiabatic demagnetization using initial polarizations of 83% and -60% . At $T > 0$, the static susceptibility, integrated from NMR spectra, displays an antiferromagnetic Curie-Weiss law, with $\theta = -1.8 \pm 0.3$ nK. At $T < 0$, a crossover from ferro- to antiferromagnetic tendency is found around -6 nK. We obtain $J_{nn}/h = -17 \pm 3$ Hz and $J_{nnn}/h = 10 \pm 3$ Hz if only nearest and next nearest neighbor interactions are assumed.

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.90.+w

$$280 \cdot 10^{-12} \text{ [K]}$$

Collective-Mode Enhanced Matter-Wave Optics

Christian Deppner, Waldemar Herr, Merle Cornelius, Peter Stromberger, Tammo Sternke, Christoph Grzeschik, Alexander Grote, Jan Rudolph, Sven Herrmann, Markus Krutzik, André Wenzlawski, Robin Corgier, Eric Charron, David Guéry-Odelin, Naceur Gaaloul, Claus Lämmerzahl, Achim Peters, Patrick Windpassinger, and Ernst M. Rasel

Phys. Rev. Lett. **127**, 100401 – Published 30 August 2021

PhysiCS See Viewpoint: [3D Collimation of Matter Waves](#)

$$38 \cdot 10^{-12} \text{ [K]}$$

Zmiana entropii gazów doskonałych

Zależność 1 – do równania różniczkowego opisującego II ZT wstawia się równanie różniczkowe I ZT w wariancie 1 (z energią wewnętrzną)

$$\boxed{ds = \frac{dq}{T}} \quad \longleftarrow \quad dq = du + p \cdot dv$$
$$ds = \frac{du + p \cdot dv}{T} \quad \longleftarrow \quad du = c_V \cdot dT \quad \longleftarrow \quad u = c_V \cdot T$$
$$ds = \frac{c_V \cdot dT + p \cdot dv}{T} \quad \longleftarrow \quad \frac{p}{T} = \frac{R_i}{v} \quad \longleftarrow \quad p \cdot v = R_i \cdot T$$
$$ds = c_V \cdot \frac{dT}{T} + \frac{R_i}{v} \cdot dv$$

Zmiana entropii gazów doskonałych

$$ds = c_V \cdot \frac{dT}{T} + \frac{R_i}{v} \cdot dv \quad / \int$$

$$\int_{s_1}^{s_2} ds = c_V \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + R_i \cdot \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} \quad \leftarrow \int \frac{1}{x} dx = \ln x$$

$$s \Big|_{s_1}^{s_2} = c_V \cdot \ln T \Big|_{T_1}^{T_2} + R_i \cdot \ln v \Big|_{v_1}^{v_2}$$

$$s_2 - s_1 = c_V \cdot \ln T_2 - c_V \cdot \ln T_1 + R_i \cdot \ln v_2 - R_i \cdot \ln v_1$$

$$s_2 - s_1 = c_V \cdot (\ln T_2 - \ln T_1) + R_i \cdot (\ln v_2 - \ln v_1)$$

$$s_2 - s_1 = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$$

zmiany entropii właściwej 1 kg czynnika

Zmiana entropii gazów doskonałych

Zależność 2 – do równania różniczkowego opisującego II ZT wstawia się równanie różniczkowe I ZT w wariancie 2 (z entalpia)

$$\boxed{ds = \frac{dq}{T}} \quad \longleftarrow \quad dq = dh - v \cdot dp$$
$$ds = \frac{dh - v \cdot dp}{T} \quad \longleftarrow \quad dh = c_p \cdot dT \quad \longleftarrow \quad h = c_p \cdot T$$
$$ds = \frac{c_p \cdot dT - v \cdot dp}{T} \quad \longleftarrow \quad \frac{v}{T} = \frac{R_i}{p} \quad \longleftarrow \quad p \cdot v = R_i \cdot T$$
$$ds = c_p \cdot \frac{dT}{T} + \frac{R_i}{p} \cdot dp$$

Zmiana entropii gazów doskonałych

$$ds = c_p \cdot \frac{dT}{T} + \frac{R_i}{p} \cdot dp \quad | \int$$

$$\int_{s_1}^{s_2} ds = c_p \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + R_i \cdot \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \quad \leftarrow \int \frac{1}{x} dx = \ln x$$

$$s \Big|_{s_1}^{s_2} = c_p \cdot \ln T \Big|_{T_1}^{T_2} + R_i \cdot \ln p \Big|_{p_1}^{p_2}$$

$$s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln T_2 - c_p \cdot \ln T_1 + R_i \cdot \ln p_2 - R_i \cdot \ln p_1$$

$$s_2 - s_1 = c_p \cdot (\ln T_2 - \ln T_1) + R_i \cdot (\ln p_2 - \ln p_1)$$

$$s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}$$

← zmiany entropii właściwej 1 kg czynnika

Bilans entropii i ciepła GD

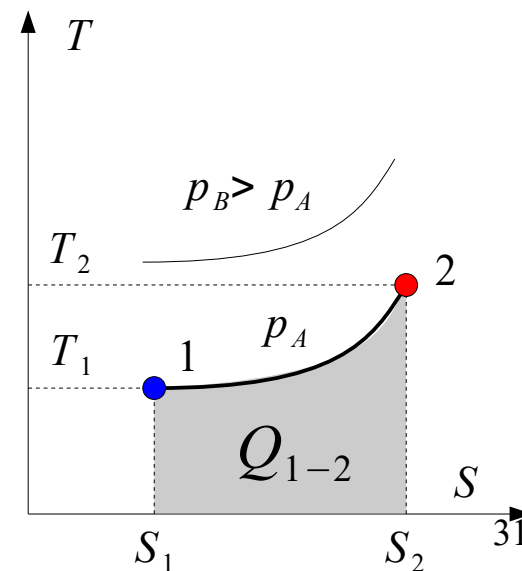
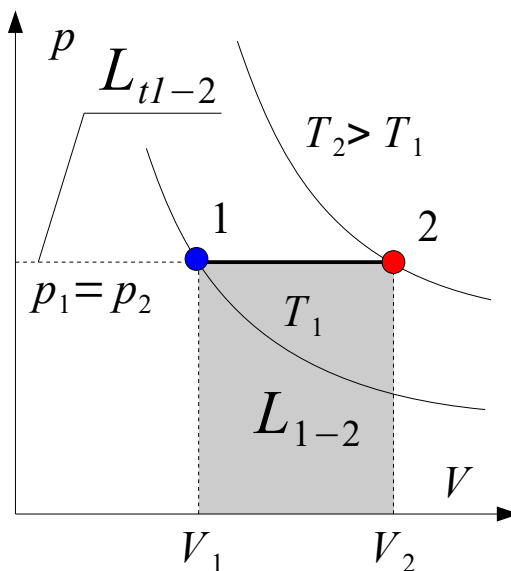
Zmiana **entropii** w przemianie izobarycznej:

Teraz widać, po co wyprowadzane były zawsze dwie postacie (z energią wewnętrzną lub entalpią) – w praktyce wybieramy tę postać, która jest wygodniejsza.

$$\left\{ \begin{array}{l} s_2 - s_1 = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \\ s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \end{array} \right. \quad \leftarrow \ln 1 = 0 \quad p = \text{const.}$$

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

$$S_{1-2} = m \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$$



Bilans entropii i ciepła GD

Zmiana **ciepła** w przemianie izobarycznej:

$$\left\{ \begin{array}{l} dq = du + p \cdot dv \\ dq = dh - v \cdot dp \end{array} \right. \longleftarrow p = const.$$

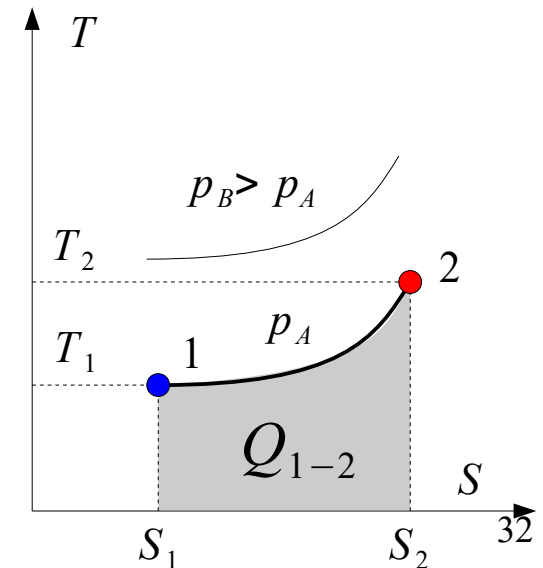
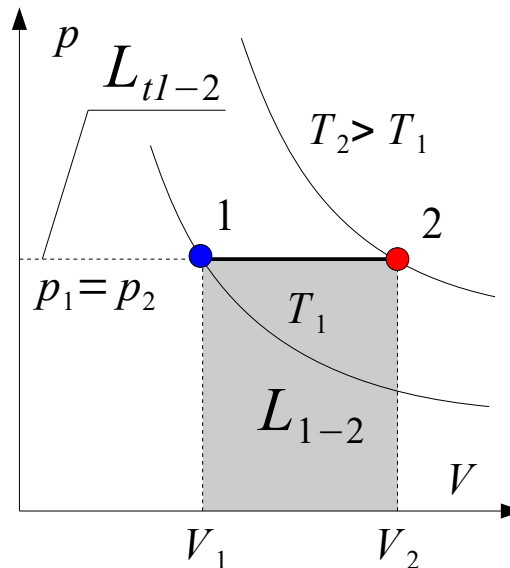
Teraz widać, po co wyprowadzane były zawsze dwie postacie (z energią wewnętrzną lub entalpią) – w praktyce wybieramy tę postać, która jest wygodniejsza.

$$dq = dh \longleftarrow h = c_p \cdot T$$

$$dq = c_p \cdot dT$$

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

$$Q_{1-2} = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1)$$



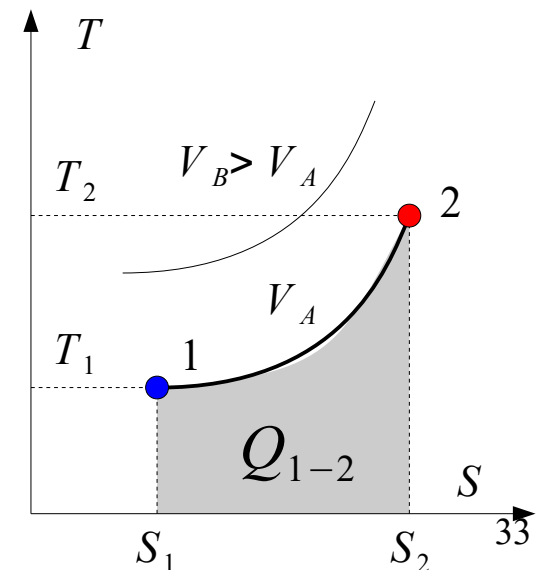
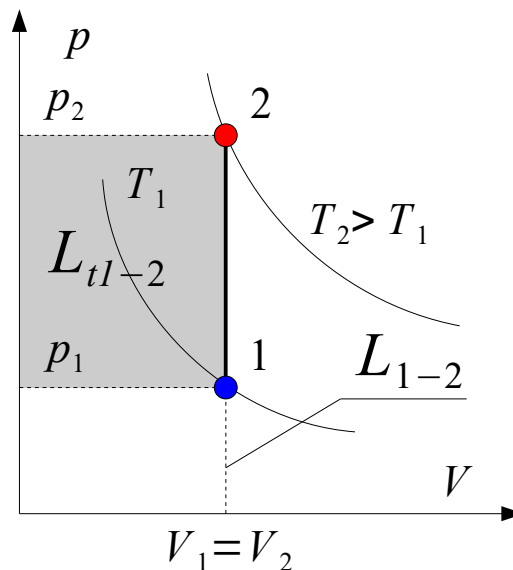
Bilans entropii i ciepła GD

Zmiana **entropii** w przemianie izochorycznej:

$$\left\{ \begin{array}{l} s_2 - s_1 = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \xleftarrow{\ln 1 = 0} v = \text{const.} \\ s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \end{array} \right.$$

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

$$S_{1-2} = m \cdot c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$$



Bilans entropii i ciepła GD

Zmiana **ciepła** w przemianie izochorycznej:

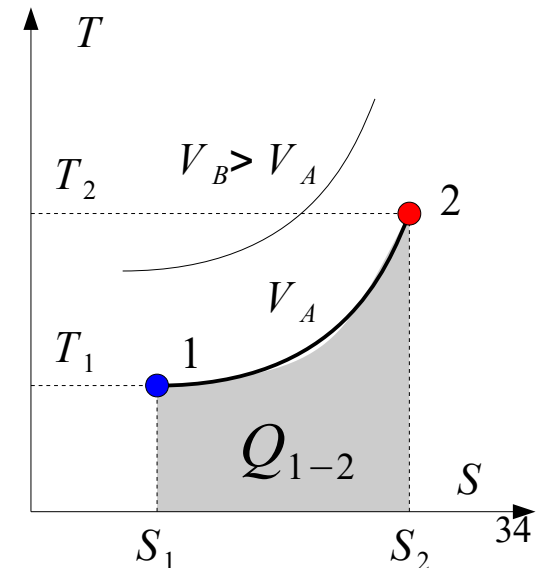
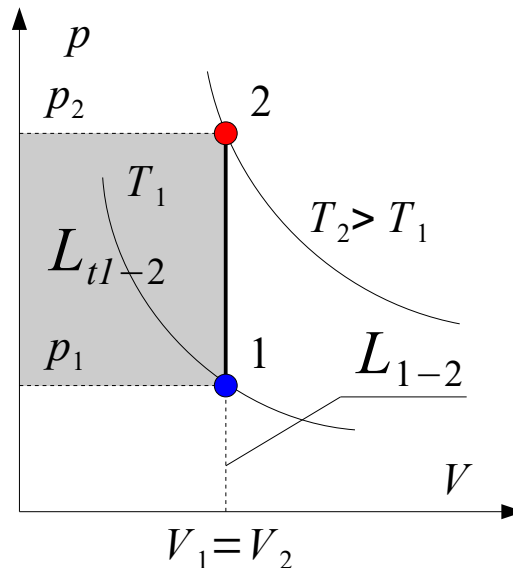
$$\left\{ \begin{array}{l} dq = du + p \cdot dv \quad \leftarrow \quad v = \text{const.} \\ dq = dh - v \cdot dp \end{array} \right.$$

$$dq = du \quad \leftarrow \quad u = c_V \cdot T$$

$$dq = c_V \cdot dT$$

$$q_{1-2} = c_V \cdot (T_2 - T_1)$$

$$Q_{1-2} = m \cdot c_V \cdot (T_2 - T_1)$$



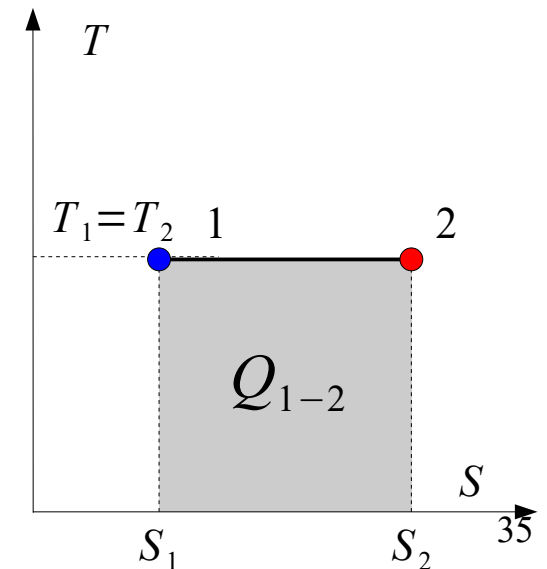
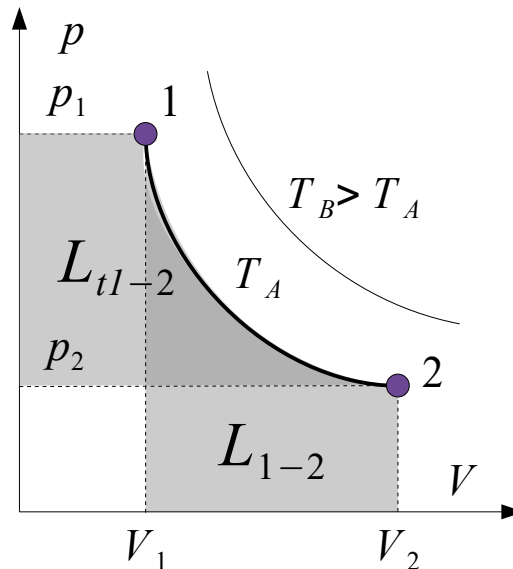
Bilans entropii i ciepła GD

Zmiana **entropii** w przemianie izotermicznej:

$$\left\{ \begin{array}{l} s_2 - s_1 = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \longleftarrow T = \text{const.} \\ s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_i \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \longleftarrow T = \text{const.} \end{array} \right.$$

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

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



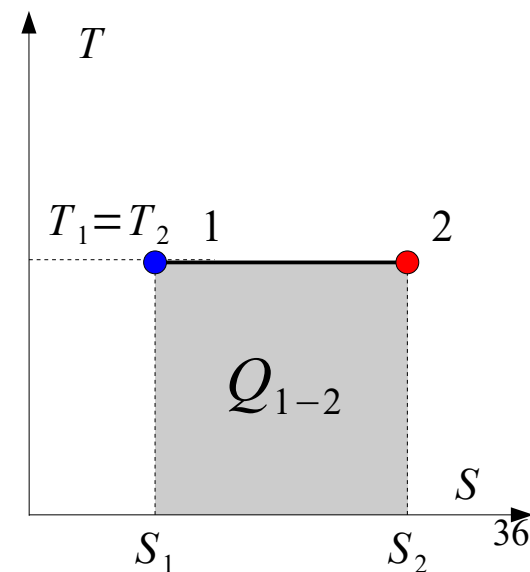
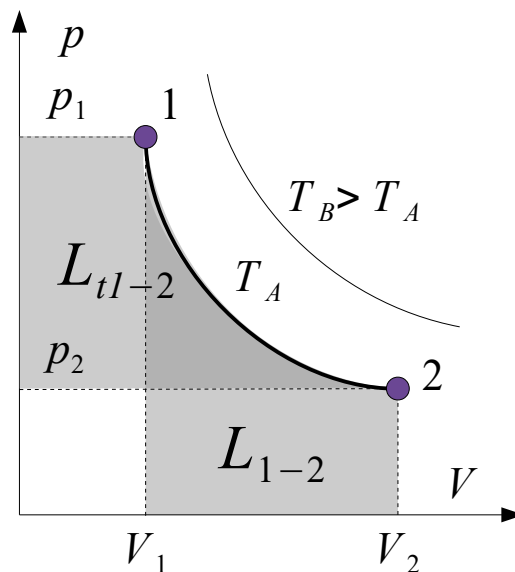
Bilans entropii i ciepła GD

Zmiana **ciepła** w przemianie izotermicznej:

$$dq = du + dl \quad \longleftarrow \quad du = c_V \cdot (T_2 - T_1) = 0$$

$$dq = dl$$

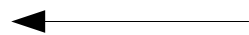
$$T_1 = T_2 = T = \text{const.}$$



Bilans entropii i ciepła GD

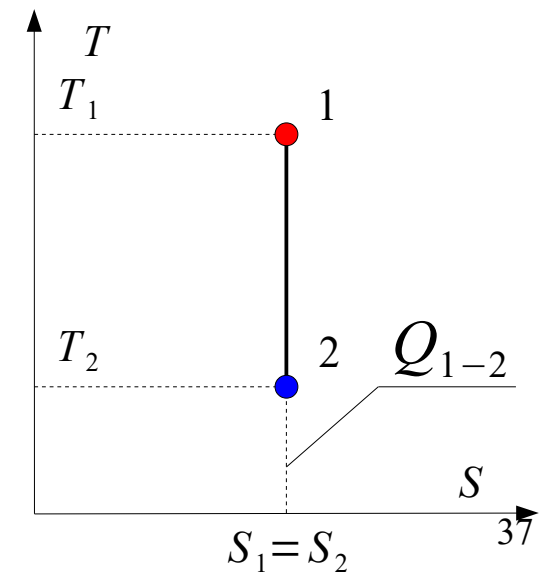
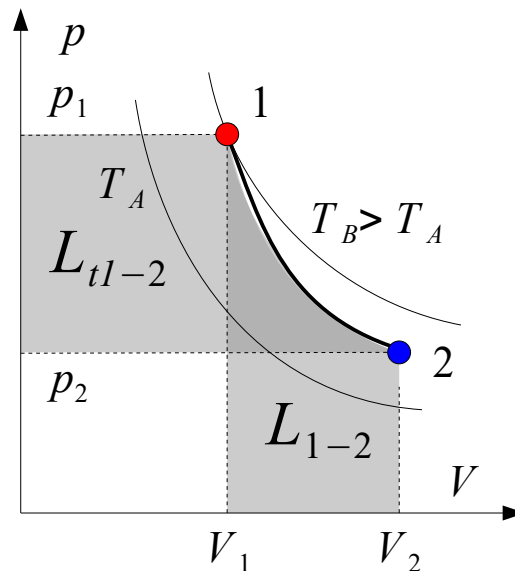
Zmiana entropii i ciepła w przemianie izentropowej:

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



$$dq = 0$$

$$ds = 0$$



Bilans entropii i ciepła cieczy

W przypadku cieczy (była już o tym mowa): $c_V = c_p = c$

$$S_{1-2} = m \cdot c \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$$

$$Q_{1-2} = m \cdot c \cdot (T_2 - T_1)$$

$$Q_{1-2} = m \cdot r$$

m - masa ciała $[kg]$

c - ciepło właściwe ciała $\left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$

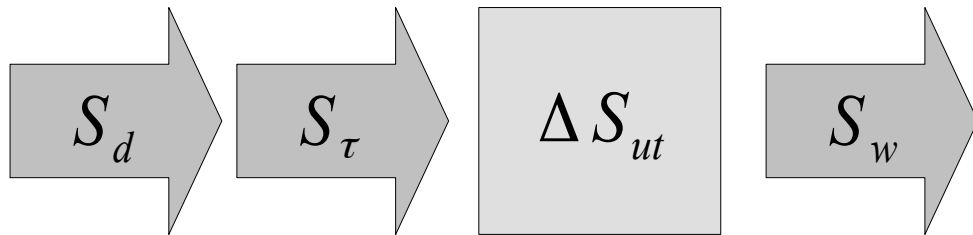
T_1 - początkowa temperatura procesu $[K]$

T_2 - końcowa temperatura procesu $[K]$

r - ciepło topnienia lub
ciepło parowania w danej
temperaturze $\left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$

nie ma różnicy temperatur,
bo przemiany fazowe są izotermiczne

Porównanie zmian entropii i energii



$$S_d + S_\tau = \Delta S_{ut} + S_w$$

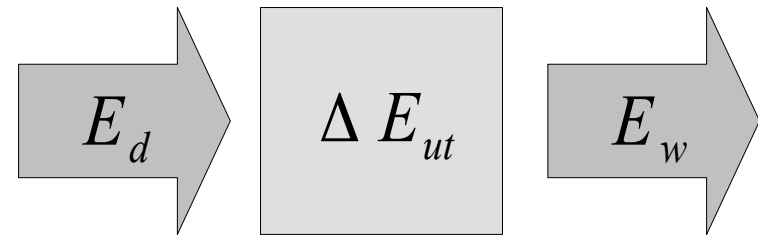
Dla stanu stacjonarnego: $\Delta S_{ut} = 0$

$$S_d + S_\tau = S_w \quad \rightarrow \quad S_\tau = S_w - S_d$$

$$S_\tau > 0$$

Dla stanu stacjonarnego entropia też rośnie!
(na tym wykładzie był na to dowód).

W bilansie entropii praca nie ma znaczenia!



$$E_d = \Delta E_{ut} + E_w$$

Dla stanu stacjonarnego: $\Delta E_{ut} = 0$

$$E_d = E_w$$

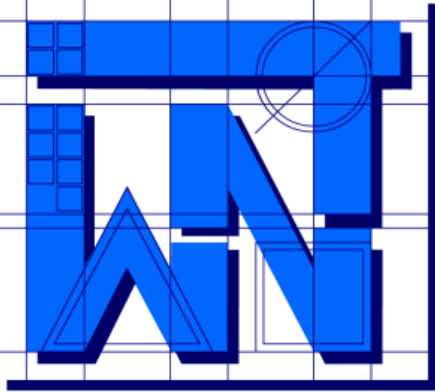


Porównanie entropii i energii
dla układu zamkniętego

Podsumowanie

Zagadnienia:

Ogólna definicja entropii, pojęcie entropii w ujęciu statystycznym, pojęcie entropii w ujęciu klasycznym, wykres ciepła, Druga Zasada Termodynamiki, perpetuum mobile drugiego rodzaju, bilans entropii idealnego silnika cieplnego, sprawność idealnego silnika cieplnego, sprawność idealnej chłodziarki, Trzecia Zasada Termodynamiki, zmiana entropii gazów doskonałych – 2 postaci, bilans entropii i ciepła gazów doskonałych oraz cieczy, porównanie zmian entropii i energii.



UNIVERSITY OF WARMIA AND MAZURY IN OLSZTYN
The Faculty of Technical Sciences
POLAND, 10-957 Olsztyn, M. Oczapowskiego 11
tel.: (48)(89) 5-23-32-40, fax: (48)(89) 5-23-32-55
URL: <http://www.uwm.edu.pl/edu/sobieski/> (in Polish)



Dziękuję za uwagę

Wojciech Sobieski

Olsztyn, 2013-2024