Kinetyczna teoria gazów

Gaz doskonały

1. Cząsteczki gazu wzajemnie na siebie nie działają, aż do momentu zderzenia
2. Rozmiary cząsteczek można pominąć, traktując je jako punkty

Każda cząsteczka gazu porusza się swobodnie, aż do momentu zdeżenia z inną cząstką albo ze ścianką naczynia.

Kinetyczna teoria gazów

Gaz doskonały

1. Cząsteczki gazu wzajemnie na siebie nie działają, aż do momentu zderzenia
2. Rozmiary cząsteczek można pominąć, traktując je jako punkty

Każda cząsteczka gazu porusza się swobodnie, aż do momentu zdeżenia z inną cząstką albo ze ścianką naczynia.

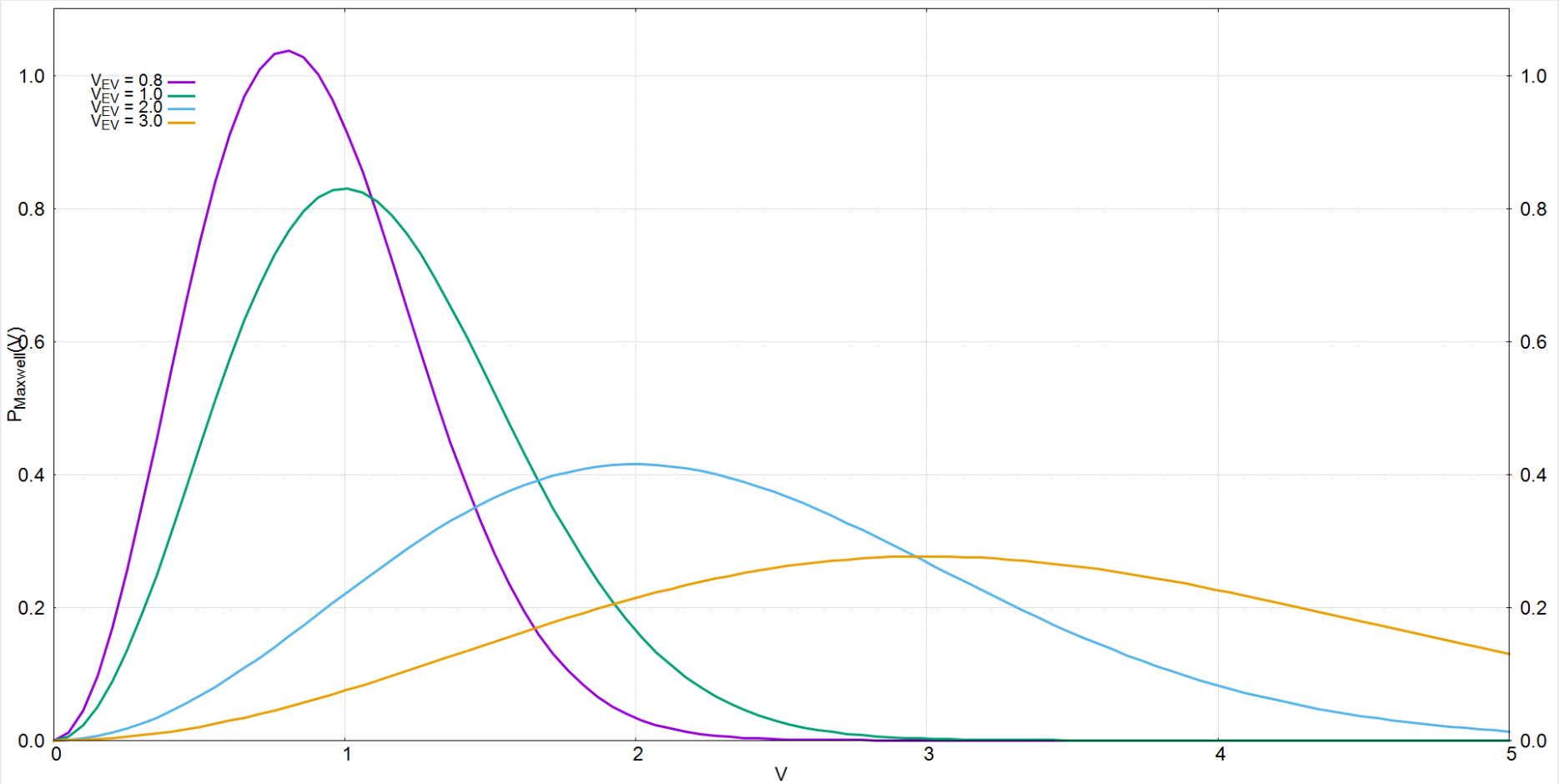
Prawo rozkładu prędkości Maxwella

1. Zderzenia cząsteczek mają charakter doskonale sprężysty
2. Liczba cząsteczek dN, mających prędkości zawarte w dowolnie małym przedziale prędkości od v do $v + dv$ jest stała.

wzór Maxwella: $\frac{dN}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{\hat{v}^3} e^{-\frac{v^2}{\hat{v}^2}} dv$

N - ogólna liczba cząstek, $\hat{v}$ - prędkość najbardziej prawdopodobna

Rozkład Maxwella



Ciśnienie gazu z punktu widzenia teorii kinetycznej

Założenia upraszczające w celu wyprowadzenia wzoru:

1. Gaz zawarty jest w kulistym naczyniu o promieniu r.
2. Zaniedbujemy zderzenia międzycząsteczkowe.

Ciśnienie gazu z punktu widzenia teorii kinetycznej

Założenia upraszczające w celu wyprowadzenia wzoru:

1. Gaz zawarty jest w kulistym naczyniu o promieniu r.
2. Zaniedbujemy zderzenia międzycząsteczkowe.

Wyprowadzenie wzoru

Odległość pomiędzy kolejnymi zderzeniami cząstki z naczyniem jest stała i wynosi d.

Kosinus kąta pomiędzy torem cząstki i normalną do powierzchni kuli:

$$\cos\alpha = \frac{d}{2r}$$

Liczba zderzeń i droga, którą przebiega cząstka w czasie Δt: n i $v\Delta t = nd$

Zmiana pędu cząstki podczas odbicia: $\Delta p = 2mv\cos\alpha$

Siła związana ze zmianą pędu: $F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{2mv\cos\alpha nv}{nd} = \frac{mv^2}{r}$

Ciśnienie gazu z punktu widzenia teorii kinetycznej

Założenia upraszczające w celu wyprowadzenia wzoru:

1. Gaz zawarty jest w kulistym naczyniu o promieniu r.
2. Zaniedbujemy zderzenia międzycząsteczkowe.

Wyprowadzenie wzoru

Odległość pomiędzy kolejnymi zderzeniami cząstki z naczyniem jest stała i wynosi d.

Kosinus kąta pomiędzy torem cząstki i normalną do powierzchni kuli:

$$\cos\alpha = \frac{d}{2r}$$

Liczba zderzeń i droga, którą przebiega cząstka w czasie Δt: n i $v\Delta t = nd$

Zmiana pędu cząstki podczas odbicia: $\Delta p = 2mv\cos\alpha$

Siła związana ze zmianą pędu: $F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{2mv\cos\alpha nv}{nd} = \frac{mv^2}{r}$

Dla N cząstek o jednakowych masach ciśnienie $p = \frac{\sum_{i=1}^{N} mv_i^2}{r4\pi r^2} = N\frac{m\bar{v^2}}{3V} = \frac{2E_K}{3V}$

Równanie Clapeyrona

$$pV = nRT$$

n - liczba moli gazu, $R = 8,31432 \frac{J}{mol\,K}$ - stała gazowa,
T - temperatura bezwzględna w skali Kelvina

Równanie Clapeyrona

$$pV = nRT$$

n - liczba moli gazu, $R = 8,31432\,\frac{J}{mol\,K}$ - stała gazowa,
T - temperatura bezwzględna w skali Kelvina

Średnia energia kinetyczna ruchu postępowego cząsteczek jest funkcją temperatury bezwzględnej.

$$pV = \frac{2}{3}E_K = nRT \quad \Rightarrow \quad \frac{E_K}{N} = \frac{3}{2}\frac{R}{N_A}T = \frac{3}{2}kT$$

N_A - liczba Avogadro, $k = \frac{R}{N_A} = 1,380 \cdot 10^{-23}\,\frac{J}{K}$ - stała Boltzmanna

Równanie Clapeyrona

$$pV = nRT$$

n - liczba moli gazu, $R = 8,31432\ \frac{J}{mol\ K}$ - stała gazowa,
T - temperatura bezwzględna w skali Kelvina

Średnia energia kinetyczna ruchu postępowego cząsteczek jest funkcją temperatury bezwzględnej.

$$pV = \frac{2}{3}E_K = nRT \quad \Rightarrow \quad \frac{E_K}{N} = \frac{3}{2}\frac{R}{N_A}T = \frac{3}{2}kT$$

N_A - liczba Avogadro, $k = \frac{R}{N_A} = 1,380 \cdot 10^{-23}\ \frac{J}{K}$ - stała Boltzmanna

Zasada ekwipatrycji energii

Średnia energia kinetyczna jest równomiernie podzielona na poszczególne stopnie swobody. Na każdy stopień przypada $\frac{1}{2}kT$.
W przypadku gazu doskonałego (zaniedbujemy oddziaływania międzycząsteczkowe) energia kinetyczna E_K jest równocześnie całkowitą energią wewnętrzną U. Liczba stopni swobody dla cząsteczek jednoatomowych wynosi 3, dwuatomowych 5 a trój- i wieloatomowych 6.

Przewodnictwo cieplne

Strumień energii $d\phi$, czyli ilość energii dQ przechodzącej w jednostce czasu dt przez powierzchnię dS, ustawioną prostopadle do kierunku przepływu energii, jest proporcjonalny do tego pola powierzchni i do gradientu temperatury:

$$d\phi = \frac{dQ}{dt} = -\lambda \frac{dT}{dx} dS$$

λ - współczynnik przewodzenia ciepła

Energia wewnętrzna

Na energię wewnętrzną układu składa się energia potencjalna, cieplna, chemiczna, magnetyczna, jądrowa itp.

Energia wewnętrzna

Na energię wewnętrzną układu składa się energia potencjalna, cieplna, chemiczna, magnetyczna, jądrowa itp.

Pierwsza zasada termodynamiki

Kosztem ciepła ΔQ doprowadzonego do układu uzyskujemy wzrost jego energii wewnętrznej ΔU oraz pracę przez niego wykonaną ΔW:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta W$$

Energia wewnętrzna

Na energię wewnętrzną układu składa się energia potencjalna, cieplna, chemiczna, magnetyczna, jądrowa itp.

Pierwsza zasada termodynamiki

Kosztem ciepła ΔQ doprowadzonego do układu uzyskujemy wzrost jego energii wewnętrznej ΔU oraz pracę przez niego wykonaną ΔW:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta W$$

Elementarna praca związana ze zmianą objętości ciała pod wpływem ciśnienia p: $dW = p\,dV$

I zasada termodynamiki w izoprzemianach gazu doskonałego

Przemiana izochoryczna, $dV = 0 \Rightarrow dW = 0$

$dQ = mc_V dT$, c_V - ciepło właściwe przy stałej objętości

I zasada termodynamiki w izoprzemianach gazu doskonałego

Przemiana izochoryczna, $dV = 0 \Rightarrow dW = 0$

$dQ = mc_V dT$, c_V - ciepło właściwe przy stałej objętości

Przemiana izobaryczna, $p = const \Rightarrow dQ = dU + p\,dV$

$dQ = mc_p dT$, c_p - ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu
$mc_p dT = mc_V dT + p\,dV \qquad p\,dV = nR\,dT \Rightarrow c_p = c_V + \frac{n}{m}R = c_V + \frac{R}{M}$,
$M = \frac{m}{n}$ - masa cząsteczkowa (masa jednego mola gazu)

I zasada termodynamiki w izoprzemianach gazu doskonałego

Przemiana izochoryczna, $dV = 0 \Rightarrow dW = 0$

$dQ = mc_V dT$, c_V - ciepło właściwe przy stałej objętości

Przemiana izobaryczna, $p = const \Rightarrow dQ = dU + p\,dV$

$dQ = mc_p dT$, c_p - ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu

$mc_p dT = mc_V dT + p\,dV \qquad p\,dV = nR\,dT \Rightarrow c_p = c_V + \frac{n}{m}R = c_V + \frac{R}{M}$,

$M = \frac{m}{n}$ - masa cząsteczkowa (masa jednego mola gazu)

Przemiana adiabatyczna, $dQ = 0 \Rightarrow dU = -dW$

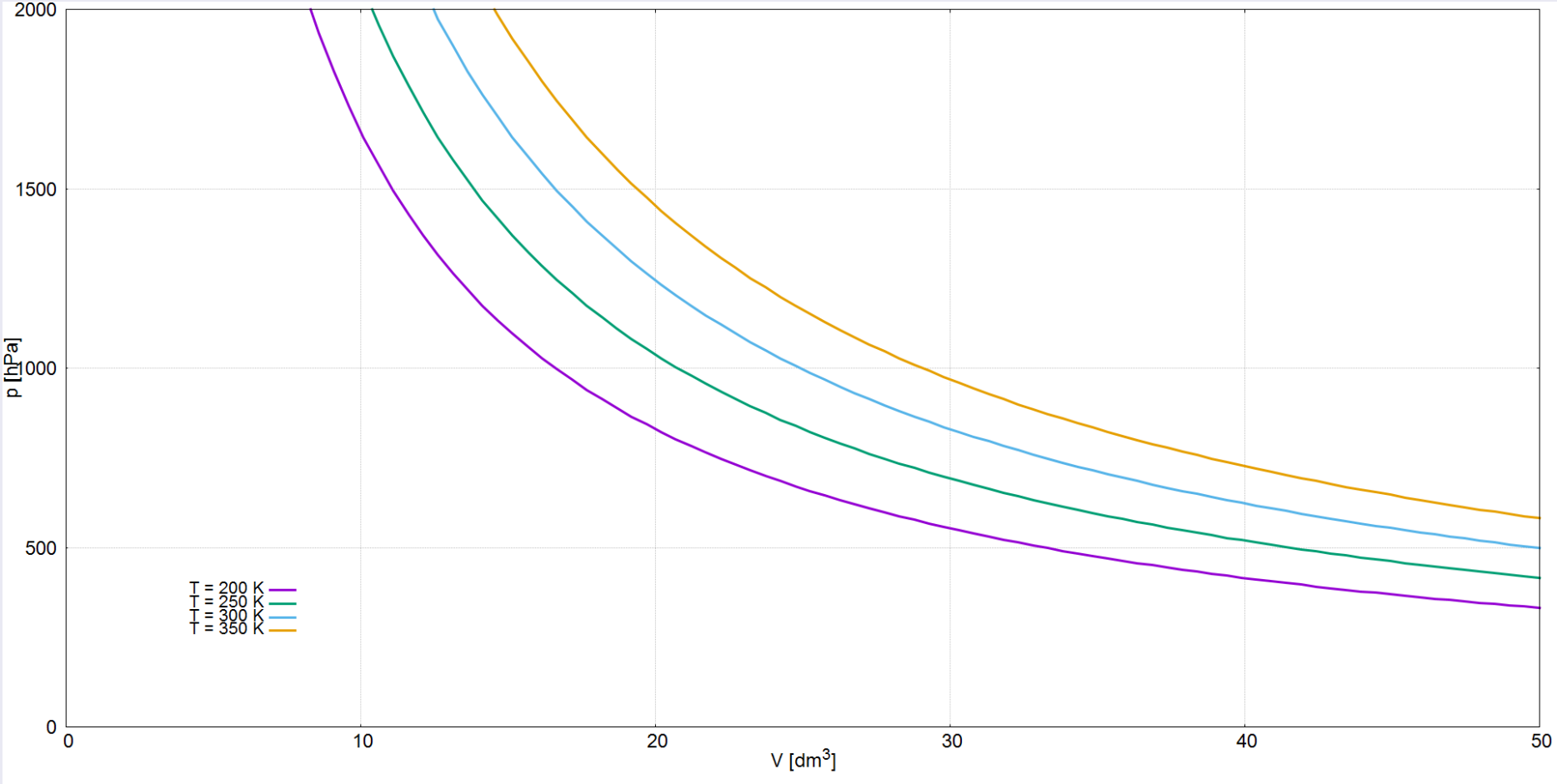
Podczas przemiany adiabatycznej nie ma wymiany ciepła z otoczeniem.

$$mc_V dT = -p\,dV = -nRT\frac{dV}{V} \quad \Rightarrow \quad \frac{dT}{T} = -\frac{R}{Mc_V}\frac{dV}{V}$$

$$\ln T = -\frac{R}{Mc_V}\ln V + \mathrm{const} \Rightarrow \ln TV^{\frac{R}{Mc_V}} = \mathrm{const} \Rightarrow TV^{\frac{c_p - c_V}{c_V}} = \mathrm{const}$$

$$TV^{\kappa-1} = \mathrm{const} \Rightarrow pVTV^{\kappa-1} = \mathrm{const}\,nRT \quad \Rightarrow \quad pV^{\kappa} = \mathrm{const}$$

Izotermy dla 1 mola gazu doskonałego



Druga zasada termodynamiki

Zamiana ciepła na pracę w silniku termodynamicznym jest możliwa tylko wtedy, gdy źródło dostarczające ciepło ma temperaturę wyższą od najchłodniejszego ciała w jego otoczeniu.

Druga zasada termodynamiki

Zamiana ciepła na pracę w silniku termodynamicznym jest możliwa tylko wtedy, gdy źródło dostarczające ciepło ma temperaturę wyższą od najchłodniejszego ciała w jego otoczeniu.

Sprawność silników termodynamicznych

Sprawność η silnika termodynamicznego to stosunek efektywnej pracy W wykonanej przez silnik w pojedynczym cyklu do ciepła Q dostarczonego silnikowi: $\eta = \frac{W}{Q}$.

Cykl Carnota

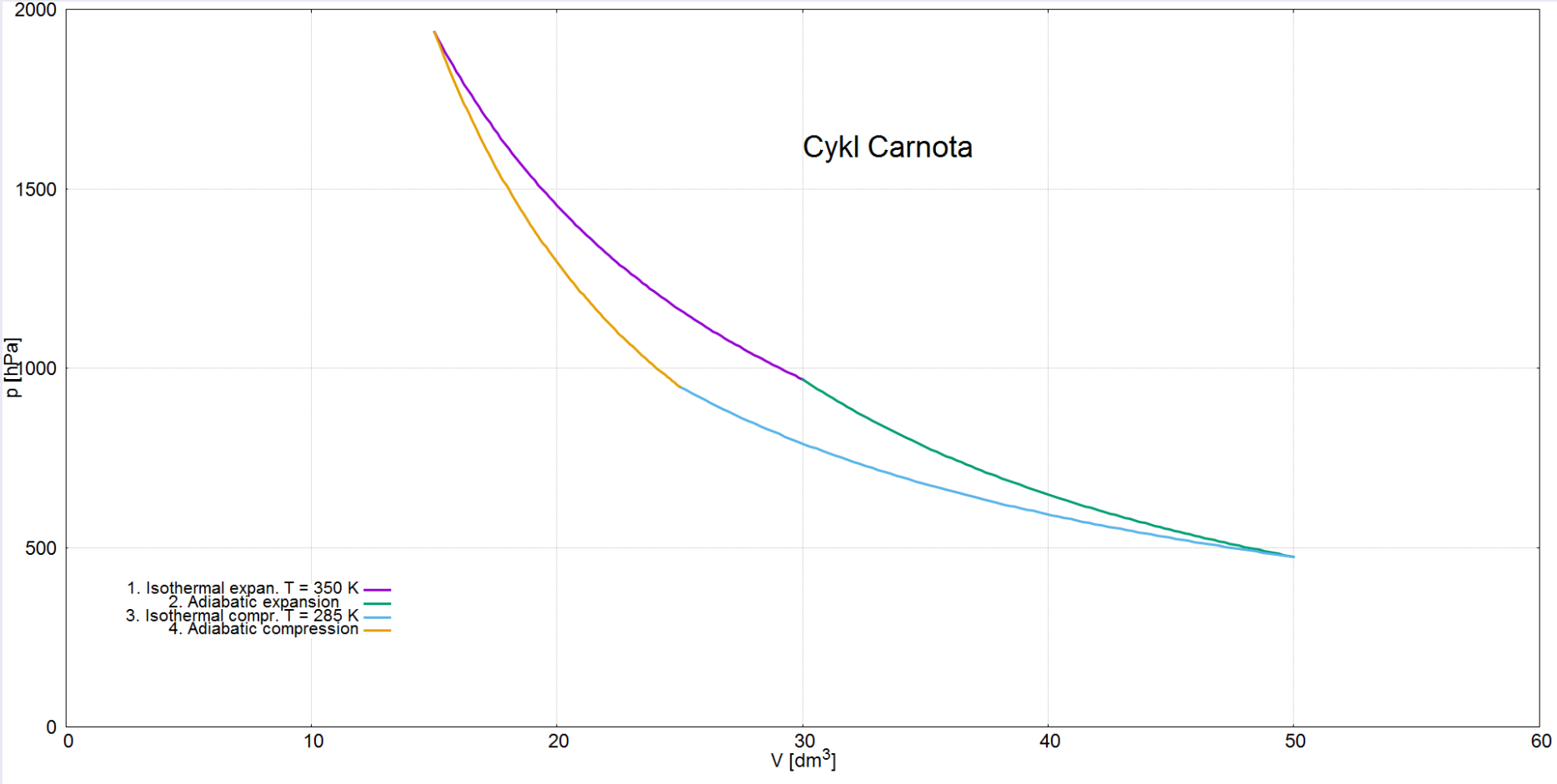
Można przedstawić w układzie wsółrzędnych V, p.

1. izotermiczne rozprężanie gazu doskonałego w temperaturze T_1 (temperatura grzejnika) z dostarczanym ciepłem Q_1
2. adiabatyczne rozprężanie do niższej temperatury T_2
3. izotermiczne sprężanie się gazu w temperaturze T_2 (temperatura chłodnicy) z oddawanym ciepłem Q_2
4. adiabatyczne sprężanie gazu do stanu wyjściowego

Sprawność silnika $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

Silniki termodnamiczne odwrone mogą działać jako chłodziarki lub pompy cieplne.

Cykl Carnota



Nierówność Clausiusa

Gdy ilości ciepła odpowiadające poszczególnym częściom cyklu ΔQ_i są pobierane lub oddawane odpowiednio w temperaturach T_i wtedy:

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta Q_i}{T_i} \leqslant 0, \ \frac{\Delta Q}{T} \text{ - ciepło zredukowane}$$

Znak równości obowiązuje przy przemianach odwracalnych, znak mniejszości przy przemianach nieodwracalnych.

Nierówność Clausiusa

Gdy ilości ciepła odpowiadające poszczególnym częściom cyklu ΔQ_i są pobierane lub oddawane odpowiednio w temperaturach T_i wtedy:

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta Q_i}{T_i} \leqslant 0, \quad \frac{\Delta Q}{T} \text{ - ciepło zredukowane}$$

Znak równości obowiązuje przy przemianach odwracalnych, znak mniejszości przy przemianach nieodwracalnych.

Entropia

Entropia stanu badanego wyraża się sumą entropii stanu zerowego i łącznego ciepła zredukowanego, odpowiadającego przejściu odwracalnemu od stanu zerowego do stanu badanego.

Dla elementarnej przemiany odwracalnej: $dS = \frac{dQ}{T}$

Nierówność Clausiusa

Gdy ilości ciepła odpowiadające poszczególnym częściom cyklu ΔQ_i są pobierane lub oddawane odpowiednio w temperaturach T_i wtedy:

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta Q_i}{T_i} \leqslant 0, \quad \frac{\Delta Q}{T} \text{ - ciepło zredukowane}$$

Znak równości obowiązuje przy przemianach odwracalnych, znak mniejszości przy przemianach nieodwracalnych.

Entropia

Entropia stanu badanego wyraża się sumą entropii stanu zerowego i łącznego ciepła zredukowanego, odpowiadającego przejściu odwracalnemu od stanu zerowego do stanu badanego.

Dla elementarnej przemiany odwracalnej: $dS = \frac{dQ}{T}$

Trzecia zasada termodynamiki

W temperaturze zera bezwzględnego entropia ciał stałych i ciekłych staje się równa zeru: $\lim_{T \to 0} S = 0$

Literatura

- Marta Skorko, Fizyka, PWN (1982).
- Andrzej Januszajtis, Fizyka dla Politechnik, t. 1 Cząstki, PWN (1977).
- Andrzej Januszajtis, Fizyka dla Politechnik, t. 2 Pola, PWN (1982).
- Barbara Oleś, Wykłady z Fizyki, Wydawnictwo PK (2005).
- Bohdan Kozarzewski, Fizyka zjawisk mikroskopowych, Wydawnictwo PK (1998).
- Encyklopedia fizyki współczesnej, PWN (1983).
- D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, Podstawy fizyki t.1, PWN (2006).