

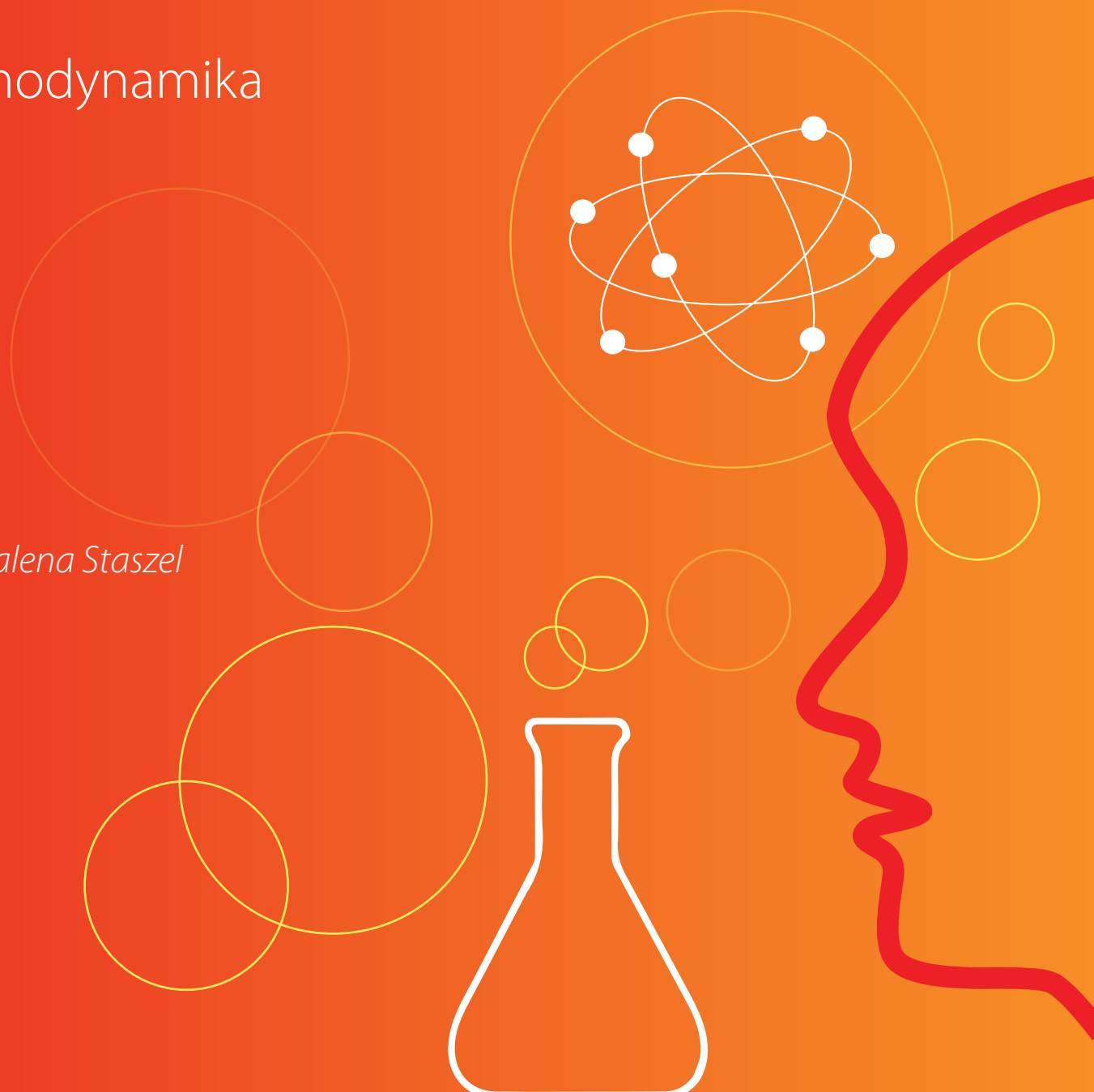
WIRTUALNE LABORATORIA FIZYCZNE NOWOCZESNĄ METODĄ NAUCZANIA

INNOWACYJNY PROGRAM NAUCZANIA FIZYKI
W SZKOŁACH PONADGIMNAZJALNYCH

Moduł dydaktyczny: fizyka - informatyka

Termodynamika

Magdalena Staszek



Człowiek - najlepsza inwestycja



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WARSZAWSKA
WYŻSZA SZKOŁA
INFORMATYKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego

Tytuł: *Termodynamika*

Autor: *dr Magdalena Staszal*

Redaktor merytoryczny: *dr hab. inż. prof. WWSI Zenon Gniazdowski*

Materiał dydaktyczny opracowany w ramach projektu edukacyjnego
WIRTUALNE LABORATORIA FIZYCZNE NOWOCZESNĄ METODĄ NAUCZANIA.
PROGRAM NAUCZANIA FIZYKI
Z ELEMENTAMI TECHNOLOGII INFORMATYCZNYCH

www.wlf.wysi.edu.pl

wlf@wysi.edu.pl

Wydawca: Warszawska Wyższa Szkoła Informatyki
ul. Lewartowskiego 17, 00-169 Warszawa
www.wysi.edu.pl
rektorat@wysi.edu.pl

Projekt graficzny: *Maciej Koczanowicz*

Warszawa 2013

Copyright © Warszawska Wyższa Szkoła Informatyki 2013
Publikacja nie jest przeznaczona do sprzedaży

Człowiek - najlepsza inwestycja



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WARSZAWSKA
WYŻSZA SZKOŁA
INFORMATYKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego

MODUŁ 7

TERMODYNAMIKA

→ FIZYKA – ZAKRES ROZSZERZONY

OPRACOWANE W RAMACH PROJEKTU:
WIRTUALNE LABORATORIA FIZYCZNE NOWOCZESNĄ METODĄ NAUCZANIA.
PROGRAM NAUCZANIA FIZYKI
Z ELEMENTAMI TECHNOLOGII INFORMATYCZNYCH

Komentarz metodyczny

W module tym będziemy odwoływać się do powszechnych obserwacji z życia codziennego, przeprowadzać doświadczenia pokazowe, a także doświadczenia uczniowskie o charakterze pomiarowym. W zagadnieniach związanych ze strukturą materii będziemy wspierać nasze doświadczenie i wyobraźnię modelem cząsteczkowym budowy materii, a także symulacjami i animacjami. Opracowanie wyników pomiarów najlepiej robić w arkuszu kalkulacyjnym, np. na łączonej lekcji fizyki i informatyki.

Wstęp do modułu

Część materiału znana jest w wersji opisowej z gimnazjum. Teraz zajmiemy się systematycznym opisem zjawisk cieplnych i ich analizą ilościową. Jest to przedmiotem nauki zwanej termodynamiką.

Temat 1

Bilans cieplny

Człowiek od dawna zdawał sobie sprawę, że jedne ciała są zimniejsze, a inne cieplejsze od drugich. Do uściślenia codziennych określeń „ciepły” i „zimny” służy **temperatura**. Jest to wielkość fizyczna, którą można określić dla każdego ciała, i zarazem podstawowe pojęcie.

Do ilościowego porównywania temperatury służy tzw. **skala temperatur**. W pierwszych historycznie skalach przyjmowano za punkty odniesienia dwa zjawiska, z których każde zachodzi zawsze w tej samej temperaturze. Następnie odległość między nimi dzielono na pewną liczbę równych części. W skali Celsjusza przyjmuje się, że 0° C odpowiada temperaturze zamarzania wody, a 100° C to temperatura wody wrzącej pod normalnym ciśnieniem. Skala ta jest wygodna w użyciu, podobnie jak używana do niedawna (głównie w krajach anglosaskich) skala Fahrenheita, ale żadna z nich nie jest skalą absolutną. Warunek ten spełnia natomiast skala Kelvina. Zero na tej skali jest zerem absolutnym; o ile dla skal Celsjusza czy Fahrenheita zero było „umowne”, tj. przyporządkowano je umownym temperaturom (punktem na skali), zero skali Kelvina jest absolutne – nie istnieją niższe temperatury. Temperatura w skali Kelvina daje zero absolutne (równoważne -273.15° C); jest to najniższa temperatura, jaką może mieć materia.

Zerowa zasada termodynamiki: *Jeśli dwa ciała mają tę samą temperaturę, wówczas nie ma między nimi przepływu ciepła; lub, równoważnie, gdy dwa ciała są w równowadze cieplnej z trzecim, są w równowadze cieplnej ze sobą.*

Parametry stanu

Żeby ułatwić sobie mówienie o zjawiskach cieplnych, wprowadzimy pojęcie parametru stanu. Przez stan rozumiemy stan układu, którego własnościami cieplnymi się zajmujemy. Parametr stanu jest to wielkość fizyczna charakteryzująca układ makroskopowy znajdujący się w stanie równowagi cieplnej. Parametrami stanu są tylko takie wielkości fizyczne, które charakteryzują stan układu, a nie sposób, w jaki ten stan został otrzymany. Należą do nich: *temperatura, ciśnienie, objętość, masa, gęstość, energia wewnętrzna, entropia*, ale nie energia dostarczona do układu w sposób cieplny ani praca wykonana przez układ. Z pierwszymi pięcioma wielkościami zapoznaliśmy się już w gimnazjum.

Energia wewnętrzna U to całkowita energia układu fizycznego związana z wewnętrznymi ruchami jego mikroskopowych składników i ich wzajemnymi oddziaływaniami.

Potrzebę wprowadzenia tej wielkości do opisu zjawisk dostrzegamy, gdy, badając w module *Energia* zmianę energii kinetycznej na potencjalną i odwrotnie stwierdziliśmy, że w pewnych sytuacjach energii pozornie ubywa z układu; nie znaczy to, że zasada zachowania energii jest złamana; tylko, że w rozważanej tam postaci jest niekompletna; musimy wziąć pod uwagę zjawiska cieplne.

Spróbujmy teraz sformułować ogólniejszą zasadę zachowania energii: jest to **I zasada termodynamiki**.

Zmiana energii wewnętrznej U układu jest równa sumie pracy W wykonanej nad układem (lub przez układ) oraz ciepła Q, czyli ilości energii dostarczonej do układu (lub pobranej z niego) na sposób cieplny (tj. na skutek różnicy temperatur):

$$\Delta U = W + Q$$

W przypadku układu izolowanego cieplnie od otoczenia zasada ta mówi, że zmiana energii wewnętrznej równa się wykonanej pracy, $W = \Delta U$. Jeśli otoczenie wykonuje pracę nad układem, to $W > 0$; gdy układ wykonuje pracę nad otoczeniem, $W < 0$.

Gdy nie ma izolacji termicznej, układ podczas swoich przemian wymienia z otoczeniem energię Q na sposób cieplny. Może ona być dostarczana do układu z zewnątrz ($Q > 0$), lub oddawana przez układ ($Q < 0$).

Zasadę zachowania energii dla zjawisk, w których zachodzi tylko wymiana ciepła, nazywamy **bilansem cieplnym**. Czyli w układzie izolowanym cieplnie od otoczenia ilość ciepła pobranego przez ciało o niższej temperaturze jest równa ilości ciepła oddanego przez ciało o wyższej temperaturze:

$$Q \text{ (pobrane)} = Q \text{ (oddane)}$$

Ciepło właściwe

Nie wszystkie ciała ogrzewają się tak samo łatwo. Zależy to od ilości dostarczonego ciepła, od wzrostu temperatury, jaki chcemy uzyskać, i od masy ciała. To, co pozostaje, jest cechą charakterystyczną substancji, z której utworzone jest rozważane ciało. Tę wielkość nazywamy **ciepłem właściwym** i wyrażamy w jednostkach **J/kg K**:

$$c_w = Q / m \cdot \Delta T$$

W poniższej tabelce podane są wartości ciepła właściwego dla kilku wybranych substancji.

Tabela. Ciepło właściwe wybranych substancji

Substancja	c_w (J /kg K)
złoto	121,9
miedź	384,6
żelazo	449,1
cegła	850
drewno	1500
papier	1500
lód w 0° C	2097
woda w 0° C	4200

Zauważmy, że woda ma bardzo duże ciepło właściwe w porównaniu z innymi substancjami. Ma to bardzo duży wpływ na życie na Ziemi. Ta duża wartość pozwala wodzie pełnić rolę stabilizatora temperatury i sprawia, że nie zmienia się ona gwałtownie. Spójrzmy na pogodę i klimat. Obszary nadmorskie cechują się mniejszą zmiennością temperatury – morze sprawia, że pobliski ląd jest cieplejszy zimą i chłodniejszy latem. W mniejszej skali – wody można używać do chłodzenia (np. garnka z gorącą zupą) lub ogrzewania (np. w instalacji centralnego ogrzewania).

Zadanie

Do zamkniętej z obu stron tekturowej rury o długości 0.5 m nasypano ok. 0.5 kg śrutu ołowianego. Bliżko jednej z podstaw wywiercono otworek i umocowano w nim czujnik temperatury tak, by jego końcówka była zanurzona w śrucie. Następnie odwracano rurę z jednego pionowego położenia w drugie wiele razy, obserwując wskazania czujnika. Okazało się, że temperatura śrutu rośnie. Przeprowadzono wówczas systematyczny pomiar, a jego wyniki zapisano w poniższej tabelce.

Tabela.

Liczba odwróceń rury, n	Temperatura śrutu, T (°C)
0	15,0
50	16,9
100	18,8
150	20,7
200	22,5

Przyjrzyjcie się wartościom wpisanym do tabelki i odpowiedzcie na następujące pytania:

1. Jak zmienia się temperatura śrutu?
2. Skąd się wziął przyrost energii wewnętrznej śrutu?
3. Czy potrafimy przewidzieć wielkość tego wzrostu poza obszarem pomiarów?

Na podstawie I zasady termodynamiki znajdźcie związek pracy wykonanej nad śrutem z przyrostem jego temperatury. Wykonajcie analizę wyników doświadczenia w arkuszu kalkulacyjnym i wyznaczcie ciepło właściwe śrutu korzystając z nachylenia krzywej, którą dopasowaliście do wykresu. Czy warto zrobić jakieś założenie dotyczące strat energii w długim procesie „ogrzewania” śrutu?

Temat 2

Przemiany fazowe

Nie zawsze dostarczanie ciepła powoduje wzrost temperatury. Czasem najpierw musi nastąpić zmiana stanu skupienia. Jest tak np. gdy ogrzewamy lód mierząc jednocześnie jego temperaturę; nie zmienia się ona do chwili, gdy cały lód się stopi. Będziemy badać ten proces w doświadczeniu 7.1.

Na rys.7.1 znajduje się zestawienie procesów zmiany fazy – przejść między różnymi stanami skupienia.

Podczas topnienia, parowania oraz sublimacji następuje pochłanianie energii, a podczas krzepnięcia, skraplania i resublimacji – wydzielanie energii przez układ przechodzący przemianę fazową.

Przepływy energii w przemianie fazowej wiąże **równanie bilansu cieplnego**. Po jednej stronie zapisujemy ciepło oddane podczas procesu przez ciała w nim uczestniczące, po drugiej – ciepło pobrane przez inne ciała na ogrzanie lub zmianę fazy:

$$\Sigma Q(\text{oddane}) = \Sigma Q(\text{pobrane})$$

Energię potrzebną do stopienia 1 kg substancji stałej w jej temperaturze topnienia (bez zmiany temperatury) nazywamy **ciepłem topnienia** i oznaczamy c_t . Jednostką ciepła topnienia (i innych ciepł przemian fazowych) jest **J/kg**.

Tabela. Ciepło topnienia wybranych substancji w ich temperaturze topnienia

Substancja	c_t (kJ/kg)
ołów	23,2
wolfram	190
miedź	207
lód w °C	335
aluminium	400

Przykład 7.1:

Ile energii musimy dostarczyć, aby całkowicie stopić $m=0.5$ kg potłuczonego na miazgę lodu o temperaturze 0°C tak, aby woda, która z niego powstała, również miała temperaturę 0°C ?

Rozwiązanie:

Cała dostarczona energia zostanie zużyta na przejście lodu w wodę, bez zmiany temperatury. Zatem

$$Q = c_t m, \quad Q = 335000 \text{ J/kg} \cdot 0,5 \text{ kg} = 167500 \text{ J.}$$

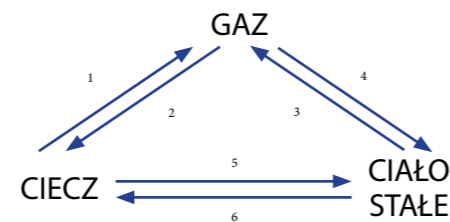
Przykład 7.2.

Gdybyśmy chcieli podgrzać otrzymaną w przykładzie 7.1 wodę używając takiej samej energii, jaki byłby wzrost temperatury wody?

Rozwiązanie:

Dostarczona teraz energia w ilości $Q = 167500 \text{ J}$ ogrzeje $m=0,5$ kg wody powstałej z lodu od temperatury początkowej $T_1 = 0^\circ\text{C}$ do chwilowo jeszcze nieznaną temperaturę końcową T_2 . Energię, którą w tym procesie pobrała woda, możemy zapisać jako

$Q = m c_w (T_2 - T_1)$. Równanie bilansu $Q_{\text{dost}} = Q_{\text{pobr}}$ rozwiązujemy względem różnicy temperatur $\Delta T = T_2 - T_1$, otrzymując $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ ($= 80 \text{ K}$).



Rys.7.1. Schemat przejść fazowych między fazami stałą, ciekłą i gazową: 1- parowanie, 2 – skraplanie, 3 – sublimacja, 4 – resublimacja, 5 – krzepnięcie, 6 – topnienie.

Po takim wprowadzeniu możemy wyznaczyć doświadczalnie wartość ciepła topnienia lodu.

Należy otworzyć kartę doświadczenia 7.1.

Inne przemiany fazowe

Proces odwrotny do topnienia – krzepnięcie – zachodzi w tej samej temperaturze, a związane z nim ciepło krzepnięcia jest dla każdej substancji równe jej ciepłu topnienia.

Rozważmy teraz dwa procesy związane z przejściem cieczy w stan gazowy – parowanie, i proces odwrotny – skraplanie. Parowanie jest zjawiskiem powierzchniowym i zachodzi w każdej temperaturze. Szczególnym przypadkiem jest wrzenie – parowanie w całej objętości. Wrzenie zachodzi w określonej temperaturze, zależnej od ciśnienia. Wrzenie wody pod normalnym ciśnieniem atmosferycznym ($1 \text{ atm} = 1013 \text{ hPa}$) odbywa się w temperaturze 100°C . Proces parowania określamy ilościowo wprowadzając pojęcie ciepła parowania:

Ciepłem parowania nazywamy ilość ciepła potrzebną do zamiany jednego kilograma substancji ciekłej w parę bez zmiany temperatury; zależy ono od temperatury, w której proces się odbywa. Zależy ono też od ciśnienia (jeśli nie podajemy, dla jakiego ciśnienia, przyjmujemy milcząco, że dla ciśnienia atmosferycznego). W szczególności interesuje nas ciepło parowania wody w temperaturze wrzenia, tj. 100°C .

Zależność temperatury wrzenia od ciśnienia

Wszyscy wiemy, że wysoko w górach nie da się porządnie zaparzyć herbaty, bo „wrzątek” ma za niską temperaturę – poniżej 100°C . Na Kasprowym Wierchu (2000 m n.p.m.) woda wrze w ok. 94°C , a na szczycie Mt. Everestu (8848 m n.p.m.) w temperaturze 70°C . Możemy to zjawisko zaobserwować nie wychodząc z domu.

Doświadczenie (może to być domowe doświadczenie uczniowskie lub pokaz w klasie pod kamerą)

Szklaną strzykawkę napełniamy wodą o temperaturze ok. 50°C , do ok. $1/3$ jej objętości. Następnie wyłot strzykawki zamykamy palcem (lub zatykamy plasteliną) i odciągamy tłok do końca. W strzykawce pojawiły się pęcherzyki pary wodnej: woda wrze.

Wniosek: na skutek obniżenia ciśnienia nad powierzchnią wody w strzykawce, woda zaczęła wrzeć w temperaturze znacznie niższej niż np. podczas ogrzewania pod ciśnieniem normalnym.

Tabela. Wartości ciepła parowania wybranych substancji w ich temp. wrzenia pod ciśnieniem normalnym

Substancja	Temp. wrzenia (K)	Ciepło parowania c_p (kJ/kg)
hel	4,2	25
azot	77,4	199
tlen	90,2	213
woda	373,2	2556
rtęć	630,1	296
wolfram	6200	400
żelazo	3070	6320

Warto zauważyć, że ciepło parowania wody jest duże w porównaniu z ciepłem parowania innych substancji (zarówno cieczy, jak i ciał stałych). To kolejny przykład korzystnego wpływu wody na stabilizację klimatu Ziemi. Niektóre żywe organizmy (np. duże ssaki) wykorzystują tę cechę do chłodzenia swoich ciał.

Przykład 7.3:

Oblicz energię, jaką twoje ciało traci w ciągu doby na skutek parowania potu, przy założeniu, że średnia utrata wody wynosi 30 g na godzinę, i że średnie ciepło parowania potu w temperaturze ciała ludzkiego wynosi 2436 kJ/kg.

Rozwiązanie:

Całkowita masa potu, który w ciągu doby musi przejść w stan lotny bez zmiany temperatury, wynosi $m=30\text{g/h} \cdot 24\text{h} = 0,72\text{ kg}$.

Energia potrzebna do jego odparowania wynosi $Q = m \cdot c_p = 0,72\text{ kg} \cdot 2436\text{ kJ/kg} = 1754\text{ kJ}$.

Wartość ciepła parowania wody w temperaturze wrzenia możemy wyznaczyć doświadczalnie.

Otwórzmy kartę doświadczenia 7.2. Jeśli nie zdecydujemy się na to doświadczenie jako na pokaz z pomiarem, na pewno warto w tym miejscu rozwiązać zadanie 7.3.

Ćwiczenie.

Jeśli chcesz obejrzeć model budowy ciał w różnych stanach skupienia, wejdź na stronę <http://phet.colorado.edu/en/simulations/translated/pl> i otwórz symulację interaktywną *Stany materii*. Podstawy. Znajdziesz tam schematyczny model budowy każdej z trzech faz i ilustrację przemian fazowych (wraz z temperaturami przejścia).

Temat 3

Model gazu doskonałego

Dotychczas zajmowaliśmy się opisem zjawisk cieplnych przy pomocy parametrów makroskopowych. Ustalenie związku między opisem makroskopowym i mikroskopowym najprostsze jest dla gazów, zwłaszcza gdy wprowadzimy pojęcie gazu doskonałego.

Większość gazów składa się z cząsteczek (choć istnieją i gazy jednoatomowe – gazy szlachetne). Gaz doskonały jest pewną idealizacją – w przyrodzie nie występuje. Spełnia jednakże pewne warunki, pozwalające go opisać matematycznie. Założenia teorii kinetycznej gazu doskonałego są następujące:

- A. Gaz doskonały składa się z ogromnej liczby cząsteczek, które zajmują zanedbywalnie małą objętość;
- B. Siły oddziaływania między cząsteczkami są pomijalnie małe;
- C. Cząsteczki gazu są w ciągłym chaotycznym ruchu, poruszają się po liniach prostych i podlegają prawom dynamiki Newtona;
- D. Cząsteczki zderzają się ze sobą i ze ściankami zbiornika wyłącznie sprężysto. W modelu gazu doskonałego można pokazać ilościowo, że zderzenia ze ściankami wywołują to, co w opisie makroskopowym nazywamy ciśnieniem gazu.

Ze względu na te własności cząsteczki gazu doskonałego mogą gromadzić energię tylko w postaci energii kinetycznej ruchu postępowego (punktowe cząsteczki nie mogą obracać się ani drgać, czyli, jak mówimy, nie mają innych stopni swobody). W stanie równowagi cieplnej (gdy temperatura ciała powinna być w każdym elemencie ciała taka sama), średnia energia kinetyczna cząsteczek przypadająca na 1 stopień swobody (tj. na 1 rodzaj ruchu) jest wszędzie taka sama.

Temperatura bezwzględna jest wprost proporcjonalna do średniej energii kinetycznej $\langle E_k \rangle$ (tak oznaczamy średnią) cząsteczek:

$$\langle E_k \rangle = 3/2 k_B T.$$

Stała k_B jest to tzw. stała Boltzmanna, której wartość wynosi $1,38 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$.

Gaz doskonały różni się od gazów rzeczywistych, choć czasem jest ich dobrym przybliżeniem (np. powietrza przy normalnym ciśnieniu atmosferycznym i w temperaturze pokojowej); prawa gazowe, o których zaraz będziemy mówić, wyprowadzono pierwotnie dla gazów rzeczywistych.

Gaz doskonały opisywany jest przez równanie Clapeyrona, znane też jako **równanie stanu gazu doskonałego**. Przedstawia ono zależność między ciśnieniem p gazu, jego objętością V i temperaturą bezwzględną T :

$$pV = nRT,$$

gdzie n jest liczbą moli rozważanego gazu. Wielkość R jest tzw. uniwersalną stałą gazową, $R = 8,314\text{ J/mol} \cdot \text{K}$. Jest to wielkość empiryczna, tzn. wyznaczana w doświadczeniu. Określenie „uniwersalny” znaczy, że wartość R nie zależy od rodzaju gazu i dla każdego gazu wynosi tyle samo. Stała gazowa ma sens fizyczny – jest to praca wykonana przez 1 mol gazu doskonałego ogrzewanego o 1 K podczas przemiany izobarycznej. Dwie nowopoznane stałe fizyczne R i k_B łączy związek $R = N_A \cdot k_B$, gdzie N_A jest stałą Avogadra.

Temat 4

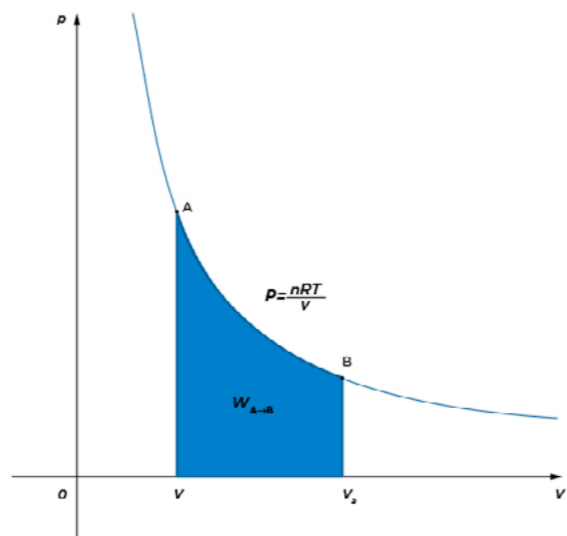
Przemiany gazowe

Rozważmy teraz trzy szczególne przypadki równania Clapeyrona. Zastanowimy się, co będzie, jeśli z trzech współzależnych wielkości opisujących gaz doskonały, p , T i V , jedna będzie stała, a zmieniać się będą dwie pozostałe.

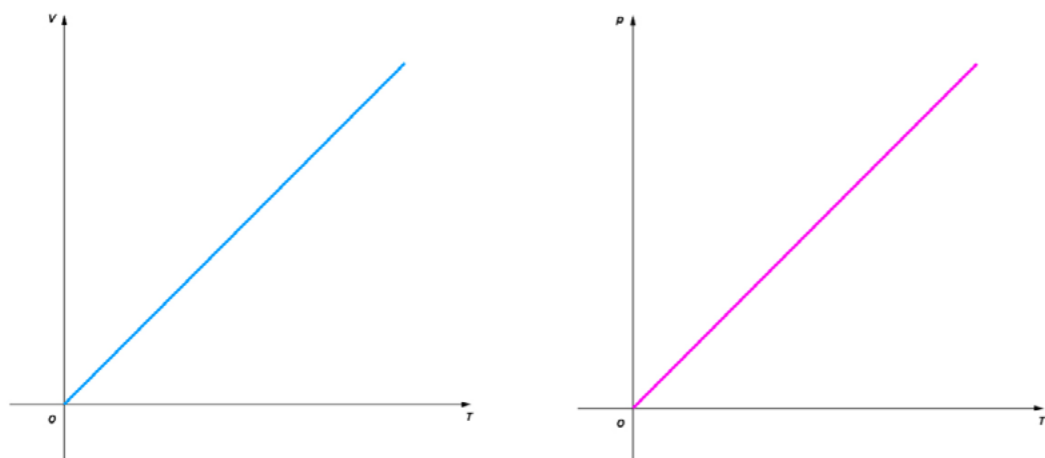
Rozważmy po kolei trzy możliwości.

- I. **$T = \text{const}$** ; zmiana ciśnienia i objętości gazu doskonałego przy stałej temperaturze – **przemiana izotermiczna** (prawo Boyle’a-Mariotte’a)
- II. **$p = \text{const}$** ; zmiana objętości pod wpływem zmiany temperatury przy stałym ciśnieniu – **przemiana izobaryczna** (prawo Gay-Lussaca)
- III. **$V = \text{const}$** ; zmiana ciśnienia pod wpływem zmiany temperatury w stałej objętości – **przemiana izochoryczna** (prawo Charlesa)

Możemy obejrzeć przebieg krzywych odpowiadających tym przemianom włączając animację *Równanie stanu gazu – przypadki szczególne* ze strony http://www.walter-fendt.de/ph14pl/gaslaw_pl.htm.



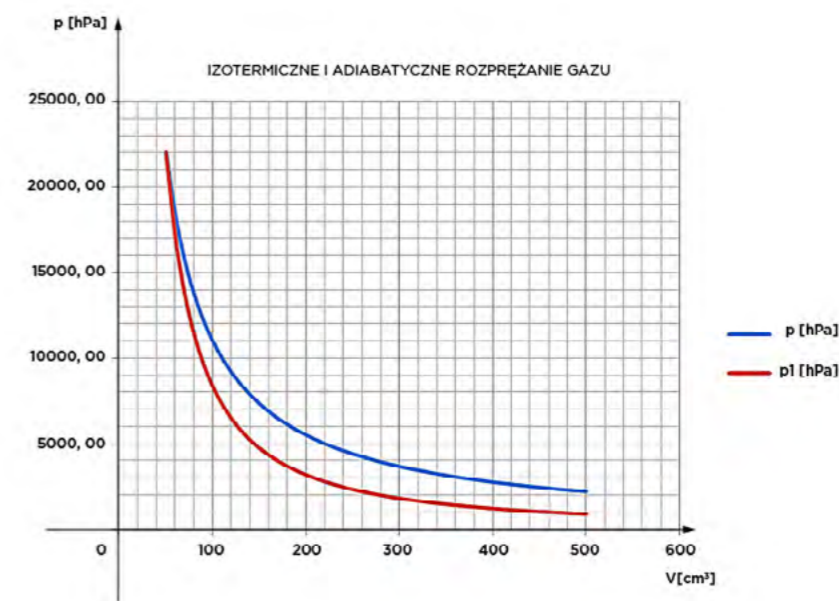
Rys.7.2. Wykres przemiany izotermicznej we współrzędnych (p, V) . (udostępniony na licencji Creative Commons CC01.0, Uniwersalna Licencja Domeny Publicznej)



Rys. 7.3 (lewy) – wykres przemiany izobarycznej ($p=\text{const}$) i 7.4 (prawy) – izochorycznej ($V=\text{const}$)

Z interesujących nas przemian warto jeszcze wspomnieć **przemianę adiabatyczną**. Jest to proces, w którym nie ma wymiany ciepła między rozważanym układem i otoczeniem. Opisuje go tzw. równanie adiabaty:

$$p \cdot V^\kappa = \text{const.}$$



Rys.7.5. Porównanie wykresu przemiany adiabatycznej (czerwona) i przemiany izotermicznej (niebieska). Obie przemiany rozpoczynają się w punkcie (p_0, V_0) .

Ćwiczenie

Wejść na stronę <http://phet.colorado.edu/en/simulations/translated/pl> i uruchom symulację interaktywną *Właściwości gazów (Gas properties)*.

Dysponujesz zbiornikiem zaopatrzone w tłok i zdejmowaną pokrywkę, regulowanym źródłem ciepła i zbiornikiem z dwoma rodzajami gazu. Masz też narzędzia pomiarowe – termometr i manometr. Możesz wybrać, który parametr chcesz ustalić, a które zmieniać. Rozejrzyj się w możliwościach przedstawionego układu, a następnie sprawdź, czy „gaz”, nad którym pracujesz, jest gazem doskonałym. Zastanów się, po czym to możesz poznać, i wybierz taką opcję, która da się zrealizować przy pomocy tej symulacji.

Modelowanie praw gazowych znajdziesz także w Aneksie (aplikacja „Prawa gazowe”).

Temat 5

I zasada termodynamiki

Praca w przemianach gazowych.

Obliczmy teraz pracę, którą wykona gaz w pewnym procesie opisywanym przez jego ciśnienie i objętość. Wyobraźmy sobie, że mamy pewną ilość gazu w cylindrze z tłokiem o powierzchni S ; gaz ma początkową objętość V_1 , a jego ciśnienie wynosi p . Zrealizujemy teraz izobaryczne rozprężenie gazu: jego objętość zwiększy się do V_2 , a tłok w tym czasie przesunie się o Δx . Na tłok działa przy rozprężaniu siła F (wzdłuż kierunku przesuwania się tłoka) związana z ciśnieniem panującym w gazie. Praca wykonana przez gaz wynosi więc

$W = F \cdot \Delta x = p \cdot S \cdot \Delta x = p (V_2 - V_1) = p \cdot \Delta V$. Całkowitą pracę wykonaną przez gaz obliczymy jako pole powierzchni pod krzywą $p(V)$, gdzie $p(V)$ jest zależnością ciśnienia od objętości gazu w rozważanej przemianie.

Przykład 7.4.

Praca gazu w przemianie izochorycznej

Ponieważ w przemianie izochorycznej objętość gazu się nie zmienia, więc $\Delta V = 0$, zatem praca też jest równa zero. Wykres tej przemiany we współrzędnych (p, V) jest odcinkiem pionowym prostopadłym do osi V , a pole pod nim jest oczywiście równe zero.

Przykład 7.5.

Praca gazu w przemianie izobarycznej

Zmienia się objętość gazu, nie zmienia jego ciśnienie. Wykres izochory we współrzędnych (p, V) to odcinek równoległy do osi V , a pole powierzchni utworzonego przezeń prostokąta wynosi $p \cdot \Delta V$.

W pozostałych przemianach sprawa jest bardziej złożona, gdyż ciśnienie zmienia się przy zmianie objętości. Popatrzmy na rys. 7.2; oprócz przebiegu izotermy jest tam zaznaczone pole pod krzywą, które odpowiada pracy wykonanej w procesie izotermicznego rozprężania gazu od V_A do V_B . Jeśli podzielimy na bardzo małe części zmianę $\Delta V = V_B - V_A$, dla każdej z nich obliczymy wykonaną pracę, a następnie zsumujemy te prace, dostaniemy pracę wykonaną przez gaz na odcinku AB izotermy.

(Projekt interdyscyplinarny – Obliczanie pracy gazu w niektórych przemianach gazowych w arkuszu kalkulacyjnym).

Postać I zasady termodynamiki w różnych przemianach

1. Przemiana izobaryczna

Ogrzewamy w cylindrze gaz zamknięty ruchomym tłokiem, obserwujemy wzrost objętości gazu związany z przesuwaniem się tłoka. Mamy tu $Q > 0$, $W < 0$. Energia wewnętrzna gazu wzrosła, o czym świadczy wzrost temperatury.

I zasada przyjmuje postać $\Delta U = Q - |W|$, a więc $Q = \Delta U + |W|$.

Część dostarczonego gazowi ciepła została zużyta na wykonanie pracy, reszta na wzrost energii wewnętrznej gazu ($Q > |W|$). Gdy ten sam układ ochładzamy, I zasada przyjmuje postać $\Delta U = -|Q| + W$, ale $|Q| > W$, więc $\Delta U < 0$. Energia wewnętrzna gazu maleje mniej, niż wynosi oddane przez gaz ciepło, bo równocześnie siła zewnętrzna wykonuje nad gazem pracę.

2. Przemiana izotermiczna

Izotermiczne sprężanie gazu: siła zewnętrzna działa zgodnie z przemieszczeniem, więc wykonana przez nią nad gazem praca jest dodatnia: $W > 0$. Energia wewnętrzna gazu jednak nie wzrosła, bo ścianki naczynia cały czas oddają ciepło do otoczenia: $T = \text{const.} \rightarrow U = \text{const.} \rightarrow \Delta U = 0$.

I zasada przyjmuje postać $0 = Q + W$, $W > 0$, więc $Q < 0$ i $|Q| = W$.

Podczas izotermicznego rozprężania gazu została nad nim wykonana praca, a gaz oddał do otoczenia ciepło, którego wartość bezwzględna jest równa wykonanej pracy.

Teraz gaz może się powoli rozprężyć i $W < 0$. Energia wewnętrzna gazu nie maleje, bo z otoczenia doptywa ciepło. Temperatura gazu się nie zmienia, więc mamy do czynienia z izotermicznym rozprężaniem gazu.

Wtedy I zasada ma postać $0 = Q + W$, $W < 0$, więc $Q > 0$ i $|W| = Q$.

Podczas izotermicznego rozprężania gaz pobiera ciepło z otoczenia i wykonuje pracę równą ciepłu pobranemu z otoczenia.

3. Przemiana izochoryczna

Dla tej przemiany I zasada przyjmuje postać $\Delta U = Q$, gdyż $W = 0$.

Przyrost energii wewnętrznej gazu jest równy pobranemu ciepłu.

Teraz ochładzamy gaz bez zmiany objętości. Gaz oddaje ciepło otoczeniu, czyli $Q < 0$. Ponieważ $W = 0$, energia wewnętrzna gazu zmalała.

4. Przemiana adiabatyczna

Zachodzi ona bez wymiany ciepła z otoczeniem. Energia gazu wzrasta o wartość wykonanej pracy: $\Delta U = W$.

Gdy sprężamy gaz, rośnie temperatura i energia wewnętrzna gazu kosztem wykonanej pracy.

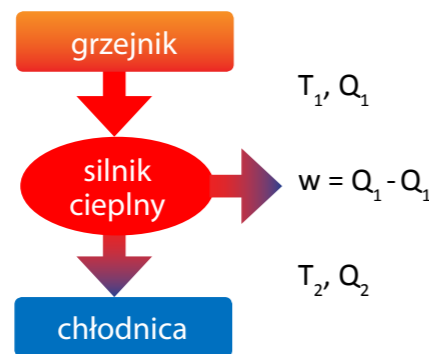
Temat 6

Cykle termodynamiczne

Jeśli kilka przemian gazowych następuje po sobie, a po ostatniej z nich parametry stanu układu wracają do wartości początkowej, mówimy o cyklu termodynamicznym. Każda krzywa zamknięta na płaszczyźnie (p, V) przedstawia cykl przemian, po przebyciu którego gaz wraca do stanu początkowego. W procesie przechodzenia przez taki cykl układ termodynamiczny może np. pobrać ciepło i wykonać pracę nad otoczeniem, więc działać jak silnik cieplny.

Silnik cieplny (rys. 7.7) pobiera ciepło Q_1 ze zbiornika ciepła (grzejnika) o temperaturze T_1 . Część tego ciepła zamieniana jest na pracę W , a reszta $Q_2 = Q_1 - W$ jest oddawana do zbiornika ciepła o temperaturze $T_2 < T_1$ (chłodnicy). Sprawność silnika cieplnego wynosi

$$\eta = W / Q_1 = 1 - Q_2 / Q_1 .$$



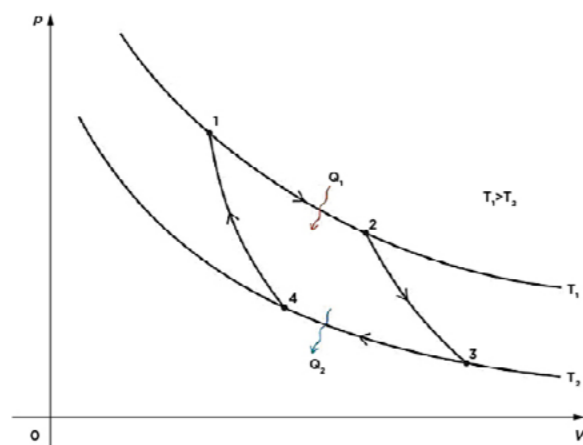
Rys. 7.7. Schematyczny obraz przekazu energii w cyklu silnika cieplnego

Cykl Carnota

Jest to najwydajniejszy cykl działania odwracalnego silnika cieplnego, a zaproponował go Nicolas Leonard Sadi Carnot (1796-1832) przy okazji poszukiwania schematu działania silnika, który dawałby największą sprawność. Cykl ten składa się z 4 przemian, którym podlegałoby ciało robocze w silniku:

- rozprężanie izotermiczne w temperaturze T_1 z pobraniem ciepła Q_1
- rozprężanie adiabatyczne ze spadkiem temperatury z T_1 do T_2
- sprężanie izotermiczne w temperaturze T_2 z oddaniem ciepła Q_2
- sprężanie adiabatyczne ze wzrostem temperatury z powrotem od T_2 do T_1 .

Taki cykl, składający się z dwóch izoterm i dwóch adiabat, przedstawiony jest na rys.7.8.



Rys.7.8. Teoretyczny silnik Carnota pracuje między dwiema izotermami i dwiema adiabatami

Z uwagi na szczególne cechy elementów cyklu Carnota, spełniony (z definicji) dla każdego silnika cieplnego warunków

$$\eta = 1 - Q_2 / Q_1,$$

możemy zapisać jako

$$\eta = 1 - T_2 / T_1 .$$

Carnot udowodnił, że jest to najwyższa możliwa sprawność dla cyklu termodynamicznego. Z tego powodu mówimy, że cykl Carnota jest cyklem idealnym. Nie da się zresztą zbudować silnika cieplnego będącego realizacją cyklu Carnota. Znamy natomiast inne praktyczne rozwiązania – np. silnik Otto, silnik Diesla i inne.

Przykład 7.6.

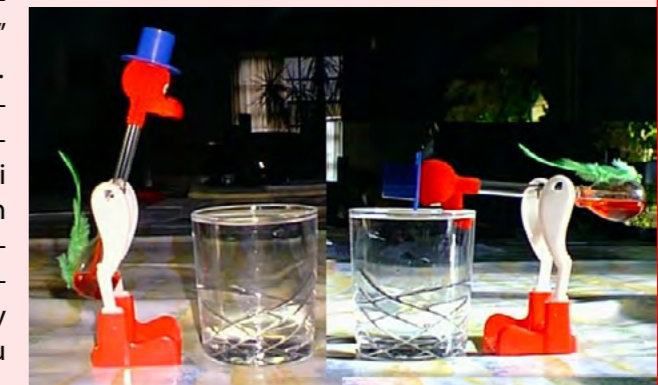
Pierwszym silnikiem cieplnym był silnik parowy. James Watt, który udoskonalił silnik parowy Thomasa Newcomena, uznawany jest za „ojca” silnika parowego. Rozwojowi silników parowych w drugiej połowie XVIII w. w Anglii i Szkocji zawdzięczamy rewolucję przemysłową i rozwój transportu.



Fot. Lokomotywa parowa z Krajobrazowego Stanowego Parku Kolejowego w Cass (Zachodnia Wirginia, USA). (Uniwersalna Licencja Domeny Publicznej)

Przykład 7.7.

Nie każdy silnik jest wielki i potężny. Popularna zabawka fizyczna – ptaszek „pijący” wodę ze stojącego przed nim kieliszka – też jest silnikiem cieplnym pracującym w temperaturach pokojowych.. W części zamkniętej szklanego naczynka o specjalnie dobranym kształcie (dwie bańki połączone rurką osadzoną na poprzecznej osi) mamy łatwo parującą ciecz (np. dichlorometan); resztę naczynka wypełnia para tej cieczy. „Główka” ptaka jest owinięta watą lub jakąś łatwo nasiąkającą tkaniną. Gdy ptak „napije się” wody z kieliszka, główka zostaje zwilżona; ponieważ woda ma duże ciepło parowania, „główka” stygnie i maleje w niej ciśnienie pary. Następujące potem wyrównywanie ciśnień gazu w szklanym naczynku powoduje podnoszenie się poziomu cieczy w rurce; gdy środek ciężkości całości znajdzie się powyżej punktu podparcia, następuje „kiwnięcie się” ptaszka. Główka znowu zamoczy się w kieliszku... Ostatecznie ptaszek stanowi silnik cieplny wykorzystujący różnicę temperatur, by zamienić ciepło na różnicę ciśnień w swoim wnętrzu, i dzięki niej wykonywać pracę mechaniczną. Pracuje on cyklicznie, a początkiem cyklu jest ptaszek w pozycji pionowej z mokrą głową. Nie jest to *perpetuum mobile*, bo przestaje działać, gdy skończy się woda w kieliszku. Wydajność takiego układu szacujemy na ok. 0,01%



Przykład 7.8.

Silnik Carnota pracuje między temperaturami T_1 (grzejnik) = 850 K i T_2 (chłodnica) = 300 K. Ile wynosi sprawność tego silnika?

Rozwiązanie:

Sprawność silnika Carnota zależy tylko od stosunku temperatur T_2 / T_1 :

$$\eta = 1 - T_2 / T_1 = 1 - 300 \text{ K} / 850 \text{ K} = 0.647 \approx 65\%.$$

Przykład 7.9.

Ile ciepła Q_1 jest pobierane w każdym cyklu pracy tego silnika ze zbiornika o wyższej temperaturze?

Rozwiązanie:

Dla każdego silnika sprawność jest zdefiniowana jako stosunek pracy wykonanej podczas cyklu do ciepła Q_1 pobieranego ze grzejnika; $\eta = W/Q_1$.

Mamy więc

$$Q_1 = W / \eta = 1200 \text{ J} / 0.647 = 1855 \text{ J}.$$

Praca domowa: Jeśli interesujesz się historią techniki, przygotuj prezentację przedstawiającą wpływ rozwoju silników cieplnych na rozwój cywilizacji. Jednym z oczywistych źródeł, choć nie jedynym, może być Internet.

Temat 7

II zasada termodynamiki

I zasada termodynamiki jest zasadą zachowania energii, ale nic nie mówi o kierunku przebiegu procesów termodynamicznych. Pozwala na zajście wszystkich procesów, w których energia jest zachowana. Wiemy jednak z doświadczenia i obserwacji, że niektóre z tych procesów nie zachodzą; nie występuje np. samorzutne przekazywanie energii w postaci ciepła ciała o temperaturze wyższej przez ciało o temperaturze niższej. Pierwsza zasada dopuszcza też pełną równowagę energii w postaci ciepła i pracy. Z rozważań dotyczących silników wiemy, że tylko część dostarczonego ciepła możemy zamienić na pracę. Potrzebujemy zatem jeszcze innej zasady – nazwijmy ją **drugą zasadą termodynamiki**.

Znamy kilka jej równoważnych sformułowań.

Sformułowanie podane przez Rudolfa Clausiusa (1822-1888) brzmi:

Nie istnieje proces termodynamiczny, którego jedynym skutkiem byłoby pobranie ciepła ze zbiornika o temperaturze niższej i przekazanie go do zbiornika o temperaturze wyższej.

Równoważne sformułowanie Kelvina (William Thomson, lord Kelvin, 1824-1907):

Nie jest możliwy proces, którego jedynym skutkiem byłoby pobranie pewnej ilości ciepła ze zbiornika i jego zamiana w równoważną ilość pracy.

Czasem posługujemy się także pojęciem *perpetuum mobile* II rodzaju. Historycznie pojawiło się najpierw pojęcie *perpetuum mobile* I rodzaju. Miał to być mechanizm, który, raz wprawiony w ruch, miał w nieskończoność wykonywać użyteczną pracę bez dopływu energii z zewnątrz. Takie urządzenie przeczyłoby pierwszej zasadzie termodynamiki, nie można więc go zbudować. Zanim zrozumiano pojęcie energii i zasadę jej zachowania, próbowano bezskutecznie konstruować wiele wymyślnych urządzeń, mających zapewnić stały ruch. Nawet już po ogólnym zaakceptowaniu I zasady termodynamiki wynalazcy, szukający luk w prawach przyrody, podejmowali próby zbudowania takiego urządzenia.

Perpetuum mobile II rodzaju to hipotetyczne urządzenie, które pobierałoby energię na sposób ciepła z jednego źródła i zamieniało ją w całości w inną formę energii. Zatem inne jeszcze sformułowanie II zasady termodynamiki brzmi:

*Nie można zbudować *perpetuum mobile* II rodzaju.*

Jeszcze jedno sformułowanie odwołuje się do pojęcia entropii. Zanim jednak je podamy, musimy poznać tę zadziwiającą nową wielkość fizyczną.

Entropia i jej rozumienie statystyczne

Rozważmy ruch ciał makroskopowych jako całości: jest on uporządkowany, a wszystkie drobiny, z których te ciała się składają, średnio przesuwały się w tę samą stronę. W beładnym ruchu cieplnym nic takiego nie zachodzi. Przemiana energii mechanicznej w energię wewnętrzną, np. przy pokonywaniu oporów ruchu, polega na zmianie charakteru ruchu. Następuje rozproszenie energii mechanicznej w energię niewidocznych ruchów pojedynczych drobin. Wymiana ciepła też polega na rozproszeniu energii – mamy tam do czynienia z wyrównaniem średnich energii ruchów drobin. Oznacza to zanik uporządkowania.

II zasada termodynamiki mówi, że w przyrodzie obserwujemy tendencję do samorzutnego rozpraszania energii; jest tak dlatego, że stanów nieuporządkowanych jest znacznie więcej, niż uporządkowanych. Przechodzenie od stanów bardziej uporządkowanych do mniej uporządkowanych oznacza przechodzenie od stanów mniej prawdopodobnych do bardziej prawdopodobnych.

Entropię wprowadzono po to, by odróżnić stany bardziej uporządkowane, a więc mniej prawdopodobne, od chaotycznych. Entropia układu makroskopowego o określonej energii jest tym większa, im większa jest liczba sposobów, na które można tę energię podzielić między różne mikroskopowe części układu.:

„Zdarza się to, co się może zdarzyć na wiele sposobów.”

II zasadę termodynamiki można sformułować jako **zasadę wzrostu entropii** w samorzutnej ewolucji układu izolowanego.

Człowiek - najlepsza inwestycja



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WARSZAWSKA
WYŻSZA SZKOŁA
INFORMATYKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego