

Mamy cylindryczny zbiornik z gazem zaopatrzonego w ruchomy tłok. Przystępujemy do następującego sposobu:

1. Utrzymujemy zbiornik w stałej temperaturze T_A . Gaz, jak to gaz, ma tendencję do rozprężania się. Pozwalamy mu na to, dbając jedynie o to, aby odbywało się to odpowiednio powoli. Odpowiednio, tzn. tak, aby układ cały czas był w stanie jak najbardziej zbliżonym do stanu równowagi, czyli stanu o jednorodnej temperaturze i gęstości. Dotyczy to także wszystkich kolejnych etapów.
2. Znudziło nam się — nie utrzymujemy stałej temperatury. Gaz dalej powoli się rozpręża, tym razem „na własny koszt” — stygnie.
3. Gdy gaz osiągnie temperaturę T_B (oczywiście niższą od T_A), zaczynamy bardzo powoli wpychać tłok, znów utrzymując gaz w stałej temperaturze. Odbieramy zatem ciepłok wydzielający się wskutek sprężania.
4. Dalej wpychamy tłok, ale już nie odbierając ciepłika. Po pewnym czasie rosnąca temperatura gazu znów osiągnie T_A . Jeżeli odpowiednio wybraliśmy moment zakończenia etapu 3, gaz będzie zajmował także tę samą objętość co na początku. Możemy więc zacząć od nowa.

Zauważmy, że ciepłok pobrany przez gaz w etapie 1 (konieczny dla utrzymania stałej temperatury gazu w trakcie rozprężania) został w całości oddany z powrotem w etapie 3. Istotnie: na początku i na końcu mamy ten sam gaz o tej samej temperaturze i w tej samej objętości — identyczne układy o tej samej zawartości ciepłika. Zauważmy też, że praca wykonana przez gaz (wpychanie tłoka) jest większa od pracy wykonanej przez nas przy wpychaniu tłoka. Istotnie: przy tych samych położeniach tłoka temperatura gazu była przy rozprężaniu wyższa, a przy sprężaniu niższa; większe więc też było przy rozprężaniu ciśnienie działające na tłok.

A więc przepływ ciepłika dał nadwyżkę pracy. „To wytwarzanie potęgi poruszającej zawdzięczamy jednak nie rzeczywistemu zużyciu ciepłika, lecz przeniesieniu go z ciała gorącego do ciała zimnego”. Można to porównać do działania młyna wodnego. „Potęga poruszająca wodospadu zależy od jego wysokości i od ilości cieczy; potęga poruszająca ciepłką zależy również od ilości użytego ciepłika i tego, co można by nazywać i co w istocie będziemy nazywać wysokością jego spadku, to znaczy różnicy temperatur ciał, między którymi zachodzi wymiana ciepłika”.

Opisaliśmy, jak łatwo się zorientować, cykl Carnota. Zresztą zgodnie z duchem jego pracy „Uwagi o potędze poruszającej ognia i maszynach zdolnych do wytwarzania tej potęgi” z 1824 roku. Nie wszystko jednak w powyższych wywodach jest zgodne z tym, co można przeczytać w dzisiejszych podręcznikach. Nie posługujemy się dziś pojęciem ciepłika, a wytworzenie nadwyżki pracy w cyklu Carnota uważamy za wynik zamiany ciepłka na pracę, zgodnie z I prawem termodynamiki — ciepłko oddane przez gaz w trakcie sprężania jest mniejsze od ciepłka pobranego w czasie rozprężania o „równowartość” uzyskanej nadwyżki pracy. Czym więc jest „ciepłko” Carnota? Na pewno nie tym, co dziś nazywamy ciepłem. Nie ma sensu pojęcie „ilości ciepłka” zawartej w danym ciele. Ta „ilość ciepłka” musiałaby bowiem być identyczna dla identycznych ciał, a gaz przed rozpoczęciem cyklu

Carnota niczym się nie różni od gazu po zakończeniu tegoż cyklu, mimo iż w trakcie przemian pobrał on (jak wiemy) więcej ciepłka, aniżeli oddał.

Jest jednak wielkość, która w zjawiskach podobnych do cyklu Carnota ma wszelkie własności ciepłika. Wprowadził ją Clausius w swojej pracy z 1854 r. pt. „O zmienionej postaci drugiej zasady termodynamiki”, a w 1865 r. nazwał ją entropią. Entropia, lub według początkowej jej nazwy „zawartość przekształceń” jest wielkością, charakteryzującą stan fizyczny ciała, której zmiana równa jest ilości ciepłka pobranego przez dane ciało podzielonej przez jego temperaturę bezwzględną. Dla zjawisk takich, które spełniają warunki odwracalności, to jest warunki, które postawiliśmy rozważanemu procesowi w punkcie 1, entropia układu odosobnionego jest wielkością stałą. We wszystkich innych przypadkach entropia wzrasta. Wzrasta więc ona dla wszystkich procesów rzeczywistych, bowiem proces spełniający warunki odwracalności musiałby odbywać się nieskończenie powoli.

Rozważmy więc cykl Carnota korzystając ze znanych nam już własności entropii. Ciepłko Q_1 pobrane przez gaz w fazie 1 związane jest z przekazem entropii ΔS związkami

$$Q_1 = T_A \Delta S.$$

W etapach 2 i 4 nie ma ani przekazu ciepłka, ani przekazu entropii. W etapie 3 gaz oddał entropię ΔS , ale związany z tym przekaz ciepłka Q_2 był, wskutek różnicy temperatur, już inny:

$$Q_2 = T_B \Delta S.$$

Pierwsza zasada termodynamiki wymaga więc, aby w procesie powstała nadwyżka pracy W :

$$W = Q_1 - Q_2 = (T_A - T_B) \Delta S.$$

Tak więc praca wytworzona w cyklu Carnota jest proporcjonalna do różnicy temperatur, w jakich odbywają się przemiany 1 i 3. Można ponadto zdefiniować sprawność cyklu Carnota:

$$\eta = \frac{W}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_B}{T_A}.$$

Dlaczego akurat tak? Jest to związane z faktem, że w rzeczywistych silnikach ciepłnych ciepłko Q_2 odprowadzane jest zwykle po prostu do atmosfery, natomiast ciepłko Q_1 wytwarzane jest przez spalanie paliwa. Istotne jest więc ciepłko Q_1 , którego wytworzenie nas kosztuje, a nie ciepłko Q_2 . Powyżej zdefiniowana sprawność jest miarą tego, jaka część tego ciepłka została zamieniona na pracę. Łatwo zauważyć, że jest ona zawsze mniejsza od jedności. Sprawność rzeczywistych silników ciepłnych, których działanie nie spełnia warunków odwracalności, jest ponadto znacznie mniejsza od sprawności idealnego silnika Carnota. Jest to oczywiste: silnik powodujący w swoim otoczeniu wzrost entropii musi w związku z tym oddać więcej ciepłka, aniżeli oddaje silnik Carnota, pracujący pomiędzy tymi samymi temperaturami. Nie jesteśmy jednak skłonni czekać nieskończenie długo na uzyskanie użytecznej pracy po to tylko, aby uzyskać ją nieco „sprawniej”.

mgr Robert BUDZYŃSKI

