

A 1300 I / 4

ZESZYTY NAUKOWE  
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Nr 9

# MECHANIKA

I

WROCŁAW 1955  
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

## SPIS TREŚCI

|                                                                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| W. Wiśniewski, <i>Rozważania termodynamiczne</i> . . . . .                                                                       | 3  |
| A. Teisseyre, <i>Dążności rozwojowe silników spalinowych</i> . . . . .                                                           | 55 |
| Z. Klębowski, <i>Znaki wielkości występujących w mechanice ciał stałych odkształcalnych, czyli w „stereomechanice”</i> . . . . . | 77 |
| Z. Samsonowicz, <i>Badania przyczepności mas formierskich przeznaczonych do formowania skorupowego</i> . . . . .                 | 89 |



ZESZYTY NAUKOWE  
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ  
Nr 9

MECHANIKA  
I

WROCŁAW 1955  
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

REDAKTOR ZESZYTÓW NAUKOWYCH  
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

*Igor Kisiel*

REDAKTOR DZIAŁU

*Marek Zakrzewski*

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — WROCŁAW 1955

|                                            |                                      |
|--------------------------------------------|--------------------------------------|
| Nakład 600+184 egz. Ark. wyd. 6,25, druk.6 | Oddano do składania 29. VII. 1955 r. |
|--------------------------------------------|--------------------------------------|

|                                        |                                    |
|----------------------------------------|------------------------------------|
| Papier druk. sat. kl. V, 70 g 70 × 100 | Podpisano do druku 25. XI. 1955 r. |
|----------------------------------------|------------------------------------|

|               |                                  |
|---------------|----------------------------------|
| Cena zł 12,50 | Druk ukończono w grudniu 1955 r. |
|---------------|----------------------------------|

|                |          |
|----------------|----------|
| Nr zam. 986/55 | F-6-2521 |
|----------------|----------|

WROCŁAWSKA Drukarnia naukowa



# E R R A T A

| Strona                | Jest                                                                                           | Ma być                                               |
|-----------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| 3, wiersz 1 od dołu   | $1 \text{ mm}^3$                                                                               | $1 \text{ nm}^3$                                     |
| 13, wzór 2 od góry    | $U = \frac{PV}{k-1} + C.$                                                                      | $U = \frac{PV}{k-1} + C'$                            |
| 26, wzór              | $\Delta\Omega = \sum_{xy}^n \Delta_{xy} \Omega,$                                               | $\Delta\Omega = \sum_{xy}^n {}^i\Delta_{xy} \Omega,$ |
| 37, wiersz 10 od góry | Słowa w nawiasie (parametru rodziny) przenieść do następnego wiersza po wyrazie zmiennej $C_e$ |                                                      |
| 38, wiersz 15 od góry | $\mathcal{U}_{ei}$                                                                             | $\mathcal{U}_{e_i}$                                  |
| 52, tytuł angielski   | Conceptions                                                                                    | Considerations                                       |

## ROZWAŻANIA TERMODYNAMICZNE

Wiktor WIŚNIEWSKI, mgr inż., prof. Teorii Maszyn Ciepłych

W pracy tej, mającej na celu usunięcie pewnego nieporządku panującego w dziedzinie podstaw termodynamiki, po zdefiniowaniu najkonieczniejszych pojęć ogólnych potrzebnych do dalszych rozważań, omawia się wzajemny stosunek pracy mechanicznej i energii. Następnie, wykazując istnienie nie omawianej w mechanice ciał sztywnych postaci energii, którą autor nazywa entermią, definiuje się ciepło przemiany jako (ewentualnie częściowy) przyrost entermii. Podawszy dokładne definicje energii i entermii autor wypowiada I zasadę termodynamiki w sposób, jaki wydaje się najśluszniejszy, po czym przedstawia różne jej zapisy, zwracając uwagę na niewłaściwość stosowanych zapisów różniczkowych i proponując zapisy poprawne. Na koniec omawia się wielkości właściwe i jednostkowe, a w szczególności sprawę ciepła właściwego przemiany.

## I. NAJKONIECZNIEJSZE POJĘCIA FIZYCZNE

Termodynamika jest działem fizyki stosunkowo młodym i jeszcze niezupełnie skryształizowanym. Tworzyło ją życie: obserwowane fakty i rodzące się potrzeby. Wiele wnieśli do niej inżynierowie, mając na oku raczej szybkie rozwiązywanie zagadnień praktycznych niż ścisłe formułowanie podstaw; stąd niemało w niej niedociągnięć, utrzymujących się przez dziesiątki lat, mimo że nieraz prowadzą do wyraźnych nieporozumień i sprzeczności. Dla naświetlenia sytuacji podam jako przykłady następujące fakty:

a. Słowa masa używa się, jak np. [18], w trzech różnych znaczeniach: po pierwsze w tym sensie, w jakim ta wielkość występuje w równaniu newtonowskim

$$F = ma,$$

po drugie w znaczeniu substancji, a po trzecie w znaczeniu ilości substancji. Że słowu masa przypisuje się także dwa ostatnie znaczenia, widać to z takich wypowiedzi, jak: „masa  $m$  układu... może zamienić się na energię”, „ $P$  oznacza ciśnienie, jakie miałyby masa zamknięta w objętości  $V$ ...”, „1 mm<sup>3</sup> przedstawia masę zawartą w 1 m<sup>3</sup>...” itp.

b. Pod słowem ciepło rozumie się nieraz energię cieplną, tzn. energię kinetyczną systemu drobiny tworzących ciało [np. 3], ale także ciepło przemiany; nierzadko używa się go w znaczeniu tzw. energii wewnętrznej, co wypika z takich wypowiedzi jak: „Ciepłem według Helmholtza nazywa się taką postać energii, która przenosi się z jednego ciała na drugie na skutek różnicy temperatur tych ciał” [18]. „Należy zauważyć, że podczas gdy  $dQ$  i  $dU$  są ilościami ciepła...” [8]. „Przy szybkim sprężaniu gazów ciepło ujawnia się w tej samej mierze, co zanikanie energii mechanicznej...” [24] itp.

c. Tak ważne pojęcie jak tzw. energia wewnętrzna jest przez różnych autorów różnie, a nierzadko błędnie definiowane. Dla przykładu podam, że między innymi energię wewnętrzną określa się jako sumę energii doprowadzonych do ciała [22], jako sumę ilości ciepła i pracy zewnętrznej wydanych na zewnątrz (lub przejętych z zewnątrz) przez ciało podczas przechodzenia z danego stanu do stanu normalnego [23], jako sumę energii cieplnej i chemicznej [29] itd. Ale energię ściśniętego gazu Zawidzki [29] nazywa już „energią objętościową”, podczas gdy Dobrochotow [4] nazywa tak iloczyn  $PV$ .

d. Nawet, co już wydaje się szczególnie dziwne, zapisy matematyczne używane w termodynamice pozostawiają wiele do życzenia; wykaże to jednak dopiero w jednym z dalszych rozdziałów tej pracy.

Te wyrywkowo podane przykłady wskazują dość wyraźnie na nieporządek panujący w dziedzinie podstaw termodynamiki. Stan taki, dający się zauważyć szczególnie w dziedzinie termodynamiki technicznej, powinien jednak ulec zmianie. Wymaga tego rzetelny, twórczy stosunek do nauki, gdyż brak lub niepoprawność definicji podstawowych pojęć oraz niewłaściwe lub nieściśle sformułowania i metody pracy utrudniają wzajemne porozumienie się i bezbłędne rozwiązywanie nowych zagadnień.

O ile mi wiadomo, tylko wśród uczonych radzieckich przejawiała się na większą skalę skłonność do rewizjonizmu w tym dziale fizyki: naprzód A. K. Putiłow [21], a później N. N. Dobrochotow [4], G. S. Gorelik [10] i inni [9] poddają krytyce między innymi dotychczasowy sposób omawiania pracy i ciepła. W dziedzinie termodynamiki technicznej weszli na tę drogę W. S. Żukowski [30], I. I. Nowikow, M. P. Wułałowicz [27] i inni.

Pracę nad uporządkowaniem naszkicowanego stanu rzeczy rozpocząłem w 1944 r. uczestnicząc w seminarium fizyko-technicznym, prowadzonym przez prof. Józefa Rolińskiego; po wyzwoleniu dawałem stale wyraz swoim przekonaniom w wykładach politechnicznych i odczytach naukowych wygłaszanych od 1946 r. w różnych ośrodkach naukowych kraju. Propozycje moje, jakkolwiek budzące czasami sprzeczności lub obawy przed koniecznością „przestawienia się” na nowy sposób

myślenia, okrzyki jednak w ogniu dyskusji i krytyki o tyle, że uważam za wskazane podzielić się nimi z szerszym ogółem, tym zaś wszystkim, którzy życzliwą radą i rzeczowymi uwagami pomogli mi w mej pracy, składam najserdeczniejsze podziękowanie.

Na początku chcę podać, najwłaściwsze moim zdaniem, definicje bądź omówienia niektórych podstawowych pojęć fizycznych, używanych przede wszystkim (ale nie wyłącznie) w dziedzinie termodynamiki, aby było wiadome, co autor chce powiedzieć używając takiego czy innego terminu. Niektóre z tych definicji spotyka się w literaturze, inne są owocem rozważań, w których starałem się przypisać używanym terminom najwłaściwszą treść.

Modyfikując istniejącą definicję [29], ciałem fizycznym będziemy nazywali substancjonalny twór przestrzenny, odgraniczony od innych takich tworów. Odgraniczenie to może być nawet tylko pomyślane; jest jednak konieczne, jeśli chcemy odróżnić pojęcie ciała od pojęcia tworzącej je substancji, przez którą będziemy rozumieć wszelką materię o masie spoczynkowej różnej od zera, w odróżnieniu od materii polowej nie mającej masy spoczynkowej.

Zajmując się w dalszym ciągu prawie wyłącznie ciałami fizycznymi (lub tworzącą je substancją) wszystkie ich przymioty (cechy, własności), które je charakteryzują i mogą odróżniać od innych ciał, będziemy nazywali znamionami tych ciał.

Znamiona ciał fizycznych można podzielić na dwie zasadnicze grupy: znamiona ilościowe będące wielkościami (temperatura, objętość, współrzędne przestrzenne) oraz znamiona jakościowe nie będące wielkościami (skupienie, kształt geometryczny, woń)\*).

Przy innym podziale można wyróżnić znamiona zdolne do zmiany (temperatura, skupienie) i znamiona niezdolne do zmiany (indywidualna stała gazowa  $R$ ).

Zbiór wszystkich równoczesnych znamion ciała zdolnych do zmiany będziemy nazywali stanem ciała, a te znamiona zdolne do zmiany znamionami stanu.

Znamiona niezdolne do zmiany, jakkolwiek charakteryzują ciało, nie mówią nam nic o tym, czy stan ciała jest taki czy inny; dlatego nie wejść w pojęcie stanu.

Stan ciała jest wtedy określony, kiedy określone są wszystkie zdolne do zmiany znamiona ciała. Dla jednoznacznego określenia stanu ciała nie musimy jednak podawać wszystkich jego znamion; jak się bowiem okazuje, istnieją zależności pozwalające na podstawie znajomości jednych

---

\*) Podział ten jest szczególnie ważny ze względu na stosowanie go w materializmie dialektycznym.



znamion wyznaczać inne. Te ilościowe znamiona stanu, które potraktujemy wtedy — lub w jakimkolwiek innym zagadnieniu — jako zmienne niezależne, nazwiemy parametrami; ilościowe zaś znamiona stanu traktowane jako zmienne zależne nazwiemy funkcjami niezależnych znamion stanu, a krótko, choć niezupełnie ściśle, funkcjami stanu.

Widać stąd, że to, czy jakieś ilościowe znamię stanu jest parametrem czy funkcją stanu zależy wyłącznie od postawienia zagadnienia, a nie od samego znamienia. Tak. np. obliczając z równania

$$PV = \Gamma RT$$

ciśnienie

$$P = \frac{\Gamma RT}{V}$$

potraktujemy temperaturę  $T$  i objętość  $V$  jako parametry, ciśnienie  $P$  zaś jako funkcję stanu danego ciała utworzonego z ilości  $\Gamma$  substancji gazowej, scharakteryzowanej stałą  $R$ .

Obliczając znów temperaturę

$$T = \frac{PV}{\Gamma R}$$

potraktujemy  $P$  i  $V$  jako parametry,  $T$  zaś jako funkcję stanu.

Niezależnie od tego wszystkie te wielkości  $P, V, \Gamma, R, T$  są ilościowymi znamionami danego ciała gazowego;  $P, V$  i  $T$  są przy tym znamionami stanu, zaś  $\Gamma$  i  $R$  jako dla danego ciała gazowego niezmiennie, nie wchodzą w pojęcie stanu tego ciała, jakkolwiek bez wątpienia charakteryzują je.

Układ parametrów konieczny i wystarczający do określenia trwałego stanu ciała nazwiemy zupełnym układem parametrów stanu. Parametrem stanu będzie więc tylko taki parametr, który wraz z innymi nada się do utworzenia układu zupełnego.

Nie każdy układ parametrów może być zupełnym układem parametrów stanu; np. układ parametrów  $P, V$  stanowi dla ciała utworzonego z gazu doskonałego zupełny układ parametrów stanu termodynamicznego, natomiast ten sam układ zmiennych niezależnych nie stanowi takiego układu parametrów w przypadku wody. Wtedy bowiem przy tych samych wartościach  $P$  i  $V$  ciało może mieć różne temperatury, a więc przy tych samych wartościach  $P$  i  $V$  może być w różnych stanach termodynamicznych\*).

---

\*) Można wykazać, że dla każdego ciała jednorodnego, przy pominięciu własności powierzchniowych i wykluczeniu działania sił skupionych i masowych, zupełny układ parametrów stanu termodynamicznego ogranicza się do dwu wielkości, którymi zawsze mogą być wielkości  $T$  i  $V$ .

Każde równanie wyznaczające jedną funkcję stanu za pomocą zupełnego układu parametrów stanu określimy jako równanie stanu.

Przykład:

Tak zwaną energię wewnętrzną ciała utworzonego z gazu doskonałego podaje równanie

$$U = \Gamma c_v T,$$

gdzie  $c_v$  jest tzw. ciepłem właściwym gazu przy stałej objętości. Korzystając z równania  $PV = \Gamma RT$  możemy napisać

$$U = \frac{c_v}{R} PV.$$

Równanie na  $U$ , wyrażające je za pomocą parametrów  $P$  i  $V$ , jest według naszej definicji równaniem stanu ciała gazowego tak samo słusznie, jak równanie

$$T = \frac{PV}{\Gamma R},$$

gdyż w obu przypadkach mamy pewną funkcję stanu wyrażoną za pomocą zupełnego układu parametrów stanu termodynamicznego. Natomiast równanie

$$U = \Gamma c_v T$$

nie określające  $U$  za pomocą takiego układu parametrów nie jest równaniem stanu, lecz tylko równaniem pewnej funkcji stanu naszego ciała.

Obok poszczególnych stanów interesują nas także ich zbiory. Taki zbiór możliwych stanów ciała o  $r$  stopniach swobody\*), który zawiera stany  $A$  i  $B$  i pozwala na przejście od stanu  $A$  do  $B$ , bez realizowania stanów nie wchodzących w skład tego zbioru, będziemy nazywali drogą przejścia od stanu  $A$  do stanu  $B$  o  $r$  stopniach swobody.

Drogę przejścia o jednym stopniu swobody nazwiemy przemianą.

Niech stan ciała jednorodnego określają trzy parametry, mogące przyjmować tylko wartości dodatnie. Wtedy poszczególne stany ciała są reprezentowane przez odpowiednie punkty w pierwszym wycinku przestrzennego prostokątnego układu współrzędnych.

Wyodrębniona bryła tych punktów, zawierająca stany  $A$  i  $B$ , będzie obrazowała drogę przejścia między nimi o trzech stopniach swobody. Wybrany odpowiednio twór powierzchniowy, zawierający między innymi punkty  $A$  i  $B$ , będzie przedstawiał drogę przejścia między stanami  $A$  i  $B$  o dwu stopniach swobody, a dowolna, zawierająca te punkty linia — przemianę.

---

\*) Liczba  $r$  stopni swobody w danym zbiorze stanów jest równa liczbie parametrów stanu, które w tym zbiorze mogą być traktowane jako zmienne niezależne.

Wobec takiej, definicji przemiany uwidacznia się zasadnicza różnica między pojęciem przemiany a pojęciem zjawiska, określanego jako fakt zmieniania się stanu ciała, a więc fakt realizowania przemiany.

Odbywanie się zjawisk wymaga działania odpowiednich przyczyn. Gdy ciała będą działały na siebie wywieranymi wzajemnie siłami, będziemy mówili o działaniach mechanicznych tych ciał; działania spowodowane różnicą temperatur działających na siebie ciał nazwiemy działaniami termicznymi; działania nietermiczne powodujące zjawiska bezpośrednio nieodwracalne, o skutkach działań czysto termicznych, określimy jako działania pseudotermiczne. Na przykład gdy jakieś ciało zmieni swój stan, a więc położenie, prędkość, objętość itd. wyłącznie pod wpływem sił wywieranych na nie przez otoczenie, powiemy, że stało się to pod wpływem działań czysto mechanicznych otoczenia na rozpatrywane ciało. Gdy ciało to umieścimy w ośrodku o temperaturze różnej od temperatury ciała, wykluczając wszelkie inne możliwe przyczyny zmiany jego stanu, wtedy zmieni ono na ogół swoją temperaturę, objętość itd., co uznamy za skutek działań czysto termicznych otoczenia na ciało. Gdy takie same skutki jak przez działania termiczne uzyskamy przez działania nietermiczne, a więc np. przez tarcie, przepływ prądu elektrycznego itd., wtedy będziemy mówili o pseudotermicznych działaniach sił tarcia, prądu elektrycznego itd. Istotną cechą każdego działania pseudotermicznego jest, tak jak i w przypadku działań termicznych, bezpośrednia nieodwracalność zjawisk, które zachodzą w następstwie takiego działania.

Jeśli np. wykonując pracę tarcia lub przesyłając prąd elektryczny przez równomiernie nagrzewający się przewodnik spowodujemy podniesienie się jego temperatury, to uznamy to za skutek działań pseudotermicznych, ponieważ, jak uczy doświadczenie, nie zachodzą zjawiska wprost odwrotne do opisanych. Natomiast ogrzewanie się gazu komprymowanego, przy wykluczeniu działań termicznych i tarcia, zmiana temperatury styków dwu różnych przewodników elektrycznych podczas przesyłania przez nie prądu elektrycznego (zjawisko Peltiera) itp. nie są skutkami działań pseudotermicznych, ponieważ obserwujemy także zjawiska wprost przeciwnie.

Wymienione rodzaje działań są typowe dla termodynamiki i mogą mieć miejsce także równocześnie.

Zależnie od rodzaju i kombinacji stosowanych działań możemy realizować bardzo różnorodne przemiany. Niektóre z nich noszą specjalne nazwy; i tak:

Jeśli krańcowe stany przemiany są identyczne, mamy przemianę zamkniętą czyli obieg albo cykl. Obrazem geometrycznym obiegu jest w każdym układzie parametrów krzywa zamknięta; jeśli bowiem

ciało powraca do stanu początkowego, to koniecznie wszystkie znamiona, a więc i te których używaliśmy jako parametrów, przyjmują znów początkowe wartości, a tym samym krzywa przemiany powraca do początkowego punktu\*).

Jeśli w czasie zjawiska wykluczmy wzajemne termiczne (ale nie pseudotermiczne) oddziaływanie na siebie ciała i jego otoczenia, przemianę taką nazwiemy adiabatyczną\*\*).

Jeśli przemiana jest scharakteryzowana stałością pewnego znamienia, wtedy nazwę jej stworzymy z nazwy tego znamienia i przedrostka „izo”. Tak np. mamy przemianę izobaryczną ( $P=C$ ), izochoryczną ( $V=C$ ) itd.

Geometryczne obrazy tych przemian będziemy nazywali odpowiednio adiabatą, izobarą, izochorą itd.

Omawianie i odwzorowywanie poszczególnych stanów i ich zbiorów w odpowiednich układach współrzędnych jest możliwe tylko wtedy, gdy znamiona interesujących nas ciał są w każdej chwili określone z dostateczną dokładnością. Tak jest jednak tylko wtedy, gdy mamy do czynienia ze stanami równowagi lub też gdy zjawiska zachodzą tak powoli, że można je traktować jako ciągłe przechodzenie ciał z jednych stanów równowagi do następnych. Podczas takich zjawisk w płynach nie będą zachodziły żadne niepożądane zaburzenia, siły bezwładności wywoływane ewent. przez zmienienie stanu będzie można pomijać, temperatury we wszystkich punktach ciał będą wyrównane, działające siły będą prawie takie same, jak w odpowiednich stanach równowagi itd. Takie zjawiska nazwano quasistatycznymi (prawie statycznymi), a odpowiadające im przemiany przemianami quasistatycznymi. Na przyszłość, jeśli specjalnie nie zaznaczymy inaczej, będziemy zajmowali się stale zjawiskami i przemianami quasistatycznymi.

## II. PRACA, ENERGIA, ENTALPIA

Analitycznym określeniem pracy mechanicznej, tzn. na ogół pracy systemu zmiennych sił  $F_i$ , nachylonych pod zmiennymi kątami  $\alpha_i$  do krzywych  $k_i$ , po których przesuwają się ich punkty zaczepienia, jest — zgodnie z zasadami mechaniki — suma całek krzywoliniowych

$$\int_{k_i A_i B_i} F_i \cos \alpha_i ds_i = \int_{k_i A_i B_i} F'_i ds_i,$$

gdzie  $A_i$  i  $B_i$  oznaczają początkowe i końcowe punkty rozważanych łuków krzywych  $k_i$ , a  $s_i$  jest każdorazową współrzędną łukową, tzn.

\*) Krzywej zamkniętej w dowolnym układzie parametrów musi odpowiadać obieg tylko wtedy, gdy użyty układ odniesienia jest zupełnym układem parametrów stanu.

\*\*) Raczej należałoby ją nazwać przemianą adiatermiczną.

mierzoną po danej krzywej chwilową odległością punktu zaczepienia siły  $F_i$  od dowolnie na tej krzywej ustalonego punktu odniesienia.

Jeśli siły będziemy traktowali nie jako oderwane wektory, ale jako jeden z objawów wzajemnego działania na siebie ciał, musimy się umówić, czy będziemy rozważali siły wywierane przez rozpatrywane ciała na ich otoczenie, czy odwrotnie, gdyż od tego będzie między innymi zależał znak algebraiczny pracy. Ponieważ przedmiotem naszych rozważań będą w zasadzie ciała, a nie ich otoczenie, będziemy z reguły mówili o siłach wywieranych przez ciała na otoczenie i o pracach takich właśnie sił\*).

Wiadomo z mechaniki, że praca sił wywieranych na otoczenie przez zachowawczy system ciał sztywnych zawsze równa się wziętemu ze znakiem przeciwnym algebraicznemu przyrostowi (a więc algebraicznemu ubytkowi czyli „spadkowi”) pewnej funkcji mechanicznego stanu pracującego systemu; funkcję tę nazwano jego energią ( $\Omega$ ). Wobec tego praca takiego systemu

$$L_{AB} = -(\Omega_B - \Omega_A) = \Omega_A - \Omega_B.$$

W mechanice ciał sztywnych wyodrębnia się dwie postacie energii: energię kinetyczną  $\Omega_k$  i energię potencjalną  $\Omega_p$ , składające się na całkowitą energię  $\Omega$  systemu.

Zarówno całkowita energia  $\Omega$ , jak i  $\Omega_k$  i  $\Omega_p$  są funkcjami mechanicznego stanu systemu ciał i jako takie są ilościowymi znamionami stanu systemu.

W porównaniu z energią praca jest wielkością mającą zupełnie inny charakter: dla jej wykonania punkty zaczepienia przynajmniej niektórych sił muszą doznać przesunięć, a zatem system ciał musi koniecznien zmienić swój stan mechaniczny. Stąd wynika, że praca nie może być obliczona za pomocą parametrów określających jeden stan ciał pracujących; wobec tego praca nie jest znamieniem ciał. Po wykonaniu praca nie istnieje; pozostają tylko jej skutki.

\*) Zagadnienie komplikuje się nieco, gdy otoczenie działa na rozpatrywany system siłami zdalczymi. Niech bowiem punkt materialny  $A$  działa z dala, np. odpychając, stałą siłą  $F$  na takiż punkt  $B$ , tworząc jego jedyne „otoczenie”. Przyjmując jako układ odniesienia punkt  $A$  obliczymy pracę wykonaną przez otoczenie nad punktem  $B$  jako iloczyn siły zaczepiającej w punkcie  $B$  i jego przesunięcia. Siła, z jaką punkt  $B$  działa na otoczenie, zaczepia w punkcie  $A$ , który przyjęliśmy za nieruchomy, a więc w tym przypadku nie można mówić o pracy siły wywieranej przez punkt  $B$  nad otoczeniem. Jeśli jednak umówimy się, że i w przypadku sił zdalnych czynnych będziemy brali pod uwagę siły wprost przeciwne do sił, z jakimi otoczenie działa na system, ale zaczepiające w tych samych co one punktach, wtedy sprawa znaku pracy będzie jednoznacznie załatwiona.

Gdy obliczając pracę wykonaną przez omawiany zachowawczy system ciał będziemy brali pod uwagę siły wywierane przez system na otoczenie i przesunięcia poszczególnych punktów ciał systemu (a zatem znamiona lub zmiany znamion mechanicznego stanu systemu), wtedy jako wynik obliczenia sumy odpowiednich całek krzywoliniowych dostaniemy „spadek” pewnej funkcji stanu systemu, którą nazwiemy jego energią. W tym przypadku pojęcie pracy wykonanej przez omawiany system jest identyczne z pojęciem „spadku” jego energii, w myśl dialektycznego ujęcia tej sprawy przez Engelsa [6], który mówi: „praca jest to zmiana formy ruchu ujmowana od jej strony ilościowej”.

Jeśli jednak zamiast o algebraicznym „spadku” zechcemy mówić o algebraicznym przyroście energii tego systemu, wtedy praca wykonana przez system i obliczona jak wyżej staje się tylko miarą tego przyrostu, gdyż dopiero wzięta z przeciwnym znakiem równa się przyrostowi energii systemu. Podobnie tylko miarą przyrostu energii systemu pracującego w omawianych warunkach będzie praca, którą po prostu zmierzymy w związku z tym zjawiskiem.

Dla przykładu rozpatrzmy przypadek, gdy punkt materialny  $A$  o masie  $m$  zmienia swój stan mechaniczny pod wpływem drugiego punktu materialnego  $B$ , działającego nań przez bezpośredni styk. Biorąc pod uwagę pracę siły, z jaką punkt  $B$  działa na punkt  $A$  i równy tej pracy przyrost energii kinetycznej punktu  $A$ , mamy przypadek, kiedy praca punktu  $B$  jest miarą przyrostu energii punktu  $A$ . Jeśli jednak w tym samym doświadczeniu obliczymy pracę siły, z jaką punkt  $A$  działa na punkt  $B$ , praca ta będzie identyczna ze spadkiem (algebraicznym) energii kinetycznej punktu  $A$ . Natomiast ta sama praca będzie tylko miarą przyrostu (algebraicznego) energii kinetycznej punktu  $A$ , ponieważ jest wielkością w stosunku do tego przyrostu wprost przeciwną.

Ponieważ praca systemu jest identyczna ze „spadkiem” jego energii, a nie z jego energią, nie można jej uważać za energię [np. 18], tak samo, jak spadku temperatury ciała nie można uważać za temperaturę ciała.

Zważmy teraz, że tak jak udzielając pewnej wielkości jakiejś zmiany dostajemy ostatecznie nową wartość tej wielkości, a nie sumę wyraźnie odgraniczonych: wartości pierwotnej i udzielonej zmiany, tak też po zakończeniu zjawiska dostajemy ostatecznie nową wartość energii systemu, a nie sumę wyraźnie odgraniczonych: pierwotnej wartości tej energii i jej zmiany, które zresztą przy tym samym stanie końcowym, a różnych początkowych, będą za każdym razem inne. Dlatego w danym stanie systemu można mówić między innymi o jego energii, a nie o jej zmianach, ani tym samym o pracy. W związku z tym praca jako zmiana bądź miara zmiany energii nie może być nigdy ostatnim ogniwem

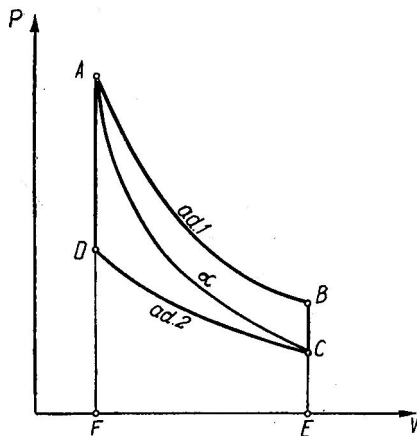


energetycznym zjawiska; natomiast w omawianych przypadkach przez wykonanie pracy równa jej bezwzględnie zmiana (dawka\*) energii przemieszcza się z jednych systemów ciał do innych.

Z naświetlenia wzajemnego stosunku między pracą a energią wynika, że mówić o „zamianie energii na pracę” [np. 18] jest tak samo niewłaściwe, jak byłoby niewłaściwe mówić o zamianie jakiejś wielkości na jej zmianę lub miarę tej zmiany. Natomiast można i należy mówić o wykorzystywaniu energii do wykonywania dodatniej lub ujemnej pracy mechanicznej.

Rozpatrzmy teraz takie wyidealizowane doświadczenie:

Weźmy pod uwagę gaz doskonały, zamknięty w określonej ilości w gładkim cylindrze takimże tłokiem. Początkowy stan tego gazu niech



Rys. 1

będzie scharakteryzowany ciśnieniem  $P_A$  i objętością  $V_A$ . Pozwólmy gazowi rozprężać się powoli, adiabatycznie do stanu  $B(P_B, V_B)$ . W tym celu, zakładając, że materiał cylindra nie przeszkadza działaniom termicznym, musimy całość tak zaizolować, aby wykluczyć te działania między gazem a otoczeniem. Wobec tego gaz i otoczenie mogą działać na siebie tylko mechanicznie, a więc tylko wywierającymi na siebie siłami.

Przy pominięciu sił ciężkości gaz wywiera na tłok i na ścianki cylindra równomiernie rozłożony i wszędzie jednakowo zmienny nacisk, scharakte-

ryzowany ciśnieniem  $P$ . W tych warunkach praca sprężystego odkształcenia gazu będzie, jak wiadomo, równa

$$L_{ad_1 AB} = \int_{ad_1 AB} P dV,$$

a więc równa polu  $ABEFA$  na rys. 1. Chcąc tę pracę obliczyć analitycznie zwróćmy uwagę na znany fakt, że adiabaty gazu doskonałego tworzą rodzinę krzywych politropowych, daną wzorem

$$PV^k = C,$$

\*) Bezwzględną wartość zmiany energii możemy nazywać „dawką” energii.

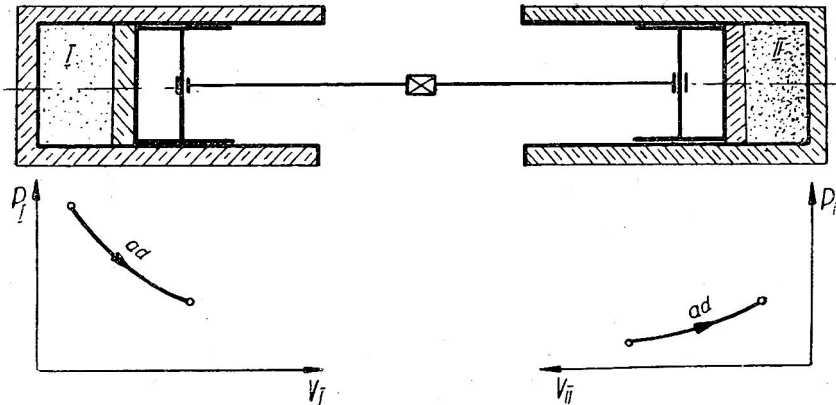
gdzie  $C$  jest parametrem tej rodziny. Uwzględniając tę zależność przy obliczaniu pracy wykonanej przez gaz przechodzący powolną przemianę adiabatyczną, dostaniemy

$$L_{ad_1 AB} = \int_{ad_1 AB} P dV = \frac{1}{k-1} (P_A V_A - P_B V_B) = \frac{P_A V_A}{k-1} - \frac{P_B V_B}{k-1}.$$

Zatem, jak widać, istnieje funkcja

$$U = \frac{PV}{k-1} + C,$$

której spadek między stanami  $A$  i  $B$  danej przemiany adiabatycznej jest identyczny z pracą odkształcenia gazu w czasie tej przemiany. Funkcję tę, odgrywającą w stosunku do pracy adiabatycznego, sprężystego odkształcenia gazu taką samą rolę, jak energia w stosunku do pracy w mechanice ciał sztywnych, nazwiemy energią termodynamiczną lub krócej entermią naszego gazu. Gdy dwa gazy będą w opisany sposób działały na siebie wyłącznie mechanicznie (ewentualnie



Rys. 2

za pomocą odpowiedniej beztarciowej przekładni) (rys. 2), wtedy ich sumaryczna entermia podlega prawu zachowania\*), wykazując przez to taką samą własność, jak energia mechaniczna zachowawczego systemu odosobnionego.

Prowadząc dalej doświadczenie usuńmy izolację naszego cylindra i umieśmy go w otoczeniu o wiele od gazu chłodniejszym. Ustaliwszy

\*) Wynika to stąd, że prace wykonane przez oba gazy mają wartości wprost przeciwne, a więc i zachodzące przy tym przyrosty ich entermii, których miarą są te prace, mają wprost przeciwnie wartości. Wobec tego suma entermii obu gazów pozostaje niezmienną.

tłok poczekajmy, aż na skutek działań termicznych ciśnienie gazu spadnie do wartości  $P_C$ . W czasie tej przemiany izochorycznej  $BC$  gaz nie wykona żadnej pracy, co zdawałoby się uprawniać do mniemania, że jego entermia nie zmienia się. Czy przypuszczenie to jest słuszne, niebawem zbadamy dokładniej.

Po ponownym zaizolowaniu cylindra sprężmy gaz adiabaticznie do początkowej objętości  $V_A$ . Gaz wykona teraz pracę ujemną

$$L_{ad_2 CD} = U_C - U_D.$$

Pracę tę przedstawia na wykresie pole  $CDFEC$ .

Usuując ponownie izolację cylindra i umieszczając go w otoczeniu o dostatecznie wysokiej temperaturze doprowadzmy przez działania termiczne, przy nieruchomym tłoku, ciśnienie gazu do wartości początkowej  $P_A$ ; tym samym zamkniemy obieg  $ABCD A$ , noszący, jak wiadomo, nazwę obiegu Beau de Rochas lub Otto.

Zobaczmy teraz, czy da się utrzymać przypuszczenie, że w czasie zjawisk izochorycznych, wywołanych działaniami wyłącznie termicznymi, entermia gazu nie ulega zmianie.

Jak wyprowadziliśmy, entermia gazu jest funkcją zarówno jego objętości, jak i ciśnienia:

$$U = U(P, V),$$

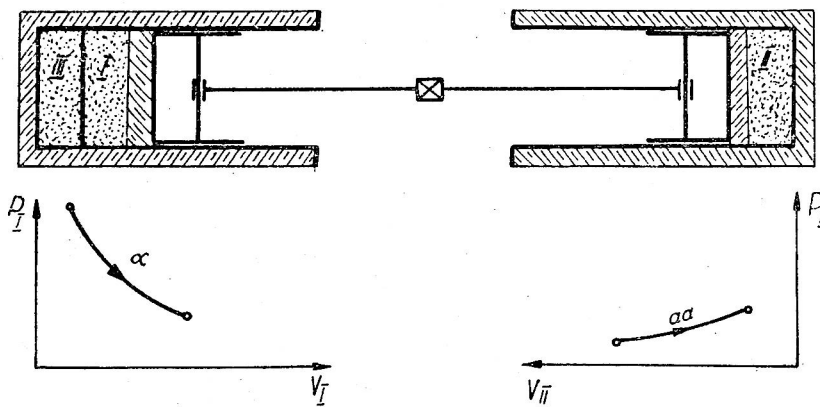
a więc przy stałej objętości, ale przy zmianie ciśnienia gazu, konieczne musi się zmieniać. Wobec tego należy stwierdzić, że wskutek działań czysto termicznych entermia gazu ulega zmianie, podobnie jak na skutek działań mechanicznych.

To niezwykle doniosłe spostrzeżenie wskazuje na możliwość zmieniania przez działania termiczne entermii ciał, a więc znamienia miarodajnego dla pracy wykonywanej w czasie przemian związanych z działaniami czysto mechanicznymi. Jeśli zaś entermia jest samoistną postacią energii, to także zmiany entermii gazów pozostających wyłącznie pod wzajemnymi działaniami termicznymi powinny być wprost przeciwne, tak samo jak w analogicznym przypadku działań czysto mechanicznych. Doświadczenie potwierdza to przypuszczenie, a więc i w tych przypadkach można mówić o zachowaniu sumarycznej entermii działających na siebie gazów.

Rozszerzając zagadnienie musimy z kolei zapytać, czy przy wykluczeniu innych postaci energii lub ich zmian — zachowanie entermii zachodzi w systemie odosobnionym także w przypadku jednoczesności odkształcających działań mechanicznych oraz działań termicznych między ciałami systemu. Aby na to pytanie odpowiedzieć, zrealizujemy taką przemianę  $\alpha$  (rys. 1) między stanami  $A$  i  $C$ , aby nasz gaz ekspandując

po przemianie  $\alpha$ , adiabatycznie komprimował drugi gaz, a jednocześnie pozostawał pod wyłącznym działaniem termicznym trzeciego, przechodzącego przemianę izochoryczną (rys. 3).

Praca gazu przechodzącego przemianę  $\alpha$  (krótko, praca przemiany  $\alpha$ ) nie będzie teraz przedstawiała spadku entermii tego gazu między stanami  $A$  i  $C$ , gdyż spadek ten, przy ustalonych stanach  $A$  i  $C$ , jest ustalony, gdy tymczasem praca przemiany  $\alpha$  między tymi stanami będzie zależała od przebiegu samej przemiany uwarunkowanego doбором działań me-



Rys. 3

chanicznych i termicznych. Używając nomenklatury matematycznej wyrazimy to stwierdzając, że praca przemiany  $\alpha$  będzie z reguły funkcjonalem przemiany.

Praca ta będzie jednak na pewno równa odpowiedniemu przyrostowi  $\Delta U_{II}$  entermii drugiego gazu, komprimowanego adiabatycznie przez badany gaz, tak że

$$\Delta U_{II} = L_{\alpha AC}.$$

Jeśli w omawianym przypadku zachodzi zachowanie sumarycznej entermii gazów, to odpowiedni przyrost  $\Delta U_{III}$  entermii trzeciego gazu, przechodzącego przemianę izochoryczną, musi być algebraicznie równy

$$\Delta U_{III} = -(\Delta U_I + \Delta U_{II}),$$

czyli

$$\Delta U_{III} = U_A - U_C - L_{\alpha AC},$$

co doświadczenie istotnie potwierdza. Tym samym wykazaliśmy ostatecznie, że entermię jako wielkość posiadającą wszystkie zasadnicze atrybuty energii, należy uznać za samoistną postać energii obok tych postaci, które poznaliśmy w mechanice.

Pisząc ostatnie równanie w formie

$$U_A - U_C = L_{aAC} + \Delta U_{III}$$

widzimy, że w przypadku jednoczesności działań mechanicznych i termicznych między gazem a jego otoczeniem, pracę  $L_{aAC}$  gazu należy uznać za równą częściowemu spadkowi entermii tego gazu na przemianie  $a$ , spowodowanemu odkształcającymi gaz działaniami mechanicznymi; resztę całkowitego spadku entermii badanego gazu należy uznać za skutek działań termicznych między gazem a otoczeniem, przy czym spadek ten musi być równy (ew. częściowemu) przyrostowi entermii otoczenia spowodowanemu tymi samymi działaniami.

Pisząc to równanie w formie

$$U_C - U_A = -L_{aAC} - \Delta U_{III}$$

należy  $L_{aAC}$  i  $\Delta U_{III}$  uznać za miary odpowiednich częściowych przyrostów entermii badanego gazu\*).

Uwzględniając powyższe spostrzeżenia oraz dopuszczając jeszcze działania pseudotermiczne możemy z mechaniczną zasadą zachowania energii wyjść poza systemy ciał sztywnych i przenieść ją na razie także na systemy odkształcalnych ciał lotnych z dopuszczeniem działań mechanicznych, termicznych i pseudotermicznych, co stanowi otwarcie wrót na drogę prowadzącą do uogólnienia zasady zachowania energii na wszelkie możliwe systemy i zjawiska.

Do takich wniosków można dojść także bez znajomości analitycznego wyrażenia na entermię. Zakładając istnienie entermii oraz jej wartość w stanie  $A$  dowolnego ciała sprężystego, wykonajmy z nim obieg Otto. Spadki entermii między stanami  $A$  i  $B$  oraz  $D$  i  $C$  założymy jako równe pomierzonym pracom

$$L_{ad_1AB} \quad \text{ i } \quad L_{ad_2DC}.$$

Ponieważ prace te są różne, jak to widać na rys. 1, nie mogą zachodzić równości

$$U_D = U_A,$$

$$U_C = U_B,$$

co prowadzi do wniosku, że w czasie przemian izochorycznych, realizowanych przez działania czysto termiczne, entermia ciał musi się zmieniać.

Założmy dalej, że tym samym ilościowym skutkiem działań termicznych badanego ciała — przechodzącego przemianę izochoryczną —

\*)  $\Delta U_{III}$  jest w stosunku do  $\Delta U_I$  zewnętrznym termicznym odpowiednikiem pracy (por. str. 18).

na wybrane w otoczeniu ciało pomiarowe, przechodzące ściśle określoną przemianę, np. izobaryczną odpowiadają jednakowe spadki entermii naszego ciała, i to bez względu na to, między jakimi stanami odbywa ono przemianę izochoryczną.

W takim razie spadki entermii badanego ciała musimy uznać za proporcjonalne do liczby jednakowych ciał pomiarowych w otoczeniu, które wskutek działań termicznych tego ciała doznały przepisanych zmian swego stanu\*).

Przyjmując te założenia i obserwując w czasie przemian izochorycznych  $AD$  i  $BC$  ilościowe skutki działań termicznych ciała na otoczenie złożone ze ściśle określonych ciał pomiarowych, wyznaczymy stosunek  $m$  spadków entermii tego ciała w czasie tych przemian. Po przeprowadzeniu potrzebnych pomiarów mamy do dyspozycji układ równań:

$$U_A - U_B = L_{ad_1 AB},$$

$$U_D - U_C = L_{ad_2 DC},$$

$$\frac{U_A - U_D}{U_B - U_C} = m,$$

który przy założeniu wartości na  $U_A$  pozwala znaleźć wartości entermii ciała w stanach  $B$ ,  $C$  i  $D$ , a oprócz tego także wartość spadku entermii badanego ciała w czasie jego przemiany izochorycznej, odpowiadającą przepisanej zmianie stanu jednego ciała pomiarowego.

Zrealizujemy teraz przemianę  $\alpha AC$  naszego ciała za pomocą odpowiednich działań mechanicznych oraz działań termicznych potrzebnej do tego ilości wspomnianych ciał pomiarowych. Jeśli algebraiczna suma pomierzonej pracy  $L_{\alpha AC}$  oraz częściowego spadku entermii naszego ciała, o jakim należałoby wnioskować z liczby użytych ciał pomiarowych, okaże się równa znanemu już spadkowi entermii tego ciała  $U_A - U_C$ , co istotnie zajdzie, — wtedy wszystkie nasze wstępne założenia należy uznać za słuszne, a dalsze wnioski uzyskamy na poprzednio wskazanej drodze.

Jeżeli ciał pomiarowych mierzących, na ogół częściowe, spadki entermii innych ciał, wywołane działaniami termicznymi, będzie  $n$ , a algebraiczny spadek entermii badanego ciała, odpowiadający przepisanej zmianie stanu jednego ciała pomiarowego, będzie miał wartość  $H_1$ , wtedy (ewentualnie częściowy) spadek entermii badanego ciała wywołany działaniami termicznymi będzie równy

$$nH_1 = J.$$

---

\*) Takim ciałem pomiarowym będzie np. kalorymetr o ściśle określonym równoważniku wodnym i używany tylko w określonym i zawsze całkowicie realizowanym przedziale temperatury.

Wielkość  $J$  wyraża więc, na ogół częściowy, spadek entermii badanego ciała, wywołany działaniami termicznymi, podobnie jak praca w przypadku działań mechanicznych. Ze względu na podobną rolę tych dwóch wielkości w odniesieniu do zmian entermii, wielkość  $J$  nazwiemy termicznym odpowiednikiem pracy\*).

Ogólnie odpowiednikiem pracy nazwiemy każdą wielkość różną od pracy mechanicznej, która będąc identyczną lub tylko równą całkowitemu lub częściowemu spadkowi energii badanego ciała, spowodowanemu działaniami niemechanicznymi, będzie zarazem miarą odpowiedniego przyrostu tej energii. Znak każdego odpowiednika pracy ustalamy tak, aby z dodatnimi wartościami odpowiednika były związane ujemne wartości przyrostów energii rozważanych ciał. Jeśli wartość odpowiednika pracy określimy w danym przypadku wyłącznie za pomocą wielkości ustalonych w otoczeniu badanego ciała, będziemy go nazywali zewnętrznym odpowiednikiem pracy.

Jako dalszy przykład odpowiednika pracy podamy wielkość

$$-c \int_{\tau_1}^{\tau_2} I^2(\tau) R(\tau) d\tau,$$

która będzie odpowiednikiem pracy w odniesieniu do przewodnika elektrycznego o chwilowym oporze elektrycznym  $R$ , przez który w chwili  $\tau$  przepływa prąd elektryczny o natężeniu  $I$ , ponieważ nie będąc pracą, będzie równa spadkowi energii (entermii) tego przewodnika, wywołanemu pseudotermicznym działaniem prądu elektrycznego\*\*).

Gdy źródłem tego prądu będzie np. akumulator elektryczny, wtedy wielkość

$$c \int_{\tau_1}^{\tau_2} I^2(\tau) R(\tau) d\tau$$

jako równa w tym przypadku (częściowemu) spadkowi energii akumulatora elektrycznego będzie dla niego zewnętrznym odpowiednikiem pracy.

Odpowiednik pracy jest sprecyzowaniem i uogólnieniem pojęcia „mechanicznego równoważnika skutku wywołanego na zewnątrz systemu”, które zostało użyte przez M. Plancka [19] w jego definicji energii.

\*) Gdy badane ciało będzie działało termicznie tylko na tak dobraną liczbę  $n$  jednostek ilościowych wody, aby ta zmieniła np. izobarycznie swoją temperaturę między 14,5 a 15,5 °C, albo swój stan skupienia, wtedy  $H_1$  będzie miało wartość częściowego lub całkowitego spadku entermii ciała, związanego z tym działaniem na jednostkową ilość wody, a także wartość częściowego przyrostu entermii tej ilości wody, wywołanego tymi działaniami termicznymi.

\*\*) Stała  $c$  jest zamiennikiem dzuła na kilogramometry.



Ponieważ termin „równoważnik pracy” jest powszechnie używany w odniesieniu do zamiennika kilogramometra na inne jednostki, wobec tego użycie tego terminu dla naszego „odpowiednika pracy” prowadziłoby do nieporozumienia, które też istotnie ma miejsce w objaśnieniu przez Plancka „mechanicznego równoważnika” skutku działań termicznych. Planck [20] pisze: „Kiedy jednak skutek zewnętrzny ma naturę termiczną... wtedy zakłada się mechaniczny równoważnik tego zewnętrznego skutku jako równy ilości kalorii... pomnożonej jeszcze przez... tzw. mechaniczny równoważnik ciepła” (podkreślenia moje).

Ze względu na zasadę zachowania energii każdy zewnętrzny odpowiednik pracy musi oczywiście wyrażać także częściowy przyrost energii otoczenia, odpowiadający danemu (ewentualnie częściowemu) spadkowi energii rozpatrywanego ciała (por.  $\Delta U_{III}$  na str. 16), a przy wymianie zmian energii między badanym ciałem (systemem ciał) i otoczeniem zmiany energii ciała muszą się dać zawsze wyrazić za pomocą prac otoczenia i zewnętrznych odpowiedników pracy.

Wykazawszy ogólnie istnienie postaci energii, którą nazwaliśmy entermią, zbadajmy teraz słuszność spotykanego twierdzenia, że w czasie przemiany adiabatycznej ulega zmianie inna postać energii [29] (mechaniczna, objętościowa) aniżeli w czasie przemiany izochorycznej (ciepła, termiczna). Umówiwszy się, że zgodnie z intuicyjnym wyczuciem istoty rzeczy postacią energii mamy prawo nazwać w razie potrzeby tylko taką addytywną część całkowitej energii systemu ciał, która jest całkowicie niezależna od reszty takich części (a więc której wartość może pozostać niezmienną przy dowolnym zmienianiu każdej z osobna i wszystkich razem pozostałych addytywnych części energii\*), możemy natychmiast wykazać nieprawdziwość tego twierdzenia. Po pierwsze, wszystkie dotychczasowe rozważania nad energią gazu dotyczyły ciągle tej samej funkcji  $U$  stanu gazu, a więc już z założenia wynika, że stale mieliśmy do czynienia z jedną i tą samą „postacią energii”. Po drugie, gdyby takie twierdzenie było słuszne, wtedy postać energii gazu, z której zmianą mamy do czynienia w czasie przemian adiabatycznych, nie mogłaby się zmieniać w czasie przemian izochorycznych; wtedy wartość tej postaci energii w stanach  $B$  i  $C$  (lub w stanach  $D$  i  $A$ ) opisanego obiegu Otto byłaby taka sama. To prowadziłoby do nieprawdziwego wniosku, że wartości prac  $L_{ad_1AB}$  i  $L_{ad_2DC}$  byłyby sobie równe. Wobec tego, zarówno w czasie opisywanych przemian adiabatycznych jak i izochorycznych, a więc na skutek odkształcających działań mechanicznych jak i działań termicznych (bądź pseudoter-

\*) Taka definicja postaci energii wyklucza niebezpieczeństwo kilkakrotnego uwzględnienia w bilansie tej samej części energii systemu.

micznych) zmienia się jedna jedyna i zawsze ta sama postać energii ciała, którą nazwaliśmy entermią (dokładną definicję entermii podamy później). Jak każda postać energii, entermia jest ilościowym znamiem stanu.

Ta postać energii, oznaczana zwykle symbolem  $U$ , nosi powszechnie miano „energii wewnętrznej”, co naszym zdaniem nie jest słuszne; bo czyż energia potencjalna systemu dwu przyciągających się wzajemnie ciał sztywnych, czy też energia naładowanego kondensatora elektrycznego, albo energia jądrowa nie jest także „energiją wewnętrzną” tych systemów? Termin „energia wewnętrzna” ma więc znaczenie ogólniejsze i obok entermii  $U$  obejmuje także inne postacie energii. Wprowadzenie słowa „entermia” umożliwia rozróżnienie tych pojęć, a nie będąc gorsze od *en-ergii*, entropii czy entalpii, pozwala jeszcze utworzyć przymiotnik „entermiczny”, którego brak odczuwa się przy używaniu określenia „energia wewnętrzna”; np. przemianę przy  $U = \text{const.}$  łatwo nazwiemy izoentermiczną lub izentermiczną, a jej obraz geometryczny izentermą.

W wyniku poprzednich rozważań można dla jakiejś przemiany  $\alpha$  ciała między stanami  $M$  i  $N$  napisać

$$\Delta U_{MN} = \Delta' U_{\alpha MN} + \Delta'' U_{\alpha MN},$$

gdzie  $\Delta U_{MN}$  oznacza całkowity (algebraiczny) przyrost entermii  $U$  ciała między stanami  $M$  i  $N$ ;  $\Delta' U_{\alpha MN}$  częściowy przyrost tej entermii między tymi stanami, spowodowany sprężyscie odkształcającymi ciało działaniami mechanicznymi w czasie przemiany  $\alpha$ ;  $\Delta'' U_{\alpha MN}$  częściowy przyrost entermii ciała między tymi stanami, spowodowany działaniami termicznymi i pseudotermicznymi w czasie tej przemiany (działania mechaniczne trwale odkształcające ciało zaliczymy do działań pseudotermicznych, a więc zmiany entermii ciała spowodowane i mierzone pracą odkształcenia trwałego zaliczymy do  $\Delta'' U_{\alpha MN}$ ). Te z reguły częściowe przyrosty entermii ciała oznaczymy przez  $(E_{\alpha MN})$  i  $(Q_{\alpha MN})$ , przy czym podkreślamy ich zupełną równorzędność i ten sam charakter jako wielkości.

Projektując między tymi stanami  $M$  i  $N$  inną przemianę, np.  $\beta$ , dostaniemy oczywiście ten sam całkowity przyrost entermii  $\Delta U_{MN}$ , ale w ogólności inne  $E_{\beta MN}$  i  $Q_{\beta MN}$ . Ogólnie więc będziemy pisali

$$\Delta U_{MN} = E_{\xi MN} + Q_{\xi MN},$$

albo używając zamiast  $E_{\xi MN}$  jego miary, tj. pracy mechanicznej

$$\Delta U_{MN} = -L_{\xi MN} + Q_{\xi MN},$$

gdzie  $L_{\xi MN}$  jest pracą sprzężystego odkształcenia ciała\*).

Stosując ostatni zapis musimy go uznać za mniej wymowny, gdyż całkowity przyrost entermii ciała wyrażamy w nim przez częściowy przyrost entermii  $Q_{\xi MN}$  i przez miarę pozostałego częściowego przyrostu entermii. Podkreślamy, że wszystkie omawiane tu wielkości są wyrażone za pomocą tej samej jednostki, tj. kilogramometra.

Z poprzednich rozważań wynika, że oba częściowe przyrosty entermii, tzn.  $E_{\xi MN}$  i  $Q_{\xi MN}$  są funkcjonalami przemiany ciała, co pociąga za sobą określone konsekwencje. Mianowicie:

1) w danym stanie ciała, rozpatrywanym w oderwaniu od innych, można mówić o entermii, natomiast nie można mówić ani o jej całkowitych, ani o częściowych przyrostach, a więc o

$$\Delta U_{MN}, E_{\xi MN}, Q_{\xi MN};$$

2) ze względu na charakter energii i zasadę jej zachowania można ostatecznie przez analogie substancjonalne mówić potocznie o zasobach i zasobnikach energii, natomiast nie miałoby żadnego sensu mówić w ten sposób o całkowitych lub częściowych przyrostach entermii. Dawki entermii mogą być bowiem przekazywane przez jedno i to samo ciało na ogół albo przez działania mechaniczne jako  $E_{\xi MN}$ , albo przez działania termiczne jako  $Q_{\xi MN}$ ;

3) aby wykluczyć niedopuszczalne analogie substancjonalne, zamiast mówić o ruchu przyrostów entermii lepiej mówić o ich wymianie między ciałami, a zamiast o ich doprowadzaniu lub odprowadzaniu o przekazywaniu lub udzielaniu ciałom dodatnich lub ujemnych przyrostów entermii.

Jeśli nasze wypowiedzi o przyrostach entermii są słuszne, to przecież nie zmienimy swoich poglądów na ich istotę, gdy spostrzeżemy, że  $Q_{\xi MN}$  zdefiniowane poprzednio pod postacią  $\Delta'' U_{\xi MN}$  jest nieczym innym, jak tzw. ciepłem przemiany  $\xi$  ciała. A czy wobec tego można mówić o cieple w danym stanie, o zasobach i zasobnikach ciepła itp.? Jak wreszcie ocenić spotykany [np. 5] zapis:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta L,$$

\*) Używając znaczka  $\xi MN$  podkreślamy możliwość projektowania różnych przemian między dwoma ustalonymi stanami  $M$  i  $N$ . Używając znaczka  $\pi XY$  będziemy podkreślali możliwość swobodnego obioru stanów  $X$  i  $Y$  na ustalonej przemianie  $\pi$ .

który przecież znaczy

$$\Delta\Delta''U = \Delta U - \Delta\Delta'U,$$

a nie jak ma być

$$\Delta''U = \Delta U - \Delta'U.$$

Spróbujmy ustalić genezę tych nieprawidłowości.

W parę lat po ostatecznym obaleniu hipotezy fluidu cieplnego Clausius [3] podał równanie, które przy użyciu naszych symboli miałoby postać

$$Q_{\xi MN} = U_N - U_M + L_{\xi MN},$$

tłumacząc  $U$  jako sumę  $(H+J)$  kinetycznej i potencjalnej energii systemu drobin i eteru tworzących ciało. Kinetyczną energię  $H$  nazwał Clausius „ciepłem istotnie zawartym w ciele”, zaś  $Q_{\xi MN}$  „ciepłem doprowadzonym” bądź odprowadzonym. Wypisując to równanie w postaci

$$Q_{\xi MN} = (H_N - H_M) + (J_N - J_M) + L_{\xi MN}$$

spostrzegamy łatwo, że „ciepło doprowadzone”  $Q_{\xi MN}$  tylko wyjątkowo będzie równe przyrostowi „ciepła  $H$ , istotnie zawartego w ciele”, a poza tym istnieje między nimi bardzo luźny związek. Z równania wynika, że np. z ciała można „odprowadzić” w czasie przemiany  $\xi$  znacznie więcej ciepła niżby to wynikało ze zmiany ciepła „istotnie zawartego w ciele”. Prócz tego o cieple „ $H$ ” informuje nas nasz zmysł temperatury i termometr; pomiar ciepła  $Q$  to sprawa kalorymetryczna.

Mimo zasadniczych różnic między pojęciami „ciepła  $H$ ”, ciepła  $Q$  i entermii  $U$  omawia się je nieraz tak, jakby różnice te nie istniały\*), a wszystkim tym wielkościom można było przypisywać własności dawnego fluidu cieplnego. Skutecznym sposobem zwalczenia tego pomieszania pojęć byłoby wprowadzenie nowego słownictwa. Dlatego, jeśli dla uniknięcia nieporozumień będzie to potrzebne, proponujemy  $E_{\xi MN}$  nazywać ergenem, zaś  $Q_{\xi MN}$  termenem przemiany  $\xi$  ciała między stanami  $M$  i  $N$ . Ze względu na ważność sprawy podamy jeszcze raz *in extenso* definicję ergenu i terminu przemiany ciała:

Ergen przemiany  $\xi$  ciała między stanami  $M$  i  $N$  jest to częściowy na ogół przyrost entermii ciała odbywającego przemianę  $\xi$  między tymi stanami, spowodowany mechanicznymi, sprężyscie odkształcającymi działaniami otoczenia na ciało.

Termen przemiany (ciepło przemiany)  $\xi$  ciała między stanami  $M$  i  $N$  jest to częściowy na ogół przyrost entermii ciała odbywającego przemianę  $\xi$  między tymi stanami, spowodowany termicznymi i pseudotermicznymi działaniami otoczenia na ciało.

\*) Przykłady podano na początku pracy.

Jak z tych definicji wynika, ani ergen, ani termen przemiany nie mogą być traktowane jako energia, lecz tylko i wyłącznie jako zmiany energii ciał i ich systemów.

W rozważaniach naszych doszliśmy tak daleko, że możemy odważyć się na próbę ostatecznego zdefiniowania energii i szczególnej jej postaci — entermii. Biorąc pod uwagę system ciał\*) będziemy mogli powiedzieć, że energia systemu ciał jest jego ilościowym znamieniem stanu\*\*), którego przyrost między dwoma stanami systemu musi być równoważny algebraicznej sumie wziętych ze znakiem przeciwnym:

1) prac wykonanych przez system względem otoczenia podczas dowolnego zjawiska między tymi stanami, oraz

2) wszystkich zewnętrznych odpowiedników pracy, określonych wtedy względem systemu w związku z niemechanicznymi działaniami na siebie systemu i otoczenia.

Z podanej definicji energii można wysnuć następujące wnioski:

a) z uwagi na to, że energia jest ilościowym znamieniem stanu systemu ciał, jej wartość jest w każdym stanie systemu jednoznacznie określona. Mając w danym stanie systemu wartość różną od zera, energia nie może bez zmiany stanu systemu przyjąć wartości zerowej, ani będąc zerem wartości różnej od zera;

b) jeśli w przypadku odosobnienia systemu nie mogą mieć miejsca żadne działania między systemem i jego otoczeniem, a więc i działania związane z wykonaniem przez system pracy zewnętrznej lub przyjęciem przez odnośne zewnętrzne odpowiedniki pracy wartości różnych od zera, to wobec tego energia systemu odosobnionego nie może ulegać zmianie;

c) ponieważ po wykluczeniu z otoczenia rozpatrywanego systemu wszystkiego, co nie bierze udziału w danym zjawisku, system ten wraz z aktywnym otoczeniem tworzy system odosobniony o niezmienniej energii, zatem jakakolwiek zmiana energii rozpatrywanego systemu musi pociągnąć za sobą wprost przeciwną zmianę energii jego aktywnego otoczenia;

d) z tego, że dla określenia przyrostu energii systemu między dwoma stanami jest obojętny charakter zjawiska, jakie w tym celu ewentualnie zaprojektujemy, wynika, że energia jest znamieniem stanu o ogólnym

\*) Do „systemu ciał” należy w razie potrzeby wliczać też „materię polową” zgodnie z następującą wypowiedzią Engelsa w *Dialektyce przyrody* (str. 60): „Cała dostępna nam przyroda stanowi pewien system, pewien układ powiązanych ze sobą ciał, przy czym przez ciała rozumiemy tu wszystkie twory materialne, poczynając od gwiazd a kończąc na atomie, a nawet na cząstce eteru, jeśli uznamy jego istnienie”.

\*\*) Podkreślając w definicji energii, że jest ona znamieniem systemu ciał, nie dopuszczamy przez to do powstania zwalczanego przez Engelsa „pozornego wrażenia, jakoby energia była czymś w stosunku do materii zewnętrznym, czymś nadanym jej z zewnątrz” (l. c., str. 72).

znaczeniu, nie związanym z typem przemiany. Tym różni się od np. tzw. „energii swobodnej”, która jest wprawdzie znamieniem stanu, ale przydatnym tylko do obliczania samej pracy ściśle określonej przemiany\*).

Nasza definicja energii daje to wszystko, co dają różne wypowiedzenia zasady zachowania energii, a więc zawiera ją w sobie. Przy odpowiednim zdefiniowaniu energii można jej nie wypowiadać, co jednak staje się konieczne, gdy trzeba osobno omówić własności energii nie wynikające z jej definicji. Taką np. definicją, która nawet łącznie z zasadą zachowania energii nie wystarcza, jest znane określenie energii jako „zdolności do wykonywania pracy”; na ogół bowiem energia jest „zdolnością” także do innych działań niż mechaniczne.

Z kolei: entermia systemu ciał jest taką postacią energii, której przyrost między dwoma stanami systemu musi się dać urzeczywistnić, między innymi także tylko przez działanie odkształcające ciała systemu oraz przez działania termiczne (pseudotermiczne\*\*) i wtedy jest równoważny algebraicznej sumie wziętych ze znakiem przeciwnym:

1) prac odkształcenia sprężystego ciał systemu, wykonanych przez nie podczas takiego zjawiska,

2) prac odkształcenia trwałego ciał systemu i innych prac o skutkach termicznych, oraz termicznych i pseudotermicznych odpowiedników pracy, określonych względem ciał systemu dla tego zjawiska.

Biorąc pod uwagę definicję „postaci energii” i „entermii” musimy dojść do przekonania, że pojęcie entermii obejmuje szereg pseudopostaci energii, jak tzw.

energię odkształcenia,  
energię termiczną,  
energię powierzchniową,  
energię chemiczną,  
energię zjonizowania,

wyróżnianych w związku z różnym charakterem zachodzących zjawisk, wywoływanych jednak takimi samymi działaniami i określonych zmianami tych samych parametrów. Wobec braku anali-

---

\*) W związku z tym warto jeszcze raz uświadomić sobie ewolucję pojęcia energii, jaką pokazaliśmy w naszych rozważaniach. Poznaliśmy ją jako funkcję stanu służącą do obliczania pracy przemian systemów zachowawczych, przy wykluczeniu działań niemechanicznych. Później okazało się jednak, że ta sama funkcja nadaje się także do ilościowego ujmowania skutków działań czysto termicznych. W następstwie zaś tego energia nabrała charakteru wielkości o bardzo ogólnym znaczeniu.

\*\*) Entermię można niekiedy zmieniać przez działania różne od odkształcających i termicznych (przykład: rozkład wody przez elektrolizę).

tycznej podstawy do wyróżniania takich postaci energii nazwaliśmy je „pseudopostaciami”. Uznając pewną praktyczną korzyść z ich wyróżniania nie należy jednak zapominać, że w zasadzie nie mają one racji bytu.

Wyniki dotychczasowych rozważań zmuszają nas do zrewidowania słuszności wielu używanych dotychczas definicji, określeń i opisów istoty zjawisk. Na przykład tzw. cieplny równoważnik pracy mechanicznej

$$A = \frac{1}{426,782} \text{ kcal/kGm}$$

jest po prostu zamiennikiem kilogramometra, tzn. jednostki, za pomocą której mierzymy zwykle nie tylko pracę, lecz także energię, ergen i moment siły na inne jednostki, kilokalorie, za pomocą których zwykle określaliśmy nie tylko ciepło (termen), lecz także entermię i entalpię. Oczywiście wszystkie te wielkości można i należałoby określać za pomocą albo tylko kilogramometra albo tylko kilokalorii; ta ostatnia jednostka, poza tradycją, nie ma właściwie podstawy istnienia.

Rozpowszechnione nazywanie ciepła przemian izotermicznych „ciepłem utajonym” jest nieporozumieniem. Ciepło to bynajmniej nie utaja się przed przyrządem służącym do pomiaru ciepła, tj. przed kalorymetrem; mówiąc zaś o nim, że utaja się przed termometrem, popełnia się taki sam błąd, jaki popełniałoby się mówiąc np. o utajaniu się temperatury przed elektroskopem.

Tak zwane silniki cieplne przeważnie nie są takimi. W maszynie parowej tłokowej, w turbinie parowej, w silniku spalinowym, a więc w silnikach przepływowych nie tylko nie wykorzystujemy jakiegoś ciepła  $Q$  udzielonego czynnikom pracującym w czasie ich przebywania w silniku, lecz owszem, najchętniej widzielibyśmy, aby procesy w tych silnikach odbywały się ściśle adiabatycznie. Są to więc w zasadzie silniki entermiczne\*). Natomiast silnikami cieplnymi są tylko silniki obiegowe, których w rzeczywistości nie buduje się (co innego cieplne urządzenia obiegowe)\*\*).

Przy omawianiu urządzeń chłodniczych mówi się o „ruchu ciepła wbrew spadkowi temperatury”\*\*\*). Tymczasem nic podobnego nie zachodzi. Ciepło jest przekazywane całkiem normalnie czynnikowi chłodniczemu przez ciała chłodzone, a więc w kierunku spadku temperatury; podobnie sprężony czynnik przekazuje zupełnie normalnie ciepło wodzie chłodzącej.

\*) A jeszcze ściślej: silniki entalpowe.

\*\*) Prof. A. Piekara zwrócił uwagę na niewłaściwość także terminu „silnik”, nawiązującego do słowa siła.

\*\*\*) Jest to następstwem clausiusowego sformułowania II zasady termodynamiki.



Wprawdzie ostatecznie dawka entermii ciał chłodzonych zostaje przekazana cieplejszej od nich wodzie chłodzącej czynnik w skraplaczu, ale nie dzieje się to przez bezpośrednie działania termiczne, a więc nie ma mowy o żadnej wymianie ciepła między tymi ciałami.

Z powyższego wynika, że tzw. pompa ciepła jest naprawdę pompą entermiczną.

Przy spalaniu izochoryczno-adiabatycznym mówi się o wywiązaniu się ciepła kosztem energii chemicznej reagujących ciał. Tymczasem sprawę należy ująć tak, że jeśli np. spalanie odbywa się izochorycznie i adiabatycznie, wtedy entermia systemu reagujących ciał nie ulega zmianie; natomiast zjawisko przebiega w ten sposób, że trwały stan końcowy systemu jest scharakteryzowany temperaturą wyższą od początkowej. Dopiero gdy zechcemy ochłodzić produkty reakcji, przekazując część ich entermii innym ciałom przez działania termiczne, wtedy będzie można mówić o cieple, przekazanym przez spaliny otoczeniu. Jeszcze mniej przekonywające jest mówienie o pochłanianiu ciepła w czasie izobaryczno-adiabatycznych zjawisk endotermicznych (np. rozpuszczanie się salmiaku w wodzie).

Nowe ujęcie podstawowych pojęć pociąga za sobą konieczność nowego naświetlenia sprawy układania bilansów energetycznych. Zgodnie z zawartą umową, że w zasadzie nawiązujemy w naszych rozważaniach do rozpatrywanego ciała lub systemu, podstawowe równanie bilansu energetycznego napiszemy w postaci

$$\Delta\Omega = \sum_{XY}^n \Delta_{XY}\Omega,$$

co czytamy:

całkowity przyrost energii systemu między stanami  $X$  i  $Y$  równa się sumie wszystkich częściowych przyrostów energii tego systemu między tymi stanami.

W szczególnym przypadku równanie to przechodzi w równanie wyrażające tzw. I zasadę termodynamiki.

W zależności od zagadnienia, częściowe przyrosty  $\Delta\Omega_{XY}$  energii systemu mogą być wyrażane:

a) wyłącznie za pomocą znamion lub innych wielkości, związanych z systemem,

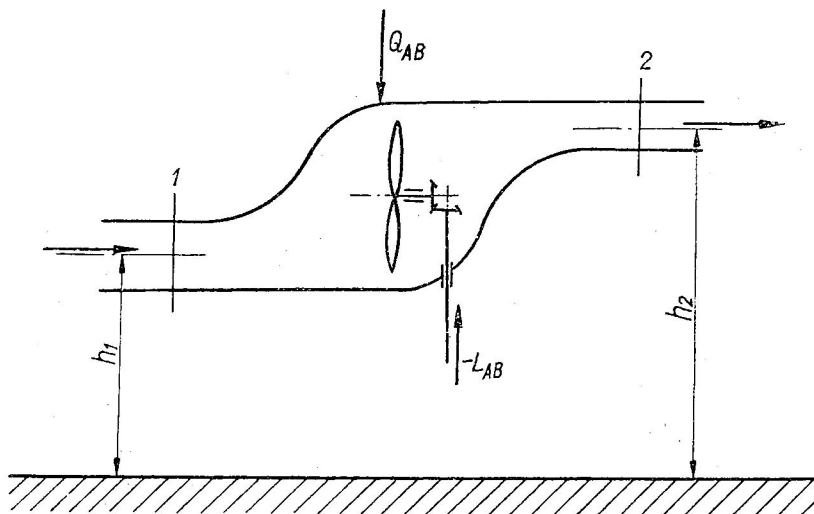
b) wyłącznie za pomocą częściowych spadków energii otoczenia, odpowiadających tym przyrostom, do czego upoważnia nas zasada zachowania energii,

c) wreszcie przez wykorzystanie obu poprzednich możliwości.

W przypadku systemu zamkniętego, a więc nie wymieniającego z otoczeniem substancji, omawiane przyrosty mogą być skutkami tylko

wzajemnych działań między systemem i otoczeniem lub między poszczególnymi składnikami systemu; ale jeśli system będzie otwarty, a więc będzie stanowił pewną ograniczoną część przestrzeni, która z otoczeniem może wymieniać substancję, wtedy zmiany energii systemu mogą być powodowane także tą wymianą. Dla przykładu rozpatrzmy taki przypadek:

Niech systemem otwartym będzie część gładkiego, termicznie nie izolowanego rurociągu, ograniczona przekrojami 1 i 2 (rys. 4). Niech



Rys. 4

do tej części rurociągu wpłynie w pewnym czasie przekrojem 1 pewna ilość substancji o ciężarze  $G_1$ , a przekrojem 2 niech wypłynie ilość substancji o ciężarze  $G_2$ . Między przekrojami 1 i 2 działamy na przebywającą w nim substancję termicznie a także mechanicznie, np. za pomocą odpowiedniego wirnika. Na całkowity przyrost energii rozpatrywanego systemu otwartego między stanami A i B złożą się następujące przyrosty częściowe:

$${}^1\Delta\Omega_{AB} = G_1 h_1 \quad \text{spowodowany wpłynięciem do systemu substancji o energii potencjalnej } G_1 h_1;$$

$${}^2\Delta\Omega_{AB} = G_1 \frac{w_1^2}{2g} \quad \text{spowodowany wpłynięciem do systemu substancji o energii kinetycznej } G_1 \frac{w_1^2}{2g};$$

$${}^3\Delta\Omega_{AB} = U_1 \quad \text{spowodowany wpłynięciem do systemu substancji o entropii } U_1;$$

- ${}^4\Delta\Omega_{AB}=P_1V_1$  spowodowany wykonaniem przez system ujemnej pracy wtłoczenia substancji o objętości  $V_1$  przez przekrój, w którym ciśnienie równa się  $P_1$ ;
- ${}^5\Delta\Omega_{AB}=Q_{AB}$  spowodowany działaniami termicznymi między systemem a otoczeniem (gdyby rurociąg był szorstki,  $Q_{AB}$  byłoby tylko częścią ciepła przemiany  $Q_{\pi AB}$  systemu, które byłoby większe od  $Q_{AB}$  o ciepło wynikłe z działań pseudotermicznych. W gładkim rurociągu  $Q_{AB}$  równa się  $Q_{\pi AB}$ );
- ${}^6\Delta\Omega_{AB}=-L_{AB}$  spowodowany wykonaniem przez system względem otoczenia pracy  $L_{AB}$  (obliczonej z pominięciem prac wtłoczenia i wytłoczenia substancji);
- ${}^7\Delta\Omega_{AB}=-G_2h_2$  spowodowany wypłynięciem z systemu substancji o energii potencjalnej  $G_2h_2$ ;
- ${}^8\Delta\Omega_{AB}=-G_2\frac{w_2^2}{2g}$  spowodowany wypłynięciem z systemu substancji o energii kinetycznej  $G_2\frac{w_2^2}{2g}$ ;
- ${}^9\Delta\Omega_{AB}=-U_2$  spowodowany wypłynięciem z systemu substancji o entermii  $U_2$ ;
- ${}^{10}\Delta\Omega_{AB}=-P_2V_2$  spowodowany wykonaniem przez system dodatniej pracy wytłoczenia substancji o objętości  $V_2$  przez przekrój, w którym ciśnienie równa się  $P_2$ .

Ostatecznie

$$\Delta\Omega_{AB}=\sum_{i=1}^{10}{}^i\Delta\Omega_{AB}.$$

Aby przepływ był ustalony, potrzeba (lecz nie wystarcza) aby

$$\Delta\Omega_{AB}=0.$$

Podkreślamy, że używanych zwykle [np. 18] w stosunku do wszystkich wymienionych przyrostów energii systemu terminów „energia doprowadzona” bądź „energia odprowadzona” można ostatecznie używać, ale tylko w stosunku do wielkości wyrażających przyrosty 1, 2, 3 i 7, 8, 9, gdyż o doprowadzaniu lub odprowadzaniu, a ogólnie o ruchu energii można mówić tylko wtedy, gdy ta porusza się wraz z materią, którą znamionuje. Gdy materia nie porusza się, wtedy jej energia, jako jej znamię, także się nie porusza; natomiast może doznawać zmian swojej wartości.

Gdy zmiany te przemieszczają się w spoczywającej zasadniczo materii z miejsca na miejsce, możemy mówić o przemieszczaniu się lub ruchu, ale nie energii, lecz tych zmian ewentualnie dawek energii. Ten przypadek należy rozumieć analogicznie do np. rozchodzenia się fali poprzecznej w nie płynącym ośrodku. Wyrażenia na przyrosty energii rozpatrzonego wyżej systemu otwartego, oznaczone cyframi 4, 5, 6, 10, są właśnie takimi wyrażeniami, których nie należy w żadnym przypadku nazywać energią doprowadzoną czy odprowadzoną.

Przyrosty energii systemu, związane z dopływem substancji oraz wynikię z działań pseudotermicznych, są zawsze dodatnie. Przyrosty energii systemu związane z wypływem substancji są zawsze ujemne. Inne przyrosty trzeba traktować jako wielkości algebraiczne, które przy układaniu równań ogólnych należy przyjmować za dodatnie.

Na zakończenie tego rozdziału chcemy wskazać na dodatnie strony odmiennego niż zwykle potraktowania niektórych podstawowych zagadnień fizyki.

1. Podkreślając, że analitycznie definiuje pracę suma odpowiednich całek krzywoliniowych, pokazaliśmy organiczny związek między pracą a energią, z drugiej zaś strony zasadnicze między nimi różnice.

2. Wprowadzając do podstawowych rozważań obieg Otto, wykazaliśmy naprzód nieodparcie, że przez sprężyscie odkształcające działania mechaniczne oraz przez działania termiczne zmienia się ta sama postać energii ciał, a potem przez rozpatrywanie skutków działań termicznych, bez powoływania się na pseudotermiczne działania mechaniczne, wyjaśniliśmy, co właściwie oznacza termin „ciepło”. Przez takie ujęcie zagadnienia uzyskaliśmy podkreślenie zupełnej równorzędności przyrostów entermii ciała wywołanych przez mechaniczne działania odkształcające i działania termiczne, nie natknąwszy się nawet na problem ewentualnie różnych jednostek, którymi należałoby mierzyć oba te przyrosty. Tym samym uniknęliśmy potrzeby wprowadzania jakichkolwiek równoważników w rodzaju *A*.

3. Wprowadzenie pojęcia odpowiednika pracy pozwoliło na podanie ścisłych użytkowych definicji energii i entermii.

4. Zdanie sobie sprawy z istoty pojęcia ciepła i jego stosunku do entermii umożliwiło sprostowanie wielu rozpowszechnionych nieścisłości.

5. Zdefiniowanie postaci energii doprowadziło do stwierdzenia jedności wielu niesłusznie wyróżnianych jej postaci, przez co pojęcie energii ujednoliciło się jeszcze bardziej.

6. Jak zobaczymy w następnym rozdziale, osiągnięcia te stwarzają pomost, prowadzący do właściwego wypowiedzenia tzw. pierwszej zasady termodynamiki.

Na koniec należałoby może zwrócić uwagę na to, że użyta droga dojścia do omawianych podstawowych pojęć fizycznych jest wprowadzie różna od historycznej, ale może bardziej od niej naturalna.

### III. PIERWSZA ZASADA TERMODYNAMIKI

Jednym z odkryć ukazujących prawdziwe oblicze natury było w swoim czasie stwierdzenie energetycznego charakteru zjawisk „cieplnych”. Rozumując poprawnie musimy dojść do przekonania, że miejsce „fluidu cieplnego” zajęła nasza entermia (nie „ciepło”), a „ciepło” jest jej przyrostem, wywoływanym przez działania termiczne i pseudotermiczne. Te właśnie prawdy, wyrażone równaniem

$$U_M - U_N = Q_{\varepsilon MN} + E_{\varepsilon MN}$$

stały się podstawą nowej gałęzi wiedzy, tzn. termodynamiki i dlatego naszym zdaniem one stanowią treść tzw. pierwszej zasady termodynamiki (I. z. t.), którą wypowiemy tak:

Wszystkim ciałom należy przypisać postać energii nazwaną entermią, której zmiany przejawiają się zasadniczo jako ergen i ciepło przemiany (termen przemiany\*).

Nie możemy uznać słuszności rozpowszechnionego [np. 26] utożsamiania I. z. t. z zasadą zachowania energii, której przy odpowiednim zdefiniowaniu energii można nawet nie wypowiadać, czego nigdy nie można twierdzić o I. z. t. Gdyby się bowiem okazało, że zwolennicy fluidu cieplnego mieli rację\*\*), wtedy nie byłoby I. z. t. i brakłoby podstawy do stworzenia termodynamiki, a mimo tego zasada zachowania energii miałaby zastosowanie, choć w stosunku do pewnej ograniczonej kategorii zjawisk. Poza tym zasada zachowania energii omawia własności całkowitej energii systemów, podczas gdy I. z. t. stwierdza tylko istnienie pewnej postaci energii, którą jak każdą inną postać energii musimy uwzględniać w bilansach energetycznych.

Jeśli równanie

$$Q_{XY} = U_Y - U_X + AL_{XY}$$

traktować jako równanie wyrażające zasadę zachowania energii, wtedy

1) przez  $U$  musimy rozumieć całkowitą energię rozpatrywanego systemu, a więc sumę wszystkich możliwych w systemie postaci energii,

2) przez  $-L_{XY}$  należy rozumieć spadek (lub miarę spadku) energii otoczenia, spowodowany wszystkimi działaniami mechanicznymi oto-

\*) Takie ujęcie I. z. t. odpowiada w swej istocie pierwszemu aksjomatowi Carathéodory'ego [2].

\*\*) Wtedy oczywiście zjawiska niejednokrotnie wyglądałyby inaczej niż wyglądają i nie obserwowanoby faktów, które naprowadziły na zmianę tych zapatrywań.

czenia na rozpatrywany system, a więc także działaniami mechanicznymi o skutkach termicznych;

3) przez  $Q_{XY}$  trzeba rozumieć spadek (lub miarę spadku) energii otoczenia, jaki wynika z działań termicznych i niemechanicznych pseudotermicznych otoczenia na rzecz rozpatrywanego systemu;

4) równanie to wyklucza inne sposoby zmieniania energii systemu aniżeli przez zewnętrzne działania mechaniczne, termiczne i pseudotermiczne.

Takiej interpretacji tego równania nie spotykamy; ostatnie zastrzeżenie jest przy tym niedopuszczalne w odniesieniu do ogólnego równania wyrażającego zasadę zachowania energii, a stąd wynika, że powyższe równaie jest traktowane w przyjętym przez nas, mniej ogólnym sensie.

Wypowiadanie I. z. t. jako „zasady równoważności ciepła i pracy” jest zbyt ogólnikowe i łatwo prowadzi do błędów; poza tym nie podkreśla istoty zagadnienia.

Podobnie wydaje się niesłuszna definicja termodynamiki jako nauki o zamianie ciepła na pracę\*) [16], ponieważ:

1) w przypadku wykorzystywania ciepła do wykonywania pracy mechanicznej, pamiętając o tym, że ciepło to dodatni, a praca to ujemny przyrost entermii, i

a) odnosząc obie te wielkości do rozpatrywanego ciała, mamy do czynienia nie z zamianą, ale z częściowym lub całkowitym znoszeniem się przyrostów jednego i tego samego znamienia (entermii) tego samego ciała, wywołanych działaniami termicznymi i mechanicznymi,

b) mówiąc zaś o cieple w odniesieniu do jego „źródła”, obserwujemy częściowe lub całkowite wyrównywanie ujemnego przyrostu entermii ciała pracującego kosztem takiegoż przyrostu entermii „źródła ciepła”. A więc i tu nie ma mowy o zamianie;

c) natomiast biorąc pod uwagę „źródło ciepła” i system, na którego korzyść ciało pracujące wykonało pracę, można ostatecznie powiedzieć o częściowej lub całkowitej zamianie ujemnego przyrostu entermii „źródła ciepła” na dodatni przyrost entermii lub innej postaci energii tego systemu, ale spowodowany wykonaniem przezeń pracy ujemnej; poza tym zamiast o „zamianie” lepiej w tym przypadku mówić o „wymianie” dawki energii między „źródłem ciepła” a systemem\*\*).

---

\*) W tym przypadku ma się na myśli zawsze pracę dodatnią rozpatrywanego systemu.

\*\*) Odwracając przypadek c) możemy mówić o zamianie pracy na ciepło, ale ten przypadek niezbyt nas interesuje.

2. W termodynamice omawiamy także zjawiska, w czasie których nie ma mowy o cieple albo o pracy, albo ani o cieple, ani o pracy; natomiast zawsze jest mowa o entermii.

Wobec tego naszym zdaniem termodynamika jest nauką o zagadnieniach związanych z entermią i jej zmianami; jednym z tych zagadnień jest wykorzystywanie entermii do wykonywania pracy mechanicznej.

Wobec szerokiego zakresu pojęcia entermii, tak określona termodynamika obejmie bardzo obszerną dziedzinę różnorodnych zjawisk. Nie będzie jednak nauką o energii w najogólniejszym znaczeniu tego słowa, jak to o niej twierdzi się dość często, choć niezupełnie słusznie.

Uzyskana definicja termodynamiki daje podstawę do rozstrzygnięcia, które znamiona ciał możemy zaliczyć do grupy znamion termodynamicznych, co w następstwie pozwoli na zdefiniowanie termodynamicznego stanu ciała i termodynamicznego zjawiska.

Za znamiona termodynamiczne ciał będziemy uważali:

a) znamiona, których znajomość okaże się konieczna i wystarczająca do określenia wartości entermii ciała w danym stanie lub jej zmian podczas zmieniania się stanu ciała;

b) znamiona ilościowe będące funkcjami znamion wymienionych pod a) oraz znamiona jakościowe jednoznaczne z nimi związane.

Zbiór wszystkich równoczesnych, zdolnych do zmiany termodynamicznych znamion ciała nazwiemy jego termodynamicznym stanem, a zmienianie się tego stanu — termodynamicznym zjawiskiem.

Przy podziale znamion na charakterystyczne grupy w oparciu o określenie poszczególnych działów nauki, jak to uczyniliśmy powyżej, tworzymy grupy znamion mechanicznych, elektrycznych, magnetycznych itd., a w następstwie pojęcia odpowiednich stanów i zjawisk. Przy takim podziale znamion pewne z nich mogą występować jednocześnie w kilku grupach; jednak grupy te możemy rozpatrywać niezależnie od siebie, zyskując przez to na przejrzystości i zwięzłości opisu zjawisk. To więc, że np. ciśnienie, jako znamię rdzennie mechaniczne, znajdzie się wśród znamion termodynamicznych, nie może stanowić argumentu przeciw zaproponowanej definicji tych ostatnich.

## VI. ENTALPIA I PRACA TECHNICZNA

Równanie wyrażające pierwszą zasadę termodynamiki w przypadku określonej przemiany  $\pi$  i jej stanów krańcowych  $M$  i  $N$  zwykło się zapisywać w mniej poprawnej, ale praktycznie usprawiedliwionej postaci

$$Q_{\pi MN} = U_M - U_N + A L_{\pi MN},$$



gdzie ciepło przemiany  $\pi$  i entermia są określone w kilokaloriach, praca przemiany w kilogramometrach, zaś  $A$  oznacza zamiennik kilogramometra na kilokalorie. Równanie to można przekształcić na inne, bardziej korzystne przy rozpatrywaniu specjalnych zagadnień.

Wiadomo, że gdy ciało nie wywiera na otoczenie sił skupionych, lecz tylko równomiernie rozłożony nacisk, scharakteryzowany ciśnieniem  $P$ , to praca

$$L_{\pi MN} = \int_{\pi MN} P dV.$$

Powołując się na rys. 5 można tę całkę wyrazić za pomocą całki

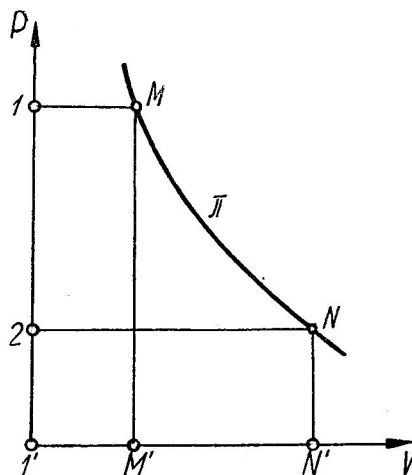
$$\int_{\pi MN} V dP.$$

Mianowicie pole  $I, M, N, N', I', I''$  można obliczyć jako równe bezwzględnej wartości całki

$$\int_{1 \rightarrow 2} P dV$$

albo bezwzględnej wartości całki

$$\int_{MNN'} V dP.$$



Rys. 5

Gdy obie całki będziemy obliczali przy zachowaniu tego samego zwrotu okrążania pola, wtedy znaki ich wypadną przeciwne. Dlatego nie posługując się bezwzględными wartościami całek musimy napisać

$$\int_{M \cup N} P dV = - \int_{M \cap N'} V dP,$$

a więc

$$P_M V_M + \int_{\pi_{MN}} P dV = - \left( \int_{\pi_{MN}} V dP - P_N V_N \right).$$

Wobec tego

$$\int_{\pi MN} P dV = P_N V_N - P_M V_M + \left( - \int_{\pi MN} V dP \right).$$

Wstawiając uzyskane wyrażenie do równania I. z. t. dostaniemy

$$Q_{\pi MN} = (U_N + AP_N V_N) - (U_M + AP_M V_M) + \left( - \int_{\pi MN} V dP \right).$$

Zauważmy, że w pierwszych dwu nawiasach występuje to samo wyrażenie wypisane raz dla stanu  $N$ , drugi raz dla stanu  $M$ . Ponieważ wielkości  $U, P, V$  są znamionami stanu, wobec tego także wielkość

$$I = U + APV$$

jest znamieniem stanu. Nazywamy ją, jak wiadomo, entalpią. Ostatnie równanie jest równaniem definicyjnym entalpii i w wielkości tej nie należy absolutnie niczego więcej się doszukiwać poza nowym znamieniem stanu, przydatnym w naszych rozważaniach. (Zupełnie bezpodstawnie entalpię nazywa się w języku niemieckim „Wärmeinhalt”, a w języku angielskim jeszcze gorzej: „total heat”, skąd te terminy przesiąknęły niestety i do języków słowiańskich: ciepłik, ciepłosodierżanie).

Korzystając z pojęcia entalpii można równanie I. z. t. przekształcić ostatecznie na równanie:

$$Q_{\pi MN} = I_N - I_M + A \left( - \int_{\pi MN} V dP \right).$$

Całkę  $(- \int_{\pi MN} V dP)$  przedstawioną polem  $I, M, N, 2, 1$  można czasami, a mianowicie dla płynów, tak interpretować technicznie:

Rozpatrzmy idealną maszynę przepływową, tłokową, bez przestrzeni szkodliwej, pracującą w ten sposób, że dany płyn (ciecz lub gaz) napęnia jej cylinder nie zmieniając przy tym swego stanu termodynamicznego, a w szczególności ciśnienia, aż do zwolnienia przez tłok objętości  $V_M$ ; po zamknięciu w tej chwili organu wlotowego niech czynnik przejdzie przemianę  $\pi$  aż do stanu  $N$ ; począwszy od tego momentu niech przy otwartym organie wylotowym i stałym ciśnieniu tłok wytłacza czynnik na zewnątrz dochodząc znów do martwego położenia, po czym organ wylotowy zamyka się, a dolotowy otwiera. Pole  $I, M, N, 2, 1$  równe algebraicznie całce  $(- \int_{\pi MN} V dP)$  przedstawia wtedy pracę wykonaną przez nasze idealne urządzenie techniczne w czasie jednego periodu (ale nie pracę czynnika w czasie przemiany  $\pi$ ), która to praca nosi nazwę pracy technicznej. Ponieważ zaprojektowanie przemiany  $\pi$  i jej stanów krańcowych  $M, N$  decyduje o pracy technicznej, będziemy ją nazywali pracą techniczną przynależną do przemiany  $\pi$  między stanami  $M, N$  i oznaczali  $L_{t \pi MN}$ .

W związku z tym należy poczynić następujące zastrzeżenia:

1) ciąg linii  $I, M, N, 2, 1$  nie przedstawia w całości przemiany termodynamicznej, lecz pewien przebieg, w którego skład wchodzi:

izobaryczne napełnienie, którego praca (nie wykonywana w czasie przemiany  $\pi$ ) wyraża się polem leżącym pod odcinkiem  $1, M$ ,

przemiana  $\pi$ ,

izobaryczny wydmuch, którego pracę (ujemną i także nie wykonywaną podczas przemiany  $\pi$ ) wyraża pole leżące pod odcinkiem  $N, 2$ ;

2) praca techniczna przynależna do przemiany  $\pi$  nie jest zatem wykonywana wyłącznie w czasie przemiany  $\pi$ ; w czasie tej przemiany jest wykonywana jedynie praca  $L_{\pi MN}$ , zwana dla wyraźnego odróżnienia od pracy technicznej pracą absolutną lub bezwzględną.

Jaskrawym dowodem tego, że w czasie danej przemiany  $\pi$  praca techniczna nie jest wykonywana, jest przemiana izochoryczna ( $A, B$  na rys. 6). Przemiana ta odbywa się np. w cylindrze przy ustalonym tłoku; nie ma żadnych przesunięć, a więc i żadnej pracy. Natomiast do przemiany tej przynależy praca techniczna dana polem  $1, A, B, 2, 1$ . A znów dla przemiany izobarycznej ( $C, D$  na rys. 6) praca techniczna równa się zero, chociaż ciało wykonuje pracę absolutną.

Jakkolwiek całka  $(-\int_{\pi MN} VdP)$ , przynależna do każdej przemiany jakiegokolwiek ciała, może mieć znaczenie pracy tylko w przypadku płynów, przyjęto nazywać ją zawsze, a więc także w przypadku ciał stałych, pracą techniczną i oznaczać  $L_{t\pi MN}$ .

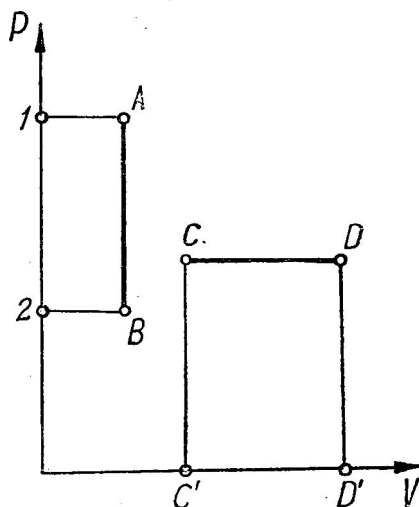
Używając pojęcia pracy technicznej można omawiane przekształcenie równania I. z. t. zapisać w postaci

$$Q_{\pi MN} = I_N - I_M + AL_{t\pi MN}.$$

Postać ta jest szczególnie przydatna przy badaniu przemian izobarycznych i adiabatycznych na specjalnych wykresach ( $i, s$ ), mających szerokie praktyczne zastosowanie.

## V. POPRAWNE ZAPISY NIEKTÓRYCH RÓWNAŃ RÓŻNICZKOWYCH

Z kolei wypada zastanowić się nad różniczkowym zapisem I. z. t., gdyż używane dotychczas zapisy nasuwają dość poważne wątpliwości. W tym celu rozpatrzmy dokładnie obliczenie pracy absolutnej ciała,



Rys. 6

pracującego w opisywanych już warunkach, którą wyraża jak wiadomo całka krzywoliniowa,

$$\int_{\pi XY} P dV = \int_{V_X}^{V_Y} P_{\pi}(V) dV = \int_{V_X}^{V_Y} P_{\pi}(V) dV \Big|_{V_X}^{V_Y *}).$$

Symbol  $P_{\pi}(V)$  albo krócej  $P_{\pi}$  oznacza, że ciśnienie zostało wyrażone za pomocą  $V$ , tak jak to dyktuje zachodzący dla przemiany  $\pi$  związek między  $P$  i  $V$ . Całka nieoznaczona  $\int P_{\pi} dV$  jest po obiorze stałej całkowania funkcją samego  $V$ , charakterystyczną i różną dla każdej przemiany  $\pi$ . Ponieważ służy ona do obliczania pracy, oznaczmy ją symbolem  $A_{\pi}$ , nawiązującym do symbolu pracy  $L_{\pi}$ ;  $A_{\pi}$  jest nowym znamieniem stanu. Zatem

$$\int P_{\pi} dV = A_{\pi}(V), **)$$

a wobec tego

$$L_{\pi XY} = \left( \int P_{\pi} dV \right) \Big|_{V_X}^{V_Y} = A_{\pi}(V) \Big|_{V_X}^{V_Y} = A_{\pi}(V_Y) - A_{\pi}(V_X) = A_{\pi Y} - A_{\pi X}.$$

Słowami: praca absolutna każdej przemiany  $\pi$  ciała między dowolnymi stanami  $X$  i  $Y$  tej przemiany jest równa przyrostowi między tymi stanami odpowiedniego dla tej przemiany znamienia stanu  $A_{\pi}$ . Znamię  $(-A_{\pi})$  nazwiemy potencjałem mechanicznym przemiany  $\pi$ .

Jeśli tak, to l.z.t. możemy dla określonej przemiany zapisać w następujący sposób:

$$\begin{aligned} Q_{\pi XY} &= U_{\pi Y} - U_{\pi X} + A(A_{\pi Y} - A_{\pi X}) = \\ &= (U_{\pi Y} + A A_{\pi Y}) - (U_{\pi X} + A A_{\pi X}) ***). \end{aligned}$$

Spostrzegamy, że w nawiasach mamy teraz nowe znamię stanu

$$K_{\pi} = U_{\pi} + A A_{\pi}$$

obliczone raz dla stanu  $Y$ , drugi raz dla stanu  $X$ .

\*) Gdy przemiana  $\pi$  ma punkty izochoryczne  $A, B \dots M$ , wtedy

$$\int_{\pi XY} P dV = \int_{V_X}^{V_A} P_{\pi} dV + \int_{V_A}^{V_B} P_{\pi} dV + \dots + \int_{V_M}^{V_Y} P_{\pi} dV$$

\*\*)  $A_{\pi}$  jest więc funkcją pierwotną względem  $P_{\pi}$  i zawiera dowolną stałą całkowania.

\*\*\*) Symbol  $U_{\pi}$  oznacza, że entermia  $U$  została wyrażona za pomocą jednego parametru w sposób charakterystyczny dla danej przemiany  $\pi$ . Tam, gdzie nie zachodzi potrzeba podkreślania tego faktu, można dla uproszczenia zapisu opuszczać znaczek  $\pi$ .

Ostatecznie

$$Q_{\pi XY} = K_{\pi Y} - K_{\pi X},$$

a więc: ciepło każdej przemiany  $\pi$  ciała między dowolnymi stanami  $X$  i  $Y$  tej przemiany jest równe przyrostowi między tymi stanami odpowiedniego dla tej przemiany znamienia stanu  $K_{\pi}$ . Znamię  $K_{\pi}$  nazwiemy potencjałem termicznym (cieplnym) przemiany  $\pi$ .\*)

Gdy zamiast jednej przemiany będziemy rozpatrywali ich jedno-parametrową rodzinę  $\varrho$ , wtedy przy użyciu zupełnego układu parametrów stanu równania poszczególnych przemian tej rodziny będą się od siebie różniły tylko wartością jednej stałej  $C_{\varrho_i}$  (parametru rodziny). Stałą tę należy wobec tego traktować jako szczególną wartość zmiennej  $C_{\varrho}$ , jaką ta zmienna zachowuje we wszystkich stanach danej przemiany  $\varrho_i$ , należące do rodziny  $\varrho$ .

Przyjmując jakiś zupełny układ parametrów stanu  $S, V^{**})$  możemy równanie rodziny  $\varrho$  zapisać w postaci

$$S_{\varrho} = S_{\varrho}(V, C_{\varrho}),$$

a równanie przemiany  $\varrho_i$  w postaci

$$S_{\varrho_i} = S_{\varrho}(V, C_{\varrho_i}).$$

Wtedy

$$\begin{aligned} A_{\varrho_i} &= \int P_{\varrho_i} dV = \left( \int P_{\varrho} dV \right)_{C_{\varrho}=C_{\varrho_i}} = \left\{ \int P[V, S_{\varrho}(V, C_{\varrho})] dV \right\}_{C_{\varrho}=C_{\varrho_i}} = \\ &= [A_{\varrho}(V, C_{\varrho})]_{C_{\varrho}=C_{\varrho_i}} = (A_{\varrho})_{C_{\varrho}=C_{\varrho_i}}. \end{aligned}$$

Jeśli przemiany należące do rodziny  $\varrho$  nie będą miały stanów wspólnych, wtedy

$$C_{\varrho} = C_{\varrho}(S, V),$$

a zatem także

$$A_{\varrho}(V, C_{\varrho}) = A_{\varrho}[V, C_{\varrho}(S, V)] = A_{\varrho}(S, V).$$

Funkcję  $(-A_{\varrho})$  nazwiemy uogólnionym potencjałem mechanicznym rodziny przemian  $\varrho$ .\*\*\*)

\*) Przy nieznanomości wartości entermii w poszczególnych stanach ciała, co jest raczej regułą, wartości potencjału termicznego  $K_{\pi}$  można ustalić doświadczalnie, zakładając jego wartość w pewnym stanie przemiany  $\pi$  i mierząc ciepło tej przemiany między tym a innymi stanami przemiany. Znając  $K_{\pi}$  i  $A_{\pi}$  możemy określić (ew. względne) wartości entermii  $U$  w każdym stanie rozpatrywanej przemiany ciała.

\*\*) Można wykazać, że zupełny układ parametrów stanu zawsze może zawierać parametr  $V$ .

\*\*\*) Funkcja  $A_{\varrho}$  zawiera w zasadzie dowolną addytywną funkcję parametru  $C_{\varrho}$ .

Odpowiednio funkcję

$$K_e(V, C_e) = U_e(V, C_e) + A\Lambda_e(V, C_e)$$

równą ewentualnie

$$K_e(S, V) = U(S, V) + A\Lambda_e(S, V)$$

nazwiemy uogólnionym potencjałem termicznym rodziny przemian  $e$ .

Znamie stanu

$$\mathcal{U}(S, V) = K_e(S, V) - A\Lambda_e(S, V) + \text{const.},$$

którego wartość w danym stanie różni się od wartości entermii w tym stanie o dowolną stałą, wypada nazwać potencjałem entermicznym; jest on wprawdzie wyrażony za pomocą uogólnionego potencjału mechanicznego i termicznego pewnej rodziny przemian, ale może informować o zmianach entermii między dwoma dowolnymi stanami ciała.

Dla określonej przemiany  $e_i$  rodziny  $e$  potencjał  $\mathcal{U}$  przybiera charakterystyczną dla tej przemiany postać  $\mathcal{U}_{e_i}$ .

Jeśli  $K_e$  potrafimy wyrazić niezależnie od entermii danego ciała, wtedy potencjał entermiczny umożliwi analityczne wyrażenie entermii tego ciała.

† W pewnych przypadkach wielkości  $\Lambda_e, K_e, \mathcal{U}$  i  $U$  mogą się okazać funkcjami tylko jednego parametru stanu.

W ten sposób doszliśmy do uogólnienia i rozszerzenia twierdzenia orzekającego, że dla przemian izotermicznych istnieje funkcja, nazwana przez Helmholtza „energiją swobodną”, z której spadku obliczamy pracę takich przemian, oraz funkcja nazwana przez niego „energiją związaną”, z której przyrostu obliczamy ciepło tych przemian. Właściwe potraktowanie zagadnienia doprowadza do wniosku, że dla każdej rodziny przemian, a nie tylko dla rodziny przemian izotermicznych, istnieje jej „energia swobodna” ( $-\Lambda_e$ ) oraz „energia związana”  $K_e$ . Ponieważ terminy Helmholtza nie są szczęśliwe i nie oddają istoty rzeczy, uważaliśmy za wskazane zmienić jego nomenklaturę.

Pierwszą zasadę termodynamiki możemy więc zapisać także następująco:

$$K_{\pi Y} - K_{\pi X} = U_{\pi Y} - U_{\pi X} + A(\Lambda_{\pi Y} - \Lambda_{\pi X}).$$

Zapis ten dostaniemy po scałkowaniu między stanami  $X$  i  $Y$  równania różniczkowego:

$$dK_{\pi} = dU_{\pi} + A d\Lambda_{\pi},$$

które też jest różniczkowym zapisem I. z. t. Przekształconej postaci równania wyrażającego I. z. t. odpowiada analogicznie zapis różniczkowy:

$$dK_{\pi} = dI_{\pi} + AdA_{t_{\pi}},$$

gdzie

$$A_{t_{\pi}} = - \int V_{\pi}(P) dP = - \int V dP_{\pi}(V).$$

A więc ani

$$dQ = dU + AdL$$

lub dokładniej

$$dQ_{\pi XY} = dU_{\pi Y} + AdL_{\pi XY},$$

ani też

$$dQ = dI + AdL_i$$

lub dokładniej

$$dQ_{\pi XY} = dI_{\pi Y} + AdL_{t_{\pi XY}},$$

jak to się z reguły spotyka\*).

Dlaczego zapisy takie nie są poprawne widać chociażby stąd, że różniczkując równanie I. z. t. w postaci

$$Q_{\pi XY} = U_{\pi Y} - U_{\pi X} + AL_{\pi XY}$$

dostaniemy

$$dQ_{\pi XY} = d(U_{\pi Y} - U_{\pi X}) + AdL_{\pi XY},$$

czyli

$$dQ_{\pi XY} = dU_{\pi Y} - dU_{\pi X} + AdL_{\pi XY},$$

a nie

$$dQ_{\pi XY} = dU_{\pi Y} + AdL_{\pi XY}.$$

Zamiast poprawnej równości

$$d(Q_{\pi XY} - AL_{\pi XY}) = d(U_{\pi Y} - U_{\pi X})$$

używane zapisy różniczkowe pociągają za sobą fałszywe równanie

$$d(Q_{\pi XY} - AL_{\pi XY}) = dU_{\pi Y},$$

z którego wynikałoby, że wyrażenie w nawiasie po lewej stronie jest dla danej przemiany  $\pi$  funkcją tylko jednej zmiennej, np.  $V_Y$  (podobnie jak  $U_{\pi Y}$ ), co jak widać z poprzedniego równania (zmienne  $V_X$  i  $V_Y$ ) nie jest prawdą. Tak byłoby tylko wtedy, gdyby praca i ciepło przemiany  $\pi$  albo nie zależały od obioru m. in. stanu początkowego, albo liczyło się je zawsze od jednego i tego samego, niezmiennego stanu początkowego; żadna z tych alternatyw nie jest zgodna z rzeczywistością.

\*) Oznaczenia  $\delta Q$ ,  $\delta L$ ,  $\bar{d}Q$ ,  $\bar{d}L$ ,  $dQ$ ,  $dL$  itp., stosowane przez niektórych autorów nie zmieniają istoty zagadnienia, gdyż mają tylko podkreślać, że różniczki pracy i ciepła są „różniczkami niezupełnymi”, do czego jeszcze powrócimy.

Z zapisu różniczkowego I. z. t. w postaci

$$dQ_{\pi XY} = d(U_{\pi Y} - U_{\pi X}) + A dL_{\pi XY}$$

do zwykłego równania wyrażającego I. z. t. dochodzi się przez użycie całek nieoznaczonych:

$$\int dQ_{\pi XY} = \int d(U_{\pi Y} - U_{\pi X}) + A \int dL_{\pi XY},$$

$$Q_{\pi XY} = U_{\pi Y} - U_{\pi X} + A L_{\pi XY} + C.$$

Gdy stany  $X$  i  $Y$  dążą po przemianie  $\pi$  do jakiegoś stanu  $Z$ , wtedy

$$Q_{\pi XY} \rightarrow 0, \quad (U_{\pi Y} - U_{\pi X}) \rightarrow 0, \quad L_{\pi XY} \rightarrow 0,$$

a więc

$$C = 0.$$

Możliwy jest też inny zapis różniczkowy I. z. t., w którym wystąpią wielkości  $Q_{\pi XY}$  i  $L_{\pi XY}$ , a mianowicie:

$$\partial_Y Q_{\pi XY} = dU_{\pi Y} + A \partial_Y L_{\pi XY}. *)$$

Z takiego zapisu można dojść najprościej do równania wyrażającego I. z. t. przez użycie całek nieoznaczonych

$$\int \partial_Y Q_{\pi XY} = \int dU_{\pi Y} + A \int \partial_Y L_{\pi XY},$$

$$Q_{\pi XY} = U_{\pi Y} + A L_{\pi XY} + \varphi_{\pi X},$$

gdzie  $\varphi_{\pi X}$  jest jakąś funkcją jednego parametru stanu początkowego  $X$  przemiany  $\pi$ .

Gdy stan  $Y$  dąży po przemianie  $\pi$  do chwilowo ustalonego stanu  $X$ , wtedy

$$Q_{\pi XY} \rightarrow 0, \quad U_{\pi Y} \rightarrow U_{\pi X}, \quad L_{\pi XY} \rightarrow 0,$$

a więc

$$\varphi_{\pi X} = -U_{\pi X},$$

wobec czego

$$Q_{\pi XY} = U_{\pi Y} - U_{\pi X} + A L_{\pi XY}.$$

Z zapisu

$$\partial_Y Q_{\pi XY} = dU_{\pi Y} + A \partial_Y L_{\pi XY}$$

można dojść do zwykłej postaci równania wyrażającego I. z. t. także przez użycie całek oznaczonych, ale przy tym szczególnym założeniu,

---

\*) Symbolu  $\partial_Y$  użyliśmy dla krótkiego oznaczenia różniczki cząstkowej obliczonej przy założeniu, że zmienny jest tylko stan  $Y$ . Symbol ten ma zupełnie inne znaczenie od wspomnianego już symbolu  $\delta$ .



że stan  $Y$  jest na początku identyczny z chwilowo unieruchomionym stanem  $X$ . Wtedy

$$\int_{Q_{nXX}}^{Q_{nXY}} \partial_Y Q_{nXY} = \int_{U_{nX}}^{U_{nY}} dU_{nY} + A \int_{L_{nXX}}^{L_{nXY}} \partial_Y L_{nXY},$$

skąd

$$Q_{nXY} - 0 = U_{nY} - U_{nX} + A(L_{nXY} - 0)$$

i ostatecznie

$$Q_{nXY} = U_{nY} - U_{nX} + AL_{nXY}.$$

Tak więc wykazaliśmy, że zapis

$$dQ = dU + AdL$$

jest fałszywy; z trzech zaś możliwych zapisów, w których obok współczynnika  $A$  figurują tylko same różniczki, a prowadzących do zasadniczej postaci równania I. z. t., mianowicie:

$$dQ_{nXY} = d(U_{nY} - U_{nX}) + AdL_{nXY},$$

$$\partial_Y Q_{nXY} = dU_{nY} + A\partial_Y L_{nXY}$$

oraz

$$dK_n = dU_n + AdA_n,$$

ostatni zapis jest najprostszy i ujmuje zagadnienie u samych podstaw. Tylko z tego zapisu można dojść od razu do wyjaśnienia, że np.

$$P_n dV = dA_n \neq dL_{nXY}.$$

Poza omówionymi zapisami różniczkowymi I. z. t., w których występują tylko różniczki poszczególnych zmiennych, możliwy jest też zapis ogólniejszy, w którym występują także wyrażenia różniczkowe, nie będące różniczkami. Np. iloczyn  $PdV$  (nie  $P_n dV$ ), w którym  $P$  nie jest uzależnione od  $V$ , nie może być różniczką żadnej funkcji dwu zmiennych  $P$  i  $V$ , gdyż różniczka (zupełna) takiej funkcji musi być sumą dwu wyrazów. Iloczyn  $PdV$  jest tylko pewnym liniowym wyrażeniem różniczkowym, które ewentualnie może stanowić część różniczki zupełnej odpowiedniej funkcji zmiennych  $P$  i  $V$ . Przyjawszy dla takich wyrażeń różniczkowych ogólny symbol  $\Delta W$  możemy napisać

$$PdV = \Delta W,$$

a jeżeli, biorąc z takiego wyrażenia całkę krzywoliniową, zechcemy posłużyć się nim do obliczenia pracy, napiszemy

$$PdV = (\Delta W)_L.$$

Wobec tego równanie wyrażające I. z. t. możemy też zapisać w następującej postaci:

$$Q_{\pi XY} = U_{\pi Y} - U_{\pi X} + A \int_{\pi XY} (\Delta W)_L = \int_{\pi XY} [dU + A(\Delta W)_L] = \int_{\pi XY} (\Delta W)_Q,$$

gdzie

$$(\Delta W)_Q = dU + A(\Delta W)_L.$$

To ostatnie równanie jest zarazem zapisem różniczkowym I. z. t., z którego do zwykłej postaci równania dojdziemy stosując całki krzywoliniowe. Analogicznie, oznaczając wyrażenie różniczkowe  $(-VdP)$  przez  $(\Delta W)_{L_t}$ , dostaniemy zapis przekształcony:

$$(\Delta W)_Q = dI + A(\Delta W)_{L_t}.$$

Dla określonej przemiany  $\pi$  wyrażenia różniczkowe  $(\Delta W)_Q$ ,  $(\Delta W)_L$ ,  $(\Delta W)_{L_t}$  przechodzą odpowiednio w różniczki  $dK_\pi$ ,  $dA_\pi$ ,  $dA_{L_t}$ .

Ostatnia postać różniczkowego równania wyrażającego I. z. t. wyjaśnia poważną wątpliwość, jaką miał niejeden termodynamik w związku z definicyjnym wzorem różniczkowym na entropię. Powszechnie znany jest wzór

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

który w przypadku, gdy

$$L_{\pi XY} = \int_{\pi XY} PdV$$

przybierze postać

$$dS = \frac{dU + APdV}{T}.$$

Jeśli wyrażenie w liczniku ostatniego ułamka ma przedstawiać „elementarną ilość ciepła  $dQ$ ”, a więc zgodnie z oznaczeniem różniczkę wielkości  $Q$ , to może ją przedstawiać tylko w przypadku ścisłego określenia przemiany. Ale wtedy wielkości  $U$ ,  $P$ ,  $V$  i  $T$  stają się funkcjami jednego tylko parametru, np.  $V$  (ponieważ przemiana jest drogą przejścia o jednym stopniu swobody), a wyrażenie  $dU + APdV$  staje się różniczką funkcji jednej zmiennej. Wobec tego odpada potrzeba szukania dla niego „czynnika całkującego”, jakim okazuje się wyrażenie  $1/T$ . Jeśli zaś  $U$ ,  $P$ ,  $V$  i  $T$  przedstawimy jako funkcje zupełnego układu parametrów stanu (wtedy  $P$  nie jest zależne od samego  $V$ ), wówczas istnieje potrzeba znalezienia „czynnika całkującego” dla wyrażenia  $dU + APdV$ , gdyż w tym przypadku nie jest ono różniczką żadnej wielkości; ale wtedy nie może też ono przedstawiać „elementarnej ilości ciepła  $dQ$ ”.

Widzimy więc, że zamiast

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

należy pisać

$$dS = \frac{dU + APdV}{T} = \frac{(\Delta W)_Q}{T},$$

gdzie symbol  $(\Delta W)_Q$  oznacza wyrażenie różniczkowe, które w naszym przypadku nie jest różniczką żadnej wielkości, a dopiero po pomnożeniu przez czynnik całkujący  $1/T$  daje nowe wyrażenie różniczkowe, będące różniczką funkcji  $S$  zupełnego układu parametrów stanu. Jeśli natomiast w wyrażeniu różniczkowym  $(\Delta W)_Q$  uzależnimy wzajemnie parametry dyktując przemianę  $\pi$ , wtedy wyrażenie to staje się różniczką funkcji  $K_\pi$  jednej zmiennej.

Po podzieleniu przez temperaturę absolutną, wyrażoną za pomocą tej zmiennej, dostajemy

$$\frac{dK_\pi}{T_\pi} = dS_\pi,$$

gdzie  $S_\pi$  jest specjalną postacią funkcji  $S$ , jaką ta przybierze po wykorzystaniu zależności między parametrami stanu, obowiązującej dla przemiany  $\pi$ .

Przyczyną omawianych trudności są rozumowania „elementarne”, zarzucone już w dzisiejszej matematyce [11] [13], w których każdą „nieskończenie małą” oznacza się symbolem  $d$ . W konsekwencji prowadzą one do pojęć niesprecyzowanych w rodzaju „różniczki niezupełnej”\*) i do niewłaściwych metod całkowania.

Aby z niepoprawnego równania różniczkowego

$$dQ = dU + AdL$$

dojść do równania

$$Q_{XY} = U_Y - U_X + AL_{XY}$$

zamiast, jakby wypadało z normalnego całkowania między stanami  $X$  i  $Y$ , do równania

$$Q_Y - Q_X = U_Y - U_X + A(L_Y - L_X),$$

stosuje się specjalne sposoby całkowania, które tak podaje np. Nusselt [16] w swojej „Termodynamice Technicznej”: „Trzy występujące w tym równaniu różniczki mają różne matematyczne znaczenie.  $dU$  po prawej stronie jest różniczką zupełną wielkości  $U$ , natomiast  $dQ$  i  $dL$

\*) C. Neumann, M. Planck, E. Schmidt i in.

są tylko nieskończenie małymi wielkościami;  $Q$  i  $L$  nie są dane chwilowym stanem obserwowanego ciała. Przy całkowaniu wyraża się to tym, że przy dowolnym przejściu ze stanu początkowego, oznaczonego wskaźnikiem 1, do stanu końcowego 2 całka z  $dU$  przejdzie w  $(U_2 - U_1)$ , a więc zależy tylko od stanu początkowego i końcowego przemiany. Nie zależy ona od przebiegu przemiany, a więc od drogi całkowania. Całka z  $dQ$  natomiast jest algebraiczną sumą doprowadzonych bądź odprowadzonych elementarnych ilości ciepła  $dQ$  i jest równa  $Q_{1-2}$ . Zależy ona od drogi całkowania.  $dQ$  nie jest więc różniczką zupełną. To samo odnosi się do pracy  $L_{1-2}$ .\*\*)

Niewłaściwość takiego tłumaczenia jest widoczna, gdyż

1) jeśli  $dQ$ ,  $dU$ ,  $dL$  są jednakowo oznaczonymi różniczkami, to muszą mieć to samo matematyczne znaczenie;

2) jeśli  $dQ$  i  $dL$  będąc różniczkami, nie są różniczkami zupełnymi, to można to tylko tak rozumieć, że albo są one różniczkami funkcji jednej zmiennej niezależnej, a wtedy całkuje się je zupełnie normalnie, albo są różniczkami cząstkowymi, a wtedy należy je inaczej oznaczyć, ale całkować także według istniejących reguł, tak jak to wyżej pokazano;

3) jak wynika z zacytowanego ustępu, zapisowi

$$dQ = dU + A dL$$

Nusselt, podobnie zresztą jak i inni, przypisuje tu własności zapisu

$$(\Delta W)_Q = dU + A(\Delta W)_L;$$

4) z tego, że wielkości  $Q$  i  $L$  nie są dane chwilowym stanem ciała, zupełnie nie wynika jakoby ich różniczki były „tylko nieskończenie małymi wielkościami”, których nie można całkować w normalny sposób. Z poprzednich rozważań widać, że dla ustalonej przemiany  $\pi$  różniczki te równają się kolejno

$$dQ_{\pi XY} = dK_{\pi Y} - dK_{\pi X},$$

$$dL_{\pi XY} = d\Lambda_{\pi Y} - d\Lambda_{\pi X},$$

a jeśli (po wprowadzeniu pojęcia entropii)

$$dK_{\pi} = T_{\pi} dS \quad (\text{albo } T dS_{\pi}),$$

$$d\Lambda_{\pi} = P_{\pi} dV \quad (\text{albo } P dV_{\pi}),$$

to

$$dQ_{\pi XY} = T_{\pi} dS_Y - T_{\pi} dS_X,$$

$$dL_{\pi XY} = P_{\pi} dV_Y - P_{\pi} dV_X.$$

---

\*) Aby podkreślić, że różniczki  $dQ$  i  $dL$  są „różniczkami niezupełnymi”, które wobec tego należy całkować inaczej niż różniczkę zupełną  $dU$ , niektórzy autorzy używają wspomnianych już\* oznaczeń  $\delta Q$ ,  $\delta L$  itp.

Różniczki  $dQ_{\pi XY}$  i  $dL_{\pi XY}$  jako różniczki funkcji dwu zmiennych niezależnych  $S_X$  i  $S_Y$  oraz  $V_X$  i  $V_Y$  są nawet różniczkami zupełnymi; ich osobiliwość polega tylko na tym, że występujące w nich zmienne niezależne nie są znamionami jednego stanu, a wchodzące w ich skład różniczki cząstkowe

$$T_{\pi}dS_Y, (-T_{\pi}dS_X), P_{\pi}dV_Y, (-P_{\pi}dV_X)$$

są wyrażeniami o jednej zmiennej niezależnej, co zresztą ułatwia całkowanie\*).

Max Planck uznając niewłaściwość zapisu

$$dQ = dU + PdV$$

stosuje nieformalny zapis

$$Q = dU + PdV,$$

tłumacząc, że „nie każda wielkość nieskończenie mała jest różnicą dwu (prawie równych) skończonych wielkości”, a wobec tego nie każdą „nieskończenie małą” można oznaczać symbolem  $d$ .

Zaproponowane przez nas ujęcie zagadnienia nie nastrocza żadnych podobnych trudności i to powinno stanowić wystarczający argument dla stosowania wskazanej metody pracy.

## VI. WIELKOŚCI WŁAŚCIWE

Niech będą dwa ciała np. gazowe, jednakowe pod każdym względem, a więc mające taki sam skład chemiczny, takie samo ciśnienie, temperaturę, zajmujące taką samą objętość itd. Gdy każdemu z tych ciał każemy odbyć jednakową przemianę, np. adiabatyczną, wtedy doznają one jednakowych zmian nie tylko ciśnienia i temperatury, ale także objętości, energii, entalpii itd.

Doprowadziwszy oba ciała do stanu początkowego złączmy je w jedno nowe ciało. Zauważymy, że takie znamiona, jak ciśnienie czy temperatura, będą dla nowego ciała takie same jak poprzednio dla każdego z ciał z osobna; ale objętość zajmowana przez nowe ciało będzie dokładnie dwukrotnie większa niż przedtem dla ciała pojedynczego; gdy nowe ciało odbędzie przemianę adiabatyczną w poprzednich granicach temperatur, wtedy wykona podwójną pracę, a więc przypiszemy mu w porównaniu z jednym z pierwotnie rozpatrywanych ciał podwójną zmianę energii itd.

\*) Warto może podkreślić, że

$$T_{\pi}dS_Y = dK_{\pi Y} = \partial_Y Q_{\pi XY},$$

$$P_{\pi}dV_Y = dA_{\pi Y} = \partial_Y L_{\pi XY}.$$

Widać stąd, że wśród znamion ciał zarysowuje się znów jakiś podział, odmienny od poprzednich; jedne ze znamion są niezależne od ilości  $I$  substancji tworzącej ciało, inne od niej zależą. O tych ostatnich, gdy są proporcjonalne do  $I$ , mówimy, że są addytywne.

Po złączeniu obu omawianych ciał w jedno dostaniemy ciało scharakteryzowane nowymi podwójnymi wartościami jego znamion addytywnych; ale ponieważ ta zmiana znamion nie nastąpiła na skutek żadnych takich działań, które mogłyby zmieniać stan poszczególnych ciał przed ich złączeniem, trudno nam twierdzić, że nowe ciało jest w innym stanie niż poprzednio ciała składowe.

Zastanawiając się nad wyjściem z tej trochę kłopotliwej sytuacji (inne wartości znamion, a ten sam stan?) łatwo zauważymy, że tworząc stosunki znamion addytywnych ciał do ilości  $I$  tworzącej je substancji dostaniemy nowe znamiona, niezależne od tej ilości, a więc jednakowe i dla każdego z omawianych ciał przed ich złączeniem, i dla nowego ciała, powstałego przez ich złączenie w omówionych warunkach. Dopiero takie znamiona pouczają nas we właściwy sposób o stanie substancji ciał; nazywa się je też znamionami właściwymi\*). Będziemy więc mieli objętość właściwą  $v$ , entermię właściwą  $u$ , entalpię właściwą  $i$  itd., oznaczone małymi literami, odpowiadającymi symbolom zasadniczych znamion ciał. Zespół wszystkich nieaddytywnych oraz właściwych znamion stanu substancji ciała nazwiemy stanem właściwym (substancji) ciała. Tworząc stosunki pracy, ergenu i termenu przemiany do ilości  $I$  substancji ciała, dostaniemy konsekwentnie pracę właściwą  $l_{\pi MN}$ , ergen właściwy  $e_{\pi MN}$ , termen właściwy  $q_{\pi MN}$  itd.\*\*).

Nasuwa się zasadnicze pytanie, w jaki sposób określić ilość  $I$  substancji. Bezpośredniej miary tej wielkości nie mamy; natomiast pośrednio możemy ją wyrażać za pomocą jakichkolwiek znamion o charakterze addytywnym, ponieważ ich wartość jest *ceteris paribus* proporcjonalna do ilości  $I$  substancji.

Stosując fizyczny układ jednostek określa się ilość substancji podając masę ciała\*\*\*). Przy stosowaniu technicznego systemu miar użycie w tym celu masy byłoby nieporęczne; dla określenia ilości substancji używa się

\*) Wielkościami właściwymi nazywa się też wielkości tworzone w stosunku do innych wielkości niż ilość substancji, jak np. ciężar właściwy.

\*\*) Gdybyśmy wielkość  $q_{\pi MN}$  chcieli nazwać ciepłem właściwym, znaleźlibyśmy się w sprzeczności z powszechnie przyjętym znaczeniem tego terminu, z której wyprowadza nas słowo termen.

\*\*\*) Nie może to oczywiście stanowić podstawy do utożsamiania tych dwu pojęć, a to tym bardziej, że to samo ciało może mieć różną masę, zależnie od wartości swojej energii.

wtedy ciężaru ciała. Ponieważ zarówno masa jak i ciężar ciała zależą od warunków, w jakich są mierzone, obie te wielkości nadają się do określania ilości substancji dopiero po znormalizowaniu tych warunków.

W gazownictwie określa się ilość gazu za pomocą jednostki zwanej normalnym metrem sześciennym ( $\text{Nm}^3$ ). Normalny metr sześcienny nie jest miarą objętości, ale tą ilością gazu, która w normalnych warunkach fizycznych ( $0^\circ\text{C}$ , 760 torrów), przy  $g=9,80665 \text{ m/sec}^2$  zajmuje objętość  $1 \text{ m}^3$ .

Używając pojęcia normalnego metra sześciennego można powiedzieć, że np. objętość właściwa jakiegoś gazu wynosi w danych warunkach  $2 \text{ m}^3/\text{Nm}^3$ .

Proponujemy, aby dla wyrażania ilości substancji jakichkolwiek ciał wprowadzić w technice *per analogiam* bardziej uniwersalne pojęcie normalnego kilograma ( $\text{Nkg}$ ); byłaby to ta ilość substancji, która w próżni, w znormalizowanych warunkach energetycznych, tam gdzie  $g=9,80665 \text{ m/sec}^2$ , ważyłaby  $1 \text{ kg}$ .\*)

Aby wyznaczyć ciężar ciała w znormalizowanym miejscu ziemi, nie trzeba oczywiście z tym ciałem aż tam podróżować; można go bowiem określić w każdym miejscu ziemi, używając wagi odważnikowej i kompletu normalnych odważników. Tak np. odważnik  $1 \text{ kg}$ , służący w zasadzie jako wzorzec masy, jest właśnie ciałem o ilości substancji równej  $1 \text{ Nkg}$ .

Gdy przyjmiemy naszą propozycję, wtedy

|                   |              |                     |                            |
|-------------------|--------------|---------------------|----------------------------|
| objętość właściwa | $v$          | będzie miała wymiar | $[\text{m}^3/\text{Nkg}]$  |
| energia właściwa  | $\omega$     | „                   | $[\text{kGm}/\text{Nkg}]$  |
| entermia właściwa | $u$          | „                   | $[\text{kcal}/\text{Nkg}]$ |
| entalpia właściwa | $i$          | „                   | $[\text{kcal}/\text{Nkg}]$ |
| praca właściwa    | $l_{\pi XY}$ | „                   | $[\text{kGm}/\text{Nkg}]$  |
| termen właściwy   | $q_{\pi XY}$ | „                   | $[\text{kcal}/\text{Nkg}]$ |

itd.

Przy takim ujęciu sprawy wyraźnie widać, że np. w mianowniku wymiaru energii właściwej znajduje się inna wielkość aniżeli  $\text{kG}$  w liczniku.

Definiowanie np. objętości właściwej jako objętości jednego  $\text{Nkg}$  substancji [24], energii właściwej jako energii jednego  $\text{Nkg}$  substancji itd. uważamy za niepoprawne, a to z następującej przyczyny:

\*) Używając fizycznego układu jednostek należałoby mówić o jednym normalnym kilogramie  $\text{Nkg}$  jako o ilości substancji, mającej w znormalizowanych warunkach energetycznych masę  $1 \text{ kg}$ .

Objętość jednego NkG substancji ma tak samo wymiar  $[m^3]$  jak objętość np. trzech NkG tej substancji i takie wielkości jak objętość, energię czy entermię jednego NkG substancji będziemy nazywali wielkościami jednostkowymi. Natomiast wielkości właściwe różnią się wymiarami od wielkości zasadniczych, z których powstały, a zatem są wielkościami innego typu\*).

Przy użyciu tych samych jednostek podstawowych wielkości właściwe i jednostkowe mają wprowadzić te same wartości liczbowe, ale inne wymiary.

Na zakończenie tego rozdziału omówimy szerzej jedną z podstawowych w termodynamice wielkości właściwych, a mianowicie tzw. ciepło właściwe. Uczynimy to dlatego, że pojęcie to bardzo często nie jest dostatecznie jasno rozumiane.

Przyjmąwszy przemianę  $\pi$  i jej dwa stany krańcowe  $X$  i  $Y$  utworzymy stosunek

$$\frac{q_{\pi XY}}{T_Y - T_X} = \frac{\Delta_{XY} \kappa_{\pi}}{\Delta_{XY} T}$$

i oznaczmy go przez  $c_{\pi XY}$ .

Niech teraz stany  $X$  i  $Y$  dążą po przemianie  $\pi$  do stanu  $Z$  obranego dowolnie na tej przemianie; wtedy

$$q_{\pi XY} \rightarrow 0; \quad (T_Y - T_X) \rightarrow 0,$$

a wielkość  $c_{\pi XY}$  dąży do granicy, którą oznaczymy przez  $c_{\pi Z}$ . Wobec tego

$$c_{\pi Z} = \lim_{\substack{X \rightarrow Z \\ Y \rightarrow Z}} \frac{q_{\pi XY}}{T_Y - T_X} = \lim_{\substack{X \rightarrow Z \\ Y \rightarrow Z}} \frac{\Delta_{XY} \kappa_{\pi}}{\Delta_{XY} T} = \left( \frac{d\kappa_{\pi}}{dT} \right)_Z,$$

gdzie  $\kappa_{\pi}$ , a więc i  $c_{\pi Z}$  będą wyrażone jako funkcje temperatury.\*\*)

W każdym stanie  $Z$  wartość  $c_{\pi Z}$  będzie na ogół inna.

Używając wielkości  $c_{\pi XY}$  i  $c_{\pi Z}$  (ostatnią będziemy oznaczali krótko przez  $c_{\pi}$ ) możemy termen właściwy przemiany  $\pi$  wyrazić albo jako

$$q_{\pi XY} = c_{\pi XY} (T_Y - T_X),$$

\*) Podobnie prędkość ma inny wymiar niż droga i nie wolno definiować jej jako drogi przebytej w jednostce czasu.

\*\*) Wprowadzenie w swoim czasie funkcji  $\kappa_{\pi}$  umożliwiło teraz normalne przejście z ilorazu różnicowego do różniczkowego, co przy użyciu symbolu  $dq$  nie da się przeprowadzić. Przy tym okazuje się, że

$$c_{\pi} \neq \frac{dq}{dT}.$$



albo, zważywszy że

$$d\kappa_\pi = c_\pi dT; \quad \kappa_\pi = \int c_\pi dT,$$

jako

$$q_{\pi XY} = \int_{T_X}^{T_Y} c_\pi dT.$$

W następstwie

$$c_{\pi XY} = \frac{\int_{T_X}^{T_Y} c_\pi dT}{T_Y - T_X}.$$

Widać stąd, że w zagadnieniu obliczania termenu właściwego dla przemiany  $\pi$  ciała wielkość  $c_{\pi XY}$  ma znaczenie średniej wartości wielkości  $c_\pi$  w przedziale temperatury od  $T_X$  do  $T_Y$  i dlatego  $c_{\pi XY}$  nazywają średnim ciepłem właściwym dla przemiany  $\pi$ , podczas gdy  $c_\pi$  nosi nazwę rzeczywistego lub prawdziwego ciepła właściwego dla tej przemiany [np. 18]. Nie zmienia to jednak faktu, że pierwotnym pojęciem jest  $c_{\pi XY}$ , a  $c_\pi$  jest pojęciem wtórnym.

Używanie terminu „ciepło właściwe” w odniesieniu do wielkości  $c_{\pi XY}$  i  $c_\pi$  nie jest należycie uzasadnione. Tak należałoby nazwać wielkość  $q_{\pi XY}$ , a więc nasz termen właściwy. Ponieważ zaś wielkość  $\Gamma c_{\pi XY}$  nazywa się „pojemnością cieplną” danego ciała, więc najśluszniej byłoby nazywać  $c_{\pi XY}$  i  $c_\pi$  właściwą pojemnością cieplną ciała dla przemiany  $\pi$  między stanami  $X$  i  $Y$  bądź w danym stanie.

Z drugiej strony nazywanie  $c_\pi$  „rzeczywistym” lub „prawdziwym” ciepłem właściwym nasuwa przypuszczenie, że ze „średnim” ciepłem właściwym coś nie jest w porządku. Tymczasem pomiary dają w rzeczywistości właśnie tylko „średnie ciepło właściwe”, a „rzeczywiste” ustalamy dopiero pośrednio, na podstawie tych pomiarów.

Biorąc to pod uwagę, podamy następujące definicje:

Właściwą pojemnością cieplną ciała dla przemiany  $\pi$  między stanami  $X$  i  $Y$  będziemy nazywali stosunek termenu właściwego  $q_{\pi XY}$  przemiany ciała do przynależnego przyrostu temperatury.

Właściwą pojemnością cieplną ciała dla przemiany  $\pi$  w danym stanie będziemy nazywali pochodną  $\left(\frac{d\kappa_\pi}{dT}\right)$ , tj. granicę do jakiej dąży  $c_{\pi XY}$ , gdy stany  $X$  i  $Y$  dążą po przemianie  $\pi$  do danego stanu.

Definicje te nie kryją w sobie podobnych nieścisłości, jak rozpowszechniona definicja, że: „ciepło właściwe jest to ta ilość ciepła, którą należy



- [12] P. J. Kiefer, M. C. Stuart, *Principles of Engineering Thermodynamics*, New York (1930).
- [13] F. Leja, *Rachunek różniczkowy i całkowy*, wyd. II, Warszawa (1947).
- [14] A. M. Litwin, *Tiechniczeskaja tiermodinamika*, Moskwa-Leningrad (1947).
- [15] C. Neumann, *Vorlesungen ü. die mechanische Theorie der Wärme*, Leipzig (1875).
- [16] W. Nusselt, *Technische Thermodynamik*, Berlin (1943).
- [17] W. Nusselt i S. Ochęduszek, *Termodynamika techniczna*, Gliwice (1948).
- [18] S. Ochęduszek, *Teoria maszyn cieplnych*, Warszawa (1953).
- [19] M. Planck, *Das Prinzip der Erhaltung der Energie*, wyd. II, Leipzig (1908).
- [20] M. Planck, *Vorlesungen ü. Thermodynamik*, wyd. IX, Berlin-Leipzig (1930).
- [21] K. A. Putiłow, *Kurs fizyki*, Moskwa-Leningrad (1944).
- [22] E. Schmidt, *Einführung in die technische Thermodynamik*, wyd. II, Berlin (1944).
- [23] W. Schüle, *Technische Thermodynamik*, wyd. V, Berlin (1930).
- [24] B. Stefanowski, *Termodynamika techniczna*, wyd. III, Warszawa (1949).
- [25] W. W. Suszkow, *Tiechniczeskaja tiermodinamika*, wyd. III, Moskwa-Leningrad (1939).
- [26] Sz. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, Warszawa (1953).
- [27] M. P. Wukałowicz i I. I. Nowikow, *Tiechniczeskaja tiermodinamika*, Moskwa-Leningrad (1952).
- [28] J. Zagórski, *Termodynamika techniczna*, Warszawa (1953).
- [29] J. Zawidzki i M. Centnerszwer, *Chemia nieorganiczna*, Warszawa (1932).
- [30] W. S. Żukowski, *Tiechniczeskaja tiermodinamika*, Moskwa (1952).

Katedra Teorii Maszyn Ciepłych

Wpłynęło w sierpniu 1954

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ РАССУЖДЕНИЯ

В области термодинамических понятий господствует некоторый беспорядок, который не может способствовать развитию этой отрасли знаний. Желая изменить существующее положение вещей, следует начать с уточнения всех наиболее элементарных понятий, чтобы затем, при обсуждении дальнейших понятий, можно было договориться не возбуждающим сомнения образом.

С этой целью приведены дефиниции таких физических понятий, как физическое тело, вещество, материя полей (электрического и магнитного); введены понятия приметы и уточнены понятия параметров, функции и уравнения состояния. Кратко обсуждены иные важные процессы.

Переходя в дальнейшем рассуждении к аналитическому определению механической работы, обращено внимание, с одной стороны, на основные различия, с другой стороны — на органическую связь между работой и энергией. На примере цикла Beau de Rochas — Otto выявлено существование не обсуждаемой в механике неупругих тел формы энергии тел, которую названо термодинамической энергией, кратко — энтермией. Введено понятие соответственника работы (величины, не тождественной понятию эквивалента работы) и, уточняя понятие формы энергии, точно дефинировано энергию и энтермию, доказывая, что последнее понятие охватывает ряд не совсем правильно выделенных форм энергии. Наконец,

используя имеющийся до сих пор материал, выяснено сущность понятия теплоты процесса, а в связи с этим необходимость изменения некоторых мнений, довольно сильно укоренившихся в термодинамике.

Первый закон термодинамики (I з. т.) дано в форме, кажущейся автору наиболее правильной, доказывая невозможность рассматривания его в качестве тождественного с законом сохранения энергии. Дефинируя понятия термодинамики, определено понятие термодинамических примет, а также термодинамического состояния и явления.

В связи с тем, что существует ряд различных возможностей записи уравнений, выражающих I закон термодинамики, обсуждено правильное значение энтальпии и технической работы, после чего доказана противоречивость записей дифференциальных уравнений, применяемых в термодинамике и выведено записи, не приводящие к противоречиям. При этом оказалось, что для всех семейств процессов существуют термодинамические потенциалы, аналогичные „свободной” и „связанной” энергии Гельмгольца.

Наконец, обсуждено понятие удельных величин и введено понятие одичинных величин, причем создано понятие „нормального килограмма” (килопонада) в качестве меры количества вещества в технической системе мер. Подробно изложено понятие „удельной теплоемкости в данном состоянии” и „удельной теплоемкости между состояниями” данного процесса, а также их взаимоотношение.

## THERMODYNAMIC CONCEPTIONS

On the ground of thermodynamic conceptions there is a certain disorder which is not favourable for the development of this branch of knowledge. In order to change this state we should start with making strict the most basic conceptions that, when discussing further ones, we could come to an understanding in an undoubtful way.

In this purpose the definitions of such physical conceptions as physical body, a substance, field matter have been presented; the conception of a sign of body has been introduced and the conceptions of state, parametres, function and equation of state has been determined, the conception of path and process has been defined. Mechanical, thermic and pseudo-thermic operations have been distinguished and in consequence the definition of adiabatic process without referring to the conception of heat has been presented. Other important processes have been briefly discussed.

In further considerations referring to an analytical definition of work the fundamental differences on the one hand and on the other hand the organic relation between work and energy have been proved. On the example of Beau de Rochas-Otto cycle the existence of an undiscussed form of energy of a body in mechanics of stiff bodies has been proved. This form of energy of bodies has been called the thermodynamic energy or shortly „enthermy”. Having introduced the conception of work corresponder and making strict the conception of form of energy, the energy and enthermy have been precisely defined. It has been proved that these conceptions include the number of wrong distinguished forms of energy. Finally making use of the present material the main point of the conception of heat of process and in this connection the necessity of change of some convinctions rather deep rooted in thermodynamics have been enlightened.

The First Law of Thermodynamics has been formed in such way that it seems to the author to be the most proper one. The author proves the impossibility of treating it as identic to the principle of conservation of energy. Defining the conception of thermodynamic signs and thermodynamic state and phenomenon have been defined.

Referring to the possibilities of different records of equations expressing the First Law of Thermodynamics, the proper meaning of the conception of enthalpy and work has been discussed, then it has been pointed out to the controversy of records of differential equations of the First Law of Thermodynamics used in thermodynamics and the records of equations that do not lead to the controversy have been deduced. On this occasion it has turned out that there are the thermodynamic potentials analogical to „free” and „bound” energy of Helmholtz for all families of processes.

Finally the conception of specific quantities has been thoroughly discussed, and the conception of unit quantities has been introduced. The conception of the „normal kilogram” (kilopond) as a measure of quantity of a substance in technical measure system has been created. The conception of specific heat among states and specific heat in the given state of defined process and their mutual relation have been thoroughly discussed.

---

## DAŻNOŚCI ROZWOJOWE SILNIKÓW SPALINOWYCH

*Andrzej TEISSEYRE, mgr inż., z-ca prof., Kier. Katedry Silników Tłokowych*

W artykule niniejszym scharakteryzowany jest rozwój silników spalinowych w ostatnim dwudziestolecu, omówiony stan rozwoju w chwili obecnej, przedstawione zalety i wady poszczególnych typów silników, omówione znaczenie silników spalinowych w współczesnej technice oraz perspektywy rozwojowe na przyszłość.

## 1. PORÓWNANIE SILNIKA NISKO- I WYSOKOPRĘŻNEGO.

## DAŻNOŚĆ DO ZWIĘKSZENIA LICZBY OBROTÓW

## I DO REDUKCJI CIĘŻARU WŁASNEGO

Silnik niskoprężny, dla którego typowym paliwem jest benzyna, jest zasadniczo silnikiem mniejszych mocy. W miarę wzrostu średnicy cylindra rośnie skłonność do detonacyjnego spalania, przy którym pewność ruchu jest silnie zagrożona.

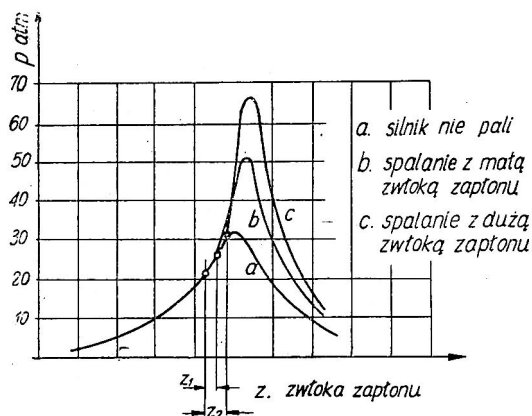
Silnik niskoprężny jest równocześnie silnikiem zużywającym stosunkowo dużo paliwa. Zużycie paliwa maleje ze wzrostem stosunku sprężania  $\varepsilon$ . Zwiększenie stosunku sprężania wywołuje jednak detonacyjne spalanie. W związku z tym przekroczenie pewnych granicznych wartości  $\varepsilon$  jest praktycznie niemożliwe; możliwość polepszenia zużycia paliwa jest niewielka.

Dla silnika wysokoprężnego, który jest wolny od detonacyjnego spalania, łatwiej można stosować duże średnice cylindra. Stosowanie dużych średnic cylindra przynosi w tym przypadku nawet pewne korzyści. Ze wzrostem średnicy cylindra, przy zachowanym podobieństwie geometrycznym rośnie stosunek objętości przestrzeni spalania do powierzchni chłodzącej ścianek. Przy stosunkowo małej powierzchni chłodzącej ścianek łatwo jest osiągnąć wysokie temperatury sprężania, potrzebne do zapalenia wtryskiwanego paliwa. Stosunek sprężania jest w silniku wysokoprężnym około 3 razy większy niż w niskoprężnym (około 15:1, wobec 5:1).

Zużycie paliwa w nowoczesnym silniku wysokoprężnym wynosi 160 do 200 gr/KMh, w silniku niskoprężnym 230 do 270 gr/KMh. Od-

powiada to mniej więcej sprawnościom 33 do 40% dla silnika wysokoprężnego oraz 23 do 27% dla niskoprężnego.

Silnik wysokoprężny posiada jednak zasadniczą wadę, jakiej nie ma silnik niskoprężny. Przy zwiększeniu ilości obrotów rośnie nadmiernie maksymalne ciśnienie spalania, które przekracza w pewnych przypadkach 100 atm. Przebieg ciśnienia w funkcji kąta obrotu wału charakteryzuje się gwałtownym przyrostem ciśnienia, którego gradient dochodzi nie-



Rys. 1

kieady do 5 atm na  $1^\circ$  obrotu wału. W przypadku tym mówimy o tzw. „twardym spalaniu” (rys. 1). Twarde spalanie występuje wskutek zwłoki zapłonu. Zwłokę zapłonu mierzymy czasem od początku wtrysku do chwili, w której rozpoczyna się spalanie. Czas ten zależy od rozu paliwa, dla danego silnika zależy również od obrotów i od chwili, w której rozpoczyna się wtrysk. Istnieje pewien zakres optymalnego kąta wtrysku, w obrębie którego zwłoka zapłonu osiąga wartość minimalną. Wtrysk zbyt wczesny powoduje zbyt wysokie ciśnienie maksymalne, wtrysk zbyt późny — mniejsze ciśnienie maksymalne, wysoki gradient przyrostu ciśnienia i zmniejszoną sprawność termiczną. Porównując różne rozwiązania przestrzeni spalania między sobą, bierzemy pod uwagę spalanie przy optymalnym zakresie kąta wtrysku. Im wyższe są obroty, tym większy kąt obrotu wału korbowego odpowiada zwłoce zapłonu; dużemu kątowi odpowiada duża dawka wtrysniętego paliwa. Przy bardzo dużej zwłoce zapłonu całe paliwo może być wtrysnięte nim rozpocznie się proces spalania. Spalanie przebiega wtedy z bardzo gwałtownym przyrostem ciśnienia powodującym nadmierne obciążenie tłoka, korbowodu, łożysk i innych części przenoszących ruch.

Detonacyjne spalanie w silniku niskoprężnym objawia się na zewnątrz wyraźnie słyszalnym „stukaniem” silnika. Twarde spalanie w silniku wysokoprężnym objawia się również stukaniem, o innym jednak nieco charakterze. Jedno i drugie zjawisko zagraża pewności ruchu. Ruch silnika niskoprężnego jest utrudniony przy wysokich stosunkach sprężania, podobnie jak utrudniony jest ruch silnika wysokoprężnego na wysokich obrotach.

Z powyższego wynika, że pozornie najlepiej byłoby stosować silniki niskoprężne zasadniczo do małych mocy i wyższych obrotów, silniki zaś wysokoprężne do wyższych mocy i mniejszych obrotów.

Stan odpowiadający takiemu zakresowi zastosowań ustalił się w przybliżeniu w latach dwudziestych obecnego wieku, nie mógł się on jednak długo utrzymać. W miarę rozwoju przemysłu i komunikacji pojawiało się zapotrzebowanie na różne typy silników bynajmniej nie odpowiadające omówionym zakresom silnika nisko- i wysokoprężnego, z rozwojem zaś lotnictwa potrzeba było silników lekkich, stosunkowo wysokoobrotowych, o coraz to większej mocy. Silnik wysokoprężny, zwłaszcza ten z lat dwudziestych obecnego wieku, nie mógł w żadnym przypadku sprostać tak wysokim wymaganiom.

Łatwiejszym sposobem niż przystosowanie silnika wysokoprężnego było podwyższenie mocy silnika niskoprężnego. Dla spełnienia wymagań stawianych przez lotnictwo zwiększono ilość cylindrów, średnicę cylindra i stosunek sprężania. Stosowano niekiedy duże średnice cylindra (do 170 mm) i duże stosunki sprężania. Wymagało to opanowania zjawiska detonacji.

Obecnie istnieje tendencja do stosowania raczej mniejszych średnic cylindra, lecz coraz to większych stosunków sprężania, które przekraczają nawet 8:1, przy zastosowaniu jednak paliw specjalnych.

Rozwój komunikacji samochodowej stworzył potrzebę użycia silników wysokoobrotowych i ekonomicznych. Rozwój silnika poszedł tu dwiema drogami: drogą zwiększenia stosunku sprężania silnika niskoprężnego i zwiększenie obrotów silnika wysokoprężnego. Dla rozwiązania zagadnień, które się przy tym wysunęły, trzeba było opanować zjawisko detonacyjnego spalania przy podwyższonym stosunku sprężania, z drugiej zaś strony zredukować zwłokę zapłonu występującą w silniku wysokoprężnym.

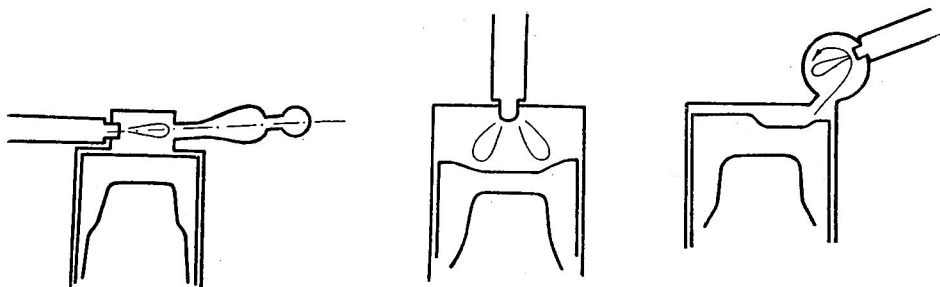
Przez szereg ulepszeń silnika niskoprężnego, jak zastosowanie przestrzeni sprężania o odpowiednim kształcie, podwyższenie prędkości wirowania gazów, jak również przez zastosowanie paliw odpornych na detonacyjne spalanie zostały opanowane trudności ruchowe związane z silnikiem niskoprężnym. Podwyższone zostały zarówno moc i pewność ruchu, jak również ekonomia tego silnika.

Przez szereg ulepszeń konstrukcyjnych dotyczących ukształtowania przestrzeni spalania w silniku wysokoprężnym, jak wykorzystanie ruchu wirowego powietrza, wprowadzenie poza wtryskiem bezpośrednim komory wirowej lub zasobnika powietrza (rys. 2) osiągnięto głównie na drodze lepszego rozdrobnienia, wymieszania i odparowania paliwa



skrócenie zwłoki zapłonu oraz zmniejszenie gradientu ciśnienia i jego wartości maksymalnych.

Innym sposobem zredukowania ciśnienia maksymalnego jest zastosowanie tzw. komory wstępnego spalania, przez zastosowanie podziału



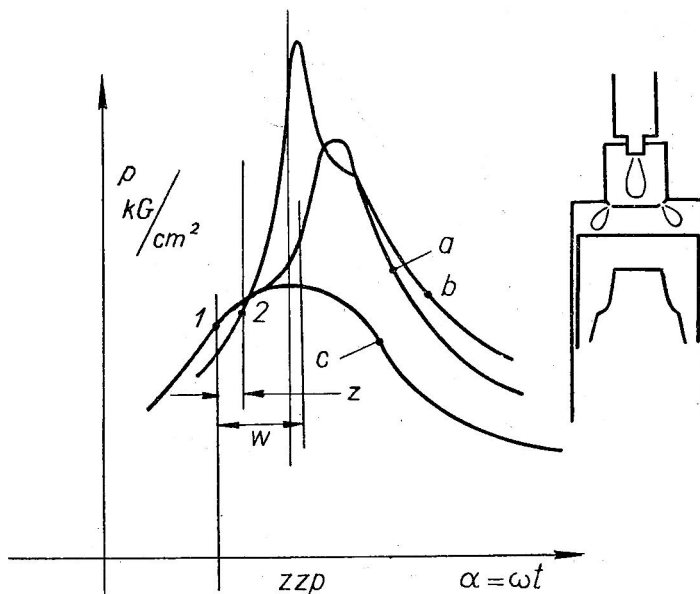
Rys. 2

przestrzeni spalania na komorę wstępnego spalania i właściwą przestrzeń spalania. Paliwo wtrysnięte do komory wstępnego spalania zostaje tam spalone tylko w niewielkim procencie, gdyż komora wstępnego spalania ma małą objętość i zawiera zaledwie 20 do 40% całkowitej ilości powietrza. Po zapaleniu paliwa następuje znaczny przyrost ciśnienia początkowo w samej tylko komorze. Na skutek różnicy ciśnień wyrzucona zostaje reszta nie spalonego paliwa do właściwej przestrzeni spalania, gdzie kończy się proces spalania.

Spalanie jest podzielone na dwa okresy, przebieg jego zlagodzony. Szczyty ciśnień nad tłokiem są niższe od szczytów ciśnień w komorze. Przyrost ciśnienia nad tłokiem jest opóźniony. Przebieg ciśnienia nad tłokiem odznacza się charakterystycznym „załamaniem” (rys. 3). Korzystny przebieg ciśnień nad tłokiem okupiony jest niestety zwiększonym zużyciem paliwa.

Dla szeregu napędów przemysłowych, jak napęd generatorów elektrycznych, sprężarek, pomp, maszyn rolniczych, budowlanych, dźwigowych, itp. można stosować silniki wolno lub szybkoobrotowe. I tak maszyny elektryczne mogą być napędzane obrotami od 100 do 3000. Maszyny dźwigowe, budowlane czy też rolnicze napędzane są przez przekładnie, korzystać mogą zatem z silników o dość szerokiej gamie obrotów. Z uwagi jednak na ciężar silnika, jego wymiary i wreszcie koszt, zastosowanie silnika o wyższych nieco obrotach (rzędu 800 do 1500) jest rzeczą wskazaną. Zalety wysokich obrotów są zupełnie oczywiste przy napędzie generatorów elektrycznych. Jak wiadomo, silnik napędzający musi posiadać stopień niejednostajności obrotu  $\delta$  nie przekraczający cyfry  $1/150$  do  $1/200$  dla generatorów prądu stałego, zaś  $1/300$  do  $1/500$  dla generatorów prądu zmiennego. Określenie przydatności silnika za pomocą  $\delta$

jest w zasadzie odpowiednie tylko dla generatorów prądu stałego. Dla generatorów prądu zmiennego określenie pewnej maksymalnej nieprzekraczalnej wartości niezależnie od obrotów i budowy generatora jest niewystarczające i niewłaściwe. Kryterium bardziej odpowiadającym warunkom rzeczywistym jest pojęcie maksymalnej dopuszczalnej oscylacji „kąta elektrycznego”. Dopuszczalna amplituda tej oscylacji określana jest zwykle cyfrą  $4^\circ$ . Amplituda ta jest przy tym samym stopniu



Rys. 3

$a$  — ciśnienie w właściwej komorze spalania,  $b$  — ciśnienie w komorze wstępnego spalania,  $c$  — silnik nie pali,  $z$  — zwłoka zapłonu,  $w$  — czas wtrysku

niejednostajności odwrotnie proporcjonalna do ilości par biegunów generatora. Ilość par biegunów jest tym wyższa, im niższe są obroty\*).

Przy tym samym stopniu niejednostajności oscylacja kąta elektrycznego maleje z ilością par biegunów, a więc z wzrostem obrotów.

Chcąc zwymiarować koło zamachowe dla silnika korzystamy zazwyczaj z zależności między  $GD^2$  koła, stopniem niejednostajności i obrotami, z której wynika, że  $GD^2$  jest tym większe, im mniejszy jest stopień niejednostajności i równocześnie jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu obrotów. Dla maszyn prądu stałego przy ustalonym stopniu niejednostajności wymagane  $GD^2$  maleje szybko z wzrostem obrotów. Dla

\*) Dla frekwencji prądu 3000/min (przyjętej w Europie) ilość par biegunów  $k$  jest równa  $3000/n$ . Dla ilości par biegunów 1, 2, 3, 4, 5, 6, itd. otrzymujemy obroty 3000, 1500, 1000, 750, 600, 500 itd.

maszyn prądu zmiennego, dla których z wzrostem obrotów są dopuszczalne coraz to większe wartości stopnia niejednostajności, malenie  $GD^2$  jest jeszcze znacznie szybsze. Dla szybkoobrotowych silników, zwłaszcza przy zastosowaniu dużej ilości cylindrów, koło zamachowe staje się często zupełnie niepotrzebne. Potrzebne  $GD^2$  posiada sam wirnik generatora, który przy nieobecności koła zamachowego może być bez większych trudności sztywno sprzęgnięty z wałem silnika.

## 2. SZYBKOOBROTOWOŚĆ I SZYBKOBIEŻNOŚĆ

Pojęcia szybkoobrotowości i szybkobieżności były wielokrotnie analizowane, lecz w sposób zbyt skomplikowany i nie zawsze prawidłowy. Szybkoobrotowy jest silnik o wysokich obrotach — szybkobieżny o znacznej średniej szybkości tłoka. Oba pojęcia częściowo pokrywają się, ponieważ zwiększając obroty przy stałym skoku tłoka, zwiększamy i średnią prędkość tłokową. Szybkoobrotowość i szybkobieżność rosną w tym przypadku równocześnie. Moc silnika jest proporcjonalna do  $Vnp_e$ , dla silników zaś podobnych geometrycznie — do  $D^3np_e$ . Ciężar jest proporcjonalny do  $D^3$ . Ciężar na 1 KM jest odwrotnie proporcjonalny do  $np_e$ . Przy stałym ciśnieniu efektywnym  $p_e$  ciężar na jednostkę mocy maleje w prostym stosunku z obrotami. Silnik szybkoobrotowy jest więc lekki.

Siły masowe rosną z kwadratem obrotów. W miarę wzrostu liczby obrotów przy równoczesnym wzroście średnicy cylindra rosną naprężenia od sił bezwładności:

$$\begin{aligned} \text{siły bezwładności} &\sim m\omega^2 \sim D^3Dn^2, \\ \text{ich momenty} &\sim D^5n^2, \\ \text{naprężenia*)} &\sim \frac{D^5n^2}{D^3} = D^2n^2. \end{aligned}$$

Ze wzrostem  $n$  oraz  $D$  maleje również napełnienie cylindra wskutek dławienia gazów w zaworze ssącym. Spadek napełnienia jest w przybliżeniu proporcjonalny do spadku ciśnienia wskutek dławienia w zaworze, spadek ciśnienia zaś wskutek dławienia w zaworze jest proporcjonalny do kwadratu średniej prędkości przepływu gazów przez zawór. Ponieważ jednak średnia prędkość gazów jest proporcjonalna do średniej prędkości tłokowej  $c_{sr}$ , zatem spadek ciśnienia jest proporcjonalny do kwadratu średniej prędkości tłoka  $c_{sr}^2$ .

$D^2n^2 \sim c_{sr}^2$ , zatem można powiedzieć, że zarówno naprężenia od sił bezwładności jak i spadek napełnienia cylindra są proporcjonalne do kwa-

---

\*) Przy przyjęciu, że wskaźniki wytrzymałościowe są proporcjonalne do  $D_3$ , co dla geometrycznie podobnych silników jest słuszne.

dratu średniej prędkości tłoka  $c_{\text{śr}}^2$ . W miarę wzrostu  $c_{\text{śr}}$  rosną naprężenia od sił bezwładności i rośnie dławienie gazów w zaworach, zatem stosowanie dużych  $c_{\text{śr}}$  jest utrudnione. (Silniki o prędkości  $c_{\text{śr}}$  powyżej 8 m/sek uważane są na ogół za szybkobieżne). Ponieważ  $c_{\text{śr}}$  jest ograniczone, duże zaś obroty przynoszą korzyść, zatem wydawałoby się, że najlepiej stosować równocześnie niewielkie  $c_{\text{śr}}$  przy znacznych obrotach. Jest to możliwe jednak tylko przy małych średnicach cylindra. Małe średnice cylindra odpowiadają małym mocom z jednego cylindra. Wydawałoby się z kolei, że najkorzystniejsze jest stosowanie dużych obrotów, małych średnic cylindra, a dla uzyskania większych mocy powiększenie ilości cylindrów. Założenie takie stosowane jest na szeroką skalę w lotnictwie. Ilości cylindrów 12 (silnik V  $2 \times 6$ ), 24 (silnik H  $6 \times 4$ ), a nawet wyższe nie należą do rzadkości. Silniki przemysłowe nie bywają budowane z tak wielkimi ilościami cylindrów; cyfra 8 rzadko bywa przekraczana.

Moc rośnie proporcjonalnie do  $D^3n$  oraz  $p_e$ . Chcąc uzyskać jak największą moc z jednego cylindra bez przekroczenia pewnej wartości  $c_{\text{śr}}$ , należy raczej zwiększać średnicę cylindra niż obroty.

Moc  $N \sim D^3np_e$  „szybkobieżność”  $k \sim D^2n^2$ .

$$\text{Ułamek } \frac{N}{k} \sim \frac{D^3np_e}{D^2n^2} = \frac{D}{n} p_e. \quad (1)$$

Z zależności (1) widać jasno, że chcąc uzyskać jak największą moc z jednego cylindra nie przekraczając pewnej określonej cyfry szybkobieżności należy zastosować jak najwięcej cm średnicy cylindra na 1 obrót/min. Przy takim założeniu silnik wypadnie jednak ciężki. Zalety i wady dużych obrotów a także dużych średnic są jak z powyższego widać przeciwstawne. Przy doborze ilości obrotów, wymiarów silnika i ilości cylindrów kierujemy się głównie zadaniami, do jakich silnik jest przeznaczony. Na przykład dla maszyn okrętowych pracujących bez przekładni ilość obrotów jest określona przez samą śrubę okrętową. Dla większych mocy jest ona niewiele większa od 100 obr/min. Ilość obrotów silników napędzających generatory elektryczne powinna być jak największa. Silniki do napędów rolniczych, dźwigowych, budowlanych itp. są silnikami mniejszych mocy, pracującymi przy umiarkowanych prędkościach tłokowych i przy średnich (rzędu 800–1500) obrotach. Silniki samochodowe są typowymi silnikami zarówno szybkobieżnymi jak i szybkoobrotowymi. Dla silników wysokoprężnych przeznaczonych do komunikacji samochodowej (autobusy) przekracza się obecnie 2500 obrotów.

Silniki niskoprężne bez trudu uzyskują obroty rzędu 3000, 4000, a nawet wyższe. Najwyższe liczby obrotów osiągane są przez silniki (oczywiście niskoprężne) przeznaczone do napędu samochodów wyścigowych. Liczby 6000 do 8000 nie są w tej dziedzinie rzadkością.

Silniki lotnicze tłokowe mają wtedy obroty rzędu 1800 do 2400, gdy napędzają śmigło bezpośrednio. Dla większych mocy istnieje jednak tendencja stosowania przekładni, przy której zastosowaniu przekroczenie 3000, a nawet więcej, nie należy do wyjątków.

### 3. DOŁADOWANIE

Nie zwiększając szybkobieżności można powiększyć moc przez zwiększenie średniego ciśnienia efektywnego  $p_e$ . Średnie ciśnienie efektywne jest w pewnych granicach wprost proporcjonalne do ilości ciepła, które wywiązuje się w czasie spalania. Z uwagi na to, że nie jesteśmy, praktycznie rzecz biorąc, ograniczeni co do ilości paliwa podawanego do cylindra, a natomiast jesteśmy ograniczeni co do ilości podawanego powietrza, ilość ciepła wywiązująca się w czasie reakcji spalania, a tym samym i ciśnienie efektywne jest wprost proporcjonalne do ilości wagowej powietrza podawanego na 1 cykl roboczy. W warunkach najkorzystniejszych silnik czterosuwny pracujący bez doładowania mógłby zassać najwyżej objętość powietrza równą jego objętości skokowej  $V_s$ . W tym przypadku objętość przestrzeni sprężania  $V_k$  zajęta byłaby całkowicie przez spaliny. W silniku niskoprężnym ilość tych spalin bywa znaczna, gdyż  $V_k$  wynosi około 20%  $V_s$ . Mieszanka lub powietrze napełnia cylinder zawsze pod mniejszym ciśnieniem niż atmosferyczne, przy czym wlatując nagrzewa się do temperatury wyższej niż otoczenia. Oba te fakty składają się na końcowy wynik, którym jest słabe napełnienie wagowe cylindra, wynoszące zaledwie 70 do 80%. Moc silnika, a więc i  $p_e$ , jest wskutek powyższych zjawisk zredukowane w stosunku do mocy, jaką silnik miałby wtedy, gdyby cała objętość cylindra  $V_s + V_k$  była zajęta przez świeżą dawkę czynnika pod normalnym ciśnieniem i w temperaturze otoczenia.

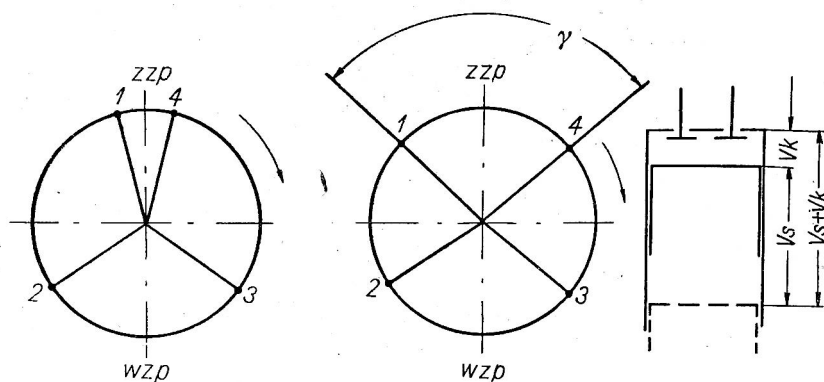
Redukcja mocy dla silnika niskoprężnego wynosi około 35%, a dla wysokoprężnego około 25%.

Stosując doładowanie nawet w stopniu niewielkim, zyskujemy bardzo wiele przez przepłukanie cylindra. Dla silnika czterosuwnego wskutek „skrzyżowania zaworów” (rys. 4), przepłukania i niewielkiego doładowania otrzymujemy całą objętość  $V_s + V_k$  pod ciśnieniem otoczenia lub nieco wyższym, napełnioną świeżym powietrzem lub świeżą mieszanką. Niestety i przy doładowaniu niepodobna uniknąć zwwyżki temperatury gazów napełniających cylinder. Charakter paliwa redukuje ją niekiedy w znacznym jednak stopniu, np. dla alkoholu zwyczajna temperatura

przy napełnianiu cylindra jest znacznie mniejsza niż dla benzyny ze względu na duże ciepło parowania alkoholu.

Obecnie ogólnie stosowane ciśnienia doładowania dochodzą do 1,5 ata. Otrzymujemy przy tych ciśnieniach prawie 100 % wzrostu mocy w stosunku do silnika niedoładowanego. Silniki czterosuwne z reguły prawie doładowywane są sprężarkami odśrodkowymi.

Jest przy tym rzeczą charakterystyczną, że silniki niskoprężne lotnicze posiadają najczęściej mechaniczny napęd sprężarki, silniki zaś wysokoprężne przemysłowe napęd sprężarki od turbiny wykorzystującej



Rys. 4

1 — początek napełnienia, 2 — koniec napełnienia, 3 — początek wydechu, 4 — koniec wydechu,  $\gamma$  — kąt skrzyżowania zaworów

energię gazów wylotowych. Turbodoładowania w zastosowaniu do silnika lotniczego niskoprężnego próbowano już w latach piętnastych obecnego wieku, jednakże ze względu na wysokie temperatury gazów wylotowych (1000 do 1150° C) i trudności związane z regulacją sposób ten stosowany jest wyjątkowo. W silniku wysokoprężnym z uwagi na pracę przy nadmiarze powietrza temperatury wynoszą 550 do 700° C, łopatki turbiny nie są więc narażone na szybkie zużycie i nie ma poważnych przeszkód w stosowaniu turbodoładowania.

Doładowanie silników przemysłowych, a także okrętowych do napędu lokomotyw itp. stosowane jest dzisiaj na szeroką skalę. Powstają przy tym następujące zagadnienia: kosztów wytwarzania, kosztów eksploatacji i pewności ruchu. Pomimo zastosowania stosunkowo drogiego agregatu, składającego się z turbiny spalinowej i sprężarki, koszt wytwarzania silnika z sprężarką licząc na 1 KM mocy jest znacznie niższy niż silnika niedoładowanego, zwłaszcza przy większych jednostkach. Fakt ten spowodowany jest znacznym spadkiem ciężaru silnika i jego wymiarów przy tej samej mocy efektywnej. Sprawność efektywna silnika pracującego z turbodoładowaniem ze względu na wykorzystanie

energii gazów wylotowych jest wyższa niż silnika niedoładowanego lub doładowanego przy użyciu napędu mechanicznego.

Turbodoładowanie silników wysokoprężnych nie przyniosło z sobą żadnych prawie trudności ruchowych. Wbrew spodziewaniu, zawory wylotowe nie grzeją się nadmiernie, dzięki chłodzeniu wewnętrznemu w czasie przepłukania cylindra.

Zespół turbosprężarka-silnik wysokoprężny jest ze względu na stosunkowo niską temperaturę gazów wylotowych, dobre płukanie i niską temperaturę łopatek turbiny, zespołem doskonale pracującym.

Współpraca turbiny spalinowej z silnikiem tłokowym jest w tym przypadku korzystna tak dla jednego, jak i dla drugiego elementu.

Jest rzeczą charakterystyczną, że samodzielnie pracująca turbina spalinowa wykazuje na ogół mniejsze trwałości łopatek i ruchowo jest trudniejsza do opanowania.

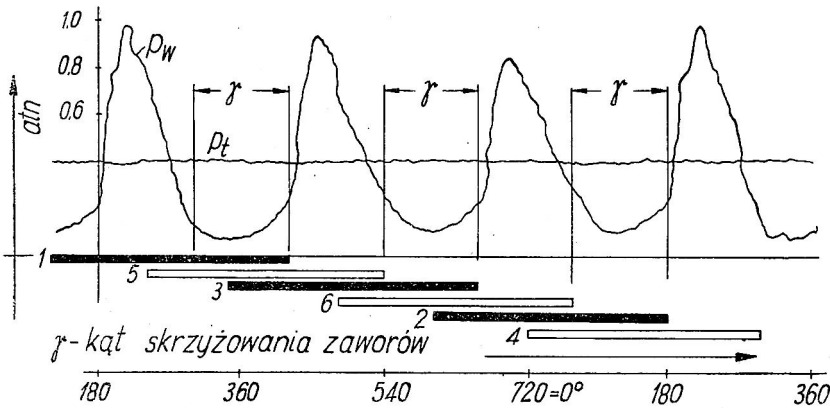
Niedogodnością, zresztą niewielką, jest konieczność prowadzenia gazów spalinowych od zaworów wylotowych do turbiny kilkoma przewodami, przy czym w jeden przewód można ujmować tylko spaliny pochodzące od odpowiednich cylindrów. W systemie Buchi (rys. 5) dla silnika 6-cylindrowego o kolejności zapłonów 1-5-3-6-2-4 stosujemy dwa przewody. Do jednego przewodu uchodzą spaliny z cylindrów 1, 2, 3, do drugiego z cylindrów 4, 5, 6. Chociaż dla silnika jako całości zawory

wylotowe otwierają się co  $\frac{720^\circ}{6} = 120^\circ$ , to dla jednego przewodu co  $\frac{720^\circ}{3} = 240^\circ$ . Kąt otwarcia zaworu wylotowego w silniku turbodołado-

wanym jest bardzo duży (porównaj rys. 4) i wynosi około 280 do 300°. Z powyższego wynika, że dla 40 do 60° obrotu wału otwarte są równocześnie zawory wylotowe dwóch cylindrów połączonych do jednego przewodu. Stwarza to niebezpieczeństwo przedostawania się gazów z cylindra, którego zawór otwiera się właśnie do cylindra, w którym zawór nie domknął się jeszcze, a kończy się właśnie płukanie. Dla kątów otwarcia zaworu 280 do 300° i zgrupowania cylindrów palących co 240° w jednym przewodzie zjawisko to na ogół nie występuje, ze względu na to, że fala ciśnienia po otwarciu zaworu wylotowego przyrasta z opóźnieniem w związku z stopniowym przyrostem swobodnego przekroju przepływu. Ciśnienia w przewodzie, do którego połączona jest grupa cylindrów, wykazują silne oscylacje (rys. 5), spowodowane falami ciśnień od otwierających się zaworów. Oscylacje te są dla turbiny mniej wskazane, dla silnika natomiast zwykle korzystne; umożliwiają bowiem przepłukanie ciśnieniem około 1,5 ata, mimo że ciśnienie maksymalne w przewodzie wynosi około 2 ata. Jak widać z rys. 5, ciśnienie w przewodzie spalin na kącie odpowiadającym przepłukaniu jest niższe od ciśnienia łado-

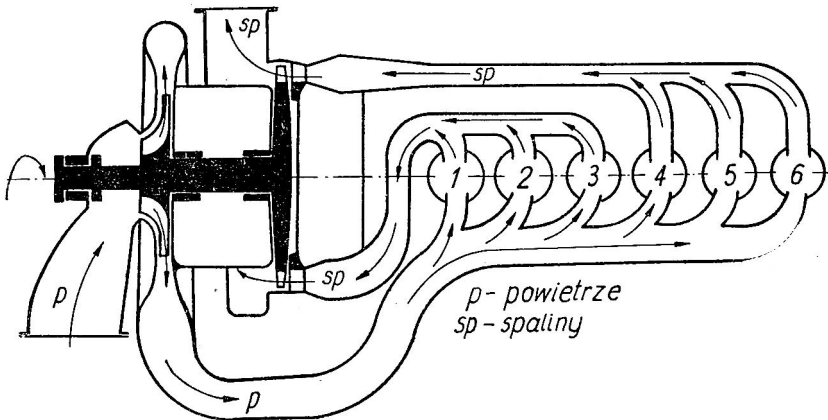
wania. Fale ciśnienia po otwarciu zaworów powodują przyrosty ciśnień ponad ciśnienia ładowania dopiero po ukończeniu płukania.

W latach ostatnich poczynione zostały doświadczenia nad wysoko-ciśnieniowym doładowaniem za pomocą sprężarki zaopatrzonej w chłodzenie międzystopniowe i wielostopniowej turbiny akcyjnej.



Rys. 5a

$p_w$  — ciśnienie w przewodzie wydechowym,  $p_t$  — ciśnienie tłoczenia



Rys. 5b

Na rys. 6 przedstawiony jest schemat agregatu użytego do doładowania 6-cylindrowego silnika o mocy 1200 KM przy 400 obr/min.

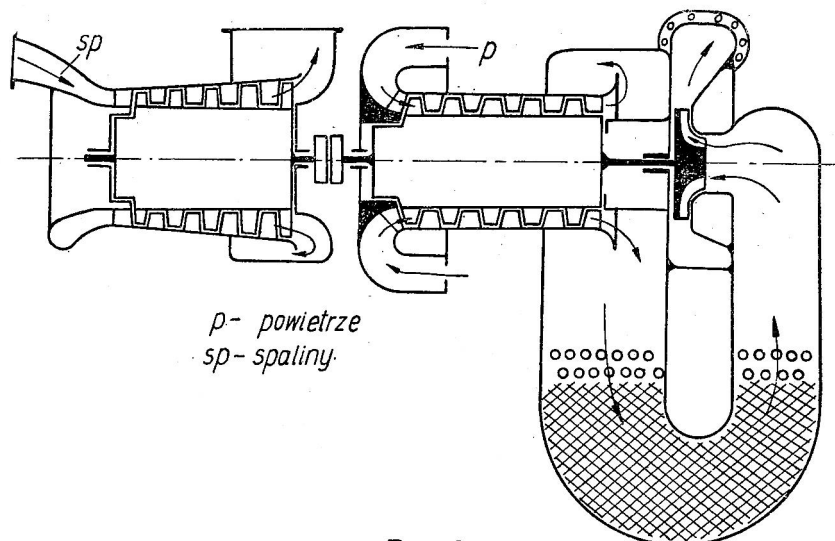
Ciśnienie ładowania wynosiło 2 ata, a nawet wyżej. Osiągnięto w czasie doświadczeń ciśnienia efektywne do 20 atm, co odpowiada 3-krotnej mocy w stosunku do normalnego silnika.

Dla  $p_e = 15$  atm najwyższa wartość  $\eta_e$  wynosiła 44,6%, co odpowiada zużyciu paliwa około 140 gr/(KMh\*). Są to wartości niezwykle korzystne.

\*) VDI 1951 Nr 36 „Untersuchung eines hochaufgeladenen Dieselmotors”.



Niestety zwiększeniu  $p_e$  towarzyszą bardzo wysokie ciśnienia maksymalne, dochodzące przy doładowaniu ciśnieniem 2 ata do 120 atm. Pomimo rozwoju technologii, nawet przy zastosowaniu najlepszych materiałów przy tak wysokich ciśnieniach można mieć zastrzeżenia odnośnie pewności ruchu silnika. Dążeniem naturalnym jest dążenie do uzyskania wysokich wartości  $p_e$  przy umiarkowanym  $p_{\max}$ . By to uzyskać, należy wprowadzić jak największy wagowy ładunek powietrza



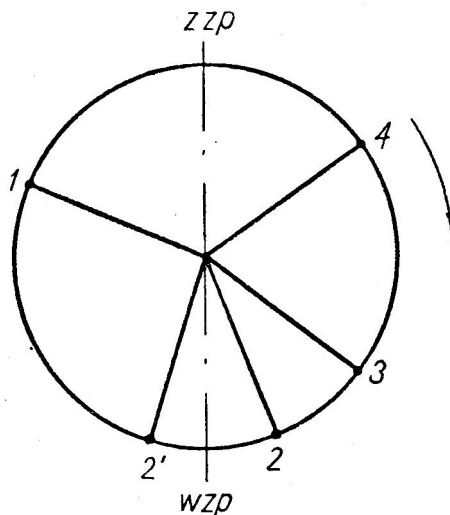
Rys. 6

przy jak najniższej temperaturze i przy jak najniższym ciśnieniu. Niezależnie od międzystopniowego chłodzenia w sprężarce zastosowano chłodzenie powietrza na przestrzeni sprężarka-silnik. Nie dało to jednak pożądanego wyniku. Dopiero wprowadzenie wewnętrznego chłodzenia drogą wstępnego rozprężania pozwoliło na osiągnięcie  $p_e$  około 13 do 15, przy  $p_{\max}$  nie przekraczającym 60 do 70 atm. Przy silnikach tego typu zamknięcie zaworu wlotowego następuje w odróżnieniu od wszystkich dotąd stosowanych silników nie po WZP, lecz przed WZP (rys. 7). Na przestrzeni zamknięcia zaworu wylotowego Z do WZP następuje wstępne rozrzedzenie przebiegające prawie adiabatycznie, i w konsekwencji schłodzenie powietrza. Udało się na tej drodze osiągnąć na początku sprężania  $p=1,5$  ata, przy temperaturze około  $0^\circ\text{C}$ . Ciśnienie sprężania przy  $\varepsilon=13:1$  wynosi niewiele ponad 40 atm. Ze względu na pracę przy małych obciążeniach kąt odpowiadający okresowi Z—WZP powinien być regulowany w dość szerokich granicach; wymaga to pewnej komplikacji mechanizmu rozrządczego. Silniki z chłodzeniem wewnętrznym przez rozprężanie wstępne są nowością. Doświadczenia nad nimi prowadzono

zaledwie kilka lat, osiągnęły one już jednak w tak niedługim okresie czasu dość znaczny stopień doskonałości, wyrażający się między innymi sprawnościami przekraczającymi 40% na znacznym zakresie obciążeń.

Szeroko stosowane zwłaszcza dla silników dwusuwnych doładowanie wymaga w odróżnieniu od doładowania silników czterosuwnych jedynie przewymiarowania pomp płuczących. Dla większych mocy pomimo znacznego ciężaru i dużych wymiarów stosowane są najchętniej pompy tłokowe podwójnie działające. Konstrukcje silników o mocy kilka tysięcy KM i wyżej i o wolnych obrotach są pod znacznym wpływem silników okrętowych. Pompy płuczące tłokowe są odpowiednie dla silników okrętowych, pracują bowiem dobrze tak na obrotach normalnych, jak i na silnie zredukowanych. Sprężarki odśrodkowe nie nadają się w zupełności dla silnie zmiennych obrotów. Sprężarki typu Rootsa, jakkolwiek mniej czułe na spadek obrotów, stosowane bywają chętnie raczej do mniejszych mocy i wysokich obrotów.

Tendencją obecnie panującą jest stosowanie dla dużych mocy raczej płukania jednokierunkowego przy użyciu zaworów wylotowych. Daje się na tej drodze szczególnie dobrze wyzyskać energię gazów wylotowych w ten sposób, że przy użyciu rury wylotowej odpowiedniej długości i kształtu stwarzamy podciśnienie w przewodach spalinowych po przejściu pierwszej fali wysokiego ciśnienia występującej po otwarciu zaworu. Podciśnienie to powinno wystąpić wtedy, gdy otwarte są jeszcze szczeliny płuczące. Powoduje to doskonałe napełnienie cylindra. Silniki tego typu mogą pracować teoretycznie nawet bez użycia jakiegokolwiek pompy płuczącej. Wszystkie systemy płukania i ładowania używane w silnikach dwusuwnych nie polepszają jednak sprawności tak wyraźnie, jak polepsza sprawność turbodoładowanie silnika czterosuwne. Między najlepszymi cztero- i dwusuwami wysokoprężnymi istnieje różnica zużycia paliwa około 10 do 15 gr/KMh na niekorzyść dwusuwu. Czy próby doładowania silnika dwusuwne za pomocą turbosprężarki dadzą pozytywne wyniki, odpowiedzieć na razie na to nie można. Silniki takie były już opracowywane i działały bez zarzutu, jednakże ani wzrost mocy, ani zużycie paliwa, jakie było



Rys. 7

- 1 — początek napełnienia, 2—2' zmienny koniec napełnienia,  
3 — początek wydechu, 4 — koniec wydechu

na tej drodze osiągane, nie było zadowalające. Główną trudność w poprawieniu osiągnięć silnika dwusuwowego z turbodoładowaniem stanowi zbyt krótki okres przeznaczony na wymianę czynnika w silniku dwusuwym. Chłodzenie wewnętrzne jest utrudnione; na płukanie przypada zaledwie około połowa czasu rozporządzalnego w czterotakcie.

#### 4. NOWOCZESNE KONSTRUKCJE SILNIKÓW SPALINOWYCH. ROLA SILNIKA SPALINOWEGO W NOWOCZESNEJ GOSPODARCE PRZEMYSŁOWEJ I W NOWOCZESNEJ KOMUNIKACJI

Silniki nowoczesne poza tendencją do wysokich obrotów i doładowania, a także do stosowania znacznej liczby cylindrów charakteryzują się następującymi cechami:

1) szczelną konstrukcją karterów ze względu na obiegowe smarowanie pod ciśnieniem;

2) dążnością do wyeliminowania naprężeń rozciągających zmęczenia w żeliwie oraz dążnością do zastąpienia częściowego lub całkowitego żeliwa konstrukcjami spawanymi. Zwłaszcza dla dużych silników budowanych w małych seriach lub po kilka sztuk stosuje się chętnie spawane ramy fundamentowe, bloki cylindrowe i skrzynki korbowodowe. Istnieje szereg konstrukcji, przy których spawki nie pracują na rozciąganie;

3) dążnością do stosowania stopów lekkich, zwłaszcza na tłoki, do stosowania tłoków nie chłodzonych ze stopu lekkiego dla większych średnic, nawet do 400 mm i wyżej, i do uproszczenia konstrukcji układu korbowego przez unikanie silników dwustronnego działania;

4) obecnie budowane silniki szybkoobrotowe posiadają elementy ruchome często starannie obrabiane termicznie, utwardzane nie tylko sworznie, ale i wały korbowe pracujące w łożyskach z stopów twardszych i bardziej wytrzymałych niż białe stopy łożyskowe. Tuleje cylindrowe z żeliw stopowych dochodzą do twardości 500 HB;

5) dążnością do jak najszerszego stosowania chromowania, zwłaszcza dla dużych jednostek spalających ciężkie paliwa atakujące chemicznie żeliwo nie zaopatrzone w warstwę ochronną. Doświadczenia przeprowadzone na silnikach okrętowych wykazały, że zużycie tulei cylindrycznych chromowanych jest przeszło dwa razy mniejsze niż normalnych tulei z żeliwa perlitycznego. Chromowane są również pierścienie tłokowe, zwłaszcza górne, pracujące w wysokich temperaturach.

W związku z coraz szerszym stosowaniem silników spalinowych do najróżnorodniejszych zadań, do jakich przedtem nie były stosowane, ilość produkowanych modeli znacznie wzrosła. Poza rezerwą energetyczną stosuje się silniki na szeroką skalę do napędu dźwignic, maszyn budowlanych, do napędu sprężarek i generatorów elektrycznych przenośnych i przewoźnych, do napędu najróżnorodniejszych maszyn rol-

nicznych itp. Wytworzył się specjalny typ silnika o zastosowaniu uniwersalnym, niewielkiej mocy o średnich obrotach, budowie niezbyt lekkiej, masywnej konstrukcji i prosty w obsłudze. Silniki te 1, 2, 4 i 6-cylindrowe rzędowe, podobne nieco do silników traktorowych i ciągnikowych, posiadają najczęściej kompletną instalację chłodzenia, paliwa i olejenia, zamontowaną w całości z silnikiem w „jednym bloku”. Są one szybko uruchamialne w każdym miejscu i gotowe do wyręczenia człowieka w pracy lub do jej usprawnienia.

Napędy okrętowe są klasycznym zastosowaniem silnika spalinowego. Ze względu na 3 razy większy zasięg motorowców w stosunku do parowców przy tym samym zapasie paliwa, i ze względu na znacznie niższe koszty obsługi i konserwacji, na skalę światową, przynajmniej dla okrętów handlowych, parowce nie mogą już dzisiaj w ogóle konkurować z okrętami motorowymi. Nie należy zapominać o tym, że okręt np. pasażerski potrzebuje znacznych nieraz mocy (kilkuset kW i więcej) w porcie, wtedy gdy maszyny główne są nieczynne. Do takich celów używa się pomocniczych silników napędzających generatory elektryczne.

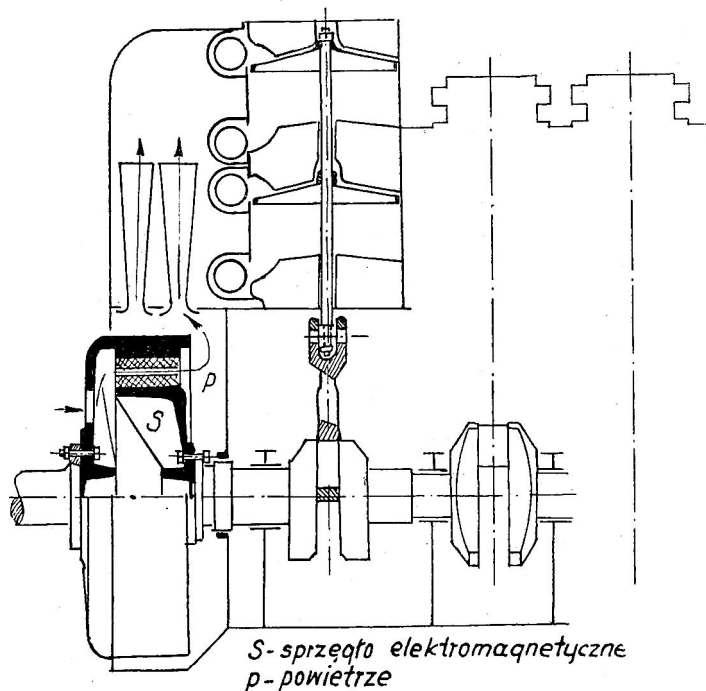
Ruch pomocniczych agregatów: maszyna parowa-generator, wymagałby utrzymywania pary w kotle również w czasie postoju. Jest to tak niewygodne, że nawet na parowcach stosowane są obecnie do celów oświetleniowych i pomocniczych agregaty napędzane silnikami spalinowymi. Większość maszyn głównych napędzających dzisiejsze motorowce pracuje bezpośrednio na śruby okrętowe. Napęd taki jest prosty w obsłudze, jednakże w związku z niskimi obrotami (rzędu 100 do 150) połączony z ogromnymi wymiarami silnika i jego znacznym ciężarem (około 500 tonn dla jednostek o mocy 8000 do 10000 KM). Wysokość silnika dochodzi do 8 i 9 metrów, co stwarza konieczność specjalnego rozwiązania konstrukcji okrętowej ze szkodą dla jej sztywności i ładowności.

Lżejszy i mniej „psujący” konstrukcję okrętu jest napęd jednej śruby dwoma lub czterema silnikami przy użyciu przekładni zębatej i sprzęgieł tarciovych lub przy użyciu przekładni hydraulicznej.

Nowością jest wprowadzenie sprzęgieł elektromagnetycznych, które mogą być poważnym krokiem na drodze do rozpowszechnienia przekładni zębatych i silników o wyższych obrotach. Na rys. 8 widzimy schemat połączenia wału silnika z wałem śruby za pomocą sprzęgła elektromagnetycznego. Dla silnika dwusuwowego zastosowano tu pompę płuczącą w ten sposób, że zasysa ona świeże, zimne powietrze przez szczelinę powietrzną sprzęgła i chłodzi w ten sposób jego uzwojenia.

W jednym z wykonanych konstrukcyjnych, dla przenoszenia mocy 4000 KM przy 215 obr/min prądnica o mocy zaledwie 20 kW dostarcza prądu dla sprzęgła. Poślizg sprzęgła wynosi 1 do 1,5%. Ponieważ moment

przenosi się za pośrednictwem pola magnetycznego z pominięciem jakichkolwiek elementów mechanicznych, odpada prawie całkowicie przenoszenie się drgań skrętnych z silnika na wał śruby. Układ drgający silnik + wał wraz z śrubą rozpada się na dwa układy, każdy o znacznie wyższej liczbie drgań niż liczba drgań odpowiadająca całości.



Rys. 8

Harmoniczne wyższych rzędów tak niebezpieczne dla wielocylindrowych silników napędzających śruby okrętowe tracą wiele ze swego znaczenia. Poszczególne sprzęgła mogą być szybko załączane i wyłączane wprost z mostku kapitańskiego, co znakomicie usprawnia manewrowanie w porcie.

Do osobnego działu należy zaliczyć silniki do napędu lokomotyw spalinowych. Dla większych jednostek używany jest prawie wyłącznie napęd za pomocą przekładni elektrycznej. Lokomotywa nie jest w tym przypadku tylko „ciągnikiem”, lecz często raczej „elektrownią”, ze względu na to, że silniki mogą być umieszczone w poszczególnych wagonach. Napęd ten ma zalety napędów elektrycznych z sieci; daje szybkie przyspieszenie przy ruszaniu ze stacji, pozwala na stosowanie znacznych wzniesień toru i stosunkowo lekkiej lokomotywy oraz większej szybkości pociągu.

Napędy spalinowe nie zawsze mogą być rozpowszechnione ze względu na cenę paliw płynnych. Stosowanie ich jest szczególnie wskazane (prawie nieodzownie) dla lokomotyw przetokowych, dla bliskiej komunikacji, dla dalszej komunikacji przy małych ilościach pasażerów. Lokomotywy spalinowe budowane są obecnie dla mocy od kilkuset do 8000 KM, prawie wyłącznie przy zastosowaniu silników doładowanych o wielkiej ilości cylindrów, często przy użyciu 12 lub 16 cylindrów V, co daje do 4000 KMw jednostce.

Rezerwa energetyczna jest jednym z klasycznych zastosowań silnika spalinowego ze względu na jego szybką uruchamialność. Potrzeba posiadania rezerwy energetycznej nie zawsze jednak bywa właściwie oceniana. Kopalnie, szpitale, radiostacje nie mogą polegać jedynie na dostawie prądu z sieci. Do zalania, a w konsekwencji zniszczenia kopalni, wystarczy niekiedy jedna godzina. Nie można w żadnym przypadku zgodzić się na przerwanie prądu do pomp pracujących na dole. Akumulatorownia na ogół nie rozwiązuje zagadnienia. Jedynie odpowiednim zabezpieczeniem jest rezerwa spalinowa (dwa agregaty niezależne) na wypadek odcięcia prądu lub choćby tylko spadku napięcia poniżej pewnej granicy. Należy zwrócić uwagę na to, że niektóre działy produkcji termicznej przy użyciu pieców elektrycznych z dokładną regulacją temperatury, dla ulepszenia narzędzi lub kosztownych części z specjalnych stali stopowych, są szczególnie wrażliwe na wszelkie „niespodzianki” w dopływie prądu. Wytwórnice takie mogą i powinny mieć własną automatycznie włączalną rezerwę.

Rezerwa energetyczna mocy szczytowych byłaby na ogół nierentowna, gdyby do dyspozycji stał tylko olej pędny jako paliwo. W ostatnich latach specjalnie dla tego celu opracowano nowy typ silnika spalinowego. Jest to silnik o stosunku sprężania znacznym, 12:1 do 14:1, a więc takim jak silnik wysokopreżny, w którym nie jest sprężane czyste powietrze, ale mieszanka gazu świetlnego i powietrza lub metanu i powietrza itp.

Zapalenie następuje nie od iskry elektrycznej, lecz od wtrysniętego oleju gazowego, którego dawka wynosi jednak zaledwie 10% normalnej dawki. Silnik ten może pracować również na samym oleju gazowym jak zwykły silnik wysokopreżny; zwany jest dlatego silnikiem na „podwójne paliwo”. Sprawność jego przy ruchu na gaz wynosi około 33%. Rozwiązanie to nadaje się szczególnie do pokrycia „szczytów” w miastach ze względu na obecność gazowni. Używany bywa również metan produkowany przez specjalnie do tego celu przystosowane urządzenia zainstalowane w kanałach miejskich. Kanały miasta o ilości 400 000 mieszkańców mogą dostarczyć tyle metanu, ile potrzeba do napędzania bez przerwy silnika 1000 KM. Przy użyciu zbiorników gromadzących zapas gazu, gdy silniki stoją, jest to do pokrycia szczytów miejskich liczba na ogół wystarczająca.

## 5. ZAGADNIENIE PALIW. PERSPEKTYWY ROZWOJOWE NA PRZYSZŁOŚĆ

Ponieważ zapasy ropy wyczerpią się prędzej niż węgiel, coraz aktualniejsze będzie niewątpliwie w przyszłości napędzanie silników za pomocą paliw syntetycznych, produkowanych z węgla. Obecna produkcja paliw syntetycznych niewątpliwie nie może konkurować z destylacją paliw z ropy, nie należy jednak zapominać, że przed dwudziestu laty prace nad „upłynnieniem węgla” miały charakter jedynie laboratoryjny. Benzyna syntetyczna jest droga. Tańsze są produkty pośrednie, powstające przy syntezie benzyny: propan i butan. Są to świetne paliwa, jednakże ze względu na niskie punkty wrzenia muszą być rozprowadzane w butlach stalowych pod ciśnieniem, odpowiadającym ciśnieniu pary nasyconej w danej (chwilowej) temperaturze. Dla butanu ciśnienie to wynosi 3–4, dla propanu około 12 atm przy 20° C. Paliwa te mają wartość opałową nieco wyższą niż benzyna. Nie jest to jednak ich najważniejszą zaletą, ważniejszą jest duża odporność na detonację, która dopuszcza podwyższenie stosunków sprężania do 7:1, a nawet wyżej.

Oprócz propanu i butanu poczynione zostały już w przeszłości pozytywne doświadczenia z mieszaniną propanu, propylanu, butanu, butylenu i etylenu. Przeszkodą na drodze do rozpowszechnienia tych paliw jest pewna trudność gospodarowania stalowymi butlami, które trzeba wymieniać zakupując paliwo.

Drugim rodzajem paliw, dziś prawie nieużywanym, są alkohole: etylowy i metylowy. Pomimo wartości opałowej zaledwie około 6000 kal/kg wobec 10000 dla benzyny — moc uzyskana z silnika przy użyciu alkoholu jest nieco większa niż przy użyciu benzyny, ponieważ do spalenia alkoholu potrzeba stosunkowo mało powietrza. (Stosunek wagowy powietrza do paliwa wynosi dla  $C_2H_5OH$  9:1, dla  $CH_3OH$  6,5:1 wobec 13:1 do 15:1 dla różnych benzyn). Alkohole posiadają dobre własności antydetonacyjne, podobnie jak propan i butan. Ze względu na duże zużycie benzyny do napędu samochodów wprowadzono już od dawna generatory gazowe na drzewo. Zdały one kiepsko swój egzamin. Moc silnika spadła około 30%. Silnik zanieczyszcza się silnie żywicami i asfaltami pochodzącymi z generatora, których całkowite oddzielenie od gazu jest trudne. Ruch silnika obciążony jest stałym czyszczeniem i remontami, żywot jego skrócony.

Ponieważ paliwa syntetyczne można obecnie produkować zasadniczo z dowolnych paliw stałych, takich które po odgazowaniu dają CO i  $H_2$  jako gazy wyjściowe dla syntezy, zatem znacznie racjonalniejsze wydaje się na przyszłość przerabianie w zakładach scentralizowanych wszystkich



tanich lub odpadkowych paliw na odpowiednie paliwo, a nie wytwarzanie paliwa tuż przy silniku.

Jak widać z powyżej przeprowadzonej analizy, wydaje się, że łatwiej będzie w przyszłości o paliwa dla silników niskoprężnych niż dla wysokoprężnych. Z silników niskoprężnych tylko lotnicze będą wymagać prawdopodobnie wysokogatunkowych benzyn, i rzecz oczywista, nie będą mogły pracować na paliwach gatunku propanu, butanu czy też na alkoholach.

Niezależnie od tego, że synteza olejów pędnych dla silników wysokoprężnych jest możliwa, wiele uwagi ześrodkowano obecnie na tym, by nie spalać w nich wyłącznie paliw zbliżonych do oleju gazowego, tzn. węglowodorów parafinowych, lecz również węglowodory wyższe, ciężkie, nie tylko parafinowe, ale i nienasycone łańcuchowe, a także aromatyczne. Już dziś spalane są w silnikach okrętowych wysokowiskozowe oleje zwane mazutami, częściowo odpowiadające temu składowi, zanieczyszczone związkami siarkowymi, asfaltami i żywicami. Po przefiltrowaniu i uszlachetnieniu dodatkami zmniejszającymi zwłokę zapłonu wprowadza się je do wtryskiwacza w stanie gorącym. Przy użyciu tych paliw zasadniczo wymagana jest odporność chemiczna części trących, jak pierścienie tłokowe i tuleje cylindrowe. Sam tłok atakowany jest w mniejszym stopniu.

Materiały użyte na zawory muszą łączyć żaroodporność z odpornością chemiczną. Specjalne prace badawcze w najbliższej przyszłości poświęcone zostaną zapewne uodpornieniu łopatek turbin, pracujących na gazy wylotowe, przeciw spalinom pochodzącym ze spalania tych olejów ciężkich. Jakkolwiek dotychczas stosowane były zasadniczo oleje ciężkie z ropy naftowej, istnieje ważny, szczególnie w naszych warunkach, problem spalania olejów pochodzących z przeróbki węgla. Oleje te posiadają znaczną zawartość aromatów, powodujących dużą zwłokę zapłonu, składników niekorzystnych dla oleju pędnego. Dla zapalenia ich w silniku temperatura powietrza sprężonego musi wynosić od 500 do 700° C (dla oleju gazowego około 300°).

W ostatnich dziesiątkach lat zaczął rozwijać się nowy typ silnika o wewnętrznym spalaniu, a mianowicie turbina spalinowa. Turbina spalinowa w zastosowaniu do napędu samolotów wyparła prawie zupełnie silniki lotnicze tłokowe dla dużych mocy i dużych prędkości przelotu. Wydawało się, że w ślad za sukcesami turbiny spalinowej lotniczej nastąpią sukcesy turbiny w zastosowaniu do napędu okrętów, generatorów, lokomotyw i wreszcie samochodów. Przewidywania te jak dotąd nie sprawdziły się. Silniki tłokowe pracują ekonomiczniej, poprawienie zaś sprawności turbiny spalinowej łączy się z utratą jej poważnej zalety: prostoty konstrukcji.



Najslabszą stroną turbiny spalinowej jak i innych maszyn ciepłych, poza silnikiem spalinowym tłokowym, jest to, że temperatura jej niektórych elementów (łopatki) jest mniej więcej równa temperaturze czynnika.

Nic nie wskazuje na realną możliwość zastąpienia dziś używanego silnika samochodowego odpowiednio przystosowaną turbiną spalinową. Turbiny doświadczalne budowane w tym celu, przy mocach kilkudziesięciu KM, miały obroty rzędu 40000 do 100000. Przy tych obrotach między turbiną a kołami tylnymi trzeba zastosować bardzo dużą, kłopotliwą ruchowo przekładnię lub użyć elektrycznego, kosztownego i ciężkiego przeniesienia ruchu.

Próby spalania pyłu węglowego w silnikach spalinowych tłokowych pomimo nastrojających optymistycznie wieloletnich doświadczeń zakończyły się ostatecznym niepowodzeniem. Znacznie łatwiej jest osiągnąć pewność ruchu turbiny spalinowej napędowej pyłem węglowym niż silnika tłokowego pracującego przy użyciu tego samego paliwa. Turbiny spalinowe na pył węglowy pracują już obecnie, jednakże działanie ich z powodu erozji łopatek i (działanie popiołu) zaklejania się powierzchni łopatek produktami niezupełnego spalania pyłu jest ruchowo niepewne.

Rozwiązanie spalania pyłu węglowego w turbinie spalinowej mogłoby spowodować znaczne przeobrażenia w sposobie rozwiązywania zagadnień dotyczących siłowni ciepłych. Turbina na pył węglowy mogłaby konkurować z silnikiem spalinowym o dużych mocach, np. dla napędu okrętów, wielkich lokomotyw itp.

Nowy rodzaj energii: energia atomowa, jak wydaje się obecnie, będzie nadawać się przede wszystkim do wykorzystania w siłowniach ciepłych i ewentualnie do napędu okrętowego.

Ze względu na ustalony charakter przepływu powietrza turbina spalinowa nadawałaby się doskonale do wykorzystania tej energii.

Reasumując należy przewidywać, że z rozwojem techniki nastąpią zmiany konstrukcji różnych typów silników i zmiany ich zakresów zastosowań; odnośnie do silników spalinowych tłokowych nie wskazuje na to, że silnik ten mógłby być zastąpiony jakimkolwiek innym jako jednostka napędowa dla motoryzacji, napędów okrętowych mniejszych mocy i różnych napędów przemysłowych, pomocniczych, przenośnych, przewoźnych, napędów maszyn dźwigowych, budowlanych, rolniczych, małych generatorów, sprężarek itp.

Wobec nieprawdopodobieństwa skonstruowania innych typów silników o ogólnym zastosowaniu nasuwa się nieodparcie konieczność wytwarzania syntetycznego paliw płynnych jako perspektywa przyszłości.

Ze względu na bardzo szerokie i coraz szersze zastosowanie i na wielostronność usług, jakie oddaje silnik spalinowy tłokowy dzisiejszej cy-

wilizacji i technice, wiadomości o jego budowie, obsłudze i eksploatacji, niejednokrotnie lekceważone, powinny być na przyszłość jedną z podstaw kształcenia technicznego.

#### LITERATURA

- [1] E. I. Gagarin, S. W. Rudniew, *Tieplowyye dwigatieli*, Moskwa (1944).
- [2] H. J. Rossiewskij, *Dizelnyje elektriczeskije stancii* Moskwa (1947).
- [3] W. A. Wandszeidt, *Sudowyye dwigatieli* (1950).
- [4] N. W. Brusjancew, *Awtomobilnyje topliwa*, Moskwa (1948).
- [5] P. M. Heldt, *Les moteurs Diesel a grande vitesse*, Paryż (1948).
- [6] A. W. Judge, *Aircraft engines*, Londyn (1949).
- [7] Hayne-Constant, *Gas turbines and their problems*, Londyn (1948).
- [8] Subzer Technical Review, Winterthur (1951 i 1952).
- [9] The Oil Engine and Gas Turbine, Londyn (1951) 52, 53, 54.
- [10] The Motorship, Londyn (1951) 52, 53.
- [11] VDI, nr 36 grudzień 1951 r.

*Katedra Silników Tłokowych*

*Wpłynęło w maju 1954 r.*

---

#### ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОГРЕССА ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Автор кратко описывает наиболее характеристические преимущества и недостатки различных типов поршневых двигателей внутреннего сгорания. Исходя из осуществленных до сих пор достижений, автор рассматривает возможности развития двигателей внутреннего сгорания в будущем. При этом он берет во внимание сравнительный диапазон применения двигателей других типов, как напр. газовых турбин, а также проблему израсходования запасов горючего в мировом масштабе.

---

#### THE DEVELOPEMENT OF RECIPROCATING I. C. ENGINE

The author describes the development of reciprocating I. C. engine in the past, gives a brief outline of different types of I. C. engines including their characteristics, advantages and disadvantages. The possibilities of development in the future, as well as liquid fuel shortage problems, gas turbine drives and gas turbine supercharging are discussed.

---

## ZNAKI WIELKOŚCI WYSTĘPUJĄCYCH W MECHANICE CIAŁ STAŁYCH ODKSZTAŁCALNYCH, CZYLI W „STEREOMECHANICE“

(Praca wykonana w ramach współpracy z Politechniką Wrocławską).

*Zenobiusz KLIŁBOWSKI, prof. dr inż., Kier. Kat. Wytrż. Mat. Polít. Warszawskiej*

Rozprawa niniejsza ma na celu zwrócenie uwagi zajmujących się zagadnieniami wytrzymałościowymi na niewłaściwości dopuszczane często przy opatrywaniu znakami wielkości występujących w badaniach dotyczących obliczeń wytrzymałościowych i jest krokiem w kierunku wyjaśnienia tego zagadnienia. Podkreśla się w niej, że poprawne przyjmowanie znaków różnych wielkości w poszczególnych przypadkach wymaga powzięcia z góry decyzji, czy ma ono na celu badanie warunków równowagi, czy też badanie stanu naprężenia i towarzyszącego mu stanu odkształcenia, w każdym z tych dwóch przypadków bowiem powinny być z natury rzeczy przyjmowane różne kryteria poprawności, czego się nie przestrzegało. Pożądane rozwinięcie dyskusji nad tym zagadnieniem przyczyniłoby się do wyjaśnienia go.

### 1. UWAGI OGÓLNE

Stosowane bywają dwa podstawowe rodzaje prostokątnego układu osi współrzędnych: francuski, czyli lewy (lewoskrętny) i angielski, czyli prawy (prawoskrętny).

Przedstawiony na rys. 1 układ osi współrzędnych jest prawy; odpowiada on znanej następującej definicji:

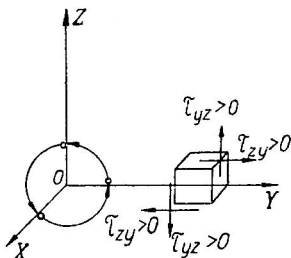
Człowiek, stojący stopami w początku układu osi współrzędnych  $O$  i mający głowę na dodatniej półosi  $Z$ , wyciągniętym prawym ramieniem wskazuje dodatni zwrot półosi  $X$ , a lewym ramieniem — dodatni zwrot półosi  $Y$ .

Jeśli lewe ramię wskazuje dodatni zwrot półosi  $X$ , a prawe — dodatni zwrot półosi  $Y$ , to układ jest lewy.

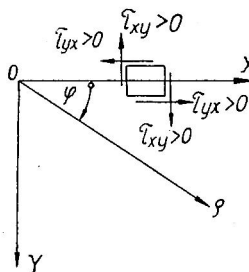
W zagadnieniach płaskiego (dwuosowego) stanu naprężenia lub w zagadnieniach takiegoż stanu odkształcenia, obierając osie  $X$  i  $Y$ , jak pokazano na rys. 2, zakłada się więc przy prawym układzie, że dodatnia półoś  $Z$  znajduje się za płaszczyzną rysunku.

Obierając natomiast osie  $X$  i  $Y$  jak na rys. 3 przyjmuje się przy prawym układzie konsekwentnie, że dodatnia półoś  $Z$  jest zwrócona ku patrzącemu na rysunek.

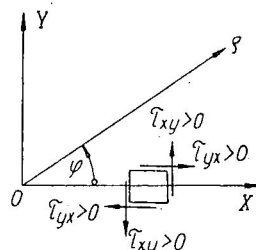
Kąt  $\varphi$  nachylenia względem osi  $X$  jest dodatni, jeżeli jego wartość bezwzględna wzrasta w miarę tego, jak promień  $\rho$  oddalając się od dodatniej półosi  $X$  zbliża się krótszą drogą do dodatniej półosi  $Y$  w pierwszej ćwiartce i dalej zachowuje ten sam zwrot.



Rys. 1



Rys. 2



Rys. 3

W płaszczyźnie  $YZ$  (lub  $ZX$ ) analogicznie wartość bezwzględna dodatniego kąta  $\varphi$  wzrasta w miarę tego, jak  $\rho$  oddalając się od półosi  $+Y$  (lub  $+Z$ ) zbliża się krótszą drogą do półosi  $+Z$  (lub  $+X$ ).

## 2. ZNAKI DOTYCZĄCE OBCIĄŻENIA (CZYLI SIŁ ZEWNĘTRZNYCH)

Wiadomo, że w dynamice ciał sztywnych w ogóle, a więc w kinetyce i statyce przy badaniu obciążenia przypisuje się rzutowi wektora siły i momentu (pary sił — gnącej lub skręcającej) jako wektora uogólnionej siły zewnętrznej (siły obciążenia) znak dodatni lub ujemny w zależności od tego, czy jego zwrot jest zgodny, czy też niezgodny z dodatnim zwrotem odnośnej osi przyjętego układu współrzędnych. Zgodnie z tą zasadą układu się warunki równowagi.

Jeżeli więc para sił posiada zwrot, odpowiadający na rys. 2 lub 3 zwrotowi kąta  $\varphi$ , to wektor momentu tej pary ma zwrot zgodny ze zwrotem dodatnim osi  $Z$ , zależnym od przyjętego rodzaju układu (i analogicznie dla pozostałych płaszczyzn układu osi współrzędnych).

W mechanice ciał sprężystych wektorom obciążenia, a więc wektorom zewnętrznym sił, oraz wektorom momentów (zewnętrznych par sił — gnących i skręcających) przypisuje się znak  $(+)$  lub  $(-)$ , zgodnie z wyżej podaną zasadą przyjętą w statyce ciał sztywnych.

Tę samą zasadę przyjmuje się dla określenia znaków składowych  $u, v, w$  wektora przesunięcia (przemieszczenia).

Przemieszczenia, jak wiadomo, zachodzą w wyniku ruchu cząstek ciała lub też w wyniku ich odkształceń albo w wyniku jednego i dru-

giego i mogą posiadać zarówno dowolnie małe wartości, jak też bardzo duże, wówczas gdy odkształceniom jednostkowym przypisujemy wartości z reguły bardzo małe.

Pomiędzy odkształceniami jednostkowymi  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$  i odpowiednimi przemieszczeniami (składowymi)  $u, v, w$  wywołanymi odkształceniami istnieje matematyczny związek „różniczkowo-całkowy”, a mianowicie: przemieszczenia takie są wynikiem całkowania odkształceń, natomiast odkształcenia są wynikiem różniczkowania przemieszczeń.

Zwrot obrotu elementu ciała uważamy za dodatni, gdy obrót odbywa się krótszą drogą od półośi  $+X$  do półośi  $+Y$  (lub od półośi  $+Y$  do półośi  $+Z$ , albo też od półośi  $+Z$  do półośi  $+X$ ).

Znaki dotyczące wielkości zewnętrznych ustala się w odniesieniu do osi układu.

### 3. ZNAKI DOTYCZĄCE NAPIĘĆ (CZYLI SIŁ WEWNĘTRZNYCH)

Jeżeli ciało obciążone i pozostające w równowadze przetniemy myślowo płaszczyzną, otrzymamy jak wiadomo na powierzchni przekroju zatrzymanej części ciała sumaryczne dla całego przekroju napięcie normalne przeciwnego zwrotu w porównaniu ze zwrotem rzutu na dany kierunek sumy sił obciążenia przypadających na tę część.

To samo dotyczy napięcia poprzecznego (czyli tnącego); ma ono na płaszczyźnie przekroju rozpatrywanej (zatrzymanej) części ciała zwrot przeciwny w porównaniu ze zwrotem geometrycznej sumy rzutów na płaszczyznę przekroju poprzecznego sił obciążenia, przypadających na tę część.

Jeżeli badamy warunki równowagi (którejkolwiek z dwóch) części myślowo odciętej, to traktujemy napięcie (normalne i styczne) panujące na powierzchni przekroju zatrzymanej części jako siły zewnętrzne i wówczas przypisujemy im znaki przeciwne w porównaniu ze znakami rzutów (na odpowiednie kierunki) sił zewnętrznych (obciążenia) działających na tę część.

Rozpatrując prostopadłościenny element ciała o krawędziach równoległych do osi prostokątnego układu współrzędnych (rys. 4), przypisuje się poszczególnym składowym stanem naprężenia (naprężeniom) w  $\text{kg/cm}^2$  w zależności od dwójakiego celu badań znak  $(+)$  lub  $(-)$ , zgodnie z poniższymi zasadami:

1) W badaniu, mającym na celu ułożenie warunków równowagi elementu, przypisujemy napięciom, zarówno normalnym jak i stycznym, znak  $(+)$  lub  $(-)$  zależnie od tego, czy ich zwrot jest zgodny ze zwrotem odpowiednich dodatnich półośi układu, czy też niezgodny.

Siły wchodzące w równania równowagi uważamy — bez względu na ich pochodzenie — za zewnętrzne, stąd dla badania warunków równowagi reguła znaków jest taka, jak w dynamice ciał sztywnych.

Zwrot obrotu elementu uważamy za dodatni, gdy obrót odbywa się krótszą drogą od pólosi  $+X$  do pólosi  $+Y$  (lub od pólosi  $+Y$  do pólosi  $+Z$ , lub też od pólosi  $+Z$  do pólosi  $+X$ ).

O tak określonym dodatnim kącie obrotu mówi się, że jest to kąt otrzymany przez obrót zgodny ze skrętnością układu (układ prawoskrętny lub lewoskrętny).

Jeżeli więc para sił posiada zwrot odpowiadający na rys. 2 lub 3 zwrotowi kąta  $\varphi$ , to wektor momentu tej pary ma zwrot zgodny ze zwrotem dodatnim pólosi  $Z$ , zależnym od przyjętego rodzaju układu (i analogicznie dla pozostałych płaszczyzn układu osi współrzędnych).

2) W badaniu, mającym na celu wyznaczenie odkształceń elementu, normalne naprężenia ( $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ ) przyjmuje się za dodatnie, jeżeli są rozciągające, natomiast za ujemne, jeżeli są ściskające, niezależnie od tego, czy zwrot danego naprężenia normalnego działającego na rozpatrywanej ścianie jest zgodny ze zwrotem odnośnej osi układu współrzędnych, czy niezgodny.

Naprężenie normalne przyjmuje się więc za dodatnie lub ujemne w zależności od tego, czy jego zwrot jest zgodny czy też niezgodny z normalną zewnętrzną ścianą przekrojowej, na którą naprężenie to działa.

Podobnie wydłużenie uważamy za odkształcenie dodatnie, natomiast skrócenie za odkształcenie ujemne.

Odkształcenie ujemne przyjmujemy więc za dodatnie lub ujemne w zależności od tego, czy jest ono wywołane naprężeniem normalnym dodatnim czy też ujemnym.

Naprężenie styczne  $\tau_{yz}, \tau_{xz}, \tau_{xy}$  działające na odpowiedniej ścianie rozpatrywanego prostopadłościennego elementu ciała przyjmuje się za dodatnie, gdy jego zwrot zgodny jest ze zwrotem odnośnej osi układu współrzędnych wówczas jedynie, gdy zwrot zewnętrznej normalnej rozpatrywanej ścianie odpowiada dodatniemu zwrotowi odnośnej osi układu współrzędnych.

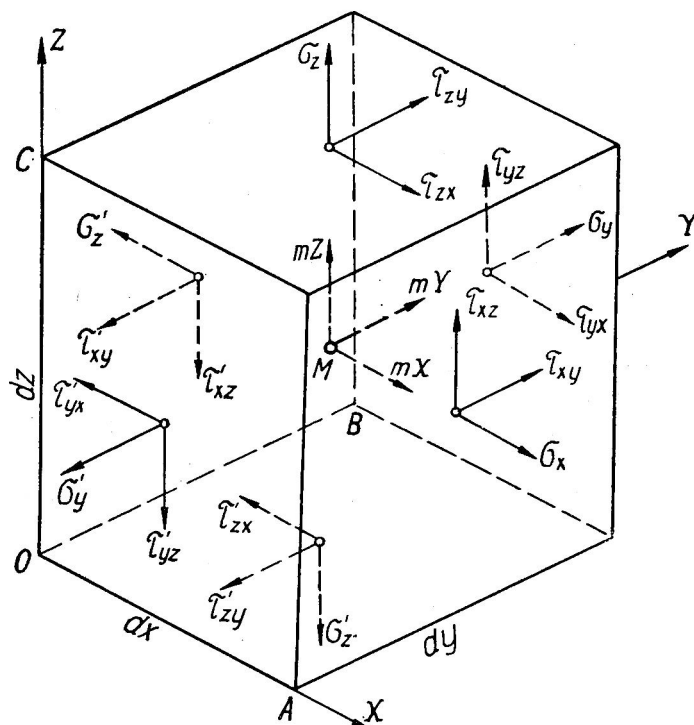
Jeżeli natomiast na rozpatrywanej ścianie elementu zewnętrzna normalna ma zwrot przeciwny dodatniemu zwrotowi odpowiedniej osi, to za dodatni zwrot naprężenia stycznego przyjmuje się ten, który jest przeciwny dodatniemu zwrotowi odnośnej osi układu współrzędnych.

Rozpatrzmy w związku z tym występujące na czterech „bocznych” ścianach elementarnego dowolnie zorientowanego prostopadłościanu naprężenia styczne mające kierunki prostopadle do krawędzi wzajemnych przecięć tych ścian.

Z powyższych przyjęć znaków naprężeń stycznych wynika, że te naprężenia styczne panujące na każdej z czterech omawianych „bocznych” ścian elementarnego prostopadłościanu (wyznaczające płaszczyznę)

mają zawsze jednakowy znak. Znak ten przy danych naprężeniach normalnych jest zależny wyłącznie od orientacji zwrotów dodatnich obranego kierunku osi współrzędnych (rys. 1, 2, 3).

Jako dodatnie uważamy więc te cztery naprężenia styczne, które łącznie działając wywołują wydłużenie tej przekątnej podstawy elementarnego prostopadłościanu, której kierunek objęty jest obydwoma do-



Rys. 4

datnimi i obydwoma ujemnymi zwrotami osi równoległych do podstaw [1] do [9]. Dotyczy to naprężeń:  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ,  $\tau_{yz} = \tau_{zy}$ ,  $\tau_{zx} = \tau_{xz}$ .

Znane związki  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ;  $\tau_{yz} = \tau_{zy}$ ;  $\tau_{zx} = \tau_{xz}$ , niezależne od obioru kierunków i zwrotów osi współrzędnych, wyrażają, jak wiadomo, „prawo równości odpowiednich naprężeń stycznych w przekrojach wzajemnie prostopadłych”; wypływają one wyłącznie z warunków równowagi elementu (wewnętrznego i zewnętrznego) ciała przy założeniu, że na element nie działają momenty masowe.

Z rozważań o znakach naprężeń rozpatrywanych odkształceniowo wynika, że jeżelibyśmy element o płaskim stanie naprężenia, przedstawiony np. na rys. 2, ujęli w inny układ współrzędnych przy osiach równoległych do osi układu przedstawionego na rys. 2, to przy zmianie doda-

tniego zwrotu jednej, którejkolwiek półosi  $X$  lub  $Y$  naprężenia styczne zmieniają znaki, a w przypadku zmiany dodatnich zwrotów obydwu tych półosi znaki naprężeń stycznych pozostają bez zmiany. Natomiast znaki naprężeń normalnych  $\sigma_x$  i  $\sigma_y$  pozostają w każdym przypadku zmiany osi takie same.

Wielu autorów prac wytrzymałościowych rozumie równość  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$  jako wiążącą wartości bezwzględne obydwu tych naprężeń i że każda z nich algebraicznie różni się od drugiej znakiem. To błędne stanowisko ujawnia się zawsze, gdy przy wyznaczaniu skrajnych naprężeń stycznych  $\tau$  otrzymuje się  $\tau_{\max} = \bar{\tau}$  i  $\tau_{\min} = -\bar{\tau}$ , wówczas gdy prawidłowo powinno być albo

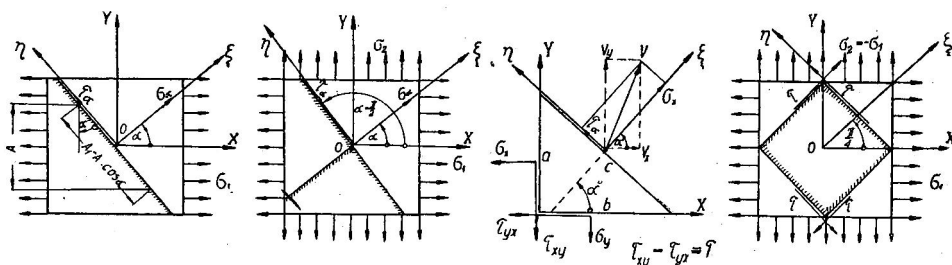
$\tau_{\max} = \bar{\tau}$  i  $\tau_{\min} = 0$ , przy czym  $\tau_{\min}$  panuje w przekrojach głównych, albo

$\tau_{\max} = 0$  i  $\tau_{\min} = -\bar{\tau}$ , przy czym  $\tau_{\max}$  panuje w przekrojach głównych.

To błędne stanowisko ujawnia się również w związku z wykreślną interpretacją stanu naprężenia (np. płaskiego) za pomocą koła Mohra, kiedy to jedno z naprężeń stycznych  $\tau = \tau_{xy} = \tau_{yx}$  oznaczane bywa przez  $\tau$ , a drugie przez  $-\tau$ .

Odkształcenia poprzeczne (postaciowe)  $\gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$  (zmniejszenie pierwotnie prostych kątów pomiędzy ścianami prostopadłościanu elementarnego) przyjmujemy za dodatnie lub za ujemne w zależności od tego, czy są wywołane naprężeniami dodatnimi, czy też ujemnymi.

Na rys. 4 uwidoczniono dodatnie zwroty naprężeń działających na ścianach prostopadłościanu elementarnego i składowych sił masowych przy prawym układzie osi współrzędnych.



Tablica 1

Zagadnienie znaku kąta obrotu w badaniu mającym na celu wyznaczanie odkształceń elementu konstrukcyjnego ma głównie znaczenie przy zginaniu i skręcaniu.

W tablicy I zestawiono najważniejsze dla praktyki wzory dotyczące płaskiego stanu naprężenia z uwidocznieniem dodatnich zwrotów wielkości wektorowych występujących w rozpatrywanych przypadkach.



## 4. ZNAKI WIELKOŚCI WYSTĘPUJĄCYCH PRZY BADANIU ZGINANEJ BELKI

Przy badaniu belek zginanych obieramy zazwyczaj, jak wiadomo, początek układu osi współrzędnych na jednym z końców belki lub na jednej z podpór; osi współrzędnych  $X$  nadaje się zwykle kierunek poziomy wzdłuż geometrycznej osi belki, opatrując strzałką np. w prawo jej dodatni zwrot; osi  $Y$  nadajemy zwykle kierunek pionowy, opatrując często strzałką w dół jej dodatni zwrot, zwłaszcza gdy obciążenie belki stanowią głównie siły ciężkości. Wówczas przy prawym układzie osi współrzędnych dodatnia półoś  $Z$  znajduje się za płaszczyzną rysunku.

Wyznaczając warunki równowagi elementu belki o długości  $dx$ , wydzielonego dwiema poprzecznymi płaszczyznami, postępujemy jak w dynamice ciał sztywnych; wówczas o znakach napięć (+) lub (—) decyduje zgodność lub niezgodność ich zwrotów ze zwrotem odpowiedniej dodatniej półosi.

Przy badaniu odkształcenia belki (linii ugięcia) rozumiemy jak następuje:

W płaszczyźnie poprzecznego przekroju pozostawionej części belki (po myślowym odrzuceniu reszty belki) napięcia (siły wewnętrzne) sprowadzają się, jak wiadomo, do siły poprzecznej  $T$  w  $KG$  i pary sił o momencie  $M$  w  $kGcm$ . Siły wewnętrzne sprowadzają się ogólnie bowiem do siły normalnej  $N$ , siły stycznej  $T$ , momentu gnącego  $M_g$  i momentu skręcającego  $M_s$ .

Rozpatrzmy przypadek płaskiego obciążenia siłami prostopadłymi do osi belki. Wiadomo, że w przypadku takiej belki siła  $T$  równa się algebraicznej sumie sił (wraz z reakcjami) działających na myślowo odrzuconą jej część; również moment  $M$  (omawianej pary sił) równa się algebraicznej sumie momentów sił (łącznie z reakcjami) względem przyjętego przekroju (środka masy przekroju jako środka redukcji sił) działających na myślowo odrzuconą część belki.

W celu skrócenia wysłowienia zamiast „działanie pary sił o momencie  $M$ ” mówi się „działanie momentu  $M$ ”.

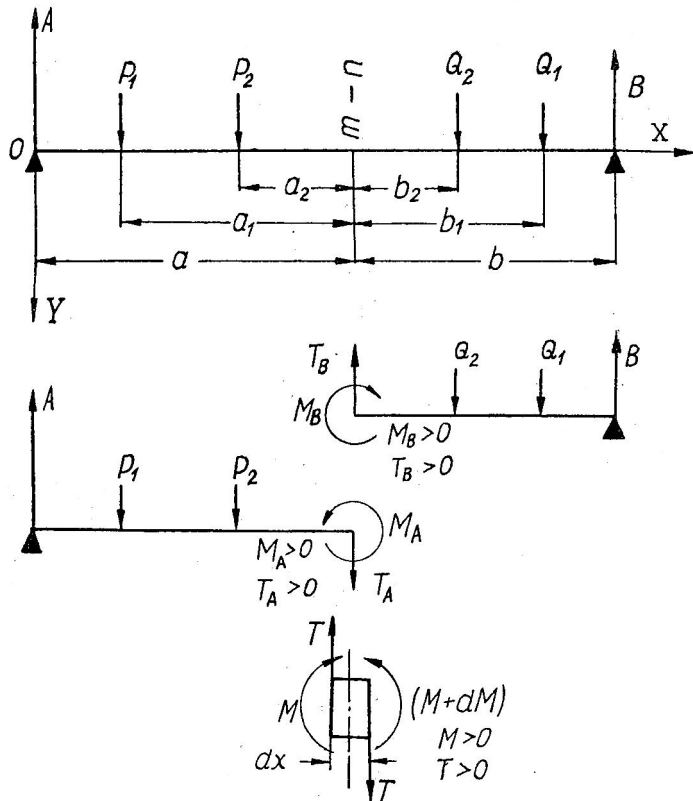
Przez stosowane zazwyczaj przy badaniu zgięcia belek oznaczenie strzałką łukowo wygiętą rozumie się moment  $M$  pary sił ( $P, -P$ ) o ramieniu  $a$ , w której ramię  $a$  zmniejsza się nieograniczenie przy jednoczesnym zwiększaniu się sił  $P$ , tak że iloczyn  $P \cdot a$  o wartości  $M$  pozostaje stały.

Przy obciążeniu taką parą sił belki płasko zginanej obojętne są kierunki (w danej płaszczyźnie) sił ( $P$  i  $-P$ ) pary, gdyż jest ona całkowicie określona algebraiczną wartością momentu  $M$  przedstawionego łukowo wygiętą strzałką o odpowiednim zwrocie ostrza.

Powyższe ilustruje prosty przykład przedstawiony na rys. 5.

Reakcje podpór  $A$  i  $B$  określamy na podstawie zwykłych znanych metod z warunków równowagi.

Układ sił w danym przekroju sprowadzający się do siły poprzecznej  $T$  i do pary sił o momencie  $M$  jest układem sił wewnętrznzych.



Rys. 5

Odrzucając część belki o długości  $a$  (czyli lewą) otrzymamy, z warunku równowagi:

$$T_B = A + P_1 + P_2 \quad (\text{gdzie } A < 0)$$

$$M_B = Aa + P_1 a_1 + P_2 a_2.$$

Jeżelibyśmy odrzucili część belki o długości  $b$  (czyli prawą), to siła poprzeczna  $T_A$  i moment  $M_A$  na pozostałej części belki (czyli lewej) miałyby te same wartości bezwzględne co  $T_B$  i  $M_B$ , lecz zwroty przeciwne

$$T_A = B + Q_1 + Q_2 \quad (\text{gdzie } B < 0)$$

$$M_A = Bb + Q_1 b_1 + Q_2 b_2.$$

W wyrażeniach:  $T_A$ ,  $T_B$ ,  $M_A$ ,  $M_B$  liczono algebraicznie zarówno siły, jak też i ramiona momentów (a więc z odpowiednimi znakami).

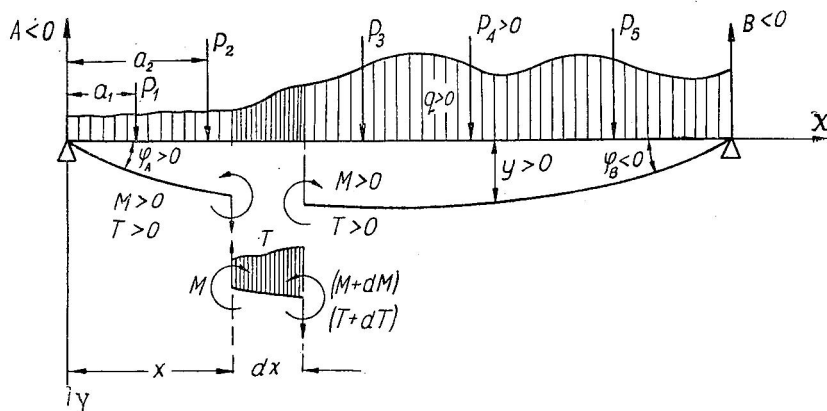
Wydzielmy w miejscu określonym przekrojem  $m-n$  dwiema sąsiednimi płaszczyznami poprzecznymi element belki o długości  $dx$  (rys. 5). Jeżeli zwrot pary sił poprzecznych, działających na element o długości  $dx$ , jest zgodny ze wzrostem dodatniego kąta  $\varphi$ , to siłę poprzeczną w danym przekroju przypisujemy znak dodatni i odwrotnie.

Siła poprzeczna dodatnia po każdej stronie przekroju  $m-n$  daje więc moment, który dąży do obrócenia części belki, na którą działa według dodatniego kąta  $\varphi$ .

Jeżeli momenty działające na ściany „przekrojowe” wydzielonego elementu belki wyginają go wypukłością ku dodatniej półosi  $Y$  (czyli dają ugięcie zgodne z tą osią), to momentowi działającemu w danym przekroju przypisujemy znak dodatni i odwrotnie.

Poniżej podane znane zależności pozostają w zgodzie z tymi przyjęciami.

Na rys. 6 uwidoczniono dodatnie i ujemne zwroty sił obciążenia belki (łącznie z reakcjami) i uogólnionych przesunięć  $y$  i  $\varphi$  ze względu na warunki równowagi oraz dodatnie zwroty sił poprzecznych  $T$  i momentów  $M$  ze względu na odkształcenia.



Rys. 6

Dla elementu belki o długości  $dx$  z obciążeniem wyłącznie ciągłym jest, jak wiadomo:

$$dM = T dx + 0,5 dT dx \rightarrow T dx,$$

$$\frac{dM}{dx} = T,$$

$$-T + (T + dT) + q dx = 0;$$

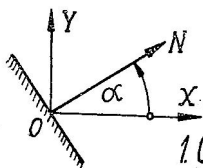
czyli

$$\frac{dT}{dx} = -q.$$

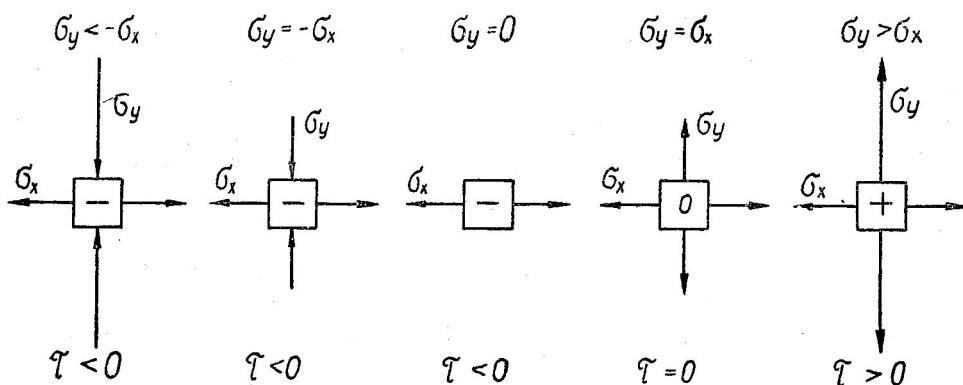
Jeżeli więc w przedziale ograniczonym odciętymi  $x$  i  $x+dx$  belka nie jest obciążona siłą skupioną, to:

1) pochodna momentu  $M$  względem współrzędnych  $x$  wyraża wartość siły poprzecznej  $T$ ;

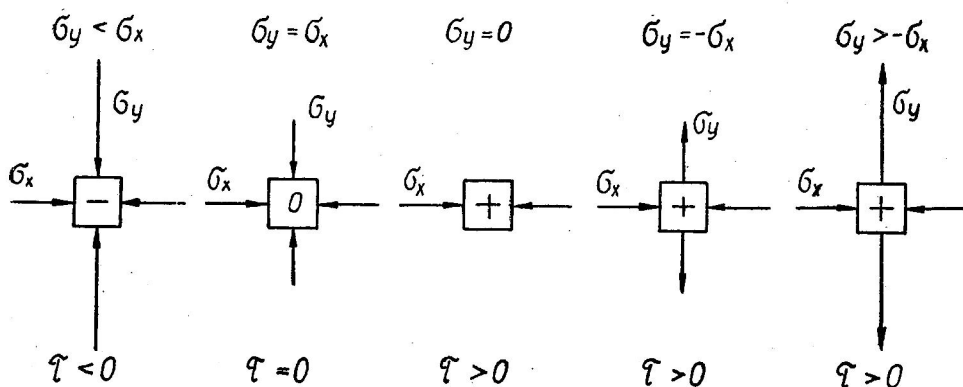
2) pochodna siły poprzecznej względem współrzędnej  $x$  wyraża wartość obciążenia jednostkowego  $q$  z odwrotnym znakiem, czyli  $-q$ .



1. Gdy naprężenie główne  $\sigma_x$  jest dodatnie



2. Gdy naprężenie główne  $\sigma_x$  jest ujemne



Tablica II

Przy czystym zginaniu belki, rozpatrywanym odkształceniowo, kąt, który przychodzi do głosu, jest to kąt wzajemnego obrotu przekrojów,

na które działają momenty. Przypisuje się im znak (+) lub (—) w zależności od tego, czy moment gnący (rozpatrywany odkształceniowo) jest dodatni, czy też ujemny. To samo dotyczy krzywizny  $1/\rho$ .

W przypadku zginania płyty momentami  $M_1$  kGcm/cm w przekrojach równoległych do płaszczyzny  $XY$  i momentami  $M_2$  kG cm/cm w przekrojach równoległych do płaszczyzny  $YZ$  ugięcie uważamy za dodatnie, jeżeli zwraca się ona wypukłością zgodnie ze zwrotem dodatniej półosi  $Y$ .

Krzywizny  $1/\rho_1$  i  $1/\rho_2$  odpowiadające momentom  $M_1$  i  $M_2$  są dodatnie, jeżeli przynależne im momenty są dodatnie, i odwrotnie. To samo dotyczy kątów wzajemnego obrotu przekrojów.

#### LITERATURA

- [1] *Maszinostrojenije*, Encyklopedičeskij sprawocznik, t. I, Moskwa (1948) Gosudarstwennoje Nauczno-tiechničeskoe Izdatielstwo Maszynostroitielnoj Litieratury.
- [2] *Mechanik*, Poradnik Techniczny, Dzieło zbiorowe 1, Warszawa (1949) SIMP, 724
- [3] N. M. Bielajew, *Soprotiwlenije matieriałow*, Moskwa i Leningrad (1950) Gostiechizdat.
- [4] M. T. Huber, *Stereomechanika techniczna*, cz. I, Warszawa (1951) PZWS.
- [5] S. P. Timoszenko, *Tieorija uprugosti*, Leningrad i Moskwa (1934) Gostiechizdat.
- [6] M. T. Huber, *Teoria sprężystości* 1, Kraków (1948) PAU 67, 17.
- [7] N. I. Iwanow, *Soprotiwlenije matieriałow*, Moskwa i Leningrad (1942) Gostiechizdat, 39.
- [8] G. Dreyer, *Festigkeitslehre und Elastizitätslehre*, Leipzig (1952) Fachbuchverlag GMBH, 276.
- [9] R. Kurowski, M. Niezgodziński, *Wytrzymałość materiałów*, Warszawa (1951) PZWS, 27—33.

*Katedra Mechaniki Technicznej*

*Wpłynęło w lipcu 1954*

#### О ЗНАКАХ ВЕЛИЧИН, ВЫСТУПАЮЩИХ В МЕХАНИКЕ ДЕФОРМИРУЮЩИХСЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ, ИЛИ О „СТЕРЕОМЕХАНИКЕ”

Статья написана с целью обратить внимание занимающихся вопросами сопротивления материалов на ошибки, часто допускаемые при снабжении знаками величин, выступающих в исследованиях, относящихся к расчетам по сопротивлению материалов, и является шагом к выяснению этого вопроса. В статье подчеркивается, что для правильного принятия знаков разных величин в отдельных случаях требуется предварительное решение, делается ли это с целью иссле-

дования условий равновесия, или же состояния напряжения и сопутствующего ему состояния деформации так как в каждом из этих случаев следует, естественно, принять разные критерии корректности, что не соблюдалось. Дискуссия по этому вопросу содействовала бы его выяснению.

---

#### DESIGNATION OF QUANTITIES APPEARING IN THE MECHANICS OF DEFERMABLE SOLID BODIES

The paper aims at drawing attention to the improprieties frequently incurred in designation of quantities appearing in calculations of strengths of materials. At points out that a proper choice of designation of different quantities in specific cases should be dependent on the fact whether it is the state of equilibrium that is examined, or the state of tension (strain) with the accompanying deformation. In each of these two cases different criteria of correctness should be accepted, which has not been observed thus far.

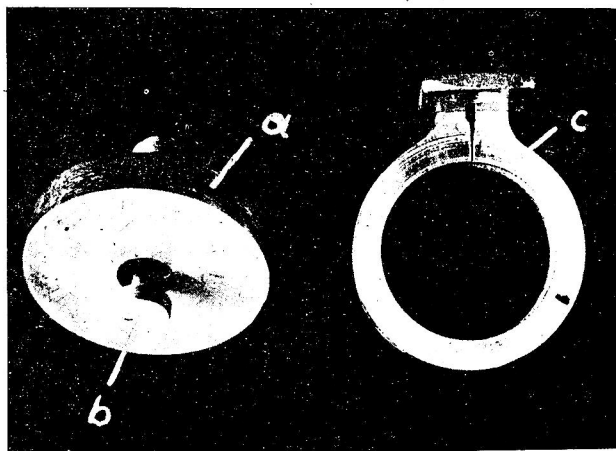
---

## BADANIA PRZYZCZEPNOŚCI MAS FORMIERSKICH PRZEZNACZONYCH DO FORMOWANIA SKORUPOWEGO

Zdzisław SAMSONOWICZ, mgr inż., adiunkt Katedry Odlewnictwa

W pracy podano nową metodę badania przyczepności form skorupowych do metalowej płyty modelowej. Opisano przyrząd do badania przyczepności i sposób jego działania. Podano szereg wyników badań przyczepności form skorupowych przy użyciu różnych materiałów jako oddzielaczy. Zwrócono uwagę na nowo opracowany i opatentowany oddzielacz zastępujący olej silikonowy.

W ostatnich latach nastąpił szybki rozwój nowej metody formowania, tzw. „formowania skorupowego” lub inaczej „formowania procesem C” (od nazwiska wynalazcy Croning). Metoda ta wprowadziła przewrót w dotychczasowej technologii formowania, pozwalając na zwiększenie szybkości, dokładności oraz taniości wykonania formy i odlewu.



Fot. 1. Elementy przyrządu do pomiaru przyczepności  
mas żywicznych:

a) płytka, b) wypychacz, c) pierścień z nasuniętą klamrą

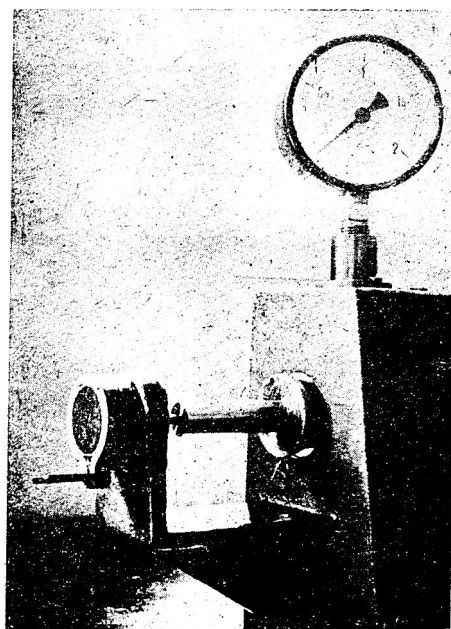
Wykonanie form odlewniczych procesem C polega na spiekaniu masy formierskiej, składającej się z piasku kwarcowego zmieszanego z żywicą fenolowo-formaldehydową i z innymi dodatkami. Spiekanie odbywa się na płycie modelowej, uprzednio podgrzanej do temperatury około 220°C.

Pod wpływem temperatury żywica zmieszana z piaskiem kwarcowym topi się; wiążąc poszczególne ziarna piasku, w przeciągu kilku sekund tworzy skorupę grubości 4—6 mm, wiernie odtwarzającą kształty płyty modelowej. Skorupę poddaje się następnie zabiegowi cieplnemu, zwanemu hartowaniem, który polega na nagrzewaniu płyty wraz ze skorupą

w temperaturze około 350°C w ciągu kilkudziesięciu sekund. Podczas hartowania skorupa staje się twarda i wytrzymała. Tak przygotowaną skorupę zdejmuje się za pomocą wypychaczy umieszczonych na płycie modelowej.

Masa żywicowa posiada dużą przyczepność do metalu, z którego wykonana jest płyta modelowa i z tego powodu natryskuje się płytę oddzielnikiem, który w znacznym stopniu zmniejsza przyczepność skorupy do płyty. Według danych literatury [1], najczęściej stosowanym oddzielnikiem jest olej silikonowy. Olej silikonowy jest materiałem nie produkowanym w Polsce na skalę przemysłową, co wywołało potrzebę szukania środków zastępczych, spełniających rolę dobrego oddzielnika.

W celu dokonania pomiaru wpływu oddzielnika na przyczepność mas żywicowych do metalu sporządzono przyrząd pokazany na fot. 1, za po-



Fot. 2. Przyrząd do pomiaru przyczepności mas żywicowych, zamontowany w uchwyt aparatu do badania wytrzymałości piasków formierskich. Wewnątrz pierścienia widoczna próbka utwardzonej masy żywicowej.

mocą którego można zmierzyć siłę przyczepności wyrażoną w  $\text{kG/cm}^2$ . Przyrząd ten składa się z płytki, wypychacza i z pierścienia z kłami.

#### PRZEBIEG POMIARÓW

Badanie przyczepności masy żywicowej przeprowadza się w następujący sposób: Płytkę wraz z nasuniętym wypychaczem umieszcza się na czas 6 minut w piecu o temp. 350°C. W tym czasie płytka nagrzewa się do temp. około 220°C; po wyjęciu z pieca smaruje się ją badanym oddzielnikiem, nakłada się na nią pierścień zaciśnięty kłami i do wnętrza pierścienia nasypuje się masę żywicową. Tak przygotowaną próbkę umieszcza się ponownie w piecu na czas 4 minut, gdzie masa żywicowa twardnieje i staje się wytrzymała. Po 4 minutach płytkę wyjmuje się



i jeszcze gorącą zakłada się w uchwyt aparatu służącego do badania wytrzymałości mas formierskich typu GF, jak pokazuje fot. 2. Przez pokręcenie korbką aparatu wywieramy na wypychacz nacisk osiowy, którego wielkość odczytujemy na skali manometru.

Powierzchnia przyczepności badanej próbki wynosi  $11 \text{ cm}^2$  i jest ustalona średnicą pierścienia wynoszącą 37,5 mm. Czynna powierzchnia wypychacza wynosi  $1 \text{ cm}^2$ , co odpowiada średnicy 11,3 mm. Podczas pomiaru badamy więc przyczepność masy żywicznej na powierzchni równej  $11 - 1 = 10 \text{ cm}^2$ .

## WYNIKI POMIARÓW

### Seria I.

Do badania przyczepności użyto masy żywicznej o następującym składzie:

- 1) piasek kwarcowy płukany z Krzeszówką 91,2<sup>o</sup>/<sub>o</sub>
- 2) żywica fenolowo-formaldehydowa 8,0<sup>o</sup>/<sub>o</sub>
- 3) sześciometyleno czteroamina 0,8<sup>o</sup>/<sub>o</sub>

Płytkę stalową wraz z masą żywiczną nagrzewano w piecu mufowym w stałej temperaturze 350° przez czas 4 minut. Oddzielacz rozprawdzano na powierzchni płytki za pomocą pędzla. Po każdym pomiarze powierzchnię płytki oczyszczano papierem ściernym nr 00.

Uzyskane wyniki pomiarów podaje tablica I.

Tablica I

Wyniki pomiarów serii I

| L. p. | Nazwa oddzielacza     | Przyczepność $\text{kG/cm}^2$ | Uwagi                                      |
|-------|-----------------------|-------------------------------|--------------------------------------------|
| 1     | Olej silikonowy       | 1,30                          | Drobne ślady przyczepności ziarn do płytki |
| 2     | Olej parafinowy       | 1,60                          | Drobne ślady przyczepności ziarn do płytki |
| 3     | Parafina              | 1,40                          | Drobne ślady przyczepności ziarn do płytki |
| 4     | Olej rycynowy         | 2,00                          | Pęknięcie próbki                           |
| 5     | Olej maszynowy        | 2,16                          | Pęknięcie próbki                           |
| 6     | Melasa                | 1,46                          | Kilka ziarn przyczepionych do płytki       |
| 7     | Emulsja <i>ML</i> *)  | 0,80                          | Powierzchnia płytki i skorupy czysta       |
| 8     | Emulsja <i>SM</i> **) | 0,90                          | Powierzchnia płytki i skorupy czysta       |

\*) Emulsja *ML* oraz *SM* opracowane są przez Zakład Odlewnictwa Politechniki Wrocławskiej i zgłoszone do Urzędu patentowego P. R. L.

Emulsja *ML* oparta jest na odpowiednio przygotowanym roztworze lanoliny.

\*\*) Jak w \*).

### Seria II.

Skład masy żywicznej użytej do pomiarów serii II przedstawia się następująco:

- 1) piasek kwarcowy płukany z Krzeszówka 90,2<sup>o</sup>/o
- 2) żywica fenolowo-formaldechydowa 8,0<sup>o</sup>/o
- 3) sześciometyleno czteroamina 0,8<sup>o</sup>/o
- 4) tlenek żelaza 0,5<sup>o</sup>/o

Warunki pomiaru jak w serii I.

Wyniki pomiarów podaje tablica II.

Tablica II

Wyniki pomiarów serii II

| Lp. | Nazwa oddzielacza | Przyczepność<br>kG/cm <sup>2</sup> | Uwagi                                                  |
|-----|-------------------|------------------------------------|--------------------------------------------------------|
| 1   | Olej silikonowy   | 0,85                               | Ślady przyczepności ziarn do płytki                    |
| 2   | Olej parafinowy   | 1,05                               | Duże ślady przyczepności ziarn do płytki               |
| 3   | Parafina          | 1,10                               | Jak punkt 1                                            |
| 4   | Olej rycynowy     | —                                  | Pęknięcie próbki                                       |
| 5   | Olej maszynowy    | 1,95                               | Jak punkt 1                                            |
| 6   | Melasa            | 1,40                               | Ślady przyczepności. Wytrzymałość skorupy obniżyła się |
| 7   | Emulsja <i>ML</i> | 0,50                               | Powierzchnia płytki i skorupy czysta                   |
| 8   | Emulsja <i>SM</i> | 0,6                                | Powierzchnia płytki i skorupy czysta                   |

### Seria III.

Skład masy żywicznej użytej do pomiarów serii III przedstawia się następująco:

- 1) piasek kwarcowy płukany z Krzeszówka 90,2<sup>o</sup>/o
- 2) żywica fenolowo-formaldechydowa 8,0<sup>o</sup>/o
- 3) sześciometyleno czteroamina 0,8<sup>o</sup>/o
- 4) nafta 0,1<sup>o</sup>/o

Warunki pomiarów jak w serii I.

Wyniki pomiarów podaje tablica III.

Tablica III

Wyniki pomiarów serii III

| Lp. | Nazwa oddzielacza | Przyczepność $\text{kG/cm}^2$ | Uwagi                                      |
|-----|-------------------|-------------------------------|--------------------------------------------|
| 1   | Olej silikonowy   | 0,90                          | Drobne ślady przyczepności ziarn do płytki |
| 2   | Olej parafinowy   | 1,00                          | Drobne ślady przyczepności ziarn do płytki |
| 3   | Parafina          | 0,84                          | Wiele punktów przyczepności ziarn          |
| 4   | Olej rycynowy     | 2,34                          | Duże punkty przyczepności ziarn            |
| 5   | Olej maszynowy    | 1,26                          | Ślady przyczepności ziarn do płytki        |
| 6   | Melasa            | 2,10                          | Powierzchnia płytki zanieczyszczona melasą |
| 7   | Emulsja <i>ML</i> | 0,60                          | Powierzchnia płytki skorupy czysta         |
| 8   | Emulsja <i>SM</i> | 0,65                          | Powierzchnia płytki skorupy czysta         |

Tablica IV

Powtarzalność wyników dla badań przyczepności masy skorupowej do płytki stalowej

| Nazwa badanego oddzielacza | Przyczepność w $\text{kG/cm}^2$ |      |                                        |      |      |             |            |         |      |      |
|----------------------------|---------------------------------|------|----------------------------------------|------|------|-------------|------------|---------|------|------|
|                            | 1                               | 2    | 3                                      | 4    | 5    | 6           | 7          | 8       | 9    | 10   |
| Emulsja <i>ML</i>          | 0,82                            | 0,80 | 0,78                                   | 0,80 | 0,80 | 0,80        | 0,82       | 0,80    | 0,79 | 0,80 |
| Olej silikonowy            | 1,30                            | 1,20 | 1,35                                   | 1,32 | 1,30 | 1,30        | 1,30       | 1,26    | 1,30 | 1,30 |
| Emulsja <i>ML</i>          | 0,50                            | 0,50 | 0,50                                   | 0,52 | 0,50 | 0,49        | 0,50       | 0,50    | 0,50 | 0,50 |
| Olej silikonowy            | 0,92                            | 0,90 | 0,88                                   | 0,88 | 0,85 | 0,85        | 0,85       | 0,85    | 0,87 | 0,86 |
| Emulsja <i>ML</i>          | 0,60                            | 0,60 | 0,60                                   | 0,56 | 0,60 | 0,60        | 0,58       | 0,60    | 0,60 | 0,60 |
| Olej silikonowy            | 1,30                            | 1,30 | 1,24                                   | 1,20 | 1,10 | 1,10        | 1,00       | 0,90    | 0,90 | 0,90 |
| Nazwa badanego oddzielacza | Skład masy żywicznej            |      | Wartość przyczepności $\text{kG/cm}^2$ |      |      |             |            |         |      |      |
|                            |                                 |      |                                        |      |      | najmniejsza | największa | średnia |      |      |
| Emulsja <i>ML</i>          | Jak w serii I                   |      |                                        |      |      | 0,78        | 0,82       | 0,801   |      |      |
| Olej silikonowy            |                                 |      |                                        |      |      | 1,20        | 1,35       | 1,293   |      |      |
| Emulsja <i>ML</i>          | Jak w serii II                  |      |                                        |      |      | 0,49        | 0,52       | 0,501   |      |      |
| Olej silikonowy            |                                 |      |                                        |      |      | 0,85        | 0,92       | 0,871   |      |      |
| Emulsja <i>ML</i>          | Jak w serii III                 |      |                                        |      |      | 0,56        | 0,60       | 0,594   |      |      |
| Olej silikonowy            |                                 |      |                                        |      |      | 0,90        | 1,30       | 1,094   |      |      |

W celu sprawdzenia powtarzalności wyników przy pomiarze przyczepności przeprowadzono badania, których wyniki ilustruje tabela IV. Jak wynika z wartości podanych w tablicy, rozrzut pomiarów jest mały, zwłaszcza dla emulsji *ML*.

## WNIOSKI

Na podstawie uzyskanych wyników badań stwierdzono, że przyrząd do badania przyczepności mas żywicowych używanych do formowania skorupowego daje możliwość dokonania pomiaru wpływu oddzielacza oraz składu masy na przyczepność skorupy — w sposób prosty i pewny.

Należy nadmienić, że na podstawie wyników badań przyczepności podanych powyżej, przeprowadzono szereg prób formowania skorupowego w warunkach przemysłowych, a wyniki tych prób są całkowicie zgodne z opisanymi wyżej wynikami badań.

Badanie przyczepności mas skorupowych może przyczynić się do ułatwienia pracy konstruktorom płyt modelowych. Konstruktor znając wytrzymałość skorupy na zginanie oraz na rozrywanie, powierzchnię czynną płyty modelowej oraz przyczepność może łatwo i pewnie zaprojektować ilość i sposób rozmieszczenia wypychaczy, który pozwoli na należyłą pracę płyty modelowej.

## LITERATURA

[1] Przegląd Odlewnictwa nr 8/53.

[2] Giesserei nr 3/53.

*Katedra Odlewnictwa*

*Wpłynęło we wrześniu 1954 r.*

---

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО СЦЕПЛЕНИЮ ФОРМОВОЧНЫХ МАСС,  
ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ОБОЛОЧКОВОЙ ФОРМОВКИ

В статье сообщается о новом методе исследования оболочковых форм. Описано приспособление для исследования сцепления и способ его действия. Приведен ряд результатов исследования сцепления опок при применении в качестве отделителей различных материалов. Обращено внимание на новый опатентованный отделитель, заменяющий силиконное масло.

---

EXAMINATION OF ADHERENCE OF MOULDER'S MASSES DESIGNED  
FOR SHELL MOULDING

The paper offers a new method of examination of adherence of shell forms to the metal moulder's slab. At gives a description of a specially constructed nstrument as well as a series of results obtained for varions separators. The iattention is drown to the newly worked out and patented separator to substitute silicon oil.

---



Cena zł 12,50