P. Duhem.

EWOLUCYA MECHANIKI.

(*Ciąg dalszy*). [1])

TEORYE MECHANICZNE CIEPŁA I ELEKTRYCZNOŚCI.

---

1. *Teorya kinetyczna gazów.*

Tryumfująca Mechanika analityczna nie jest zbudowana wyłącznie przy pomocy pojęć postaci i ruchu, jedynych elementów, które w wyjaśnieniu świata dopuszczali kartezyańczycy; nie zadawala się ona podobnie jak atomiści dołączeniem do nich masy; wprowadza ona prócz tego jeszcze pojęcie siły. Ale te cztery pojęcia wystarczają jej do zbudowania systemu, zadziwiającego swą rozległością i jednością logiczną. System ten urzeczywistnia marzenie Leibniza; jest więc, jak to poznał ten wielki metafizyk, reakcyą wobec dążeń Gassendi'ego, Descartes'a i Huygensa, jest powrotem do doktryn Szkoły.

Ciągły przypływ i odpływ, sprawiające oscylacyę poglądów ludzkich, popchnął Mechanikę Lagrange'a i jego spółczesnych ku starożytnej Fizyce perypatetycznej. I jak odpływ następuje po przypływie, tak nauka Przyrody znów zwracać się poczyna ku doktrynom atomistycznym.

Tę zmianę kierunku w prądzie teoryj fizycznych spowodowało odkrycie równoważności ciepła i pracy mechanicznej. Odkrycie to, jak zobaczymy w rozdziale następnym, zgadzało się dobrze z hypotezą, wygłoszoną przez Descartes'a i przyjętą przez wszystkich fizyków, którzy poprzedzili Blacka i Crawforda, że ciepło jest ruchem. Hypoteza ta była tedy naturalnie powołana do zjednania ponownie względów Fizyce kartezyańskiej lub atomistycznej, wyjaśnieniom, odrzucającym pojęcie siły.

Pomiędzy temi wyjaśnieniami, teorya atomistyczna własności gazów przedewszystkiem zwróciła na siebie uwagę fizyków.

---

[1]) Patrz zeszyt 3—4, str. 113.

przywilej ten powstał, że tak powiemy, siłą rzeczy, albowiem własności ciał gazowych wywołały były utworzenie Termodynamiki i one to nadawały się do rachunków najłatwiejszych i najzupełniejszych.

Przygotowaną przez próby Leibniza, Malebranche'a Jakóba Bernoulli'ego, Parenta, Jana I Bernoullie'go doktrynę, znaną dziś pod nazwą Teoryi kinetycznej gazów, określił dokładnie w r. 1738 Daniel Bernoulli w dziesiątej sekcyi swojej „Hydrodynamiki“ [1]).

Wyobraźmy sobie, mówi on, naczynie walcowe o tworzących pionowych, którego otwór górny zamyka tłok, obciążony pewnym ciężarem. Napełnijmy to naczynie mnóstwem ciałek bardzo małych, ożywionych ruchem we wszystkich kierunkach; ciałka te, bijąc w tłok w wielokrotnych uderzeniach, stawiać będą przeszkodę jego spadaniu; jeżeli powiększymy ciężar uciskający tłok, obniży się on, aż małe ciałka, ściśnięte w niniejszej przestrzeni, podtrzymają go swemi uderzeniami, które stały się teraz częstszemi. Oto mechanizm, który odtwarza najbardziej pospolite cechy płynu sprężystego; zapytujemy, czy przy jego pomocy nie dadzą się dokładniej wyjaśnić własności tego płynu.

Przypuśćmy, że cząsteczki gazowe są kulami doskonale sprężystemi, które wszystkie poruszają się z tą samą prędkością; wyobraźmy sobie nadto, że są one tak małe, iż objętość, rzeczywiście przez te cząsteczki zajmowana, daje się zaniedbać w stosunku do objętości, w której się poruszają, przynajmniej wtedy, gdy powietrze znajduje się w zwykłych warunkach atmosferycznych; przyjmijmy wreszcie, że w dwóch okolicznościach, w których powietrze to jest jednakowo ciepłe, cząsteczki te poruszają się z równą prędkością. Znajdujemy bez trudności, że dla równych, jednakowo ciepłych mas powietrza ciśnienie jest proporcyonalne do gęstości, zgodnie ze spostrzeżeniami Boyle'a, Townley'a i Mariotte'a. Prawo to wszakże przestało by bezwątpienia być dokładnem dla powietrza bardzo zgęszczonego,

---

[1]) Danielis Bernoulli. „Hydrodynamica, sive de viribus et motibus fluidorum commentarii“ Argentorati 1738.

albowiem objętość, zajmowana przez cząsteczki, byłaby wtedy porównywalna z objętością pozorną masy gazowej [1]).

Jeżeli masę gazu z jednego oznaczonego stopnia ciepła doprowadzimy do innego stopnia również oznaczonego, wtedy prędkość ruchu cząstkowego przechodzi od jednej wartości do drugiej; przy równej gęstości przyrost ciśnienia jest proporcyonalny do przyrostu kwadratu prędkości; znajdujemy tym sposobem twierdzenie [2]), do którego Amontons doszedł na drodze doświadczalnej już w r. 1702: W różnych masach powietrza o różnych gęstościach, lecz jednakowo ciepłych, sprężystości mają się do siebie jak gęstości, pochodzące od oznaczonego przyrostu ciepła, są proporcyonalne do gęstości.

„Znając wartości proporcyonalne do sprężystości, ujawnionych w różnych okolicznościach przez tę samą masę powietrza, łatwo wymierzyć możemy stopień ciepła tego powietrza, bylebyśmy tylko przyjęli odpowiednią definicyę podwójnego, potrójnego i t. d. stopnia ciepła; definicya to dowolna i bynajmniej nie narzucona nam przez istotę rzeczy; można, zdaje mi się, przyjąć za miarę stopnia ciepła sprężystość masy powietrza, której gęstość jest zawsze równa gęstości zwykłej".

Skala temperatur, przyjęta tu przez Daniela Bernoulli'ego, jest tą samą, jaką proponował Amontons w r. 1702 i dla której zbudował termometr; zgadza się ona ze skalą, którą dają nam dziś temperatury bezwzględne. Przy stosowaniu tej skali powietrze wywiera we wszystkich okolicznościach ciśnienie proporcyonalne do iloczynu z jego gęstości przez temperaturę bezwzględną. Potężna próba, przez którą Daniel Bernoulli usiłował, według zasad atomistów, wyjaśnić prawa ściśliwości i rozszerzalności gazów, została zapomniana; dopiero Krönig [3]) i Clausius [4]) odkryli na nowo jej idee zasadnicze,

---

1) D. Bernoulli, l. c. str. 202.

2) D. Bernoulli, l. c. 203.

3) Krönig, „Grundzüge einer Theorie der Gase". Poggendorff's Annalen, t. 99, str. 315; 1856.

4) Clausius, „Ueber die Art der Bewegung, welche wir Wärme neunen", tamże t. 100, str. 353; 1859.

a drugi z tych uczonych w trzech rozprawach podstawowych wyprowadził z nich szczegółowe wyjaśnienie zjawisk, odbywających się w gazach [1].

Założenia Clausiusa w jego pierwszej rozprawie są prawie identyczne z założeniami, sformułowanemi przez Daniela Bernouilli'ego. Gazy składają się z kul, których średnica jest bardzo mała w stosunku do średniej odległości, dzielącej dwie kule sąsiednie. Każda kula porusza się po linii prostej ruchem jednostajnym, aż do spotkania się ze ścianą lub z inną kulą; wtedy odbija się zgodnie z prawami uderzeń ciał sprężystych; z praw tych wynikają zmiany prędkości ciał uderzających się; stąd stanowiące gaz kule sprężyste nie mogą poruszać się wszystkie z tą samą prędkością, jak chciał Daniel Bernouilli, którego analiza musiała być zmodyfikowana w tym jednym punkcie. Już nie prędkość jednostajna ruchu cząsteczkowego jest niezależna od wszelkich warunków, prócz temperatury; niezależną jest teraz siła żywa średnia i tę właśnie należy przyjąć za miarę temperatury.

Lecz już w drugiej rozprawie Clausiusa hypotezy Teoryi kinetycznej gazów tracą tę prostotę, która godziła je z zasadami Fizyki atomistycznej, bo wprowadzone zostaje założenie o działaniu wzajemnem pomiędzy dwiema cząsteczkami gazowemi, zgadzające się bardzo dokładnie z prawidłami, postawionemi przez Boscovicha. Działanie to jest przyciągające, gdy odległość wzajemna dwóch cząsteczek nie jest tego samego rzędu, co ich własne rozmiary, staje się zaś energicznie odpychającem, gdy odległość ta spada poniżej pewnej granicy. Później Maxwell wyraził ściślej to ostatnie założenie, przypuszczając, źę działanie odpychające jest w stosunku odwrotnym do piątej potęgi odległości.

Przez to zasady Teoryi kinetycznej stają się nietylko bardziej złożonemi, lecz zmieniają swój charakter. Fizyka atomistyczna, którą można było poczytywać za tryumfującą, zostaje ponownie zaniedbaną. Istnienie sił cząsteczkowych przyjmują Clau-

[1] Te trzy rozprawy, ogłoszone w czasie 1857—1862 w „Annalach" Poggendorffa, poszły w przekładzie francuskim Foliego.

R. Clausius, „Théorie mécanique de la chaleur", t. 2, Paryż, 1869.

sius i Maxwell zupełnie tak samo, jak przyjmowali je Boscovich i Poisson. Lecz teraz w stosunku do Fizyki Poissona nowa doktryna przedstawia wielkie komplikacye.

Dla Szkoły Poissona gaz, którego gęstość i temperatura wydają się być niezmiennemi dla naszych zmysłów i naszych przyrządów, jest w rzeczy samej gazem w równowadze; w każdym z punktów materyalnych, gaz ten składających, wszystkie siły równoważą się ściśle i punkt ten pozostaje w spoczynku. Dla Teoryi kinetycznej równowaga, którą obserwujemy, jest tylko równowagą pozorną. Gdybyśmy mogli widzieć cząsteczki lub atomy, wtedy zamiast tego pozornego spoczynku ujrzelibyśmy tłumne ożywienie, chaos biegów szalonych i uderzeń bezprzestannych. Przestrzeń, która zdawała się być nieprzenikliwą dla naszych oczu, uzbrojonych nawet w najpotężniejszy mikroskop, wydałaby się nowemu wzrokowi niezmiernie rozległą; trwanie o bardzo małym ułamku sekundy wydałoby się godziną zmysłom, zdolnym do śledzenia ruchu atomów.Gdybyśmy w takiej przestrzeni i w ciągu takiego czasu liczyli atomy, biegnące w pewnym kierunku z pewną prędkością, oraz atomy, biegnące w zwrocie przeciwnym z tą samą prędkością, znaleźlibyśmy, że bardzo wielka liczba pierwszych i bardzo wielka liczba drugich różnią się od siebie o liczbę, która nie jest bardzo wielka; że zresztą różnica ta wypada raz na korzyść pierwszej, drugi raz na korzyść drugiej z tych liczb. Ta równość przybliżona, to balansowanie pomiędzy szansami, jakie mają cząsteczki, aby były rzucone w jednym kierunku, a szansami, aby były rzucone w kierunku przeciwnym, stanowi właśnie warunek równowagi pozornej gazu. Podobnie ludność pewnej okolicy jest stateczna, gdy każdego roku liczba urodzeń różni się mało od liczby zejść, i jeżeli z roku na rok różnica tych dwóch liczb jest przeciwnego zwrotu. Według szczęśliwego wyrażenia Maxwella równowaga masy gazowej jest równowagą statystyczną.

Te proste wskazówki wyrażają już dostatecznie nadzwyczajne trudności, jakie napotykają fizycy, gdy chcą hypotezy kinetyczne wziąć za punkt wyjścia ścisłych dedukcyj;

trudności te streszczają się w dwóch wyrazach: przybliżenie, prawdopodobieństwo.

Pod pozorną jednostajnością i ciągłością, spostrzeganą przez nasze narzędzia, hypotezy te podkładają ruch nieuporządkowany i mnogość nieciągłą. Matematykowi dadzą one sumę ogromnej liczby wyrazów, postępujących sposobem nieregularnym. Matematyk, by znaleść wielkości dostępne nam a będące tylko wartościami średniemi, musi te sumy przekształcić na całki. W ciągu tych przekształceń należy drobiazgowo uwzględniać rząd wielkości elementów, bardzo małych i zarazem bardzo licznych, które mamy bez przerwy rozważać; trzeba będzie dokładnie ocenić, które z wyrazów są dość małe, aby je można było zaniedbać, które dość duże, aby je zachować; trzeba będzie wyznaczyć stopień przybliżenia, z jakim suma taka da się przedstawić przez całkę, którą za nią podstawiono.

Mechanika fizykalna Poissona znała już te trudności; dla geometry, który rozbiera hypotezy kinetyczne, nie należą one do najbardziej rozpaczliwych. To, co zmysły nasze przyjmują za prawdziwy stan równowagi, jest jedynie stanem równowagi statystycznej, stanem, który pozostaje statecznym jako średnia, albowiem szanse, które dążą do zakłócenia go w jednym kierunku, są kompensowane przez szanse, dążące do zakłócenia go w kierunku przeciwnym. Z chwilą tedy, gdy chcemy wiedzieć, czy pewne rozmieszczenie atomów i ruchów przedstawia stan równowagi pozornej, stan zdolny do trwania, powinniśmy zważyć szanse na korzyść każdej z przyczyn, usiłujących go zakłócić. Z chwilą tą jesteśmy zmuszeni uciec się do Rachunku prawdopodobieństwa, na przekór wszelkim wahaniom i wątpliwościom; które zdają się być związane z rozumowaniami tego rodzaju.

Najmniejsze zadanie z teoryi kinetycznej będzie tedy zagadką trudną do odcyfrowania, trudną nawet do wysłowienia, jeżeli chcemy zadowolić wszystkie wymagania, stawiane przez umysły ścisłe. Najgorliwsi stronnicy tej doktryny wyznają chętnie, że nie łatwo w niej dyskutować w sposób, nie podlegający zarzutom. „Zagadnienia, stawiane w ten sposób matematykowi, powiada

Brillouin[1], są beznadziejnie sklomplikowane; lecz czy nie jest widocznem, że ta komplikacya tkwi w naturze rzeczy i że idea podstawowa bardzo prosta może służyć do zgrupowania bardzo wielkiej liczby zjawisk tylko wtedy, gdy analiza logiczna treści tej idei prostej prowadzi do wielkiego bogactwa skojarzeń i kombinacyj? Otóż bogactwo to posiada hypoteza cząsteczkowa; przetłómaczenie ścisłe na język matematyczny jest nadzwyczaj trudne; zamiast zabezpieczenia każdego kroku, trzeba w każdej chwili przeskakiwać przepaść; kroczymy nie po dobrej drodze państwowej, lecz po lodowcu ze sterczącemi wyniosłościami, przerzniętym rozpadlinami. Albowiem musimy wyznać, że wytworne rozumowania nie zawsze są bardzo pewne, a niektóre rozumowania statystyczne dość pewne są znów zatrważającej długości."

Daniel Bernoulli mniemał, że wszystkie cząsteczki, z których składa się masa gazowa, poruszają się z jednakową prędkością; to mniemanie jest oczywiście niedopuszczalne: od cząsteczki do cząsteczki zmienia się nietylko jej kierunek, ale i prędkość. W jaki sposób te rozmaite prędkości rozdzielają się pomiędzy cząsteczki w łonie masy, będącej w równowadze pozornej? Jest to pierwsze pytanie, które zbadać winna Teorya kinetyczna gazów. Pytanie to można wysłowić dokładniej w ten sposób. Cząsteczki doskonale sprężyste rzucone są w wielkiej liczbie w przestrzeń bardzo wielką w stosunku do objętości, którą rzeczywiście zajmują; pomiędzy temi cząsteczkami zachodzą działania przyciągające i odpychające, zgodnie z zasadami Filozofii newtoniańskiej; siła żywa średnia, lub innemi słowy, temperatura jest dana; w każdym kierunku przestrzeni i w każdej chwili ile jest cząsteczek poruszających się z prędkością, zawartą pomiędzy dwiema granicami danemi?

Maxwell pierwszy otrzymał rozwiązanie tego zagadnienia; podane przez niego piękne prawidło przypomina regułę, przy pomocy której metoda najmniejszych kwadratów rozdziela na wielką liczbą obserwacyj błędy przypadkowe, popełnione

---

[1]) **Brillouin. „Leçons sur la Théorie de gaz" L. Boltzmanna, przekład francuski Galiotti'ego, Paryż 1902, Przedmowa str. 14.**

przy wyznaczaniu pewnej wielkości. Lecz pierwsze intuicye Maxwella nie były dowodzeniami; trzeba było długich usiłowań, aby je opatrzyć w rozumowania ściste; w usiłowaniach tych fizyk szkocki otrzymał potężną pomoc od L. Boltzmanna[1]

Aby dowieść twierdzenia Maxwella, wystarcza sformułować hypotezy nadzwyczaj ogólne; lecz gdy ograniczymy się do tych hypotez, konsekwencye Teoryi kinetycznej gazów będą zbyt niestanowcze i zbyt mało określone, aby można je było porównać z doświadczeniem. Jeżeli chcemy zbudować teoryę fizykalną, nadającą się do skontrolowania przez fakty, należy hypotezy więcej uszczególnić, ograniczyć je i dodać do nich nowe założenia, które mogą zmieniać się stosownie do upodobania autorów. Powstają tym sposobem rozmaite teorye szczególne, różne od siebie, jakkolwiek z jednej ogólnej wypływają idei; niezgodne w swych konsekwencyach i tylko czasowo zgodne z faktami. Stąd w tej części Fizyki panuje stan nieco chaotyczny, który Brillouin[2] opisuje w słowach następujących:

„Zobowiązanie dojścia do wyników średnich, jedynie zaobserwować się dających, pociąga za sobą konieczność używania metod statystyki i prawdopodobieństw; lecz nieznajomość nasza fizykalnych własności cząsteczek i prawa działania cząsteczkowego powoduje wiele wątpliwości, dotyczących poprawności przypuszczeń, jakie w biegu rachunku czynimy o niezależności względnej różnych prawdopodobieństw. Często też zdaje się, że niepodobna dalszej posuwać teoryi bez przyjęcia jakiegoś szczególnego prawa działania, czy to uderzenia, czy odpychania według wzoru $\frac{1}{r^4}$; a tymczasem istnieją napewno w równaniach ostatecznych cechy ogólne, niezależne od tego prawa działania. Trudności są tedy liczne i każdy autor pokonywa je jak potrafi. Jedną w swych pojęciach ogólnych jest teorya kinetyczna różna

[1]) L. Boltzmann ogłosił cenny wykład Teoryi kinetycznej gazów w dziele „Vorlesungen über Gastheorie" (Lipsk 1876—1878), Tom I istnieje w przekładzie francuskim Gallotti'ego z przedmową Brillouina, Paryż 1902.

[2]) Brillouin, loc. cit. str. 18.

w swych wzorach, wszyscy autorowie usiłowali wyrazić językiem matematycznym jedne i te same idee ogólne; lecz przez wybór uproszczeń świadomych lub nieświadomych, których wymaga ustawienie równań problematu fizykalnego, każdy auror stwierdził na swój sposób stare przysłowie: „Traduire c'est trahir". Istnieją więc różne teorye matematyczne i jest to sprawa bardzo subtelna wiedzieć, czy na tym lub owym punkcie teorya danego autora jest tylko niedoskonała, czy też wprost fałszywa."

Zdaje się, że najbardziej przekonani stronnicy hypotezy kinetycznej, a zwłaszcza znakomity L. *Boltzmann*, wyrzekli się zaprowadzenia porządku i jedności w tym chaosie i wydobycia z tej hypotezy, przy pomocy pewnej liczby przypuszczeń drugorzędnych, doktryny spójnej, zgodnej ze wszystkiemi faktami, które odsłoniło badanie gazów doskonałych. Zdają się godzić na to, by w różnych formach teoryi kinetycznej widzieć tylko przykłady mechaniczne [1], które *naśladują* pewne własności gazu, które drogą *analogii* mogą eksperymentatorom dawać użyteczne wskazówki [2], lecz *nie wyjaśniają* bynajmniej rzeczywistej budowy gazu i bynajmniej nie stwierdzają, że materya jest utworzona w samej rzeczy tak, jak chcą atomiści.

„Przedstawiając teoryę gazów jako zbiór *analogij mechanicznych* — mówi *Boltzmann*, — zaznaczamy już przez sam wybór tego wyrażenia, jak dalecy jesteśmy od przyjęcia w sposób stanowczy rzeczywistość, że ciała są we wszystkich swych częściach złożone z bardzo małych cząsteczek [1].

2. *Teorya mechaniczna ciepła.*

Pomiędzy substancyami, których Fizyka bada ściśliwość, rozszerzalność, ogrzewanie się i oziębianie, grupa gazów doskonałych

[1]) L. *Boltzmann*. „Leçons sur la Théorie des gaz", traduites par A *Gallotti*, t. 1, str. 151, Paryż 1902.

[2]) L. *Boltzmann*, l. c. str. 171.

[3]) L. *Boltzmann*, l. c. str. 4.

wyróżnia się jednostajnością i prostotą swych własności. Otóż, gdy stawiamy sobie zadanie wyjaśnienia mechanicznego tych własności jedynie na podstawie postaci atomów, ich ruchów i działań wzajemnych, natrafiamy na trudne do pokonania przeszkody. Mimo wytężonych usiłowań fizyków i geometrów, Teorya kinetyczna gazów widzi się prawie zmuszoną wyrzec się pierwszych swych uroszczeń; nie może już uchodzić za teoryę, wyjaśniającą naturę substancyj gazowych i zadawala się tylko tem, że je naśladuje i obrazowo przedstawia.

Jeżeli rozwój Teoryi kinetycznej atomów powstrzymały niepokonane zawady, jeżeli Teorya ta musiała zboczyć z kierunku, który sobie pierwotnie wytknęła, to też same przeszkody i to samo zboczenie napotkamy jeszcze w stopniu wyższym w doktrynie daleko rozleglejszej, usiłującej przez postać, ruch i siły wyjaśnić wszystkie zjawiska, którym towarzyszy wywiązywanie lub pochłanianie ciepła. Doktryna ta otrzymała nazwę Teoryi mechanicznej ciepła.

Trzeba cofnąć się aż do Descartes'a, aby odszukać źródło hypotezy, która przyczynę naszych wrażeń ciepła i zimna widzi w ruchach żywych i nieuporządkowanych małych cząstek ciał. Przed Descartes'em Scholastycy uważali ciepło i zimno za jakości; dawni atomiści i Gassendi przypuszczali istnienie atomów specyalnych, wywołujących wrażenie ciepła, oraz innych atomów, wytwarzających zimno. Po Descartes'ie przeciwnie, wszyscy fizycy, tak uczniowie Huygensa jak i stronnicy Newtona, przypuszczają, że ciepło jest skutkiem ruchu cząsteczkowego. Hypoteza ta panowała aż do ostatnich lat XVIII stulecia, nie znajdując przeciwników, i wtedy to badania kalorymetryczne Blacka i Crawforda nagle przywróciły do łaski przypuszczenia podobne do tych, które wygłaszał Gassendi: kazały one ciepło uważać za płyn, któremu nowe wyrazownictwo chemiczne nadało nazwę cieplika.

W r. 1783 Lavoisier i Laplace[1]) wahają się jeszcze

---

[1]) Lavoisier et Laplace. „Mémoire sur la chaleur" (Akademia nauk 18 czerwca 1783).

pomiędzy nową hypotezą, uważającą ciepło za płyn, a dawną hypotezą kartezyańską, którą wypowiadają zresztą z wielką precyzyą: „Inni fizycy sądzą, że ciepło jest tylko wynikiem niedostrzegalnych ruchów cząsteczek materyi. Dla rozwinięcia tej hypotezy zauważmy, że we wszystkich ruchach, w których nie zachodzi nagła zmiana, istnieje prawo ogólne, nazywane przez geometrów Zasadą zachowania sił żywych; prawo to polega na tem, że w układzie ciał, działających jedne na drugie w sposób jakikolwiek, siła żywa, t. j. suma iloczynów każdej masy przez kwadrat jej prędkości jest stała. Jeżeli ciała są ożywione siłami przyśpieszającemi, siła żywa jest równa tej sile, jaka była na początku ruchu, powiększonej o sumę mas, pomnożonych przez kwadraty prędkości, powstających pod działaniem sił przyspieszających. W hypotezie, którą tu rozważamy, ciepło jest siłą żywą, wynikającą z niedostrzegalnych ruchów cząsteczek ciała, jest ona sumą iloczynów mas każdej cząsteczki przez kwadrat jej prędkości. Nie będziemy tu rozstrzygali na korzyść żadnej z tych dwóch hypotez; liczne zjawiska zdają się sprzyjać ostatniej, takiem jest zjawisko ciepła, powstającego przez tarcie dwóch ciał stałych".

Mimo podziwu godnych badań Laplace'a i Poissona, tryumf hypotezy cieplikowej był krótko trwały; pewne fakty zbyt jawnie sprzeciwiały się tej teoryi; tak np. wywiązywanie się ciepła przy tarciu dwóch ciał o siebie, znane od czasów niepamiętnych i uwidocznione zwłaszcza przez Rumforda w sławnem doświadczeniu monachijskiem; dalej spostrzeżenie Gay-Lussaca, że gaz, rozszerzając się w próżni, nie pochłania ani nie wywiązuje ciepła. Z drugiej strony Optyka Younga i Fresnela, zaprzeczywszy ciałkom świetlnym Newtona i nadawszy światłu charakter ruchu drgającego, przypisywanego już mu dawniej przez Huygensa i Malebranche'a, wypowiedziała się na korzyść doktryn Descartes'a i jego następców i podkopała hypotezy emisyjne, pochodzące od dawnych atomistów i Gassendi'ego. Sadi Carnot pisał już: „Ciepło jest wynikiem ruchu", a następnie podając dokładną definicyę równoważnika mechanicznego ciepła i wskazując rozmaite metody, mogące służyć do wyznaczenia go, podał zarazem pierwsze wyznaczenie jego wartości liczbowej.

Sadi Carnot umarł w r. 1832, ale notatki jego pozostały niewydane aż do roku 1878. Tym sposobem sława pierwszego wyznaczenia wielkości równoważnika mechanicznego ciepła pozostała przy Robercie Mayerze, który w r. 1842 pracę swoją w tym przedmiocie ogłosił.

Odkrycie Mayera nie powstało bynajmniej pod wpływem poglądu, że ciepło jest ruchem cząsteczkowym, gdyż sławny lekarz heilbroński odrzucił tę hypotezę. Natomiast hypoteza ta była bodźcem do poszukiwań, przedsięwziętych przez jego kontynuatorów Joule'a i Coldinga, i ona to nadała piętno tym kartkom, które Clausius w r. 1850 poświęcił ścisłemu wysłowieniu zasady równoważności ciepła i pracy.

Wysłowienie to może być dzisiaj oswobodzone od wszelkiej hypotezy, dotyczącej istoty ciepła. Przypomnijmy to wypowiedzenie i, by uniknąć wszelkiej niepotrzebnej komplikacyi, zgódźmy się wyrażać ilość ciepła w jednostkach mechanicznych, t. j. mnożyć każdą ilość ciepła przez równoważnik mechaniczny ciepła.

Każdy stan układu materyalnego, który mamy badać, odpowiada wartości pewnej dobrze określonej wielkości, energii wewnętrznej układu. Gdy układ zmienia postać lub gęstość, gdy się ogrzewa lub oziębia, gdy przechodzi z jednego ze stanów stałego, ciekłego, gazowego w inny, gdy jest siedliskiem reakcyi chemicznej, gdy się elektryzuje lub magnetyzuje, jego energia wewnętrzna zmienia wartość; natomiast pozostaje ona stałą, gdy układ jest w spoczynku lub w ruchu, bez względu na to, czy prędkość każdej z części go składających jest mała lub wielka.

Gdy układ podlega zmianie, siła żywa i energia wewnętrzna rosną każda o pewną wielkość; ciepło wywiązuje się lub zostaje pochłonięte; wreszcie siły, wywierane na układ przez ciała obce, wykonywają pewną pracę. Jeżeli od pracy zewnętrznej odejmiemy przyrost siły żywej i przyrost energii wewnętrznej, otrzymamy ilość ciepła wywiązanego. Oto jest wysłowienie zasady równoważności pomiędzy ciepłem i pracą.

Bez względu na źródło, jakie zechcemy przypisać tej zasadzie, czy uważać ją będziemy za związaną lub niezwiązaną z hypotezą, według której ciepło jest pewnym rodzajem ruchu, należy uważać ją za jednę z najtrwalszych podpór Fizyki dzisiejszej. Jeżeli chcemy sprowadzić wszystkie zjawiska fizykalne do postaci, ruchu, do masy i siły, musimy przedewszystkiem wyjaśnić mechanicznie zasadę równoważności pomiędzy ciepłem i pracą. Nie sprawi to nam trudności, gdyż interpretacya mechaniczna tej zasady jest prawie spółczesna z jej odkryciem. Helmholtz w r. 1847 i Clausius w r. 1850 sformułowali ją w sposób dokładny.

Rozważmy najprzód układ, który zdaje się być w równowadze. Składające go cząsteczki są ożywione ruchem o tak małej amplitudzie, że jest niedostrzegalny; lecz ruch ten jest nadzwyczaj szybki; poruszając cząsteczki we wszystkich kierunkach w sposób nieuporządkowany, pozostawia on bez zmiany stan średni układu, który jest stanem równowagi statystycznej. Tym ruchom umiejscowionym, jak je nazywa Clausius odpowiada pewna średnia siła żywa.

Jeżeli układ badany nie wydaje się być w równowadzę, wtedy cząsteczki nie są już wyłącznie ożywione ruchami umiejscowionemi; ruch rzeczywisty, który porusza każdą z nich, otrzymujemy, składając ruch umiejscowiony i ruch dostrzegalny.

Ten ruch rzeczywisty odpowiada pewnej sile żywej. W ogólności, gdy składamy te dwa ruchy, nie jest prawdą, że siła żywa ruchu wypadkowego jest równa sumie sił żywych ruchów składowych; nie jest więc dokładnem powiedzenie, że siła żywa układu jest w każdej chwili sumą siły żywej ruchów umiejscowionych i siły żywej ruchów dostrzegalnych.

Lecz w ruchach dostrzegalnych, które rozważać mamy, prędkość każdego punktu materyalnego zmienia się w ogóle stopniowo. W czasie dość krótkim, aby dał się ocenić przy pomocy naszych środków, zmiana tej prędkości jest również bardzo mała; przeciwnie, w tym samym czasie prędkość w ruchu umiejscowionym, ożywiającym ten sam punkt materyalny, zamieniła swój zwrot niezmierzoną liczbę razy. Obliczona dla takiego przedziału czasu, wartość średnia każdej z jego składowych różni się niezmiernie mało od zera; stąd dowodzenie zupełnie elementarne pozwala twierdzić, że siła żywa średnia układu w uważanym czasie jest sumą siły żywej ruchów dostrzegalnych i siły żywej średniej ruchów umiejscowionych.

Składające układ cząsteczki wywierają jedne na drugie działanie przyciągające lub odpychające. Te działania wewnętrzne mają potencyał. Dzięki działaniom wewnętrznym pomiędzy cząsteczkami, wartość tego potencyału zmienia się bez przerwy, nawet w układzie, który zdaje się być w spoczynku. Lecz w układzie takim wartość ta waha się pomiędzy granicami dość ciasnemi wokoło pewnej wartości średniej, charakteryzującej stan równowagi statystycznej układu. Jeżeli stan ten doznaje zmiany wyraźnej, siły wewnętrzne wykonywają pracę, mało różniącą się od zmniejszenia, jakiego doznaje ten potencyał średni.

Otaczające układ ciała zewnętrzne wywierają nań pewne działania i w danym przedziale czasu wykonywają pewną pracę. Praca ta obejmuje najprzód pracę, którą należałoby wykonać, aby w tym samym czasie sprawić tożsamo przesunięcie dostrzegalne mas dostrzegalnych, o ile te nie były ożywione wewnętrznie przez ruchy umiejscowione. Ale zawiera ona jeszcze co innego. Nie analizując natury tej składowej przypadkowej, możemy ją nazwać *ilością ciepła*, którą układ *otrzymał* od ciał zewnętrznych; zmieniając jej znak, będziemy mieli *ilość ciepła, wywiązanego* przez układ.

Dynamika daje nam następujące twierdzenie: Suma pracy zewnętrznej i pracy wewnętrznej równa się przyrostowi całkowitej siły żywej układu. Korzystając z tego twierdzenia, możemy wypowiedzieć co następuje:

Suma pracy zewnętrznej i zmniejszenia, doznanego przez siłę żywą dostrzegalną, jest równoważna sumie trzech wielkości:

1-o. *Ilości ciepła wywiązanego;*

2-o. *Przyrostu potencyału średniego działań wewnętrnych;*

3-o. *Przyrostu siły żywej średniej ruchów umiejscowionych.*

Wystarczy teraz nazwać *energią wewnętrzną* układu sumę potencyału średniego działań wewnętrznych i siły żywej średniej ruchu umiejscowionego, aby mieć powyższe wysłowienie zasady równoważności pomiędzy ciepłem i pracą.

Ta zasada nie jest jedyną zasadą, stosowaną w teoryi ciepła, która do swego zupełnego rozwinięcia wymaga jeszcze innej zasady, zwanej Zasadą Sadi Carnota i Clausiusa.

Odkrycia tej drugiej zasady nie spowodowały bynajmniéj przypuszczenia o naturze mechanicznej ciepła. Postulaty, przez indukcyę z łona prawd doświadczalnych zdobyte, doprowadziły Sadi Carnota do wysłowienia tej zasady w postaci, która obejmowała w sobie hypotezę cieplika. Później Clausius zmodyfikował ją w ten sposób, że dała pogodzić się z zasadą równoważności pomiędzy ciepłem i pracą. Rozmaite wysłowienia tej zasady, podane przez wielkiego fizyka, są niezależne od wszelkich prób wyjaśnienia własności ciepła przy pomocy sił i ruchu.

W wysłowieniach tych temperatura odgrywa rolę zasadniczą, która nadaje własności fizykalnej fizyognomię zupełnie odrębną. Tkwi w nich, w rzeczy samej, założenie o istnieniu pewnej wielkości, mającej wartość stałą dla pewnego oznaczonego stopnia ciepła, niezależnie od ciała, w którem ten stopień ciepła jest zrealizowany. Ta wartość zresztą podnosi się w miarę tego, jak ciało, jakiekolwiek zresztą, staje się cieplejsze. Wielkość ta jest temperaturą bezwzględną.

Gdy układ doznaje zmiany nieskończenie małej, wywiązuje pewną ilość ciepła, która jest także nieskończenie mała; iloraz z podzielenia tej ilości ciepła przez temperaturę bezwzględną układu jest wartością przekształcenia zmiany nieskończenie małej układu. Zmiana skończona jest ciągiem zmian nieskończenie małych, z których każda ma swoją wartość przekształcenia; suma tych wartości przekształcenia jest wartością przekształcenia zmiany całkowitej.

Określenia te pozwalają w następujący najogólniejszy sposób wypowiedzieć zasadę Sadi Carnota i Clausiusa:

Wartość przekształcenia danej zmiany jest równa zmniejszeniu, jakiego przez tę zmianę doznaje pewna wielkość, związana ze wszystkiemi własnościami, określającemi stan układu, lecz niezależna od jego ruchu. Wielkość tę Clausius nazwał entropią układu.

Zastosowanie tej zasady do gazów doskonałych prowadzi odrazu do wniosku godnego uwagi: temperatura bezwzględna, tu rozważana, jest identyczna z temperaturą, którą już w roku 1702 Amontos odczytał na swoim termometrze, z tą tedy temperaturą, której używanie zalecał Daniel Bernoulli r. 1738, z tą wreszcie, którą Desormes i Clément nazwali w r. 1812 temperaturą bezwzględną.

Wzór równoważności pomiędzy ciepłem i pracą, podobnie jak i wzór Carnota, można, jak to widzieliśmy, wyjąć z pod wszelkiej hypotezy o budowie ciał i naturze ciepła. Na tych dwóch wzorach, pozostawiających naturę ciepła zupełnie nieokreśloną, można zbudować ciało doktryny, niezależnej od jakichkolwiek systemów wyjaśnień mechanicznych. Doktryna ta bynajmniej nie kusi się o to, by wszystkie badane zjawiska sprowadzić do postaci, ruchu, masy i siły; ale ograniczając swoje roszczenia, stara się zapewnić wielką trwałość swym dedukcyom. Jest to właśnie Termodynamika, dźwignięta jako doktryna autonomiczna przez Clausiusa i G. Kirchoffa, i wzbogacana następnie nieustającemi odkryciami.

Pomiędzy fizykami są tacy, którzy zadawalają się tem, że wiedzą mniej, by za to wiedzieć lepiej; którzy godzą się z nieznajomością istoty rzeczy, byleby zjawiska były opisane dokładnie i powiązane ze sobą ściśle. Ci to fizycy przyjęli te ciaśniejsze granice teoryi ciepła Nątomiast ci, którzy pragną wyjaśnić wszystko przez „racye mechaniczne", nie zgodziliby się na przyjęcie takiej ostatecznej formy Termodynamiki; dla nich forma ta jest tylko ścieżką, prowadzić mającą do redukcyi praw ciepła do praw ruchu.

Otóż widzieliśmy, że zasada równoważności pomiędzy ciepłem i pracą sprowadza się bez trudności do prawa siły żywej. Aby tedy z całej Termodynamiki uczynić rozdział Mechaniki, dość wydobyć zasadę Carnota z twierdzeń Dynamiki i z założeń, uczynionych o naturze ciepła. Wychodząc z tych przesłanek, wystarczy okazać, że dzieląc ilość ciepła, wywiązanego w zmianie nieskończenie małej, przez temperaturę bezwzględną, otrzymamy zmniejszenie entropii, funkcyi zależnej jedynie od stanu układu.

Czy jednak samo znaczenie twierdzenia, które udowodnić mamy, jest ściśle ustalone? Interpretacya zasady równoważności pomiędzy ciepłem i pracą wyznacza dokładnie, co Teorya mechaniczna rozumie przez ilość ciepła, wywiązanego przez układ; lecz jakąż kombinacyę mas i ruchów należy podstawić zamiast temperatury bezwzględnej?

Gdy rzecz dotyczy gazów doskonałych, Teorya kinetyczna prowadzi do utożsamienia temperatury bezwzględnej ze średnią siłą żywą ruchów umiejscowionych. Wydaje się zupełnie naturalnem rozszerzenie tej asymilacyi na wszystkie ciała. Istotnie, już w samych początkach Teoryi mechanicznej ciepła Clausius i Rankine nie wahali się uważać tej asymilacyi za uprawnioną. Twierdzenie, które udowodnić mamy, brzmieć będzie tedy w języku algebraicznym, jak następuje: Siła żywa średnia ruchów umiejscowionych jest dzielnikiem całkującym ilości ciepła wywiązanego. Twierdzenie to starali się uzasadnić Boltzmann w r. 1866 i Clausius w r. 1871.

Skoro idzie o interpretacyę pierwszej zasady Termodynamiki, można naturę ożywiającego atomy ruchu umiejscowionego pozostawić nieokreśloną w bardzo szerokich granicach.. Lecz by udowodnić podane wyżej twierdzenie, ani Boltzmann, ani Clausius nie mogli utrzymać takiej nieokreśloności i zmuszeni byli przyjąć hypotezy ciaśniejsze. Przyjmują oni. że każdy z atomów ciała, będącego w równowadze pozornej, przebiega trajektoryę zamkniętą lub prawie zamkniętą i że wszystkie te atomy opisują swe orbity w jednym czasie; przyjmują dalej, że siły, działające na każdy atom, zależą wyłącznie od położenia tego atomu, co zachodziłoby wtedy, gdyby te siły wychodziły ze środków nieruchomych, lecz nie może mieć miejsca, gdy są wynikiem działań wzajemnych pomiędzy atomami w ruchu. Przez ograniczenia te wyłączają oni układy, których punkty poruszają się we wszystkich kierunkach w sposób nieuporządkowany; wyłączają również układy, których cząsteczki działają jedne na drugie; odrzucają więc gazy doskonałe, które rozważają teorye kinetyczne Clausiusa i Maxwella. Okoliczność ta zmniejsza znacznie doniosłość analizy Boltzmanna i Clausiusa.

Lecz nadto można tej analizie postawić inny jeszcze zarzut daleko poważniejszy.

W dziedzinie Termodynamiki czystej układ może być w równowadze jedynie wtedy, gdy temperatura we wszystkich jego punktach jest jednakowa; jeżeli więc chcemy przez połączenie dwóch będących w równowadze układów otrzymać nowy układ w równowadze, potrzeba, aby zjednoczone układy miały tę samą temperaturę.

Przełóżmy to twierdzenie Termodynamiki na język Teoryi mechanicznej ciepła, stosując mianowicie przypuszczenia Clausiusa i Boltzmanna. Przybierze ono wtedy postać następującą: Aby połączenie dwóch układów, będących w równowadze statystycznej, dało nowy układ w równowadze statystycznej, potrzeba, aby dwa pierwsze układy były ożywione ruchami umiejscowionemi, mającemi tę samą średnią siłę żywą. Jeżeli średnia siła żywa ma być słusznie uważana za miarę temperatury bezwzględnej, wtedy twierdzenie to powinno wypływać z zasad Mechaniki i z hypotez o ruchu umiejscowionym, stanowiącym ciepło. Otóż Clausius i Boltzmann nietylko nie udowodnili tego twierdzenia, lecz nie widzimy nawet, jaką drogą może być ono z ich wzorów wyprowadzone.

Trudność ta, której rozwiązania nie można ani odgadnąć ani oczekiwać, stanowiła bezwątpienia powód, dla którego geometrowie odwrócili się od prób, mających na celu związanie Teoryi ciepła z Dynamiką. Wielu z nich, pozostawiając niewyjaśnionemi zasady Termodynamiki, zadowolili się stosowaniem tych zasad z powodzeniem coraz rosnącem do rozmaitych problematów fizykalnych. W samej rzeczy, zaniechano prawie wyjaśnień mechanicznych zasady Carnota w czasie aż do r. 1884, t. j. do chwili, w której Helmholtz podjął na nowo usiłowania w tym kierunku.

Prawda, że Helmholtz nie przystępuje do tego zadania z nadzieją i rozległością pomysłów Boltzmannna i Clausiusa; pragnie on jedynie wyprowadzić wszystkie prawa Termodynamiki z samych zasad Dynamiki, stosowanych do pewnego ruchu umiejscowionego, i przedstawić tę redukcyę jako wyjaśnienie mechaniczne skutków, które bada teorya ciepła; idzie mu tylko o to, by przez badanie układów monocyklicznych wykryć pewne proste mechanizmy, których ruchami rządzą równania analogiczne do związków termodynamicznych. Oto jak Helmholtz określa sam przedmiot swych badań[1].

„Praca moja ma na celu stwierdzenie, że istnieją ruchy, których natura mechaniczna jest całkowicie dostępna naszemu pojęciu i w których przekształcenie pracy na jej równoważniki podlega warunkom, zupełnie podobnym do tych, które zasada druga przypisuje ruchowi cieplnemu. Ruch cieplny przedstawia się zrazu jako ruch nieznanego gatunku; wyjąwszy jedyny przypadek, którym zajmuje się Teorya kinetyczna gazów, hypotezy, jakie uczyniono o tym przedmiocie, są nadzwyczajnie nieokreślone. W takim stanie rzeczy mniemam, że zupełnie racyonalną będzie metoda następująca: wziąć najogólniejsze fizykalne własności ruchu cieplnego i szukać, przy jakich najogólniejszych warunkach własności te mogłyby się odnaleźć w innych dobrze znanych klasach ruchów. Badania moje w tym kierunku pozwoliły mi odkryć analogie, zachodzące pomiędzy ruchem cieplnym a badanemi przezemnie ruchami monocyklicznemi. Lecz miałem zawsze na widoku tę prawdę, którą wypowiedziałem na początku, że, mówiąc ściśle, ruch cieplny nie może być monocyklicznym. Nigdy też nie miałem pretensyi do tego, żem podał „wyjaśnienie“ drugiej zasady Termodynamiki“.

Boltzmann wykładając teorye Helmholtza[2], wypowiada jeszcze wyraźniej ideę, zawartą w tamtym ustępie: „Teorye te— powiada—polegają na hypotezach, nie mających pretensyi do tego, by wyrażały prawdziwą budowę elementów pierwszorzędnych i sił pierwotnych Przyrody; rozważają one po prostu pewne mechanizmy, których ruch pod tym lub owym względem przedstawia wielką analogię z grą zjawisk przyrodzonych. Im bardziej uderzającą jest ta analogia, tem więcej odtwarza ona szczegółów, tem

[1] H. v. Helmholtz. Studien zur Statik monocyklischer Systeme (Zweite Fortsetzung). Sitzungsberichte der Berl. Ak., 10 lipca 1884. str. 757, „Wissenschaftliche Abhandlungen“, t. 3, 176.

[2] L. Boltzmann. Vorlesungen über Maxwell's Theorie der Electricität und des Lichtes. 1-r Theil str. 13, Lipsk 1891.

użyteczniejszym jest użyty mechanizm". Według wyrażenia Maxwella mechanizm ten jest ilustracyą dynamiczną.

Podajmy tu w sposób zwięzły pojęcie o teoryi układów monocyklicznych.

Zaobserwujmy frygę śpiącą. Zdaje się on być nieruchoma, ale w rzeczy samej tak nie jest. Jest ona ożywiona ruchem niezmiernie szybkim; każda ze składających ją mas elementarnych porzuca w każdej chwili położenie, które zajmuje w przestrzeni, aby zająć inne położenie; lecz natychmiast zastępuje go inna masa, tak, że oko nie dostrzega żadnej zmiany. Ta fryga śpiąca daje nam obraz tego, co w Mechanice nazywamy układem, będącym w stanie zachowawczym, a co Helmholtz nazywa układem monocyklicznym w równowadze. Widzimy odrazu analogię pomiędzy takim układem a układami, która bada Teorya mechaniczna ciepła; równowaga, którą obserwujemy, jest równowagą statystyczną: pod tą równowagą kryją się ruchy umiejscowione bardzo szybkie.

Ruchy umiejscowione, utworzone przez obrót naszej frygi, odpowiadają znacznej sile żywej, przedstawiającej tu energię wewnętrzną; tę postać energii należy uzupełnić przez dodanie potencyału wewnętrznego, jeżeli pomiędzy rozmaitemi częściami układu działają siły.

Zamiast przyjęcia, że fryga zachowuje w przestrzeni położenie niezmienne, możemy wyobrazić sobie, że przesuwa się ona powoli, że oś jej zmienia położenie i kierunek; ruch jej składa się wtedy z dwóch rodzajów ruchów: z ruchu obrotowego bardzo szybkiego, który nie wytwarza żadnej pozornej zmiany położenia i z ruchu bardzo powolnego w porównaniu z poprzednim. Ten ostatni ruch jest jedynie dostrzegalny, pierwszy zaś przedstawia ruchy umiejscowione, których istnienie zakłada Teorya mechaniczna ciepła; drugi przedstawia dostrzegalne zmiany stanu.

Wyobraźmy sobie, że zachodzi jakieś działanie zewnętrzne, wytwarzające jednę z tych zmian; przechylanie się powolne osi frygi, zmianę ustawienia jakiejś jej części. Praca, która wykonywa to działanie zewnętrzne dla wytworzenia zmiany dostrzegalnej, nie jest bynajmniej równą tej pracy, jaką wykonałoby ono zmieniając w tenże sposób położenie iub postać frygi, pozbawionej wszelkiego ruchu obrotowego. Ta ostatnia praca jest tylko częścią pierwszej; przedstawia ona to, co Teorya mechaniczna ciepła nazywa pracą zewnętrzną. Lecz inna część pracy, wykonanej przez działanie zewnętrzne, nie miała widocznego skutku; walczyła ona przeciw siłom bezwładnności, wynikłym z ruchu obrotowego frygi; zmieniła siłę żywą tego ruchu. Kierując się analogią naszą, powiemy, że przedstawia ona ilość ciepła pochłoniętego przez układ.

Analizując ruch układu monocyklicznego, jakim jest nasza fryga, rozróżnimy w nim wielkości, obrazujące energię wewnętrzną, pracę zewnętrzną, ilość ciepła wywiązanego; dość tylko zwrócić się do prawa dynamicznego siły żywej, aby otrzymać związek pomiędzy temi wielkościami, podobny do równania równoważności pomiędzy ciepłem a pracą. Czy można także wprowadzić te wielkości do związku analogicznego ze związkiem, wyrażającym zasadę Carnota i Clausiusa? Biorąc stosunek ilości ciepła, wywiązanego w zmianie elementarnej do odpowiedniego dzielnika całkującego, czy można iloraz ten porównać ze zmniejszeniem, jakiego doznaje pewna funkcya, która odgrywałaby rolę entropii?

Można dowieść isrnienia takiego czynnika całkującego pod warunkiem ścieśnienia ogólności badanych układów monocyklicznych; ale, niestety, trudno te warunki ścieśniające interpretować w sensie Teoryi mechanicznej ciepła. Można nawet ścieśniając jeszcze bardziej te warunki, sprawić, że ten dzielnik całkujący będzie siłą żywą ruchów umiejscowionych i otrzymać tym sposobem ściślejsze zbliżenie pomiędzy statyką układów monocyklicznych a teoryą mechaniczną ciepła Boltzmanna i Clausiusa.

Natrafiamy tu na kwestyę, która zwróciła była już poprzednio na siebie uwagę naszą.

Aby połączenie dwóch układów termodynamicznych, będących w równowadze, dało nowy układ w równowadze, potrzeba, aby oba układy składowe miały tę samą temperaturę; ta wspólna temperatura jest wtedy temperaturą układu wypadkowego. Jeżeli chcemy znaleść układy monocykliczne, których własności mogą ilustrować równania termodynamiczne, jeżeli w szczególności chcemy, by dzielnik całkujący ilości ruchu był modelem mechanicznym temperatury bezwzględnej, muszą te układy monocykliczne sprawdzać następujące twierdzenie: łącząc w sposób odpowiedni dwa układy monocykliczne o tym samym dzielniku całkującym, otrzymujemy nowy układ monocykliczny, który zezwala na dzielnik całkujący, będący wspólnym dzielnikiem całkującym dwóch pierwszych układów.

Badanie tego zespolenia isomorycznego (ἴσον μόριον—równy mianownik), długo zajmowało Helmholtza, który podał wyrażenie analityczne warunków, poza któremi zespolenie izomoryczne nie ma miejsca. Lecz trudno uchwycić analogię pomiędzy temi warunkami a hypotezami Teoryi mechanicznej ciepła

Tak np. dla określenia układów monocyklicznych, których własności nadają się do naśladowania związków termodynamicznych, Helmholtz zmuszony jest poddać je warunkom, wyrażającym pewne cechy analityczne użytych funkcyj; warunki te trudno przełożyć na język mechaniczny i trudniej jeszcze wyciągnąć z nich dokładne dane o tych założeniach, które należałoby poczynić o budowie atomów lub naturze ruchu cieplnego. Można tedy zapytać, czy ta analogia pomiędzy prawami układów monocyklicznych a równaniami Termodynamiki jest należycie uzasadniona w naturze rzeczy.

Ścislejszą natomiast i nadającą się do dalszego rozwinięcia jest analogia pomiędzy równaniami Termodynamiki a własnościami mechanicznemi układów, badanych przez J. Willarda Gibbsa[1]. Hypotezy, będące punktem wyjścia badań Gibbsa, są pewnym uogólnieniem tych hypotez, które posłużyły za podstawę Teoryi kinetycznej gazów; hypotezy te rozwija Gibbs z zadziwiającą ścisłością i jasnością.

W danej przestrzeni są rozmieszczone ciała w liczbie niezmiernie wielkiej, zmienne w swej postaci i położeniach. Wszystkie te ciała, które są elementami badanego układu, są tej samej natury; mogłyby być one sprowadzone do stadyum, w którem wszystkie byłyby identyczne; lecz w chwili, w której je badamy,

---

[1]) J. Willard Gibbs. Elementary Principles in Statistical Mechanics. New-York i London. 1902.

różnią się jedne od drugich stanem swym, gdyż są rozmaicie umieszczone, zoryentowane i odkształcone, oraz ruchem swym, gdyż nie wszystkie są ożywione temi samemi prędkościami. Naturze tych ciał pozostawiona jest szeroka nieokreśloność. Mogą to być proste punkty materyalne: wtedy położenie każdego z nich zależy jedynie od trzech spółrzędnych. Mogą to być atomy sztywne; aby znać położenie takiego atomu, trzeba znać wartości sześciu zmiennych. Mogą to być cząsteczki, zbiorowiska mniej lub więcej licznych, mniej lub więcej różnych atomów, mogących się przesuwać jedne względem drugich; by wyznaczyć postać i położenie takiego zbiorowiska, należy przyjąć większą lub mniejszą liczbę zmiennych, wszakże więcej niż sześć. Jeden atoli warunek spełniać muszą elementy, tworzące badany układ materyalny, mianowicie: by każdy taki element był całkowicie znany co do postaci i położenia, skoro znamy wartości pewnej większej lub mniejszej, wszakże ograniczonej, liczby zmiennych niezależnych.

Elementy te poddane są działaniu sił. Działające na element siły zależą wyłącznie od zmiennych, określających ten element; takiemi byłyby siły, wychodzące od dział zewnętrznych niezmiennych. Hypoteza ta wyłącza oczywiście hypotezę działań wzajemnych pomiędzy elementami. Ponieważ nie zakłada się także, że elementy mogą się uderzać wzajemnie, teorya Gibbsa usuwa przeto ze swojej dziedziny rozmaite formy Teoryi kinetycznej gazów, podane przez Clausiusa i przez Maxwella. Pod tym względem zbliża się ona do prób Boltzmanna i Clausiusa, mających na celu sprowadzenie zasady Carnota do mechanizmu.

Dajmy, że równowaga statystyczna układu jest ustalona. Wtedy realizuje się w nim jednocześnie mnóstwo stanów różnych i ruchów różnych; w każdej chwili każdy z elementów porzuca swój stan i swój ruch, lecz inny element w tej samej samej chwili przybiera ten stan i ten ruch, jakie tamten stracił.

W jaki sposób wszystkie te stany i wszystkie te ruchy rozdzielają się pomiędzy niezliczone ciała, tworzące układ? Ile w chwili danej jest ciał, których stan zawiera się pomiędzy dwiema danemi granicami, których ruch również pomiędzy dwiema danemi granicami jest zawarty? Jest to pierwsze zagadnienie, które stawia sobie geometra. Jest ono analogiczne do innego zagadnienia, znanego rachmistrzom towarzystw ubezpieczeń: w danej okolicy, której ludność jest stateczna i która ma oznaczoną liczbę mieszkańców, ilu jest ludzi, których wiek zawiera się pomiędzy dwiema danemi granicami? Metody Rachunku prawdopodobieństwa pozwalają na rozwiązanie tego drugiego zagadnienia przy pomocy tablic śmiertelności, na rozwiązanie piérwszego przy pomocy zasad Mechaniki. Maxwell i Boltzmann podali już byli rozwiązanie tego zagadnienia w tych warunkach, jakie są właściwe Teoryi kinetycznej gazów. Gibbs daje to rozwiązanie dla układów ogólniejszych, które bada w swej pracy.

Prawo rozdziału rozmaitych stanów i rozmaitych ruchów w łonie układu, będącego w równowadze statystycznej, jest poddane warunkom bardzo szerokim; z pomiędzy wszystkich nieskończenie wielu form, które ono przybrać może, jedna posiada szczególnie proste własności algebraiczne. Te prawo rozdziału Gibbs nazywa rozdziałem kanonicznym. Prawo rozdziału, które twierdzenie Maxwella przypisuje prędkościom atomów gazów, jest przypadkiem bardzo szczególnym rozdziału kanonicznego.

Układy w rozdziale kanonicznym stanowią przedmiot właściwej analizy Gibbsa. We wzorze, który rządzi rozdziałem kanonicznym, występuje pewna wielkość, moduł rozdziału, ktory w analogiach termodynamicznych odgrywa rolę zasadniczą; jest to moduł rozdziału, który w analogiach tych przedstawiać będzie temperaturę bezwzględną. W przypadku szczególnym, w którym ciała tworzące układ są punktami materyalnemi, prawo rozdziału kanonicznego sprowadza się do prawa, podanego przez Maxwella; parametr rozdziału jest wtedy identyczny ze średnią siłą żywą. Gdybyśmy więc chcieli badane przez Termodynamikę ciała porównać wprost z układami punktów materyalnych swobodnych, wtedy średnią siłę żywą ruchu cząsteczkowego należałoby przyjąć za miarę temperatury bezwzględnej. Uczynili to w samej rzeczy Boltzmann i Clausius. Lecz jeżeli cząsteczki nie redukują się do prostych punktów materyalnych, jeżeli są bardziej skomplikowane, wtedy średnia siła żywa nie będzie już parametrem rozdziału kanonicznego i nie będzie już przedstawiała temperatury bezwzględnej.

Analogię pomiędzy modułem rozdziału a temperaturą bezwzględną ustalają najprzód następujące twierdzenia, okazujące dobitnie wyższość analizy Gibbsa nad próbami jego poprzedników.

Gdy łączymy dwa układy, będące w równowadze statystycznej, oba obdarzone rozdziałem kanonicznym, to układ wypadkowy może być w równowadze statystycznej tylko wtedy, gdy oba układy składowe mają ten sam moduł rozdziału; układ wypadkowy ma wtedy ten sam rozdział kanoniczny, co uklady dane. Jeżeli zaś oba układy składowe mają moduły rozdziału nierówne, wtedy zestawienie ich zrywa stan równowagi i wywołuje zmianę w jednym i drugim: układ, który posiadał moduł większy, traci na energii, drugi zaś zyskuje.

W każdym razie, równania, rządzące naszym układem, będącym w równowadze statystycznej, nie są bezwzględnie podobne do wzorów termodynamicznych; niezgodność jednych i drugich zależy od liczby zmiennych, które znać trzeba w celu wyznaczenia postaci i położenia każdego z elementów układu. Ta niezgodność jest tem mniejsza, im liczba zmiennych jest większa. Można tedy z badań Gibbsa wyciągnąć wniosek następujący: równania Termodynamiki przedstawiają formę graniczną praw, rządzących układem o rozdziale kanonicznym, gdy liczba zmiennych, koniecznych do określenia każdego z elementów mnogości, rośnie nieograniczenie.

Ten wniosek z badań Gibbsa jest wprost niespodziany. Wyzuje bowiem, że fizycy, pragnący wyjaśnić zjawiska przy pomocy „racyj mechanicznych", muszą wyrzec się hypotez, które przypisują atomom budowę bardzo prostą, poczytując je za punkty materyalne lub za ciała stałe sztywne. Fizycy mogą oczekiwać pozyskania przybliżonej zgodności pomiędzy pomyślanemi przez siebie własnościami mechanicznemi a prawami przyrodzonemi tylko wtedy, gdy upodobnią atomy ze zbiorowiskami bardzo złożonemi. Jeżeli zaś pragną osiągnąć zgodność nie przybliżoną ale zupełnie ścisłą, to muszą uważać atomy, zależne od nieograniczonej liczby zmiennych, za małe ciała ciągłe i odkształcalne, jakiemi są małe masy płynne. Lecz rozważanie atomów płynnych oddaliłoby nas znacznie bardzo od zasad drogich atomistom.

Teorya J. Wiłłda Gibbsa jest bezwątpienia najpotężniejszą z uczynionych dotąd prób sprowadzenia praw Termodynamiki do zasad Mechaniki. Wymagamy atoli. aby redukcya była posunięta tak daleko, iżby nic już nie pozostawało do życzenia. Tymczasem nie jedno nasuwające się naturalnie pytanie pozostaje dotąd bez odpowiedzi. Oto pierwsze z nich:

Mnogości o rozdziale kanonicznym są określone przez swą cechę czysto-algebraiczną, przez formę równania, które rządzi rozdziałem różnych stanów i różnych ruchów wśród układu, będącego w równowadze statystycznej. Czy jest możliwem tej cesze algebraicznej nadać charakter mechaniczny? Czy można powiedzieć, jak mają być zbudowane tworzące mnogość ciała elementarne, jakim siłom mają być poddane, aby mnogość ta w równowadze statystycznej była mnogością o rozdziale kanonicznym.

Pytanie to pozostaje jeszcze bez odpowiedzi; a trzeba, aby było rozwiązane, zanim spróbujemy znaleść odpowiedź na pytanie drugie: Jeżeli mnogości o rozdziale kanonicznym zwróciły na siebie uwagę geometry, to jedynie dla tego, że ich badanie algebraiczne zapowiadało się jako szczególnie proste i łatwe. Dla czego układy, badane w Termodynamice, zbliżają się raczej do mnogości o rozdziale kanonicznym, niż do innych mnogości? Własności układu, będącego w równowadze statystycznej, w którym atoli rozdział nie jest kanoniczny, różniłyby się bardzo od praw Termodynamiki. Jakim tedy dzieje się to sposobem, że Przyroda nie przedstawia nam żadnego układu, obdarzonego takiemi własnościami?

O ile nie uzyskamy zadawalającej odpowiedzi na to pytanie, trudno nam będzie uważać wyjaśnienie mechaniczne zasad Termodynamiki za zupełne. W każdym razie wyjaśnienie to wydaje się jeszcze bardzo dalekiem. Wszystko, co wolno nam twierdzić logicznie, jest to, że przy pomocy pewnych warunków algebraicznych możliwą jest, jeżeli nie konstrukcya mechaniczna, to przynajmniej definicya mnogości ciał, których ruchami umiejscowionemi rządzą wzory analogiczne do równań Termodynamiki. Powtarzając tu słowa L. Boltzmanna, zapożyczone od Maxwella, możemy powiedzieć, że Teorya mechaniczna ciepła nie daje wyjaśnienia mechanicznego zasad Termodynamiki; daje nam tylko ich ilustracyę dynamiczną.

3. *Teorye mechaniczne elektryczności.*

Niezliczone są próby wyjaśnienia mechanicznego zjawisk elektrycznych; rozważanie tych prób nasuwa refleksye podobne do tych, które podsunęły nam teorye mechaniczne ciepła. Te to refleksye mają dla przedmiotu naszego więcej wagi, niż szczegóły wyjaśnień, i dla tego nie zajmiemy się tu przeglądem wszystkich tych wyjaśnień, a zatrzymamy się jedynie nad temi z nich, które pozyskały najwięcej rozpowszechnienia, miąnowicie nad teoryami Maxwella.

Zawdzięczamy Maxwellowi dwie próby, prowadzące drogami bardzo różnemi do wyjaśnienia mechanicznego zjawisk elektrycznych. Wcześniejszej daty jest próba, wyłożona w rozprawie p. t. „On physical Lines of Force". Polega ona na pomyśle mechanizmu, nadającego się do wyjaśnienia skutków elektrostatycznych i elektromagnetycznych.

Maxwell wyobraża sobie ciało, nie będące przewodnikiem, — w próbie tej innych ciał nie rozważa — na podobieństwo plastra miodu; ściany woskowe zastępują tu przegrody, która tworzy ciało stałe izotropowe, doskonale sprężyste; miejsce miodu płyn doskonały, ożywiony nadzwyczaj szybkiemi ruchami wirowemi. Odkształcenie, jakich doznają ściany sprężyste, ciśnienia i wytężenia, wytworzone przez te odkształcenia, wyjaśniają zjawiska, które przypisujemy polaryzacyi dielektryków; ruchy wirowe płynu międzykomórkowego, siły bezwładności zeń wynikające wyjaśniają nam skutki, które przypisujemy magnetyzowaniu.

Nie będziemy tu rozbierali niedostateczności tego wyjaśnienia, błędów rachunku i rozumowania Maxwella, niezgodności pomiędzy otrzymanemi rezultatami a prawami zupełnie pewnemi elektryczności i magnetyzmu, albowiem uczyniliśmy to szczegółowo na innem miejscu [1]. Maxwell sam był bezwątpienia mało zadowolony z obmyślonego przez siebie mechanizmu, bo szybko go porzucił, aby zastąpić go wyjaśnieniem mechanicznem zjawisk elektrycznych na innej zupełnie drodze [2]. Oto jakiemi słowy określa sam tę nową metodę [3]:

„W Traktacie tym mam zamiar opisać najważniejsze z tych zjawisk, pokazać, w jaki sposób można je mierzyć i szukać związków matematycznych, zachodzących pomiędzy mierzonemi wielkościami. Otrzymawszy tym sposobem dane teoryi matematycznej Elektromagnetyzmu i pokazawszy, jak teorya ta daje się stosować do obliczania zjawisk, postaram się rzucić możliwie jasne światło na zależności, zachodzące pomiędzy formami matematycznemi tej teoryi, a formami nauki zasadniczej Dynamiki; w ten sposób będziemy mogli w pewnej mierze przygotować się do określenia natury zjawisk dynamicznych, wśród których winniśmy szukać analogii lub wyjaśnień zjawisk elektromagnetycznych".

Zbadajmy, w jaki sposób Maxwell stara się postępować określoną w powyższych słowach metodą [4].

Zwracając się do tego, co powiedziano w artykule poprzedzającym o Mechanice analitycznej Lagrange'a, przypomnijmy sobie, w jaki sposób układa ona równania ruchu układu.

Aby przedstawić stan tego układu, posługuje się ona pewną liczbą zmiennych niezależnych $\alpha, \beta, \ldots$; pierwsze pochodne tych zmiennych względem czasu są prędkościami uogólnionemi, pochodne drugie—przyśpieszeniami uogólnionemi.

---

[1]) L. Duhem. Les théories électriques de J. Clerk Maxwell. Essai historique et critique. Paryż 1902.

[2]) J. Clerk Maxwell. „A dynamical Theory of the electromagnetic Field". London Philosophical Transactions vol. 155, 1864: Scientific Papers vol 1, str. 526. „Traité d'Eléctricité et de Magnétisme". przekład francuski G. Seligmana-Lui, część 4 a, rozdz. V. VI. VII, t. 2, s. 228—262.

[3]) J. Clerk Maxwell. „Traité d'Electristé et de Magnétisme". Przedmowa do 1-go wydania.

[4]) Patrz o tym przedmiocie H. Poincaré, „Electricité et Optique" wyd. 1-e, Wstęp, Paryż 1890; wyd. 2-gie, Wstęp, Paryż 1901.

Raz wybrawszy te zmienne niezależne, rozważa ona tylko trzy wyrażenia matematyczne, dostarczone jej przy pomocy prawidłowych rachunków przez równania, które chce otrzymać. Temi trzema wyrażeniami są:

1-o. Praca przygotowana sił zewnętrznych. Znajomość tej pracy jest równoważna ze znajomością sił zewnętrznych uogólnionych, odpowiadających rozmaitym zmiennym niezależnym; jeżeli stan ciał obcych jest dany, wtedy siły uogólnione zależą jedynie od zmiennych, określających stan tego układu, a wcale nie zależą od prędkości uogólnionych, ani od przyspieszeń uogólnionych.

2-o. Potencyał wewnętrzny. Jest to wielkość zupełnie określona, gdy znamy zmienne niezależne; prędkości lub przyspieszeń uogólnionych znać tu nie potrzeba.

3-o. Siła żywa. Wielkość ta zależy nietylko od zmiennych niezależnych, ale także od prędkości uogólnionych; względem tych ostatnich jest jednorodną i stopnia drugiego i może być tylko zerem albo dodatnią.

Jaką drogą pójść należy, by stwierdzić, że pewien ogół zjawisk, np. ogół zjawisk elektromagnetycznych, nadaje się do wyjaśnienia mechanicznego?

Przyjmijmy najprzód, że metoda doświadczalna pozwoliła nam wszystkie ujawniające się w badanych zjawiskach własności przedstawić przez dające się mierzyć wielkości, oraz że wszystkie prawa, którym te zjawiska ulegają, wyraziła w postaci równań.

Mając ogół dających się mierzyć wielkości, które przedstawiają własności badanego układu, podzielmy je na dwie kategorye: jedne z nich uważajmy za zmienne niezależne; drugie za prędkości uogólnione, odpowiadające zmiennym, o których mówimy, albo innym zmiennym, nie odsłaniającym się bezpośrednio eksperymentatorowi.

I tak wielkości, określające w przestrzeni położenie rożnych ciał, składowe poloryzacyi dielektrycznej na każdem z nich będą uważane za zmienne niezależne; prędkości ruchów dostrzegalnych odpowiadają pierwszym zmiennym; prędkości uogólnione, odpowiadające drugim zmiennym, są tem, co Maxwell nazywa składowemi przepływu przesunięcia. Składowę przepływu przewodnictwa, nie będąc ściśle prędkościami uogólnionemi, są związane z prędkościami, z jakiemi zmieniają się gęstości elektryczne.

Przy pomocy tych różnych wielkości utwórzmy dwie kombinacye: jednę z nich traktować będziemy jak potencyał wewnętrzny, drugą jako siłę żywą. Pierwszy powinien zawierać tylko zmienne niezależne i nie będzie zawierał prędkości uogólnionych; druga zawierać będzie nietylko zmienne, ale i prędkości uogólnione; względem tych ostatnich będzie jednorodna i drugiego stopnia, wreszcie nie będzie nigdy ujemną.

Tak np. uważać będziemy potencyał elektryczny, jako stanowiący część potencyału wewnętrznego. Potencyał elektrodynamiczny zależy od natężeń prądów przewodnictwa i przesunięcia, natężeń, które uważamy za prędkości przygotowane lub za związane z temi prędkościami; jest on stopnia drugiego względem tych natężeń, wreszcie nigdy nie jest dodatni; odejmiemy go od siły żywej ruchów dostrzegalnych, aby mieć siłę żywą całkowitą.

Dajmy sobie pracę przygotowaną działań zewnętrznych, którym układ jest poddany, a będziemy mieli wszystko, czego wymaga metoda Lagrange'a, aby utworzyć prawidłowo równania ruchu naszego układu. Utwórzmy więc te równania. Jeżeli będą one tożsame z równaniami, które metoda indukcyjna wydobyła z doświadczenia, z równaniami, wyrażającemi prawa Coulomba, Faraday'a, Lenza, Neumanna, Webera, wtedy okaże się, że zjawiska elektrodynamiczne nadają się do wyjaśnienia mechanicznego.

Taką metodę obmyślił i stosował Maxwell. [1])

Nakreślone tu wyjasnienie zjawisk elektromagnetycznych podlega atoli poważnym zarzutom, które ujawniają się właśnie w badaniu układów, zawierających magnesy.

Maxwell, podejmując na nowo analogię, uwidocznioną przez Ampère'a, upodobnia każdy element magnetyczny do małego zamkniętego prądu; natężenie magnesowania jest wtedy

[1]) Jasny i treściwy wykład tej metody znajdujemy w pracy E. Sarrau'a „Sur l'application des équations de Lagrange aux phénomènes electrodynamiques et électromagnétiques.“ Comptes rendus t. 133, str. 421, 1901.

kombinacyą prędkości uogólnionych; figuruje ono nie w potencyale wewnętrznym, lecz w sile żywej. Pogląd ten, niestety, nadaje energii wewnętrznej formę, której przyjąć nie można dla energii wewnętrznej układu, w którym znajdują się magnesy. Wyniki stąd wypływające nie dają się pogodzić ze skutkami cieplnemi, powstającemi w masie żelaza miękkiego, które prąd namagnesowuje lub odmagnesowuje.

Można uniknąć tej trudności przez uważanie składowych magnesowania nie za kombinacye prędkości przygotowanych, lecz za zmienne niezależne, przedstawiające stan przesunięcia lub odkształcenia pewnego ośrodka; wtedy są one analogiczne do składowych polaryzacyi dielektrycznej, i potencyał magnetyczny figuruje w potencyale wewnętrznym tak samo, jak potencyał elektrostatyczny. Lecz jeżeli tak jest, to prędkości, z jakiemi zmieniają się składowe namagnesowania, powinny występować w wyrażeniu siły żywej, jak w niej występują składowe przepływu przesunięcia. Zachodzenie tych prędkości w sile żywej powinno dać początek siłom bezwładności analogicznym do sił elektrodynamicznych. Otóż żadne doświadczenie nie wykryło dotąd działań, spowodowanych przez takie prądy przesunięcia magnetycznego.

Pomińmy zresztą te zarzuty, stawiane analizie Maxwella, i traktujmy ją tak, jakby była bez błędu.

Skoro określiliśmy już potencyał wewnętrzny i siłę żywą, skoro przy pomocy metody Lagrange'a wydobyliśmy równania, zgadzające się z prawami doświadczalnemi pewnej grupy zjawisk, czy wynika już stąd, że ta grupa zjawisk daje się mechanicznie wyjaśnić? Uczyniliśmy, oczywiście, zadość warunkom koniecznym, aby grupa dała się wyjaśnić mechanicznie, ale czy te warunki są dostateczne? Czy z tego, że potencyał wewnętrzny zawiera jedynie zmienne niezależne, że siła żywa jest jednorodna i stopnia drugiego względem prędkości uogólnionych, z tego, że na pewno nie jest ujemną, możemy wywnioskować z pewnością, iż istnieje pewne ugrupowanie mas i sił, pewien mechanizm, mający taki potencyał, a przedewszystkiem taką siłę żywą? Czy forma tej siły żywej nie mogłaby w pewnych razach wykluczać możliwości takiego mechanizmu? I tak w przypadku, badanym przez

M a x w e l l a, układ jest siedliskiem trzech rodzajów ruchów: ruchów dostrzegalnych, ruchów umiejscowionych, stanowiących ciepło, i ruchów, ujawniających się przez prądy elektryczne; założono, że siła żywa układu jest sumą sił żywych każdego z tych trzech gatunków ruchu; czy można być pewnym, że da się rzeczywiście zbudować mechanizm, ożywiony temi trzema ruchami i którego siła żywa taką własność posiada?

Byłoby nierozsądnem przecinać podobne trudności jednem pociągnieniem pióra. Uznano, że dla usunięcia zarzutów tej natury lepiej będzie wyobrażać sobie mechanizmy, których potencyał wewnętrzny i siła żywa przedstawiają w swych rozmaitych szczegółach więcej lub mniej ścisłą analogię z potencyałem, z siłą żywą, które badać mamy. Słowem, należy zbudować m o d e l e, które prawami swego ruchu naśladują rozstrząsane równania. Oparłszy się na teoryi układów menocyklicznych, B o l t z m a n n przy pomocy takich właśnie modeli z i l u s t r o w a ł poglądy M a x w e l l a na analogię pomiędzy równaniami L a g r a n g e'a i prawami Elektrodynamiki [1].

4. *Niemożliwość ruchu nieustającego.*

Zapomnijmy o postawionym wyżej zarzucie, uważajmy go za żaden i niebyły, i dajmy, że grupa zjawisk może być uważana za wyjaśnioną mechanicznie, skoro określimy potencyał wewnętrzny i siłę żywą, skąd przy pomocy metody L a g r a n g e'a otrzymamy już równania, zgodne z prawami doświadczalnemi zjawisk. Powstaje wtedy następujące pytanie: Czy prawa, które fizyk otrzymuje metodą indukcyjną, dadzą się wszystkie przedstawić pod postacią równań L a g r a n g e'a?

Wystarczy nieco staranniejsza obserwacya zjawisk fizycznych, aby dojść do następującego wniosku: I s t n i e j e r a d y k a l n a n i e z g o d n o ś ć p o m i ę d z y M e c h a n i k ą L a g r a n g e'a a p r a w a m i F i z y k i; n i e z g o d n o ś ć t a d o t y c z y n i e t y l k o p r a w z j a w i s k, k t ó r e r e d u k u j e m y

---

[1]) L. B o l t z m a n n. Vorlesungen über Maxwell's Theorie der Electricität und des Lichtes. 1 Theil, Lipsk 1891.

do ruchu na podstawie hypotezy, ale także praw, rządzących ruchami dostrzegalnemi.

Uwidocznijmy tę niezgodność na bardzo prostych przykładach.

Najbardziej bezpośrednią konsekwencyą równań Lagrange'a jest bezwątpienia równanie siły żywej. Jeżeli siły, działające na mechanizm, zależą od potencyału, suma tego potencyału i siły żywej pozostaje stałą w czasie całkowitego trwania ruchu układu. Otóż działania wzajemne różnych części układu zależą zawsze od potencyału; dość przeto, aby siły zewnętrzne zależały od potencyału, by układ podlegał wypowiedzianemu dopiero co prawu; w szczególności twierdzenie to stosuje się do układu, poddanemu jednemu działaniu zewnętrznemu sile ciężkości.

Śledźmy układ taki jego ruchu; ile razy przybiera ona tę samą postać i przechodzi przez to samo położenie, tyle razy potencyał sił tak wewnętrznych jak i zewnętrznych przybiera tę samą wartość; a więc i siłą żywa również tę samą wartość przybierać winna.

To zachowanie siły żywej jest jednym z najoczywistszych wniosków Dynamiki d'Alemberta i Lagrange'a, ale czy wniosek ten godzi się ze wskazówkami doświadczenia, doświadczenia najpospolitszego?

Oto karafka, napełniona wodą. Wstrząsam nią żywo i stawiam na stół. Woda zajmuje pewne położenie, ma pewną postać, mianowicie położenie i postać karafki, w której się znajduje; ta woda wiruje tak szybko, że jej siła żywa ma dość znaczną wartość dodatnią. Po upływie kwadransa, woda ma jeszcze tę samą formę i to samo położenie; według Mechaniki Lagrange'a powinna była zatem zachować pierwotną siłę żywą. Ale otóż jest teraz w spoczynku i jej siła żywa jest zerem.

Nić ołowiana wisi pionowo. Nagłem uderzeniem nadaję jej prędkość początkową i przez to siłę żywą początkową. Pozwalam jej się kołysać i po pewnym czasie obserwuję ją na nowo. Wisi pionowo; potencyał ciężkości, który na nią działa, ma tę samą wartość, jak na początku ruchu, a więc i siła żywa powinnaby być ta sama. Otóż wcale nie. Nić ołowiana jest teraz nieruchoma, jej siła żywa jest zerem.

Tak więc obserwacye najprostsze wykazują, że ruchy przyrodzone sprzeciwiają się prawu zachowania siły żywej.

Analiza ruchów naszej nici ołowianej pozwoli nam ściślej wyrazić formę niezgodności pomiędzy równaniami Lagrange'a a ruchami przyrodzonemi; w tym celu zatrzymajmy się na chwilę nad budową równań Lagrange'a.

Zakładamy, że układ jest poddany działaniu sił zewnętrznych, które pozostają niezmiennemi w czasie całkowitego trwania ruchu. Według zasad Dynamiki:

1-o. Siły zewnętrzne uogólnione zależą wyłącznie od zmiennych, określających stan układu.

2-o. Potencyał wewnętrzny, a przez to siły wewnętrzne uogólnione zależą wyłącznie od tychże zmiennych.

3-o. Siła żywa zależy od tych zmiennych i od prędkości uogólnionych; jest ona jednorodna i stopnia drugiego względem prędkości.

Teraz już metoda Lagrange'a obliczania sił bezwładności uogólnionych uczy nas, że każda z tych sił jest sumą dwóch wyrazów; że te dwa wyrazy zawierają zmienne niezależne; że pierwszy wyraz jest jednorodny i stopnia drugiego względem prędkości uogólnionych, lecz nie zawiera przyśpieszeń uogólnionych nakoniec że wyraz drugi jest jednorodny i stopnia pierwszego względem przyśpieszeń uogólnionych.

Aby otrzymać równania ruchu, tworzymy dla każdej ze zmiennych niezależnych sumę trzech sił uogólnionych: zewnętrznych, i wewnętrznej i bezwładności i przyrównywamy tę sumę do zera. A zatem pierwsza strona każdego z tych równań jest sumą trzech wyrazów, które wszystkie zawierają zmienne niezależne; pierwszy nie zależy ani od prędkości uogólnionych, ani od przyśpieszeń uogólnionych; drugi, niezależny od przyśpieszeń uogólnionych, jest jednorodny i stopnia drugiego względem prędkości uogólnionych; trzeci jest niezależny od prędkości uogólnionych, jest jednorodny i stopnia pierwszego względem przyśpieszeń uogólnionych. Z tej budowy równań Lagrange'a wynika następująca konsekwencya.

Dajmy, że te równania sprawdzają się, gdy układ jest w pewnym stanie, gdy jego różne punkty materyalne ożywiają pewne prędkości i pewne przyśpieszenia. Sprawdzać się one będą i wtedy jeszcze, gdy weźmiemy układ w tym samym stanie, z temi samemi przyśpieszeniami i zmienimy zwrot wszystkich prędkości na przeciwny, nie zmieniając ich wielkości. Twierdzenie to, wynikające jasno z rozważań poprzednich, można jeszcze wyrazić w ten sposób: równania L a g r a n g e'a sprawdzają się dla ruchu, skutkiem którego układ przechodzi ciąg określony stanów; sprawdzają się także dla ruchu, skutkiem którego układ przechodzi przez te same stany, wzięte w porządku odwrotnym tak, że przedział pomiędzy dwoma stanami określonemi zostaje przebyty w tym samym czasie w jednym i drugim ruchu.

Z tego twierdzenia nietrudno wyprowadzić następujący wniosek:

Dajmy, że układ, począwszy od pewnego stanu początkowego A, z pewnemi prędkościami początkowemi V przechodzi pod działaniem pewnych sił do pewnego stanu końcowego Ω z pewnemi prędkościami końcowemi V'. Umieśćmy go w stanie Ω z prędkościami równemi i wprost przeciwnemi prędkościom V' i poddajmy go działaniu tychże sił; przejdzie on wtedy do stanu A z prędkościami równemi i wprost przeciwnemi prędkościom V, i czas trwania obu ruchów będzie jednakowy.

Tę cechę zasadniczą możemy streścić w słowach: W s z y s t k i e r u c h y, r z ą d z o n e p r z e z D y n a m i k ę d'A l e m b e r t a i L a g r a n g e'a, s ą r u c h a m i o d w r a c a l n e m i.

Powróćmy teraz do naszej nici ołowianej. Odchylamy ją na pewien kąt na lewo od pionowej, sprowadzając ją tym sposobem do pewnego położenia A, a potem pozostawmy ją samą sobie. Wtedy powróci do pionowej, przejdzie poza nią i dosięgnie po prawej położenia ostatecznego Ω, w którem prędkości wszystkich jej punktów znikną. Na mocy twierdzenia poprzedzającego, nić teraz powinna odbyć ruch odwrotny, powrócić do położenia A i odbywać nieograniczoną liczbę razy te wahania o niezmiennej amplitudzie i jednakowem trwaniu. Otóż to miejsca mieć nie będzie. Po wyjściu z położenia Ω wahadło dochodzi wprawdzie do pionowej i przechodzi poza nią, ale zatrzymuje się, nie dosięgnąwszy położenia A; wahania następne mają już wciąż mniejszą amplitudę i powoli sprowadzają nić do położenia równowagi. Przykład ten wskazuje, że r u c h y p r z y r o d z o n e n i e s ą o d w r a c a l n e.

Równania Dynamtki, dane przez Lagrange'a, przedstawiają wyłącznie ruchy odwracalne, dzięki nieobecności w nich wyrazów stopnia nieparzystego względem prędkości uogólnionych. Odbierzmy im tę cechę a otrzymamy równania, przedstawiające ruchy nieodwracalne, skoro wprowadzimy wyrazy stopnia pierwszego względem prędkości. W tym celu dość poddać układ nietylko siłom dotychczas rozważanym a zależnym jedynie od położenia rozmaitych jego części, lecz jeszcze siłom zależnym od prędkości, z jakiemi poruszają się te części, i takim, że zwrot tych sił zmienia się na przeciwny, gdy odwracamy wszystkie prędkości.

I tak, słabnące wahania naszej nici ołowianej dadzą się ściśle przedstawić, skoro przyjmiemy, że ruchowi wahadła przeciwstawia się opór proporcyonalny do prędkości kątowej. W ten to sposób jeszcze Navier, przyjmując, że cząsteczki płynu działają jedne na drugie przy pomocy sił wzajemnych, zależnych od ich prędkości względnych, mógł nadać równaniom Hydrodynamiki postać wyłączną, właściwą ruchom odwracalnym i prawu zachowania siły żywej.

Ze stanowiska Algebry, to uogólnienie równań Dynamiki było łatwem do zrozumienia; wskazał je już był sam Lagrange. Lecz z punktu widzenia Fizyki przeobraża ono głęboko hypotezy, na których spoczywa nauka o ruchu, i burzy zasadę d'Alemberta. Zasada ta ma sens tylko wtedy, gdy siły rzeczywiste, którym podlega układ, pozostają te same dla tego samego stanu układu bez względu na to, czy układ jest w spoczynku w tym stanie, czy też przechodzi przezeń w ruchu. Gdyby siły rzeczywiste miały się zmieniać przez to, że zamiast uważania układu w ruchu w danym stanie, uważalibyśmy go za będący w tym stanie w spoczynku, wtedy popełnilibyśmy niedorzeczność, wypowiadając zasadę d'Alemberta: Układ w ruchu może być utrzymany w równowadze w każdym ze stanów, przez które przechodzi, jeżeli dołączymy siły bezwładności do sił rzeczywistych, działających nań, gdy się w tym stanie znajduje.

Czy z tego rozbioru mamy wyprowadzić wniosek, że istnieje zasadnicza niezgodność pomiędzy ruchami przyrodniczemi a Dynamiką, wyprowadzoną z zasady d'Alemberta tak, że ta ostatnia musi uledz głębokiej odmianie? Niezgodność ta — pokazał to

Helmholtz[1]—może być tylko pozorną. Wyobraźmy sobie, że w pewnym mechanizmie znajdują się masy, ożywione niedostrzegalnemi dla naszych zmysłów ruchami. Lubo prawa rzeczywiste i zupełne ruchu tego układu dane są przez równania Dynamiki Lagrange'a, zajść może wszakże ta okoliczność, że prawa doświadczalnie stwierdzone lecz niezupełne zdają się sprzeciwiać tej Mechanice; w szczególności zdarzyć się może, że ruchy obserwowane zdają się być nieodwracalnemi.

Aby wyjaśnić myśl Helmholtza, zbadajmy przykład, przez niego samego podany[1].

Powiedziano już, że równania Lagrange'a mogą przedstawiać tylko ruchy odwracalne, dzięki nieobecności w ich składzie jakiegokolwiek wyrazu stopnia nieparzystego względem prędkości; nieobecność ta pochodzi zaś stąd, że siła żywa zawiera jedynie wyrazy stopnia drugiego względem prędkości.

Wyobraźmy sobie ciało, obracające się około osi pionowej; jego siłę żywą otrzymujemy, biorąc połowę iloczynu jego momentu bezwładności przez kwadrat prędkości kątowej obrotu.

Dajmy, że ciało jest opatrzone regulatorem centryfugalnym, na tejże osi umieszczonym. W czasie zmiennego okresu prędkości kątowej obrotu, ramiona regulatora odchylają się, ruch układu nie jest już prostym ruchem obrotowym; siła żywa ma wyrażenie bardziej skomplikowane niż to, o którem mowa wyżej. Z chwilą utrwalenia stanu ruchu, kule regulatora zachowują odchylenie stałe; siłę żywą otrzymujemy, mnożąc połowę kwadratu prędkości kątowej przez sumę momentu bezwładności ciała i momentu bezwładności regulatora. Pierwszy moment bezwładności jest stały, lecz drugi zmienia się wraz z prędkością kątową obrotu w ten sposób, że nawet przy utrwaleniu stanu ruchu, siła żywa nie jest wprost proporcyonalna do kwadratu prędkości kątowej, Wyobraźmy sobie np. regulator, skombinowany w ten sposób, że jego moment bezwładności w stanie trwałym zmienia się proporcyonal-

[1]) H. v. Helmholtz. Studien zur Statik monocyklischer Systeme I. Sitzungsberichte der Berl. Akad. 6 marca 1884, str. 169. Crelle's Journal **117**, str. 121. Wissenschaftliche Abhandlungen **3**, str 131.

nie do prędkości kątowej obrotu; siła żywa mechanizmu, ożywionego ruchem obrotowym jednostajnym, będzie sumą dwóch wyrazów: jednego proporcyonalnego do kwadratu prędkości i drugiego proporcyonalnego do sześcianu prędkości kątowej; w czasie okresu zmiennego przybędzie trzeci wyraz do tamtych dwóch; we wszystkich okolicznościach wszakże siła żywa zachowa wyraz stopnia nieparzystego względem prędkości kątowej.

Pomyślmy teraz, że regulator jest zrobiony z takiej materyi, iż nie możemy dostrzedz ani jego istnienia, ani jego ruchów; badanie doświadczalne ruchu obrotowego ciała pokazałoby nam wtedy, że jego siła żywa zawiera wyraz proporcyonalny do sześcianu prędkości kątowej. Dynamice Lagrange'a badanie to zdawałoby się zaprzeczać; ale potwierdziłoby ją, gdybyśmy mogli uwzględnić ruchy ukryte regulatora.

Oto znów inne doświadczenie z dziedziny zabawek fizycznych, rzucające jasne światło na tę myśl Helmholtza.

Mamy dwa jajka na talerzu: jedno surowe, drugie twarde, po wygotowaniu w wodzie wrzącej. Nadajemy im ruch szybki jak w grze w kostki; jajko twarde obraca się długo, tracąc powoli udzieloną mu siłę żywą; jajko surowe zatrzymuje się prawie odrazu; ruchy ukryte żółtka i białka zdają się obalać zasadę zachowania siły żywej.

Można będzie przeto przywrócić zgodę pomiędzy Dynamiką Lagrange'a i Mechaniką doświadczalną, przez przyjęcie, że ruchy dostrzegalne nie są jedynemi ruchami, ożywiającemi układy przyrodzone; że do tych ruchów przyłączają się ruchy ukryte, usuwające się z pod bezpośredniej obserwacyi naszej i że jedynie odstępstwa, których te ruchy stanowią wyjaśnienie, pozwalają nam przewidywać ich właściwości. Same doświadczenia, przy pomocy których uwidoczniliśmy odstępstwa pomiędzy ruchami przyrodzonemi a Dynamiką d'Alemberta i Lagrange'a, posłużą nam jako przykłady do wykazania użytku, jaki fizycy czynią oddawna z ruchów ukrytych.

Kołysania wahadła słabną; fizycy przypisują to stłumienie ruchom, jakie wahadło udziela otaczającemu powietrzu. Jeżeli przyjmiemy to wyjaśnienie, to badanie doświadczalne prawa przytłumiania się kołysań wahadła stanie się środkiem bardzo czułym do badania pewnych właściwości ruchu płynów.

Płyn, ożywiony szybkiemi ruchami i zawarty w nieruchomym zbiorniku, przechodzi powoli w stan spoczynku. Aby wyjaśnić fakt ten i wiele innych, Navier zmodyfikował zasadę d'Alemberta i rozważał siły lepkości, związane z prędkościami względnem cząsteczek. Teorya kinetyczna, nie odrzucając Dynamiki Lagrange'a i przyjmując tylko, że cząsteczki gazowe są punktami materyalnemi, odpychającemi się wzajemnie w stosunku piątych potęg ich odległości, ustanawia prawa ruchu gazów; ruchy dostrzegalne są podobne do tych, które przewiduje hypoteza Naviera; rolę lepkości z tej hypotezy mają w hypotezie Maxwella ruchy ukryte, oddziaływające gwałtownie na cząsteczki, lecz nie dostrzegalne dla grubych zmysłów naszych.

Czy wszystkie ujawnione przez doświadczenie odstępstwa między ruchami przyrodzonemi nieodwracalnemi a ruchami odwracalnemi, przewidzianemi przez równania Lagrange'a, dadzą się wyjaśnić przy pomocy ruchów ukrytych? Zdaje się, że nie możnaby z pewnością odpowiedzieć ujemnie na to pytanie. Ponieważ nie nakładamy na ruchy ukryte żadnego warunku, żadnego ograniczenia, na czemże tedy oprzeć się można, by stwierdzić, że dane określone odstępstwo nie miałoby znaleść w nich racyi swego bytu? Zdaje się, że w tym punkcie, do którego doszliśmy, moglibyśmy wypowiedzieć następujące twierdzenie:

Bez względu na formę praw matematycznych, którym indukcya doświadczalna poddaje zjawiska fizyczne, wolno zawsze uważać, że zjawiska te są skutkami ruchów **dostrzegalnych** lub **ukrytych**, podległych Dynamice Lagrange'a

Wyjaśnienie mechaniczne praw Fizyki zdaje się zatem być niepodatnem dla żadnej sprzeczności logicznej; ale nie wynika stąd, że jest zupełnie zadawalające i wolne od jakichkolwiek luk. O ile, idąc za radą Pascala, zadawala się powiedzeniem ogólnikowem, to „robi się przy pomocy figury i ruchu", wtedy zwycięża bez trudności wszystkie zarzuty, lecz gdy chce „powiedzieć jakie to (figury i ruchy) i zbudować machinę", wtedy okazuje się bezsilną. Gdy obserwacya odsłania pewne odstępstwa pomiędzy Dynamiką Lagrange'a a zjawiskami przyrodzonemi, może ono, lekceważąc sobie wszelką sprzeczność, twierdzić, że te odstępstwa pochodzą od ruchów ukrytych; lecz jeżeli od doświadczalnie danych praw tych odstępstw przejść chcemy do praw, wytwarzających je ruchów ukrytych, wtedy wskazówki jej nie dają nam żadnej metody prawidłowej i pewnej do uskutecznienia tego przejścia; możemy tu tylko zgadywać.

Pomiędzy lukami teoryi ruchów ukrytych jest jedna, na którą należy położyć nacisk szczególny.

Widzieliśmy już, że ruchy przyrodzone nie poddają się prawu zachowania siły żywej i odchylają się od niego, ale odchylają się w zwrocie określonym, zawsze tym samym. Ta cecha właśnie będzie przedmiotem naszej uwagi.

Ciecz, ożywiona ruchami wirowemi i zamknięta w naczyniu nieruchomem, dochodzi do spoczynku: jej siła żywa spada do zera Nić ołowiana trącona, przestaje po pewnym czasie kołysać się rozproszyła udzieloną jej siłę żywą. Tak w jednym, jak i w drugim przypadku mamy utratę a nie zysk siły żywej. Wszystkie obserwacye zgodnie prowadzą do wniosku, że ruchy przyrodzone poddane są następującemu prawu:

Gdy układ poddany działaniu sił, mających potencyał, wychodzi z pewnego stanu z pewną siłą żywą i powraca do tegoż stanu, wtedy powraca do niego z siłą żywą zmniejszoną; wzdłuż cyklu zamkniętego, przebieżonego przez układ, musiała koniecznie zajść utrata siły żywej.

Na zasadzie tego prawa nie można zbudować mechanizmu. któryby sam przez się powracał peryodycznie do tego samego stanu i powracał do niego z tą samą siłą żywą lub z siłą żywą, wzrastającą za każdym obrotem: ruch nieustający jest niemożliwy.

Zbadajmy ogólniej ruch jakikolwiek układu, pozostającego pod działaniem sił jakichkolwiek. Praca sił, przyłożonych do układu w ciągu pewnego przedziału czasu, nie jest — jak tego wymaga Mechanika Lagrange'a — równa przyrostowi siły żywej w ciągu tego czasu; zawsze przewyższa ona ten przyrost. Można jeżeli chcemy, wyjaśnić to odstępstwo podobnie, jak to czyni Navier, wprowadzając do równań ruchu siły lepkości, związane z prędkościami różnych części układu. Siły te wszakże nie mogą być jakiekolwiek; praca ich w pewnym przedziale czasu będzie zawsze ujemna; będą one zatem dążyły zawsze do zmniejszenia siły żywej, do opóźnienia lub wstrzymania ruchu; będą to zawsze opory bierne, nigdy zaś potęgi czynne.

Tak więc ruchy przyrodzone odstępują od ruchów, przewidywanych przez prawa Dynamiki i to zawsze w jednym i tym samym zwrocie. Tego rodzaju pobudzenie, udzielane zjawiskom przyrodzonym zawsze w tymże samym zwrocie napotykaliśmy dotąd tylko w badaniu ruchów dostrzegalnych. Czy napotyka się e również wtedy, gdy ciała badane podlegają nietylko prostym zmianom miejsca, lecz także ogrzewaniu i oziębianiu, ściskaniu i rozszerzaniu, topnieniu, parowaniu, reakcyom chemicznym, elektryzowaniu i magnesowaniu?

Był to jeden z rzutów genialnych Sadi Carnota, a może rzut największy jego myśli, że ruch nieustający, już uznany za niemożliwy przy działaniu tylko czynników mechanicznych, jest również niemożliwy, gdy stosujemy wpływ bądź ciepła, bądź elektryczności, wraz z pomysłem oparcia na tem twierdzeniu teoryi wytwarzania pracy przez ciepło. Prawda, poznana przez Carnota, była później wysłowiona dokładniej przez Clausiusa i W. Thomsona; pierwszy z tych uczonych nadał jej wzór ostateczny.

W rozdziale II wypowiedzieliśmy zasadę Carnota i Clausiusa w formie następującej: Gdy układ podlega zmianie, wtedy wartość przekształcenia tej zmiany równa się zmniejszeniu, jakiego doznaje entropia układu.

Powiedzieliśmy, że prawo to jest jednym z dwóch słupów, podtrzymujących całą budowlę Termodynamiki; interpretacya tego prawa przy pomocy równań Dynamiki jest zasadniczym problematem Teoryi mechanicznej ciepła, problematem, który był przedmiotem usiłowań Boltzmanna, Clausiusa, Helmholtza, Gibbsa.

Otóż, porównywając to prawo z temi zmianami, jakie nam przedstawia Przyroda, można znów poczynić uwagi podobne do tych, które nasunęła nam była kontrola doświadczalna równań Dynamiki. Zjawiska przyrodzone nie sprawdzają równości Clausiusa. Suma wartości przekształcenia i przyrostu entropii powinnaby być zerem dla każdej zmiany. Nie jest nią, lecz ma pewną wartość różną od zera, która jest przekształceniem nieskompensowanem, odnoszącem się do badanej zmiany. Drogą intuicyi śmiałej i przenikliwej Clausius wykrył takie prawo: Przekształcenie nieskompensowane, odpowiadające jakiejkolwiek zmianie, jest zawsze dodatnie.

Tak więc wszystkie zmiany, zachodzące w świecie fizycznym, cechują się nietylko równościami, ale i pewną nierównością zawsze jednego zwrotu. Widzieliśmy już to w dziedzinie czystej Mechaniki. gdzie ciała zmieniają miejsce w przestrzeni, nie podlegając żadnej zmianie ani temperatury ani stanu; widzieliśmy, że w tym przypadku ciaśniejszym, praca oporów biernych jest zawsze ujemna. Nierówność ta jest tylko szczególnym przypadkiem nierówności Clausiusa; w ruchu czysto miejscowym przekształcenie nieskompensowane otrzymamy, dzieląc pracę oporów biernych przez temperaturę bezwzględną układu i zmieniając znak ilorazu.

Z nierówności Clausiusa wyprowadzono następujące wnioski:

Układ, całkowicie odosobniony w przestrzeni, nie może ani ustąpić ciepła ciałom zewnętrznym, ani brać od nich ciepła; wszelka zmiana, jakiej doznaje, ma wartość przekształcenia równą zeru: przekształcenie nieskompensowane sprowadza się do przyrostu entropii; a ponieważ przekształcenie nieskompensowane jest zasadniczo dodatnie, możemy przeto wypowiedzieć twierdzenie następujące:

Wszystkie zmiany, zachodzące w układzie zupełnie odosobnionym, cechuje wzrost entropii.

Zastosowana do tegoż układu, zasada równoważności ciepła i pracy prowadzi do następującego godnego uwagi twierdzenia: Układ, któremu odosobnienie nie pozwala na żadną wymianę ciepła z ciałami zewnętrznemi, jest zarazem wyjęty z pod wszelkiej siły zewnętrznej; gdy więc ciało zmienia się, przyrost energii wewnętrznej wraz z przyrostem siły żywej lub energii kinetycznej daje sumę równą zeru; każda zmiana układu odosobnionego pozostawia niezmienną sumę energii wewnętrznej i energii kinetycznej; sumę tę nazywać będziemy energią całkowitą układu.

Ze śmiałością, której żadne ścisłe dowodzenie nie mogłoby usprawiedliwić — bo cóż wiemy w rzeczy samej o granicach wszechświata — W. Thomson przypisał całemu wszechświatowi własności układu ograniczonego, odosobnionego w przestrzeni. Przyjmując to wspaniałe upodobnienie, Clausius mógł wypowiedzieć dwa twierdzenia, które miały rozgłos niezmierny.

Energia całkowita Wszechświata jest niezmienna.

Entropia Wszechświata rośnie bez przerwy.

„Jest, być może, przesadą z zasad doświadczalnych, które sprawdzić się dają tylko w pewnych granicach, wyprowadzać poglądy ogólne, dotyczące przyszłości Wszechświata. Powiemy tylko, że Termodynamika upoważnia nas do mniemania, że Wszechświat kroczy z fatalnością w pewnym oznaczonym zwrocie".

Ten pochód Wszechświata w określonym zwrocie zdaje się usuwać z pod wszelkiego wyjaśnienia mechanicznego,

Wyobraźmy sobie, że próby Boltzmanna, Clausiusa Gibbsa zostały uwieńczone zupełnem powodzeniem; że przy pomocy odpowiednio przystosowanych ruchów, podległych prawom Dynamiki, zdano sobie sprawę ze wszystkich zjawisk fizycznych w granicy, w której czynią onę zadość równości Clausiusa; wtedy trzeba będzie jeszcze wyjaśnić mechanicznie, dlaczego równość ta jest wciąż gwałcona, trzeba będzie usprawiedliwić istnienie przekształceń nieskompensowanych. W tym celu do ruchów, które pociągają za sobą równość Clausiusa, ruchów nieuporządkowanych, jak je nazywają Helmholtz i Boltzmann, należy dołączyć inne ruchy, ruchy uporządkowane; ruchy uporządkowane odgrywać będą względem ruchów nieuporządkowanych rolę analogiczną do tej, jaką odgrywają ruchy ukryte względem ruchów dostrzegalnych w analogiach dynamicznych, wymyślonych przez Helmholtza. Po-

---

[1]) Exposition Universelle de 1900 à Paris, Rapports du Jury international, II Partie: Sciences par M. E. Picard, str. 31, Paryż 1901.

nieważ te ruchy uporządkowane pozostawiono zupełnie dowolnemi, można więc przyjąć, że dadzą się one zawsze wyznaczyć tak, aby wytwarzały przekształcenia nieskompensowane dodatnie i aby zgadzały się ze wszystkiemi zjawiskami obserwowanemi. Nie należy obawiać się, by doświadczenie formalnie zaprzeczeyło wprowadzającej te ruchy teoryi, bo w swej nieokreśloności bez ograniczenia znajduje ona szaniec niezdobyty.

Trudności tkwią gdzieindziej.

Najprzód, aby zdać sobie sprawę z odstępstw pomiędzy faktami termodynamicznemi a równością Clausiusa, teorya zakłada istnienie ruchów uporządkowanych; ale nie podaje żadnej metody na to, aby z praw doświadczalnych, którym podlegają te odstępstwa, wyprowadzić formę ruchów uporządkowanych. Ten brak uwalnia wprawdzie teoryę od sprzeczności z doświadczeniem, ale za to pozbawia ją kontroli faktów.

Lecz inny punkt zasługuje na naszą uwagę. Nie idzie o to, by wiedzieć, czy można wyznaczyć ruchy ukryte w ten sposób, aby praca oporów biernych była zawsze ujemna, ruchów uporządkowanych w ten sposób, aby wytwarzały przekształcenia nieskompensowane, wyłącznie dodatnie. Idzie o to, aby wiedzieć, czy ruchy ukryte, pozostawione zupełnie nieokreślonemi, odpowiadałyby nieomylnie pracy ujemnej oporów biernych; czy ruchy uporządkowane, bez względu na to, jakiemi są, nadawałyby z koniecznością wartość dodatnią przekształceniem nieskompensowanym

Otóż odpowiedź na to pytanie nie jest wątpliwą. Jeżeli ruchom ukrytym, ruchom uporządkowanym pozostawimy nieokreśloność i ogólność bez ograniczenia, nic nie określi zwrotu zboczeń, które wprowadzają one do równań Dynamiki, perturbacyj, które wnoszą do równości Clausiusa. Siły fikcyjne, które w równaniach Lagrange'a przedstawiać będą skutek ruchów ukrytych, będą mogły być oporami biernemi o pracy ujemnej; lecz będą mogły być także potęgami czynnemi o pracy dodatniej. Przekształcenia nieskompensowane, pochodzące od ruchów uporządkowanych, będą mogły być dodatnie, ale będą też mogły być zarówno ujemne.

Narzuca nam się następująca konkluzya: Ruchy ukryte, ruchy uporządkowane, które wprowadzono, aby zdać sobie sprawę z odchyleń zawsze jednozwrotnych, jakie ujawniają względem praw Dynamiki i Termodynamiki zmiany rzeczywiście zachodzące, nie są zupełnie dowolne: tworzą one kategoryę określoną w nieskończonej rozmaitości ruchów możiiwych.

Lecz w takim razie zapytać należy, dlaczego wśród tej nieskończonej rozmaitości możliwych ruchów ukrytych i uporządkowanych realizują się te ruchy jedynie, które odpowiadają oporom biernym; dlaczego innych nie napotykamy wcale w Przyrodzie; dlaczego obok układów, niezdolnych do ruchu nieustającego, nie znajdujemy nigdy układów, w których ruch taki się urzeczywistnia? Mechanika nie posiada, zdaje się, odpowiedzi na te pytania.

Termodynamika przypisuje wszystkim zjawiskom świata materyalnego dążenie w jednym i tym samym zwrocie. Nie wynika stąd, by te zjawiska nie mogły wszystkie dać się wyjaśnić przez kombinacyę figur, ruchów, mas i sił. Lecz hypoteza, że wszystkie skutki zachodzące w materyi są istoty mechanicznej, nie zdaje zupełnie sprawy z tej wspólnej dążności, której podlegają wszystkie te skutki.

D. c. n.