

się atoli na granicach tej rozległej dziedziny. Gdyby nie brak czasu na przedstawienie jej przekształceń i wyników, przedstawilibyśmy usługi, jakie spełnia w nauce o sprężystości, elektryczności i magnetyzmu. Lecz to, co powiedziano, niechaj wystarczy czytelnikowi do osądzenia, jak płodnym jest twierdzenie *Lagrange'a* i *Lejeune-Dirichleta*, rozwinięte przez Mechanikę ogólną.

---

## VII. GAŁĘZIE, ROZCHODZĄCE SIĘ OD TERMODYNAMIKI.

---

### 1. Tarcie i fałszywe równowagi chemiczne.

Zasada zachowania energii jest potężnym pnem, którego korzenie tkwią głęboko w treści naszych pierwszych pojęć mechanicznych; z pnia tego wyrastają liczne łodygi. Opiszemy główną z nich: u podstawy jej jest Statyka, utworzona przez *Gibbsa*, a jej dalszym ciągiem jest Dynamika, której zarys podał był *Helmholtz*.

Tu pierwsza łodyga wyrasta z zasady zachowania energii, jest przeto najbardziej rozwinięta i najżywotniejsza; obok niej wyrosły niedawno inne, nad którymi musimy zatrzymać się na chwilę.

W samej rzeczy, Statyka *Gibbsa* i Dynamika *Helmholtza*, jakkolwiek bardzo rozległe, nie wystarczają do objęcia niezmierności zjawisk fizycznych. Istnieją przemiany, nie poddające się ich prawom; istnieją układy, nie dające się przedstawić przez ich wzory.

Układy, podległe prawidłom tej Statyki i tej Dynamiki, można określić dokładnie zapomocą cechy następującej: Każdy ciągły szereg stanów równowagi takiego układu jest przemianą odwracalną. Układ, nie posiadający tej cechy, nie może się nagiąć do prawideł tej Statyki i tej Dynamiki; sposobów sprowadzenia go do

równowagi, praw jego ruchu szukać trzeba w innej Statyce i w innej Dynamice.

Otóż mówiliśmy już poprzednio o układach, których stany równowagi, ustawione w szereg ciągły, nie tworzą przemiany odwracalnej <sup>1)</sup>; są to układy, mogące ulegać odmianom (alteracyom) trwałym. Już to ostrzega nas, że należy przedewszystkiem stworzyć Statykę specjalną i Dynamikę specjalną dla układów, mogących podlegać odmianom trwałym.

Nie są to jedynie układy, wymagające utworzenia Mechaniki specjalnej; określimy zaraz kategorię, której wymagania nie są mniejsze.

Czem jest przemiana odwracalna? Jest to szereg ciągły stanów równowagi, jest to nadto linia graniczna wspólna dwóm grupom przemian rzeczywistych, skierowanym w dwa zwroty wprost przeciwne. Dajmy, że przemiana odwracalna łączy dwa stany krańcowe  $A$  i  $\Omega$ . Można by wyznaczyć przemianę rzeczywistą nieskończenie powolną, prowadzącą układ od  $A$  do  $\Omega$ ; w przemianie tej układ przechodzi przez szereg stanów, z których każdy różni się nieskończenie mało od stanów równowagi, stanowiących przemianę odwracalną; nadto, w tych dwóch stanach nieskończenie bliskich układ podlega działaniom zewnętrznym nieskończenie bliskim. Można by zatem wyznaczyć przemianę rzeczywistą, doprowadzającą układ od  $\Omega$  do  $A$  i posiadającą własności analogiczne.

Dajmy teraz, że badając układ fizyczny, stwierdziliśmy następującą okoliczność: W ogólności, mając dany stan równowagi, jeżeli zmienimy nieskończenie mało i t o s p o s o b e m j a k i m k o l w i e k, własności, jakie układ w tym stanie posiada, oraz wywierane nań działania zewnętrzne, doprowadzimy go do nowego stanu równowagi. Jest jasnym, że szereg ciągły takich stanów równowagi nie może być przemianą odwracalną, albowiem inny szereg stanów nieskończenie bliski pierwszemu będzie także szeregiem stanów równowagi; nie może to być przemiana rzeczywista. Układ, mający podobne własności, nie posiada tej cechy, po któ-

<sup>1)</sup> Patrz „Podstawy Termodynamiki“ 6.

rej poznaje się układy, podległe Mechanice G i b b s a i H e l m h o l t z a; wymaga on utworzenia nowej Mechaniki.

Wyrażmy ściślej charakter tej nowej kategorii układów materialnych. Jest on następujący: Dla każdego z tych układów można pomyśleć takie stany równowagi, że w każdym stanie dostatecznie bliskim któremukolwiek z nich, układ pozostaje w równowadze, jeżeli poddamy go działaniom dostatecznie bliskim tym działaniom, które utrzymują go w równowadze w stanie pierwszym.

Istnieje obfitość podobnych układów; weźmy pierwszy z dziedziny Mechaniki chemicznej.

W temperaturach wysokich 1500° do 2000° mieszanina tlenu, wodoru i pary wodnej ma cechę, po której poznaje się układy, podległe Mechanice G i b b s a i H e l m h o l t z a; w temperaturze danej i pod ciśnieniem danem mieszanina w równowadze ma skład określony; jeżeli zmienimy nieco ten skład, nie zmieniając ani temperatury, ani ciśnienia, zerwiemy równowagę układu. Powiększając nieco proporcję pary wodnej, tworzymy mieszaninę, w łonie której para wodna podlega dysocjacji; zmniejszając tę proporcję, stwarzamy mieszaninę, w łonie której tlen i wodór łączą się ze sobą. Zestawiając według dowolnego prawa temperaturę i ciśnienie, otrzymujemy szereg ciągły stanów równowagi i szereg ten jest przemianą odwracalną.

Zupełnie inaczej rzecz się ma w temperaturach niskich od 100° do 200°; tu jakkolwiek będzie skład mieszaniny, jakkolwiek będzie zawartość w niej pary wodnej, równowaga chemiczna jest zapewniona; nie ma ani dysocjacji, ani łączenia się. Weźmy więc taką mieszaninę przy 200° i pod ciśnieniem atmosferycznym; nadawajmy jej kolejno w myśli wszelki możliwy skład, poczynając od składu, odpowiadającego zupełnej nieobecności pary wodnej, aż do składu, który otrzymujemy, doprowadzając do maximum połączenia tlenu i wodoru. Otrzymujemy tym sposobem szereg ciągły stanów równowagi, ale nie otrzymujemy przemiany odwracalnej, gdyż, poczynając od jednego któregokolwiek bądź ze stanów szereg ten składających, będziemy mogli zmieniać o dowolnie małe ilości ciśnienie, temperaturę, skład, a układ nie przestanie być w równowadze.

Badanie ruchu czysto miejscowego, stanowiące przedmiot dawnej Mechaniki, prowadzi do faktów analogicznych.

Na powierzchni, która posiada punkt górujący i spada ze wszystkich stron naokoło tego punktu, umieścimy małe ciało ciężkie, którego zetknięcie z powierzchnią nie jest wolne od tarcia. Ciało to pozostanie w równowadze nietylko w samym punkcie górującym, ale i na spadkach, o ile one nie będą zbyt strome; można będzie w okolo wierzchołka wyznaczyć pewne pole, w którego każdym punkcie małe ciało ciężkie pozostawać będzie w równowadze. Jakakolwiek linia, nakreślona na tem polu, wyznaczy szereg ciągły stanów równowagi, ale nie określi przemiany odwracalnej, albowiem wychodząc z któregokolwiek z jej punktów można będzie nieco poruszyć ciałem, zmienić cokolwiek siłę na nie działającą, a pozostanie ono zawsze w spoczynku.

Układ mechaniczny, stanowiący przykład tak prosty, pozwoli nam nadać nazwę tej kategorii układów materialnych; nazwiemy je **u k ł a d a m i z t a r c i e m**.

O Statyce i Dynamice takich układów, zupełnie różnej od Statyki i Dynamiki dotychczasowej, mówić teraz będziemy.

Lecz na samym progu tego poszukiwania zatrzymuje nas zarzut. Czy rzeczywiście istnieją układy z tarciem? Czy własności, które zdawało nam się spostrzegać i które posłużyły nam do określenia takich układów, nie są prostem złudzeniem, i znikają, gdy poddamy spostrzeżenia nasze nieco drobiazgowszej analizie?

Według poglądu, wyznawanego przez wielu mechaników, ciało stałe, ślizgające lub toczące się po drugim, nie doznaje tarcia, lecz stykające się powierzchnie ciał są najeżone chropowatościami, które zachodzą jedne na drugie, zazębiają się, zaczepiają o siebie, łamią się. Tarcie jest tylko fikcją, w którą owijamy bez rozbioru te zjawiska niedostrzegalne, niezliczone i skomplikowane.

Przy 100°, przy 200° mieszanina tlenu, wodoru i pary wodnej zdaje się być w równowadze bez względu na układ; według wielu fizyków ta równowaga jest tylko pozorna; w rzeczy samej, tlen i wodór łączą się, ale z nadzwyczajną powolnością taką, że obserwacje laboratoryjne nie mogą wykryć żadnego śladu łączenia się. Jedynie ta powolność odróżnia zjawiska, obserwowane

w temperaturze nizkiej, od zjawisk, obserwowanych w temperaturze wysokiej.

Jakaż jest dokładnie doniosłość tych zarzutów?

Nie ulega wątpliwości, że dwie powierzchnie chropowate trą się bardziej o siebie niż dwie powierzchnie gładkie; nie możnaby wszakże wnieść stąd, że dwa ciała, stykające się powierzchniami doskonale gładkimi, nie doznawałyby żadnego tarcia. Przyjęcie istnienia tarcia fikcyjnego, syntezującego skutek chropowatości i odkształceń, nie wystarcza do odrzucenia możliwości tarcia rzeczywistego. Zresztą Hydrodynamika zniewala nas <sup>1)</sup> do rozważania tarcia, odmiennego od tarcia wzajemnego ciał stałych; pokazuje ona, że ciecz trze się o ciało stałe, że dwie cieczce, umieszczone na sobie, trą się wzajemnie wzdłuż ich powierzchni wspólnej; pytamy, jakimi chropowatościami, nierównościami i zazębieniami możnaby tarcie sprowadzić do pozorów?

Z drugiej strony, rzeczywistości stanu równowagi zawsze zaprzeczyć można; tam, gdzie jeden widzi układ w równowadze, drugi, bez obawy zadania mu kłamu, może twierdzić, że zachodzi ruch, lecz ruch tak powolny, iż najdłużej nawet trwające obserwacje nie mogą stwierdzić żadnej zmiany w układzie. Posuwając do ostateczności to rozumowanie, J. H. van't Hoff nie zawahał się uznać czasu, jaki upłynął od okresu węglowego do chwili obecnej, za zbyt krótki, aby pewne układy chemiczne uległy dającemu się ocenić przekształceniu. Ale pogląd ten nie może ulegać kontroli doświadczenia: doświadczenie nie może mu ani zaprzeczyć, ani go stwierdzić. Aby doświadczenie mogło dać świadectwo, trzeba, by rozciągało się na takie okresy czasu, w porównaniu z którymi okresy geologiczne są tylko chwila; ale nawet gdyby świadectwo było niekorzystne, możnaby je odrzucić i zadać prób jeszcze dłuższych.

Ten wybieg ma oczywiście cel jedyny: poddać całą Fizykę prawom Statyki i Dynamiki, sformułowanym przez Gibbsa

---

P. D u h e m. „Recherches sur l'Hydrodynamique,” 4-e partie. „Les conditions aux limites” (Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse, (2), t. V, 1903).

i Helmholtza. Miałby on wartość logiczną, gdybyśmy na innej drodze mogli poznać zasadność tego celu, gdybyśmy mieli powody do przyjęcia, że wszystkie układy materialne powinny dać się nagiąć pod prawa tej Statyki i tej Dynamiki. Lecz takich powodów niema. Aby określić układy, ulegające tym prawidłom, wydzieliliśmy pewną grupę z pomiędzy pomysłów się dających układów; wydzielenie to nastąpiło w sposób dowolny na podstawie następującej hipotezy *a priori*: każdy szereg ciągły stanów równowagi jednego z rozważanych układów stanowi przemianę odwracalną.

Doświadczenie wykazało, że nasza hipoteza była użyteczna, że nie była próżną grą umysłu bez przedmiotu rzeczywistego, że nakreślona przez nią linia demarkacyjna, która mogła być ścisnąć tylko niewielką parcelę, zakreśliła rozległą a płodną dziedzinę. Mechanika układów z przemianami odwracalnymi okazała się zdadną do przedstawienia z dostatecznym przybliżeniem wielkiej liczby zjawisk fizycznych. Czy upoważnia nas to do przyjęcia, że wszystkie zjawiska Przyrody nieożywionej mają tej Mechanice podlegać? Hipoteza nasza była — ściśle mówiąc — tylko *definicją*; w niezmierności rzeczy możliwych opisuje ona tylko przypadek nieskończenie szczególny. Czy z faktu, że ten przypadek szczególny odtwarza nam porządną część rzeczywistości, jesteśmy w prawie wnioskować, że obejmuje on całą rzeczywistość? Czy za wszelką cenę mamy zamknąć Przyrodę w tej małej wysepce, wokoło której rozciąga się ocean nieskończony układów, które pomysłem może rozum ludzki? Czy wolno nam w tym celu odrzucić najpospolitsze świadectwa, najpewniejsze, najlepiej kontrolowane przez doświadczenie, na podstawie twierdzeń nieudowodnionych? Czyż nie logiczniej pomysłem, że to, co naszemu umysłowi wydaje się przypadkiem szczególnym, jest też i w samej Przyrodzie przypadkiem szczególnym? Czyż poza układami, których stany równowagi dają się zawsze ułożyć według przemian odwracalnych, istnieje nieskończenie wiele innych układów, których Statyka nie jest Statyką Gibbsa, których Dynamika nie jest Dynamiką Helmholtza i że pomiędzy temi to układami znajdują się właśnie układy obdarzone tarcieniem?

Tak więc prawa, według których układy z tarcieniem poruszają się lub pozostają w spoczynku, domagają się osobnego wzoru. Wzoru tego nie będziemy szukali na chybił-trafił. Wzór, nadany Statyce przez G i b b s a, Dynamice przez H e l m h o l t z a, okazał się zadziwiająco płodnym; słuszną więc zachować ten typ o tyle, o ile to możliwe, i wyprowadzić wzór nowy z dawnego przez dodatki i zmiany możliwie niewielkie. Tą myślą kierowaliśmy się przy konstrukcyi Mechaniki układów z tarcieniem <sup>1)</sup>.

Byłoby niełatwo wchodzić tu w szczegóły tej konstrukcyi; dlatego postaramy się dać tylko zarys jej treściwy i w tym celu ograniczymy się na rozważaniu układu z jedną zmienną normalną prócz temperatury.

Oznaczmy tę jedyną zmienną przez  $\alpha$ ; niechaj  $\mathfrak{L}$ ,  $A$ ,  $J$ ,  $v$  oznaczają potencjał wewnętrzny, działanie zewnętrzne, siłę bezwładności i działanie lepkości; według Dynamiki H e l m h o l t z a <sup>2)</sup> możemy dla każdej chwili napisać równość:

$$(3) \quad A + J + v = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \alpha}.$$

Równość ta, będąca ogólnem prawem ruchu układu, obejmuje w sobie prawo równowag, prawo zgodne ze Statyką G i b b s a.

Równowaga układów z tarcieniem nie zgadza się ze Statyką G i b b s a, do nich więc nie stosuje się prawo (3); lecz postaramy się zmienić je w ten sposób, aby objęło w sobie i takie układy.

W tym celu, w dalszym ciągu w każdym stanie układu uważamy wielkość  $\mathfrak{L}$ , określoną niedwuznacznie, gdy znamy ten stan; z tą wielkością, którą i teraz nazywać będziemy potencjałem wewnętrznym, zwiążmy energię wewnętrzną i entropię zapomocą poprzednio poznanych związków; działanie zewnętrzne, siła bezwładności, działanie lepkości pozostaną określone jak poprzednio; lecz

<sup>1)</sup> P. D u h e m. „Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques“ (Mém. de Bordeaux (5) t. II, 1876). „Recherches sur l'Hydrodynamique“ 4 partie, (Annales de la Faculté de Toulouse (2), t. V, 1903).

<sup>2)</sup> Patrz wyżej „Statystyka ogólna, dynamika ogólna“ **2**.

elementy te nie wystarczą do ujęcia ruchu układu w równania; trzeba będzie znać jeszcze element nowy, mianowicie działanię tarcia  $f$ .

Działanie to, zawsze dodatnie, zależeć będzie, podobnie jak działanie lepkości, od temperatury bezwzględnej, od zmiennej  $\alpha$ , od prędkości uogólnionej  $\alpha' = \frac{d\alpha}{dt}$ ; lecz przeciwnie, niż dla prędkości uogólnionej, zależeć także będzie od działania zewnętrznego  $A$ ; nadto, nie będzie ono znikać wraz z prędkością uogólnioną; gdy ta ostatnia dążyć będzie do zera, działanie tarcia zmierzać będzie ku pewnej wartości dodatniej  $g$ .

Ruchem kierować będzie już nie jedno, lecz dwa równania różne. Pierwsze z nich może być użyte tylko wtedy, gdy prędkość uogólniona  $\alpha' = \frac{d\alpha}{dt}$  jest dodatnia, będzie ono postaci:

$$(4) \quad A + J + v - f = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \alpha};$$

drugie będzie postaci:

$$(4 \text{ bis}) \quad A + J + v + f = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \alpha},$$

i użyte będzie wtedy, gdy prędkość uogólniona będzie ujemna.

Warunek równowagi przedstawiać będzie już nie równość, lecz podwójną nierówność, wyrażającą, że wartość bezwzględna różnicy  $A - \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \alpha}$  nie jest większa od  $g$ , t. j.

$$(5) \quad -g \leq A - \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \alpha} \leq g.$$

O równaniu siły żywej powiemy krótko, gdyż można tu powtórzyć prawie wszystko to, co powiedziano poprzednio przy rozbiorze Dynamiki Helmholtza; należy dodać tylko do pracy lepkości pracę tarcia, która, jak i poprzednia, jest ujemna. I nierówność Clausiusa utrzymuje się w nowej Dynamice; tu



także należy pracę tarcia dołączyć do pracy lepkości. Dłużej nieco zatrzymamy się nad wynikami podanych praw, a zwłaszcza nad warunkiem równowagi.

Statyka Gibbsa wymagałaby, aby różnica  $A - \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial a}$ , zawarta pomiędzy  $-g$  i  $+g$ , była zerem; stany równowagi, które przewiduje ta Statyka, a które nazywamy zwykle stanami równowagi prawdziwej, znajdowały się pomiędzy stanami, które przewiduje Statyka nowa; ta ostatnia zaś zapowiada istnienie nieskończonej mnogości innych stanów równowagi, które obejmujemy nazwą stanów równowagi fałszywej.

Jeżeli wartość  $g$  jest duża, stany równowagi fałszywej umieszczają się po jednej i po drugiej stronie stanów równowagi prawdziwej na rozległym obszarze; ścisają się zaś po obu stronach stanów prawdziwej równowagi, gdy  $g$  jest małe. Gdyby  $g$  stało się dostatecznie małym, stany fałszywej równowagi tak mało odchyłyby się od stanów równowagi prawdziwej, że doświadczenie nie byłoby już w stanie ich wyróżnić; praktycznie rzeczy biorąc, Statyka układów z tarcieciem zlałaby się wtedy ze Statyką Gibbsa.

Stanowi to tylko zastosowanie szczególne następującej uwagi: Statyka Gibbsa i Dynamika Helmholtza są formami granicznymi Statyki i Dynamiki układów z tarcieciem; tamte dążą do tych, gdy działania tarcia stają się nieskończonościami.

Uwaga ta nie jest prostym poglądem umysłowym; nabiera ona szczególnego znaczenia w badaniu równowag chemicznych<sup>1)</sup>.

Dla ustalenia uwagi weźmy przykład, zbadany z wielką starannością przez Dittego i Pélabona. W rurze zamkniętej ogrzejmy selen płynny, znajdujący się ponad mieszaniną par elenu, wodoru i kwasu selenowodorowego. Jeżeli temperatura

<sup>1)</sup> Wyłożyliśmy teorię równowag chemicznych z uwzględnieniem tarcia i głównych zastosowań tej teorii w pismach następujących: „Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques“ Paryż 1897; „Traité élémentaire de Mécanique chimique fondée sur la Thermodynamique,“ livre II, t. I, Paryż 1897; „Thermodynamique et Chimie, leçons élémentaires à l'usage des chimistes,“ leçons XVIII, XIX, XX, Paryż 1902.

nie przenosi 150°, układ pozostaje w równowadze bez względu na skład mieszaniny gazowej; gdy temperatura podnosi się, układ staje się zdolnym do reakcji chemicznej; jeżeli mieszanina gazowa jest uboga w kwas selenowodorowy, selen i wodór łączą się; jeżeli jest bogata w kwas selenowodorowy, związek ten rozpada się. W temperaturze danej obserwujemy zjawisko łączenia się, o ile kwaśność mieszaniny jest poniżej pewnej granicy; przeciwnie obserwujemy zjawisko dysocjacji, ile razy kwaśność przekracza inną granicę. Ta druga granica jest wyższa od pierwszej. Jeżeli kwaśność zawiera się pomiędzy temi dwiema granicami, mieszanina jest napewno w równowadze.

W miarę podnoszenia się temperatury, kwaśność, będąca na granicy wyższej pasma łączenia się, i kwaśność, będąca na granicy niższej pasma dysocjacji, zbliżają się jedna do drugiej; pasmo równowagi zwięża się; przy 325° jego grubość staje się niedostrzegalna. Teoretyk może jeszcze przyjąć, że zachodzi działanie tarcia, posiadające niewielką wartość, ale dla eksperymentatora nie ma tu nic więcej prócz stanów równowagi prawdziwej, podległej prawom Statyki G i b b s a.

To, co widzieliśmy w podanym przykładzie, jest przypadkiem szczególnym prawidła ogólnego; we wszelkim układzie chemicznym działania tarcia zmniejszają się, gdy temperatura się podnosi; są one duże w temperaturze niskiej i powstrzymują wszelką reakcję chemiczną; począwszy od pewnej temperatury, zmieniającej się wraz z badanym układem chemicznym, reakcja staje się możliwa, lecz jest ograniczona przez fałszywe równowagi. Gdy zaś temperatura osiąga stopień dostatecznie wysoki, dziedzina fałszywych równowag staje się tak wązka, że eksperymentator ocenić jej nie może; praktycznie biorąc, spostrzegamy wtedy tylko równowagi prawdziwe, wytykające granicę wspólną dwóch reakcyj o przeciwnych zwrotach; ciąg tych stanów równowagi stanowi przemianę odwracalną.

Tak więc tylko wtedy, gdy temperatura przekracza pewną granicę, zmienną od jednego układu chemicznego do drugiego, można posługiwać się prawami Statyki, podanemi przez G i b b s a i jego kontynuatorów. Nigdy nie możnaby było rozciągnąć na reakcje chemiczne praw tej Statyki, gdyby ograniczono się na

rozważaniu przekształceń, zachodzących w temperaturze niższej. Rozciągnięcie to nie dałoby się przeprowadzić, gdyby H. S a i n t e - C l a i r e D e v i l l e nie powziął był genialnej myśli wydobyć tajemnic Mechaniki chemicznej z Chemii temperatur wysokich. Usługa, jaką przez to oddał nauce, da się porównać z usługą, jaką oddał G a l i l e u s z nauce ruchu miejscowego przez to, że, odwróciwszy uwagę od tarcia, osmielił się wygłosić p r a w o b e z w ł a d n o ś c i .

Aby nauka mogła począć swój rozwój, potrzeba było, aby ta Statyka G i b b s a, która jest Statyką bardzo uproszczoną, była wyłożona najprzód; lecz właśnie dla tego, że Statyka ta jest Statyką bardzo uproszczoną, rozwój Mechaniki chemicznej n a t y c h m i a s z o s t a ł b y p o w s t r z y m a n y, g d y b y n i e s t a r a n o s i ę o u z u p e ł n i e n i e t e j S t a t y k i; w s z c z e g ó l n o ś c i, r e a k c y e c h e m i c z n e, d o k o n y w a n e c o c h w i ł a w n a s z y c h p r a c o w n i a c h, p o z o s t a w a ł y b y n i e p o j ę t e m i. W p r o w a d z e n i e t a r c i a r o z w i e w a t e n c h a o s; p r z e z r o z w a ż a n i e r ó w n o w a g f a ł s z y w y c h, w p ł y w t e m p e r a t u r y n a p r z e k s z t a ł c e n i e c h e m i c z n e p r z e s t a j e b y ć t a j e m n i c ą; b a d a n i e s t a ł o ś c i t y c h ż e r ó w n o w a g s t a j e s i ę k l u c z e m d o t e o r y i w y b u c h ó w.

Zresztą zjawiska fałszywej równowagi napotykamy nietylko w badaniu działań czysto chemicznych; parowanie pewnych ciał stałych powstrzymują nieraz podobne równowagi; napotykamy je prawdopodobnie w badaniu zamarzania cieczy <sup>1)</sup>. Tak więc stwierdza się powszechna konieczność Mechaniki, z której nie usunięto działań tarcia.

## 2. Odmiany trwałe i hystereza.

Ustanawiając szereg ciągły ogółu stanów równowagi układu z tarcie, nie otrzymujemy przemiany odwracalnej. Ta cecha sprawia, że układy z tarcie uchyłają się z pod zwykłych metod Ter-

<sup>1)</sup> P. D u h e m. „Sur la fusion et la cristallisation et sur la théorie de M. Tammann“ (Archives néerl. des sciences etc. (2) t. VI. p. 93; 1901).

modynamiki; wymagają one specjalnej Statyki i specjalnej Dynamiki. Niemożliwość otrzymania przemiany odwracalnej przez ustawienie w szereg ciągły ogółu stanów równowagi nie jest wyłączną własnością układów z tarciem; napotkaliśmy ją już w układach, ulegających odkształceniom trwałym <sup>1)</sup>.

Układy o odmianach (alteracyach) trwałych zbliżają się więc do układów z tarciem, gdyż pojęcie przemiany odwracalnej nie daje się stosować ani do jednych ani do drugich, ale na tem też wyczerpuje się ich analogia. Przy tem zasadnicze różnice wyodrębniają te dwie kategorie układów.

Rozważmy stan równowagi układu z tarciem. Wogóle ani doprowadzenie układu do tego stanu, ani wyprowadzenie go z tego stanu nie jest możliwe przy pomocy przemiany nieskończenie powolnej. W takiej przemianie o nadzwyczajnej powolności napotykamy jedynie niektóre tylko wyjątkowe stany równowagi.

Weźmy, przeciwnie, stan równowagi układu zdolnego do odmiany trwałej; przemiana nieskończenie powolna może układ do tego stanu doprowadzić lub z niego wyprowadzić. Ale wyobraźmy sobie, że, aby wyprowadzić układ z tego stanu przy pomocy nieskończenie powolnej przemiany, zmieniamy temperaturę i działania zewnętrzne według pewnych praw; niechaj ta temperatura i te działania zewnętrzne przechodzą przez ten sam ogół wartości, lecz w zwrocie przeciwnym; układ dozna nowej przemiany nieskończenie małej, która nie będzie szła wstecz przez te same stany, która w ogóle nie doprowadzi do równowagi początkowej.

Teorya układów zdolnych do odmian trwałych będzie więc różna od Mechaniki ogólnej, której zasady nakreśliśmy według *Gibbsa i Helmholtza*, ale będzie też różna od Mechaniki układów z tarciem; będzie to nowa gałąź Mechaniki.

W jaki sposób buduje się ta nowa Mechanika?

Nas obchodzi tu jedynie myśl naczelną, w szczególności jej wzorów nie możemy tu wchodzić, ograniczymy się przeto na przedstawieniu jednego prostego przypadku, który pozwoli nam dojrzeć zarysy idei. Wybierzmy za przedmiot naszej analizy układ, okre-

---

<sup>2)</sup> Patrz wyżej „Podstawy Termodynamiki“ 6.

ślony przez jedną zmienną normalną prócz temperatury, np. nić napięta, której długość będzie tą zmienną normalną, ciężar zaś napijający będzie działaniem zewnętrznym.

Udzielmy najprzód temperaturze i ciężarowi pewnych przyrostów nieskończenie małych; długość nici dozna również nieskończenie małego przyrostu. Nadajmy następnie temperaturze i ciężarowi przyrosty co do bezwzględnej wielkości równe tamtym, lecz przeciwnego znaku, aby w ten sposób te dwie wielkości powróciły do wartości pierwotnych; długość nici zmniejszy się, ale to zmniejszenie nie jest równe poprzedniemu przyrostowi co do wielkości bezwzględnej, albowiem nić doznała odkształcenia trwałego. Tak więc w biegu przemiany nieskończenie powolnej związek algebraiczny liniowy wyznacza zmianę nieskończenie małą, jakiej doznaje długość nici w skutek nieskończenie małych przyrostów temperatury i ciężaru; ale związek ten nie będzie miał jednakowej postaci dla nici wydłużającej się i dla nici kurczącej się. Gdy zmienna normalna doznaje przyrostu dodatniego, związek ten będzie pewną równością; gdy doznaje przyrostu ujemnego, będzie równością różną od pierwszej.

Co kierować nami będzie w wykryciu postaci tych dwóch równości? Taż sama teoria, która jest niedostateczna w badaniu odmian trwałych, ale okazała się tak płodną w badaniu układów o przemianach odwracalnych. Starać się będziemy zbudować naszą Mechanikę w ten sposób, aby była możliwie bliska tej teorii, aby z niej wypływała przez niewielkie przekształcenie, aby była jej uogólnieniem, aby Statyka i Dynamika układów, nie ulegających odmianom trwałym, mogły być uważane za formy graniczne Statyki i Dynamiki układów o bardzo słabych odmianach trwałych. Słowem zastosujemy metodę podobną do tej, która dała nam teorię układów z tarciami.

Kiedy układ, nie podlegający odmianom trwałym, doznaje nieskończenie małej przemiany, t. j. przemiany odwracalnej; wtedy w każdej chwili sprawdzają się warunki równowagi; jeżeli stan układu zależy tylko od jednej zmiennej normalnej  $\alpha$ , działanie zewnętrzne  $A$  równa się w każdej chwili pochodnej potencyału wewnętrznego  $\mathfrak{L}$  względem  $\alpha$ ; tego uczą nas równania (1).

<sup>1)</sup> Patrz wyżej Statyka ogólna i Dynamika ogólna, 1.

Wtedy pomiędzy przyrostami nieskończenie małymi temperatury, działania zewnętrznego i zmiennej normalnej zachodzi związek:

$$(6) \quad dA = d \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial a},$$

na mocy którego wielkości zawsze równe  $A$  i  $\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial a}$  doznają jednocześnie przyrostów równych. Według tego związku, jeżeli zmienimy znaki przyrostów, jakich doznaje temperatura i działanie zewnętrzne, nie zmieniając ich wartości bezwzględnej, zmieni się znak przyrostu, jakiego doznaje zmienna normalna, a wartość jej nie ulegnie zmianie; wyraża to właśnie odwracalność nieskończenie powolnej przemiany.

Te okoliczności nie będą zachodziły w układzie, podlegającym odmianom trwałym; każdy z elementów, których następstwo tworzy przemianę nieskończenie małą, nie może podlegać równości (6); zamiast tej równości winniśmy wziąć dwie różne: jedną stosującą się wtedy, gdy zmienna normalna rośnie, drugą—wtedy tylko, gdy zmienna normalna maleje. W przypadku pierwszym zamiast równości (6) weźmiemy związek:

$$(7) \quad dA = d \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial a} + h da,$$

w drugim zaś związek:

$$(7bis) \quad dA = d \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial a} - h da.$$

Wielkość  $h$ , której wprowadzenie do tych równań wyróżnia układy, zdolne do odmian trwałych, od układów, nie podlegających takim odmianom, zależy tak od stanu układu, jak i od działania zewnętrznego  $A$ .

Wystarczy — rozumie się samo przez się — nadać tej wielkości  $h$  wartość dostatecznie małą, aby równości (7) i (7 bis) różniły się bardzo mało od równości (6); odmiany trwałe układu są wtedy bardzo nieznaczne i jego przemiany są prawie odwracalne. Tak więc układy, nie podlegające odmianom trwałym

i zdolne do przemian odwracalnych, uważać można za formy graniczne układów, które doznają słabych odmian trwałych.

Dla układów, nie podlegających odmianom trwałym, bardzo proste prawidło pozwala z potencjału wewnętrznego otrzymać energię wewnętrzną, a stąd ilość ciepła, występującego w przemianie nieskończenie powolnej. Nic nie stoi na przeszkodzie, by prawidło to rozciągnąć na układy, podlegające odmianom trwałym. Prawidło to, wraz z podanymi wyżej równaniami, da nam zasady podstawowe, na których opiera się Statyka takich układów<sup>1)</sup>. Zasady te należy jeszcze uzupełnić za pomocą kilku hipotez dodatkowych, mających na celu zbliżenie tej nowej gałęzi Termodynamiki do gałęzi głównej.

Jakież są zastosowania tej nowej Statyki?

Pierwszą kategorię odmian trwałych stanowią odkształcenie sprężyste. Ciągnięcie, skręcanie, zginanie wywołują odkształcenia, nie znikające wraz z przyczyną, która je wywołała; przekształcenia te, znane i spostrzegane od czasów najdawniejszych, znajdują swoje wyjaśnienie teoretyczne w powyższych zasadach.

Namagnesowanie trwałe, jakie utrzymuje się w kawałku stali po ustaniu czynności magnesowania, należy do liczby odmian trwałych, najbardziej godnych uwagi. Mimo badań G. W i e d e m a n n a, które ujawniły już były związek ścisły, zachodzący pomiędzy odkształceniami sprężystymi a magnetyzmem, pozostającym trwale po namagnesowaniu, prawa tego ostatniego zjawiska były jeszcze bardzo ciemne; wyjaśniły je dopiero badania lat ostatnich, zwłaszcza E w i n g a i jego uczniów. Uczony ten nazwał h y s t e r e z ą m a g n e t y c z n ą (ὀστέρησις — opóźnienie) własność, jaką okazuje żelazo, zachowując magnetyzm. Pomysły E w i n g a, dotyczące hysterezy magnetycznej, przenikały powoli

---

<sup>1)</sup> Wykładowi tej Statyki poświęciliśmy: sześć rozpraw pod jednym tytułem „Les déformations permanentes et l'hystérésis“ (Mém. de l'Académie de Belgique, t. LIV, 1895, t. LVI, 1898, t. LXII, 1902) i ośm rozpraw pod tytułem: „Die dauernden Aenderungen und die Thermodynamik“ (Zeitschrift für physikalische Chemie t. XXII, XXIII, 1897; XLVIII, XXXIII, 1899; XXXIV, 1900; XXXVII, 1903), pracę pod tytułem: „On the emission and absorption of water vapor by colloidal matter (Journal of physical Chemistry, t. IV, 1900) i różne inne prace.

do badań nad innymi odmianami trwałymi i uczyniły rozbiór tych zjawisk płodniejszym. Odtąd nazwę hysterezy przyjęto ogólnie, by nią oznaczać zdolność układu do podlegania odmianom trwałym. Polaryzacya ciał dielektrycznych przedstawia tyle analogij z magnetyzacją ciał magnetycznych, że obok hysterezy magnetycznej należy postawić hysterezę dielektryczną, jakkolwiek ta jest daleko mniej znana od pierwszej.

Hystereza, jako zjawisko zasadnicze w teorii sprężystości i magnetyzmu, jest, zdaje się, powołana do odegrania wybitnej roli w Mechanice chemicznej. Z dniem każdym rośnie liczba spostrzeganych przypadków odmian trwałych stanu fizycznego lub budowy chemicznej. Pomiędzy temi badaniami wymienimy drobiazgowe poszukiwania Gerneza nad różnemi przekształceniami siarki oraz cierpliwe doświadczenia van Bemmela nad pochłanianiem pary wodnej przez krzemionkę galaretowatą i przez inne koloidy.

Do tych odmian trwałych należy bezwątpienia zaliczyć skutki hartowania, wypalania, nabijania, które tak dziwnie komplikują badanie metali i ich związków przemysłowych. Bardzo często skutki te wynikają jednocześnie z hysterezy sprężystej i hysterezy chemicznej; jedynie rozważanie jednoczesne jednej i drugiej hysterezy pozwala na jakie-takie rozwikłanie zjawisk, zachodzących w niektórych ciałach, jak np. w stali i niklu, których dziwne własności badał Ch. Ed. Guillaume, lub stopu platyny i srebra, którego opór przedstawia, według H. Chevalliera, tak ciekawe zmiany pozostałościowe.

Ta nakładalność hysterezy chemicznej na sprężystą sprawia, że prawa rozszerzalności szkła są bardzo skomplikowane; obserwacje przesunąć, jakich doznaje zero termometrów, odsłoniły najprzód Despretzowi, a następnie Ch. Ed. Guillaume'owi jedynie tę nadzwyczajną komplikację i dopiero liczne i cierpliwe pomiary, kierowane przez Termodynamikę odmian trwałych, pozwoliły nakoniec L. Marchisowi zaprowadzić pewien ład w tym chaosie.

Nie możemy tu—rozumie się—wskazać, w jaki sposób Statyka, której pierwszy zarys podaliśmy wyżej, stosuje się do zjawisk tak złożonych i tak różnorodnych; nie wdając się w bliż-



szy rozbiór, wskażemy myśli zasadnicze, ujawniające się w biegu jej rozwoju.

W układzie, podlegającym odmianom trwałym, wielkość  $h$ , którą odtąd nazywać będziemy współczynnikiem hysterezy, nie jest w ogólności zerem; dwie równości (7) i (7 bis) są więc różne od siebie. Jeżeli przyjmiemy, że układ doznaje z nieskończoną powolnością nieskończenie małej przemiany wskutek zmian temperatury i działania zewnętrznego, wtedy, odwracając te zmiany, nie będziemy mogli odwrócić przemiany i doprowadzić układu do stanu początkowego.

Lecz to, co nie zachodzi w ogólności, może zachodzić w pewnych przypadkach szczególnych; kombinując w odpowiedni sposób wartości zmiennej normalnej, temperatury i działania zewnętrznego, można sprawić, że współczynnik hysterezy będzie zerem; powiemy wtedy, że układ znajduje się w stanie naturalnym. W ogólności, jeżeli weźmiemy układ w stanie jakinikolwiek, określonym przez pewną wartość zmiennej normalnej i pewną wartość temperatury, będzie można poddać go takiemu działaniu zewnętrznemu, aby stan układu stał się naturalnym.

Dla przemian nieskończenie małych, wychodzących ze stanu naturalnego, dwie równości (7) i (7 bis) zlewają się ze sobą i z równością (6); innymi słowy: wszelka przemiana nieskończonościowa nieskończenie powolna, biorąca początek w stanie naturalnym, jest przemianą odwracalną; jeżeli temperaturze i działaniu zewnętrznemu nadamy małe przyrosty, a następnie przyrosty teje wielkości lecz przeciwnego znaku, wtedy sprowadzimy układ ściśle do jego stanu pierwotnego: nie zachowa on żadnej odmiany trwałej.

Zupełnie jest inaczej, jeżeli stan początkowy nie jest naturalny.

Nadajmy wartościom temperatury i działania zewnętrznego małe wahania, odchylające je nieco od wartości pierwotnych i sprowadzające je do nich napowrót; układ zachowa odmianę trwałą, którą wskaże zmiana wartości zmiennej normalnej. Ta odmiana pozostałościowa jest, co prawda, bardzo drobna, lecz jeżeli temperatura i działanie zewnętrzne doznają nowego waha-

nia wartości, wtedy do tamtej pozostałości przybędzie nowa. Tak więc, gdy temperaturze i działaniu zewnętrznemu nadawać będziemy odchylenia bardzo małe i bardzo liczne, raz w jednym, drugi raz w innym zwrocie, prowadzące znów do wartości, które pozostają zawsze te same, układ doznawać będzie odmiany stopniowej i wyraźnej skutkiem nagromadzenia bardzo drobnych a bardzo licznych odmian pozostałościowych.

Odrzucając widoczną doniosłość tej uwagi. Niema na świecie ani temperatury niezmiennych, ani działania niezmiennego; najdoskonalsze sposoby ich regulowania ścieśniają tylko granice, pomiędzy którymi wahają się wartości tych elementów, ale zmian nie unicestwiają. Zmiany te, bezustanne, nieuniknione a niedostrzegalne działań zewnętrznych i temperatur, wytwarzają z biegiem czasu znaczną odmianę stanu układu; stan ten zdaje się zmieniać się samorzutnie, gdy tymczasem warunki, w których układ się znajdował, zdają się być niezmiennymi.

Zamiast zmniejszać do możliwych granic sposobami sztucznej regulacji bezustanne zakłócenia w działaniach zewnętrznych, można je zwiększać przez systematycznie odregulowywanie; w ten sposób zwiększają się odmiany na pozór samorzutne, którym ulega ciało, poddawane doświadczeniu. Tym sposobem wyjaśnia się stwierdzany tak często wpływ pchnięć udzielonych nici napiętej lub skręconej, wstrząśnienia drgania, prądy naprzemienne, stosowane do magnesu; zmiany dzienne temperatury, odmieniające szkło termometru. Badania doświadczone Ewinga, Tomlinsona, van Bemmelen, L. Marchisa, Lenoble'a, H. Chevaliera obfitują w interesujące uwagi o roli tych pchnięć.

Przemiany o pozorze samorzutnym, jakich doznaje układ wtedy, gdy temperatura i działania zewnętrzne pozostają praktycznie niezmiennymi, pozwalają scharakteryzować ten układ i umieścić go w jednej lub drugiej z dwóch kategorii, które zaraz określimy.

W kategorii pierwszej zmiana, spowodowana przez akumulację bardzo licznych i bardzo małych odmian pozostałościowych, zbliża bez przerwy stan układu do stanu naturalnego, odpowiadającego wartościom prawie niezmiennym temperatury i działania

zewnętrznego; skoro układ doszedł do tego stanu naturalnego, wtedy zmiany bezustanne i bardzo drobne warunków, w których układ został umieszczony, nie pozwalają mu doznawać żadnej przemiany, ocenić się dającej. Dla takiego układu stan naturalny maskuje aż do niepoznania stan równowagi stałej układu, pozbawionego hysterezy: posiada prawie wszystkie jego własności. Badania doświadczalne Ewinga uwiadcniają bardzo dobitnie ten charakter, jaki przedstawia stan naturalny magnesu.

Układy kategorii drugiej pod wpływem małych zakłóceń, jakim podlegają temperatura i działanie zewnętrzne, odbiegają od stanu normalnego, który charakteryzują wartości tej temperatury i tego działania. Rozważanie okoliczności, w których nie, napięta przez ciężar, przestaje należeć do kategorii pierwszej, aby przejść do drugiej, wyjaśnia zjawiska takie, jak wydłużenie z skręceniem, które poprzedzają zerwanie.

Ten zarys pobieżny pozwala już poznać, jak rozległymi i rozmaitemi są pytania, do których stosuje się Statyka układów z hysterezą; ale ta Statyka—rzecz to jasna—nie może wyczerpać całego badania podobnych układów. Poucza ona o własnościach, jakie posiadają przemiany nieskończenie powolne; ale przemiana nieskończenie powolna jest tylko granicą przemiany rzeczywistej. Każda przemiana rzeczywista odbywa się z prędkością skończoną i badanie jej wymaga utworzenia Dynamiki.

Dla układów, pozbawionych hysterezy, przejście od Statyki do Dynamiki dawała najprzód zasada d'Alemberta; dość było, według tej zasady, zamiast działania zewnętrznego, podstawić sumę działania zewnętrznego i działania bezwładności. Rozciągnięcie tej zasady do układów z hysterezą musiało się nasunąć jako hipoteza najprostsza i najnaturalniejsza: w samej rzeczy, wzory, wyprowadzone z tej hipotezy, pozwalają na analizę niektórych zjawisk, stwierdzonych przez eksperymentatorów.

Ale nie trzeba było długich poszukiwań dla stwierdzenia niedostateczności tej Dynamiki, opartej na rozszerzeniu zasady d'Alemberta; widocznie zdawała ona sprawę z właściwości układów z hysterezą, gdy te przemieniają się bardzo szybko; spostrzeżenia Bouasse'a i Lenoble'a nad odkształceniem nici przy skręcaniu lub ciągnięciu, badania Maxa Wiena i innych

obserwatorów nad magnesowaniem żelaza w polu naprzemiennym uwidoczniły właściwości, usuwające się z pod badania przy pomocy tej Dynamiki.

Nie należy dziwić się temu. Dynamika, oparta na zasadzie d'Alemberta, stale odmawia swych usług nawet w badaniu układów pozbawionych hysterezy; aby ją uczynić stosowalną, trzeba było ją skomplikować, dołączyć do działania zewnętrznego nie tylko działanie bezwładności, ale i działanie lepkości. Czyż nie jest tedy rzeczą naturalną, że analiza układów z hysterezą wykazała jasno niedostateczność zasady d'Alemberta oraz konieczność odwołania się do hipotezy bardziej skomplikowanej? Czyż nie jest naturalnym wzorowanie tej hipotezy na tej, która okazała się tak płodną w badaniu teoretycznym układów bez odmiany trwałej, oraz przejście od Statyki do Dynamiki przez zastąpienie działania zewnętrznego sumą tego działania i działania lepkości?

Takie założenie stwarza Dynamikę układów z hysterezą<sup>1)</sup>. Zgodna z wieloma dotąd jeszcze spostrzeżeniami, do których prowadzą odkształcenia trwałe układów w ruchu, oczekuje ona od doświadczenia nowych bodźców dla swego rozwoju oraz sposobności poddania się kontroli faktów.

### 3. Elektrodynamika. Elektromagnetyzm.

Obok głównego pnia Termodynamiki, obok Mechaniki układów bez tarcia i bez hysterezy, wznoszą się, jak widzieliśmy, dwie inne łodygi, jeszcze młode, których rozwój daleki jest od ukończenia: Mechanika układów z tarciem i Mechanika układów z hysterezą. Te dwie łodygi nie odróżniają się początkowo od pnia głównego, do pewnej wysokości są z nim spojone, zrosnięte, oddzielają się zaś dopiero w chwili, gdy Mechanika

---

<sup>1)</sup> P. Duhem. „Les déformations permanentes et l'hystéresis VII. Hystéresis et viscosité (Mémoires in 4-o de l'Académie de Belgique, t. LXII, 1902).

układów bez tarcia i hysterezy zaczyna się posługiwać pojęciem przemiany odwracalnej. Wszystko, co poprzedza stosowanie tego pojęcia, wszystko, co opiera się na samej zasadzie zachowania energii, jest wspólne trzem Mechanikom.

Czwarta lodyga, bardzo mocna, wyrosła z tychże korzeni i dawno powstała, zajmuje się Mechaniką prądów elektrycznych, ale z trzema pierwszymi ta gałąź ma tylko szczepionkę wspólną, nie spaja się z nimi. Z tego, co powiedziano dotąd o zachowaniu energii, nic prawie nie stosuje się odrazu do Elektrodynamiki i Elektromagnetyzmu.

Przyjmowaliśmy stale w poprzedzającym wykładzie, że własności układu w chwili danej charakteryzują w zupełności dwa rodzaje elementów; najprzód wartości pewnej liczby zmiennych, określających stan tego układu, następnie prędkości rozmaitych punktów materialnych w ruchu miejscu, ożywiającym układ. Energia całkowita układu zależy od tych dwóch rodzajów elementów; pierwsze tylko występują w wyrażeniu energii wewnętrznej; przy pomocy drugich tworzymy siłę żywą lub energię kinetyczną. Jeżeli położenie pewnej części układu zależy od wartości którejkolwiek ze zmiennych niezależnych, energia całkowita układu zależy nietylko od tej zmiennej, lecz także od jej pochodnej względem czasu, lub — według stosowanej przez nas nazwy — od odpowiedniej prędkości uogólnionej; ta ostatnia występuje w wyrażeniu siły żywej. Przeciwnie, jeżeli wartość pewnej zmiennej nie wpływa na położenie różnych części układu, prędkość uogólniona, odpowiadająca tej zmiennej bez bezwładności, występuje tylko we wzorze, wyznaczającym energię wewnętrzną układu.

Zasady te leżą u podstaw różnych gałęzi Mechaniki, których rozwój wyżej przedstawiliśmy; stają się one nieprawdziwymi dla układów, po których przebiegają prądy elektryczne.

Własności, jakie w danym momencie posiadają ciała, po których przebiegają prądy elektryczne, zależą — wiemy to od czasów *Amper'a* — nietylko od sposobu rozmieszczenia na nich elektryczności w tym momencie. Aby własności te ustalić, nie dość wiedzieć, jaka jest gęstość elektryczna w każdym punkcie masy przewodzącej lub ograniczającej taką masę powierzchni; należy

znać jeszcze w każdym punkcie przewodnika składowe przepływy elektrycznego. Otóż mieć te składowe jest to mieć pochodną gęstości elektrycznej względem czasu, t. j. prędkość uogólnioną, tej gęstości odpowiadającą. Tak więc, lubo gęstość elektryczna jest wielkością zmienną bez bezwładności, odpowiadająca jej prędkość uogólniona wpływa na aktualne własności układu. Własności te zależą nie tylko od stanu układu, nie tylko od jego ruchu miejscowego, lecz nadto od ruchu elektrycznego, którego siedliskiem jest układ. Można już stąd przewidzieć, że zmiana ruchu elektrycznego odpowiadać będzie pewnej pracy, że energia układu zależeć będzie od tego ruchu, że prócz energii wewnętrznej i energii kinetycznej zawierać ona będzie energię elektrokinetyczną.

Jeszcze wyraźniej występują te poglądy w badaniu dielektryków spolaryzowanych. Własności takiego dielektryka w chwili danej nie są zupełnie wiadome, gdy znamy dla tej chwili wielkość i kierunek natężenia polaryzacji w każdym punkcie środowiska. Od czasów Maxwella, a zwłaszcza Hertza, nikt nie wątpi, że należy do tego dołączyć wielkość i kierunek przepływu przesunięcia; otóż składowymi tego przepływu są wprost prędkości uogólnione, odpowiadające składowym polaryzacji. I tu także własności układu są całkowicie określone dopiero wtedy, gdy znamy prędkości uogólnione, odpowiadające pewnym zmiennym bez bezwładności; należy więc spodziewać się wprowadzenia prędkości uogólnionych do wzoru, wyrażającego energię całkowitą układu.

Tak więc badania nad układami, po których przebiegają prądy elektryczne, oprzeć się muszą na nowej Mechanice, różnej od poprzednio przez nas opisanych. Gdybyśmy o tem nie pamiętali i próbowali zbudować Elektrodynamikę na zasadach poprzednio przyjętych, doszlibyśmy do najbardziej rażących sprzeczności pomiędzy teorią a doświadczeniem.

Jeżeli byśmy utworzyli energię układu naelektryzowanego, wprowadzając do niej tylko wartości, wzięte w każdej chwili na gęstość elektryczną i polaryzację, bez uwzględnienia prędkości uogólnionych, odpowiadających tym zmiennym bez bezwładności t. j. przepływu przewodnictwa i przesunięcia, moglibyśmy przy

pomocy postawionych zasad zbudować Statykę elektryczną, zgadzając się zupełnie z faktami. Dla przejścia od tej Statyki do Dynamiki elektrycznej dość byłoby znać prawa, którym ulegają działania lepkości w układzie naelektryzowanym. Bardzo proste hipotezy, przyjęte od czasów O h m a, dostarczyłyby nam tych praw.

Równania ruchu elektryczności, do których doprowadziłyby takie rozważanie, nie byłyby bez pożytku: zgadzałyby się one z prawami, podanymi przez K i r c h h o f f a dla przewodników metalicznych o temperaturze jednostajnej, przez W. T h o m s o n a dla ogniw termoelektrycznych, przez G i b b s a i H e l m h o l t z a dla elektrolitów. Lecz będąc dokładnymi dla ruchu elektrycznego niezmiennego w przewodnikach nieruchomych, równania te byłyby błędne w przypadku, gdy prądy są zmienne, lub gdy przewodniki znajdują się w ruchu. Powstają bowiem wtedy skutki i n d u k c y i e l e k t r o d y n a m i c z n e j, której te równania przewidziećby nie mogły.

Moglibyśmy również ze znanych nam zasad wyprowadzić siły, dążące do przesunięcia lub odkształcenia różnych części układu; tak obliczone siły nie zgadzałyby się z siłami rzeczywistymi i nie widzielibyśmy pomiędzy nimi sił elektrodynamicznych, których prawa wyznaczył A m p è r e.

Rachunek ilości ciepła, wywiązanego w danej przemianie, oparty na prawidłach Termodynamiki, podlegałby podobnym uwagom jak działania elektromotryczne. Ile razy prądy stałe przebiegają po przewodnikach nieruchomych, rachunek ten dawałby wyniki dokładne. Wyniki te obserwowali J o u l e i P e l t i e r, badając przewodniki o temperaturze stałej, odkrył je W. T h o m s o n, badając ciała niejednakowo ogrzane, otrzymał H e l m h o l t z, rozwijając teorię elektrolizy. Lecz każda zmiana prądów, każdy ruch przewodników prowadziłyby do zjawisk ciepłych, nie przewidzianych przez rachunek.

Siły elektrodynamiczne, działania elektromotryczne indukcji, wywiązywanie się ciepła w układach ruchomych, po których przebiegają prądy zmienne—oto zjawiska, które powinna badać nowa gałąź Mechaniki.

Zespół hipotez prostych, wyrażonych jasno przez odwołanie się do doświadczenia, daje wyrażenie wyrazu elektrokinetycznego, który winien występować w wyrażeniu energii całkowitej <sup>1)</sup>. Gdy znamy już energię elektrokinetyczną, wtedy dość założyć, że entropia układu nie zawiera żadnego wyrazu elektrokinetycznego, oraz przyjąć, że działania lepkości są we wszystkich okolicznościach określone przez prawo O h m a, aby dojść do pełnego posiadania zasad Elektrodynamiki. Z tych zasad, zapomocą metod prawidłowych, wyprowadzamy wszystkie wzory, stanowiące tę naukę, wszystkie prawa, rządzące siłami elektromotrycznymi indukcji, działania elektrodynamiczne, wywiązywanie ciepła przez ciała, po których przebiegają prądy.

Różne wzory, których ogół stanowi tę Elektrodynamikę, zależą od rozważania pewnej wielkości, którą można obliczyć, znając postać różnych ciał układu i rozmieszczenie prądów przewodnictwa lub przesunięcia, których są siedliskiem. Wielkość ta, wprowadzona do Fizyki przez F. E. Ne u m a n n a, znaleziona ponownie w innej postaci przez W. W e b e r a, uogólniona przez Helmholtza, nazywa się potencyałem elektrodynamicznym. W przemianie rzeczywistej lub przygotowanej, w której każdy przewodnik przesuwają się, pociągając za sobą przechodzące przezeń przepływy elektryczne, praca sił elektrodynamicznych jest ściśle równa zmniejszeniu tego potencyału.

Otóż energia elektrokinetyczna jest ściśle równa temu potencyałowi ze z m i e n i o n y m z n a k i e m. Twierdzenie to jest wielce godne uwagi, albowiem przez nie potencyał elektrodynamiczny odgrywa rolę zupełnie odmienną od roli potencyału sił elektrostatycznych; ten ostatni ze s w y m z n a k i e m występuje w wyrażeniu energii całkowitej układu. Tak więc w stosowaniu zasady zachowania energii zaznacza się wyraźnie głęboka różnica

<sup>1)</sup> Wskazany tu porządek wykładu Elektrodynamiki mało się różni od podanego przez nas w t. III naszej książki: „Leçons sur l'Electricité et Magnétisme (Paryż 1892); pierwszy wydał nam się naturalniejszym i ściślejszym od drugiego. Ten nowy porządek wyłożymy szczegółowo w pracy specjalnej, w której podamy pominięte tu dedukcyje matematyczne.



między Mechaniką działań elektrodynamicznych a Mechaniką ogólną.

Ta różnica istotna nie sięga wszakże tak daleko, aby nie pozwalała na pewne zbliżenie, np. na to, które zawdzięczamy *Maxwellowi*: w układzie, po którym przebiegają prądy liniowe i jednostajne, można z energii kinetycznej wyprowadzić siły elektrodynamiczne i siły elektromotoryczne indukcji przy pomocy wzorów zupełnie podobnych do wzorów, które od czasów *Lagrange'a* służą do obliczania sił bezwładności, gdy znamy wyrażenie siły żywej. To zbliżenie uwidocznia jeszcze bardziej uderzającą analogię pomiędzy energią kinetyczną i energią elektrokinetyczną. Ale nie należy przeceniać doniosłości tej analogii; ogólność jej ma granice, nie rozciąga się bowiem na układy, po których przebiegają prądy niejednostajne. *Maxwell* widział w tem dowód, że prąd elektryczny daje się sprowadzić do ruchu miejscowego <sup>1)</sup>; dla nas jest to tylko stwierdzenie faktu, że energia kinetyczna jest jednorodna i stopnia drugiego względem natężeń prądu, tak jak siła żywa jest jednorodna i stopnia drugiego względem prędkości uogólnionych.

Obecność magnesów w układzie, po którym przebiegają prądy, wywołuje zjawiska elektromagnetyczne. Można by próbować związania Elektromagnetyzmu z Elektrodynamiką, biorąc za hipotezę podstawową odkrytą przez *Ampère'a* analogię pomiędzy magnesami i prądami; każdy element magnetyczny byłby we wszystkich okolicznościach ściśle równoważny odpowiednio dobranemu małemu prądowi zamkniętemu. Metodę tę stosował *Maxwell*; daje ona dokładne wyrażenie na siły, wywierane pomiędzy prądami i magnesami, i na siły elektromotoryczne indukcji elektromagnetycznej; ale nie zawsze jest dostateczna do wyznaczenia praw magnesowania żelaza miękkiego dla prądów, a wskazówki, które daje co do wymian ciepła, towarzyszących magnesowaniu, sprzeciwiają się faktom. Napewno, wyrażenie energii układu nie jest takim, jakie daje ta metoda.

Mechanika elektromagnetyczna może być zbudowana we-

---

<sup>1)</sup> Patrz wyżej *Teorię ciepła i elektryczności* 3.

dług tego samego planu, jak Mechanika elektrodynamiczna i może być oparta na tychże samych podstawach. Energię całkowitą układu otrzymamy, biorąc energię całkowitą układu w założeniu, że jest on bez prądu i dodając poprostu energię elektrokinetyczną, której wyrażenie jest nam znane. Entropia będzie taka sama jak w przypadku, w którymby przez układ nie przechodził żaden prąd; działania zaś lepkości będą zawsze zgodne z wzorami Ohm a. Stąd wyprowadzają się prawa indukcji elektromagnetycznej sił, wywieranych pomiędzy prądami i magnesem, magnesowania przez prądy, wreszcie ilość ciepła, wchodzącego w grę w jakimkolwiek procesie elektromagnetycznym. Wszystkie te prawa w zupełności zgadzać się będą z wynikami doświadczenia.

Tak otrzymane wzory zależą wszystkie od potencjału elektromagnetycznego; przesunięcie rzeczywiste lub przygotowane, w którym magnesy pociągają za sobą swoje namagnesowanie, w którym przepływy elektryczne pozostają niezmiennie połączone z przewodnikami, powoduje pracę sił, wywieranych pomiędzy prądami i magnesami; praca ta jest zmniejszeniem potencjału elektromagnetycznego. Lecz wielce godnem uwagi jest to, że ten potencjał elektromagnetyczny nie występuje wcale w wyrażeniu energii całkowitej, gdyż, na podstawie hipotezy, nie zawiera ona żadnego wyrazu elektromagnetycznego. Do tego niespodziewanego nieco twierdzenia Helmholtz doszedł był na całkiem różnej drodze; wyprowadził je był bowiem z porównania układów elektrodynamicznych z mechanizmami monocyklicznymi <sup>1)</sup>. Później twierdzenie to znalazło oświetlenie w pracy V a s c h y'ego i naszej <sup>2)</sup>. Jest ono jednym z tych twierdzeń, które najdobitniej cechują właściwości osobliwe Mechaniki elektrodynamicznej i elektromagnetycznej.

<sup>1)</sup> Helmholtz. „Ueber die physikalische Bedeutung des Princips der kleinsten Wirkung“ (Crelles Journ. Bd. s. 155, 1886; Abhandlung III, s. 224.

<sup>2)</sup> V a s c h y, „Traité d'Electricité et de Magnétisme“ t. I, p. 318, Paryż 1890.

<sup>3)</sup> P. D u h e m, „Leçons sur l'Electricité et le Magnétisme“ t. III, p. 386; Paryż 1892.

Wychodząc z zasad, których opis treściwy podaliśmy wyżej, Mechanika ta rozwija się logicznie i w całej rozciągłości. Helmholtz w niezapomnianych rozprawach <sup>1)</sup> rozwinął ją z podziwu godną pewnością, pozostawiwszy swym następcom zaledwie trud sprawdzenia niektórych drobiazgów. W tej zadziwiającej teorii nieomylnie dedukcye wiążą z pierwszemi hipotezami wszystko to, co płodnego wykryły śmiałe indukcyje Maxwella. Na zakończeniach, która puściła ta nowa gałąź Mechaniki, rozwinął się najświetniejszy kwiat geniuszu fizyka szkockiego, Teorya elektromagnetyczna światła <sup>2)</sup>.

Mimo to, jesteśmy świadkami dziwnego zjawiska, które w przyszłości wprowadzi w osłupienie historyków Nauki. Metoda ta, tak ściśle logiczna, która, bez uronienia najdrobniejszej cząsteczki prawdy, jednoczy najśmielsze przewidywania nowoczesnej Elektrodynamiki z najtrwalszemi zdobyczami Coulomba i Poissona, nie cieszy się łaską u fizyków. Wielu z nich żywi—zdaje się—pewien wstręt do dawnych teoryj elektrycznych, których płodność ujawniła się w odkryciach bezprzykładnych tak w dziedzinie myśli, jak i w dziedzinie czynu. Niewdzięczni synowie godzą w pierś, której mlekiem się żywili, i z rozkoszą rwą tradycyę naukową. Lekceważąc niebezpieczeństwo obalenia najmocniejszych podstaw naszej wiedzy o elektryczności i magnetyzmie, chcą oni powoływać się tylko na Maxwella: przekładają jego niewyjaśnione niekonsekwencye <sup>1)</sup> nad arcydzieła logiczne Gaussa lub Ampère'a, mniemając, że ścisłości równania nie potrzeba dowodzić, skoro ono znajduje się tylko w jego pismach: *Ipse dixit*.

---

<sup>1)</sup> Helmholtz. „Ueber die Bewegungsgleichungen der Electricität für ruhende leitende Körper“ [Crelle's Journal LXXII, s. 571; Abhandlungen t. I, s. 540]; „Die elektrodynamischen Kräfte bewegter Leiter“ (Tamże t. LXXVIII, s. 273, 1874; Abi. t. I, 702).

<sup>2)</sup> P. Duham. „Sur la théorie électrodynamique de Helmholtz et la théorie électromagnétique de la lumière (Archiv. néerl. des sciences exactes et natur. (2), t. V, p. 227, 1901).

<sup>1)</sup> P. Duham. „Les théories électriques de J. Clerk Maxwell“ Paryż 1902; „Notes sur quelques points des théories électriques et magnétiques“ (Mém. de Bordeaux (6) t. II. 1902).

Nowa Mechanika, gdyby nie przeciwstawiła się ze wszystkich sił swoich podobnemu dążeniu, przestałaby zasługiwać na tytuł, który dawna Mechanika słusznie i z godnością nosiła: nie byłaby więcej *Mechaniką rozumową*.

### VIII. ZAKOŃCZENIE.

Cztery różne od siebie części Mechaniki zajmowały kolejno naszą uwagę; układy zdolne do odmian odwracalnych, układy z tarciem, układy z hysterezą, wreszcie układy, po których przebiegają prądy elektryczne, mogliśmy badać teoretycznie pod warunkiem oparcia się na hipotezach właściwych każdej z tych kategorii i stosowania wzorów, których typ zmieniał się od jednej kategorii do drugiej.

Czy cała dziedzina Mechaniki sprowadza się do badania czterech wymienionych kategorii układów? Czy obok czterech pni, których wzrost i rozkwit śledziliśmy, nie wszędzie kiedykolwiek nowa szczepionka? Byłoby zuchwalstwem odpowiedzieć na to pytanie. Wolno tylko twierdzić tyle, że niema żadnej racji logicznej, by powyższe gałęzie uważać za jedynie możliwe. W szczególności badanie rozmaitych promieniowań, które od kilku lat dają eksperymentatorom tak obficie sposobność do czynienia odkryć, odsłoniło tyle zjawisk dziwnych i tak nie poddających się prawom naszej Termodynamiki, że bez zdziwienia ujrzelibyśmy dziś nową gałąź Mechaniki, wykwitającą z tych badań.

Czy ta mnogość różnych doktryn, na jakie dzieli się nowa Mechanika, ta różnorodność nauk nie jest wadą, czy nie jest oznaką niższości w stosunku do Mechaniki dawnej, tak doskonale jednej? Wyznawać taki pogląd byłoby to zapoznawać istotne związki pomiędzy różnymi częściami Termodynamiki.