uogólnień złożony, lecz szereg realnych opisów poszczególnych zjawisk i utworów geologicznych. Tego rodzaju sposób wykładu przedewszystkiem jest dla każdego mniej lub więcej oczytanego człowieka zajmujący, gdyż nie nuży jednostajnością. Następnie pobudza on do samodzielnego myślenia, naukowa bowiem synteza szczegółów wytwarza się stopniowo w umyśle czytelnika pod wpływem opisu umiejętnie dobranych zjawisk charakterystycznych. Następnie Neumayr był nie tylko głębokim uczonym i wytrawnym erudytem, ale i utalentowanym literatem, stąd dzieło jego ma formę zewnętrzną łatwą, przystępną i pociągającą. Nakoniec spokojny a jasny umysł autora książki w mowie będącej dał wyraz swój w zupełnym objektywizmie, ile razy zachodzi potrzeba traktowania poglądów dawniejszych i nowszych i przekonań spornych, a prócz tego czytając „Dzieje ziemi" czytelnik nieustannie przekonywa się o stałości faktów naukowych a zmienności poglądów, teoryi i hipotez.

Gdy do tych trzech zalet kardynalnych dołączymy jeszcze jednolitość i indywidualność tego dzieła, będącego nie dorywczą bezduszną kompilacyą, lecz owocem długoletnich rozmyślań i prac naukowych i nauczycielskich, dojdziemy rzeczywiście do przekonania, że „Dzieje ziemi" jaknajzupełniej zasługują na tę popularność, jaką się cieszą pomiędzy uczącymi i uczącymi się geologii.

Porządek wykładu w pierwszym tomie „Dziejów ziemi" poświęconym geologii fizycznej, dynamicznej i tworzeniu się skał, jest następujący:

Wstęp (przekład prof. p. J. Morozewicza) obejmuje wykład istoty i treści geologii, jej historyę oraz zasadnicze pojęcia, jakiemi operujemy w badaniach geologicznych i wykładach tej nauki (str. 52).

Część pierwsza (tłumaczenie p. J. Zaleskiego) zawiera opis stanowiska ziemi we wszechświecie i własności fizycznych ziemi (str. 80).

Część druga (spolszczona przez p. Z. Weyberga) stanowi wykład o wulkanach, trzęsieniach ziemi, tworzeniu się gór i o działaniu wody i powietrza (str. 500).

Część trzecia (opracowana przez p. S. Janiszewskiego) traktuje o skałach osadowych, masywnych i łupkach krystalicznych.

Wszystko poprzedza wspomniana już przedmowa prof. p. J. Morozewicza, a zamyka skorowidz sporządzony przez p. K. Koziorowskiego.

Ponieważ od daty drugiego wydania oryginału upłynęło lat dziesięć, zaszła potrzeba dopełnień, które jednak przez pietyzm dla klasycznego dzieła dokonano jaknajoględniej w sprawach najważniejszych. Więc naukę o powstawaniu skał dopełnił prof. p. J. Morozewicz współczesnymi poglądami fizykochemicznymi, o kierunku dzisiejszej tektoniki napisał p. M. Limanowski, p. Z. Weyberg dodał ustęp o wybuchach wulkanów na Martynice. Drobniejsze kilkuwierszowe dopełnienia, tu i owdzie wtrącone, wyszły z pod pióra wydawcy. Prócz tego wydawca dodał kilka fotografii p. K. Koziorowskiego i Tow. Tatrzańskiego z kraju, z odpowiedniemi objaśnieniami oraz kilka zdjęć p. K. Sporzyńskiego z Martyniki i swoich z Wysp Komandorskich.

t. g.

Bodaszewski Łukasz J. Teorya ruchu wody na zasadzie ruchu falowego. Część pierwsza, str. 128. Lwów, 1902 r.

Podstawą obrachunku, podanego przez autora, jest wypadek zakłócenia równowagi cieczy w pewnym jej punkcie; to zakłócenie może nastąpić przez stałe odprowadzenie cieczy z danego punktu; dana ciecz wtedy będzie dążyła (lub też się rozchodziła) w kierunku miejsca rozbioru równomiernie ze wszystkich stron; wyrażając się ściśle, powiemy: w danym wypadku zakłócenia równowagi cieczy, linie prądu będą stanowiły wiązkę prostych, wychodzących z danego punktu. Pojmowanie powyższe wskazuje nam kierunek prędkości cząstek cieczy, wielkość zaś tej prędkości zależeć będzie od ilości odprowadzanej cieczy i od miejsca w którem znajduje się obserwowana jej cząstka. Wielkość tej prędkości obliczymy, uwzględniając *nieściśliwość* i *stałość masy cieczy*. Matematycznie zasada ta wyrazi się, iż dla powierzchni kul, zatoczonych z danego punktu o zmiennym promieniu r, *ilość przepływającej cieczy jest stałą*; jeżeli tę ilość oznaczymy przez M i prędkość cząstek, znajdujących się na powierzchni kuli o promieniu r, oznaczymy przez v, otrzymamy stosunek:

$$r^2 . v = C, \text{ inaczej } v = \frac{C}{r^2}.$$

Jeżeli następnie powyższy przebieg wyobrazimy sobie w przestrzeni dwuwymiarowej, t. j. na płaszczyznie, to wzór ostatni przedstawi się w postaci:

$$v = \frac{C}{r}.$$

Tak się przedstawia matematyczna podstawa teoryi rozwiniętej przez autora w powyższem dziele, a wyłożona tutaj trochę w odmiennej postaci niż to uskutecznił autor. Różnica polega na tem, iż nie mogę użyć wyjaśnienia stosowanego przez autora na str. 5: „trwałość ruchu cieczy wymaga i t. d."; wyrażenie to jest zupełnie nieścisłe; pod trwałością ruchu mogę rozumieć stałość iloczynu $m . v$, lub też $\frac{m . v^2}{2}$, lub też jaką inną funkcyę prędkości lub przyśpieszenia; nie tyle w danym razie idzie mi o wyrażenie, gdyż co do tego możemy się zawsze umówić, lecz wyrażenie powyższe nasuwa mi przypuszczenie, że autor rozumiał tutaj jakąś inną zasadę niż stałość masy cieczy, w takim bowiem razie rozeszlibyśmy się z autorem w poglądach na ten przedmiot. Jeżeli zaś autor rozumie pod trwałością ruchu niezależność prędkości i ciśnienia od czasu (por. J. N. Franke, str. 524), to warunek ten wpływać może tylko na zmianę wyrazu matematycznego, przedstawiającego stałość masy, lecz bynajmniej nie stanowi zasady, na której podstawie możemy budować jakąbądź teoryę.

Ogólne wyrażenie na nieściśliwość i stałość masy cieczy daje nam kinetyka cieczy w postaci [1]):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$$

Zmieniwszy w tem równaniu współrzędne prostokątne na biegunowe, powinniśmy otrzymać powyższy wzór: $v . r^2 = C$, lub $v . r = C$, w zależności czy traktujemy zjawisko w przestrzeni 3 czy też 2-wymiarowej. Następnie nie mogę wprowadzać do rachunku pojęcia „impulsu" (str. 9), gdyż niewiem co to pojęcie ma oznaczać i czem ono się mierzy, a mierzyć się musi, gdyż wchodzi do ilościowych stosunków zjawiska. Uważam więc, iż oba te bliżej przez autora nieokreślone pojęcia „trwałości ruchu" i „impulsu" więcej zaciemniają podstawę rachunku, niż go wyjaśniają. Mojem zdaniem, podstawą wzorów $v . r^2 = C$ lub $v . r = C$ jest stałość masy cieczy; tak należy rozumieć te wzory ze stanowiska pojęć mechaniki Lagrange'a.

Następne pojęcie, jakie autor wyprowadza, a które podług mnie jest nie na miejscu, wyraża się na str. 6; autor powiada: „załóżmy w tem równaniu $v =$ stałej, to w takim razie będzie $r =$ stałej; co znaczy i t. d."; pojęcie więc powierzchni falowych jest u autora *wnioskiem* z równania: $v . r^2 = C$, gdy tymczasem pojęcie to było *założeniem*, na którego podstawie zestawiliśmy zasadnicze równanie $v . r^2 = C$; założenie zaś nie może być wnioskiem.

Nazwy stosowane przez autora—centr atrakcyjny, oraz repulsyjny są rzeczywiście bardzo obrazowe, szczególniej dla obeznanych ze zjawiskami elektrycznemi i magnetycznemi, z tych więc względów można je warunkowo uwzględnić; w stosunku zaś do „czystej teoryi" nazwy te są zbyt subjektywne i wprowadzają one antropomorfizm do pojęć ścisłych.

Przystąpmy obecnie do rozbioru treści rozdziału 2-go, str. 9. W rozdziale tym autor rozpatruje wypadek, gdy nie jedno lecz dwa centra działają na pewną cząstkę cieczy i szuka wyrazu na jej prędkości, oraz na jej kierunek. Do rozwiązania tego zadania należałoby znowuż zastosować zasadę stałości masy i wyprowadzić z niej szukane wielkości; przypuszczam, że szukana prędkość i jej kierunek będą oznaczały się przez równoległobok zestawiony z prędkości, jak to uczynił autor, lecz na podobnych przypuszczeniach nie można budować teoryi matematycznych i autor, mojem zdaniem, pozostał nam winien dowodzenie, wykazujące możliwość takiego postępowania. Obliczenie prędkości cząstki przy działaniu dwóch centrów za pomocą równoległoboku poszczególnych prędkości nadzwyczaj ułatwia pojmowanie danych zjawisk

[1]) J. N. Franke: Mechanika teoretyczna, str. 525.

i na tem ułatwieniu polega cała płodność rachunku przedstawionego nam przez autora, lecz możliwość stosowania tego sposobu pozostała niedowiedzioną.

W następnych rozdziałach wyprowadza autor prawa linii prądów, oraz linii potencyalnych w razie działania jednego, dwóch i więcej centrów czy to atrakcyjnych, czy też repulsyjnych, i prawa te opiera autor na stałości masy cieczy, wyrażonej przez wzór $v \cdot r = C$, nie przez $v^2 \cdot r = C$, gdyż działania sił przyjmuje autor w płaszczyznie. Powyższe rozpatrywania nie tyczą się jednakże przyczyn i warunków w których zachodzi dany ruch cieczy, nie uwzględniają one również współczynników tarcia; za pomocą tych obliczeń otrzymują się więc wzory dosyć dalekie od wyrażenia rzeczywistych stosunków, gdzie siły tarcia występują.

W hydraulice warunki ruchu cieczy są wyrażone przez trzy równania Eulera-Lagrange'a, w powyższej zaś pracy autor nie stawia w tym względzie żadnych ogólnych wzorów, lecz jedynie stosuje wzory szczegółowe, stosownie do danego wypadku. Teorya więc powyższa stosuje do swych przykładów ścisły wzór stałości masy, równania zaś ruchu będą zastąpione przez uproszczone wzory.

Zastosowanie powyższej teoryi do przykładów rzeczywistych polega na rozbiciu każdego zjawiska hydrokinetycznego na centra atrakcyjne i na cząstki, na które działają te centra; o ile dany przykład zbliża się do tego idealnego wzoru, o tyle obrachunek będzie więcej zgodny z rzeczywistością.

W przytoczonych przez autora przykładach zostaje przeważnie stosowanym wzór $v \cdot r = C$, czyli dane zjawiska zostają rozłożone na siły działające w płaszczyznie. Do tego rozpatrywania nadaje się zjawisko przypływu wody do studni. Przeprowadziwszy w tym celu płaszczyzny poziome, otrzymamy w każdej płaszczyznie oddzielny przebieg, gdzie osie studni (jeżeli jest ich kilka) oznaczą nam centra działające; na podstawie tego możemy łatwo wykreślić linie potencyalne i linie prądu; lecz rachunek tego rodzaju wikła się ze względu na występującą depresyę; do obliczenia zaś kształtu depresyi należy wprowadzić równania ruchu.

Jako takie podaje autor równanie: $v^2 = 2\,gs$, gdzie s oznacza wysokość depresyi, czyli ciśnienie hydrostatyczne na cząstkę, v zaś odpowiednią temu ciśnieniu prędkość—jest to wzór znany z hydrauliki; lecz autor nie podaje dlaczego ten a nie inny wzór ma odpowiadać danemu zadaniu?

Doświadczalne [1]) dane wskazują nam, iż prędkość w danym wypadku jest proporcyonalną do wysokości, nie zaś do pierwiastku z tej wysokości, jak tego wymaga wzór teoretyczny. Pomijając tę uwagę, mamy jeszcze zasadniczą kwestyę; jeżeli przyjmiemy, iż w każdej warstwie wysokość depresyi oznaczy się przez $\frac{v^2}{2g}$, to jakże pojąć fizycznie przepływ wody z każdej warstwy do studni; gdyż wskutek depresyi woda płynąca w gruncie nie styka się bezpośrednio ze studnią, którędy więc przepłynie ona do studni? Nie możemy więc przyjąć, że cały przebieg dopływu wody do studni odbywa się w płaszczyznach, zachodzi tu ruch wody w kierunku pionowym, którego rachunek powyższy nie uwzględnia, rezultaty więc tego rachunku będą niedokładne, i o tyle więcej będą oddalały się od rezultatów rzeczywistych, o ile większą będzie depresya.

W budownictwie wodnem posiadamy wzór, który uwzględnia warunki depresyi przy przepływie wody i wprowadza do rachunku grubość warstwy wodonośnej jako zmienną wielkość, i wzór ten ma być zgodny z rzeczywistością (Handbuch, j. w. str. 45); czy wzór podany przez p. B. jest zgodny z rzeczywistością, o tem autor nic nam nie mówi.

W rozdz. 14 str. 58 chce autor rozbierać zjawiska ruchu cieczy „w grubej warstwie", t. j. nie dzieli już danego układu na cienkie warstwy, lecz rozpatruje go jako układ w przestrzeni. Wychodząc z tego założenia, nie możemy już stosować wzoru $v \cdot r = C$, jak to czyni autor, lecz należy stosować wzór $v \cdot r^2 = C$, który wyraża dany przebieg w przestrzeni, rachunek więc wyprowadzony przez autora uważać muszę, w danym wypadku, za nieodpowiadający swemu założeniu.

Tenże błąd popełnia autor na str. 72, gdy z wzorów, wyrażających ruch w warstwie, chce przejść do wzoru ruchu w rurze o pewnym skończonym przekroju; w żaden sposób wzory stosowane dla warstw równoległych do osi cylindra nie mogą być stosowane dla przekroju tego cylindra. Pomimo tej matematycznej niemożebności, dochodzi jednakże autor do wzorów na ruch w rurach, wyprowadzając je z wzorów na warstwy i czyni to autor raz w swojem dziele na str. 72, drugi raz w Przegl. Techn. (№ 24 r. b.); lecz w obydwóch tych wypadkach tkwią błędy matematyczne. W dziele swojem na str. 72, objaśnia „pomyślmy sobie całe łożysko wraz z cienką warstwą cieczy obrócone około x, tak ażeby każdy punkt opisał pełne koło, natenczas otrzymamy rurę zamkniętą walcową o przekroju kolistym, wypełnioną przepływającą cieczą".

Otóż ja sobie takiego utworzenia się cylindra z *obrotu warstwy* wyobrazić nie mogę. Jakkolwiekby była cienka warstwa — zawsze ona ma trzy wymiary. Ażeby otrzymać z ciała o 3-ch wymiarach ciało również o 3-ch wymiarach, możemy to uskutecznić tylko przez dodawanie, lecz w danym wypadku, gdy zechcemy dodawać warstwy, nie otrzymamy wtedy geometrycznej postaci rury. Algebraicznie załatwił się autor z daną kwestyą, stawiając nam bez wyjaśnień $p = R^2$.

Rozwiązując znowuż *toż samo zadanie* w Przegl. Techn. (№ 24 r. b.), popełnia autor błąd czysto analityczny. Otrzymany wzór na prędkość: $u = \frac{c}{\pi}$ arc. tg $\left(\frac{\eta}{x}\right)$ należy całkować pomiędzy granicami $(R + r)$ oraz $(R - r)$; po podstawieniu w całkę tych granic, stała, jaka potrzebna jest do zcałkowania, jest już przez te granice oznaczoną, a więc przypisanie w tym razie stałej $\pm C$ do *całki oznaczonej*, jak to czyni autor, jest przeciwne zasadom całkowania; jest to drugi błąd, który czyni autor ażeby wyprowadzić wzór dla ruchu wody w rurach, ze wzorów dla ruchu w warstwie. Dalsze więc wywody matematyczne w tym względzie tracą swoje znaczenie. Z daleko większem powodzeniem wyprowadza autor wzory na depresyę przy przelewie i na współczynnik wydajności przy wypływie cieczy przez otwór w dnie naczynia. W tym ostatnim wypadku wzór na współczynnik μ byłby nawet bardzo interesującym, gdyby autor dał nam więcej porównań cyfrowych, rezultatów otrzymanych z wzoru teoretycznego, wyprowadzonego przez siebie, rezultatami otrzymanymi na drodze doświadczalnej.

Tyle co do szczegółów rachunku p. B. Co się zaś tyczy ogólnego stanowiska jego teoryi wobec mechaniki Lagrange'a, to uważam, iż cały rachunek jest szczegółowem zastosowaniem wzorów Euler'a-Lagrange'a, lecz tylko w innej postaci; pomysłowość zaś tego sposobu polega na wprowadzeniu centrów działających, jak również na zastąpieniu pojęcia stałości masy przez pojęcie prędkości cząstki; w ten sposób zawiły rachunek, jaki dają nam równania hydrodynamiki, ogromnie upraszcza się, sposób więc ten da nam bezwarunkowo możność rozwiązania wielu zadań z hydrodynamiki, których dotychczas za pomocą ogólnych równań rozwiązać nie można było. Jako ogólną uwagę o traktowaniu całej pracy przez utora, pozwalam sobie postawić zarzut zbytniego pośpiechu, co się ujawnia w matematycznych niedokładnościach wyżej przytoczonych, w braku fizycznej interpretacyi wzorów matematycznych, a co najważniejsza, w braku porównań rezultatów doświadczalnych z wyprowadzonymi wzorami; bez tych ostatnich porównań teorya cała schodzi do ładnie opracowanego zadania matematycznego, lecz nie wzbudza zaufania. Bardzo ładnie pod względem matematycznym opracowany jest wzór pionowej paraboli prędkości (§ 20), lecz jakież otrzymujemy rozczarowanie, gdy z obliczenia tego wypada nam, iż największa prędkość w przekroju rzeki znajduje się na głębokości 0,6 wysokości, gdy tymczasem doświadczenia nam wykazują, iż miejsce to znajduje się na 0,3 [1]) tej wysokości; ma to naturalnie swoje przyczyny, pożądanem więc byłoby wskazać te przyczyny i doprowadzić wnioski do wymagań praktycznych.

Wydaną teoryę ruchu wody nazwał autor częścią pierwszą, należy więc nam oczekiwać dalszej pracy, która, prawdopodobnie, dopełni braki pierwszej części, a wtedy w teoryi p. Bodaszewskiego znajdziemy poważne matematyczne narzędzie do badania zjawisk hydrodynamicznych.

H. Czopowski, inż.

[1]) Handbuch d. Ing. Wissen. D. Wasserbau. Erste Abt. I Hälfte, str. 44 i 45.

[1]) Handbuch d. Ing. III, t. I, str. 186.