O energii kinetycznej ruchu ciepła
i
o funkcyi dysypacyjnej odpowiedniej.

Przez

Władysława Natansona.

Rzecz przedstawiona na posiedzeniu Wydz. matem.-przyr. d. 3 grudnia 1894 r.

1. Założenia zasadnicze są w pracy niniejszej te same, jak te, które przyjęliśmy w rozprawie „O znaczeniu kinetycznem funkcyi dysypacyjnej“ (Rozprawy Wydz. mat.-przyr. Akad. Um., tom XXIX., str. 171). Jak w owej rozprawie, zakładamy zbiorowisko, złożone z nadzwyczajnie znacznej liczby poruszających się cząsteczek; przez u, v, w oznaczamy składowe hydrodynamicznej prędkości elementu, w którym się pewna cząsteczka znajduje; przez ξ, η, ζ składowe indywidualnej prędkości owej cząsteczki, tak iż

$$u+\xi, \quad v+\eta, \quad w+\zeta \tag{1}$$

są składowemi jej prędkości istotnej. Przez x, y, z oznaczamy współrzędne prostokątne, przez ρ gęstość płynu, przez t czas, przez Q jakąbądź funkcyę wielkości $(u+\xi)$, $(v+\eta)$, $(w+\zeta)$; przez $\overline{Q}$ przeciętną w całym elemencie wartość Q, nareszcie przez X, Y, Z oznaczamy składowe przyśpieszenia, sprawianego przez siły zewnętrzne w miejscu (x, y, z).

Wiadomo, że, przypisując płynowi taką budowę wewnętrzną, możemy, bez dalszych specyalniejszych założeń, udowodnić wiele twierdzeń, dotyczących zachowywania się płynu. Wspólnem źródłem wszystkich tych twierdzeń jest fundamentalne równanie (podane przez Maxwella w r. 1866-ym w postaci niewiele odmiennej)

$$(2)\quad \rho\frac{d\overline{Q}}{dt}+\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\xi Q}\rho)+\frac{\partial}{\partial y}(\overline{\eta Q}\rho)+\frac{\partial}{\partial z}(\overline{\zeta Q}\rho)=\rho\left(\frac{\delta\overline{Q}}{\delta t}+X\frac{\partial\overline{Q}}{\partial u}+Y\frac{\partial\overline{Q}}{\partial v}+Z\frac{\partial\overline{Q}}{\partial w}\right).$$

Symbol d/dt odpowiada tu zmianie całkowitej wielkości $\overline{Q}$, symbol $\delta/\delta t$ odpowiada zmianie częściowej, wynikającej ze spotkań i wogóle z działań wzajemnych pomiędzy cząsteczkami. Nadając literze Q różne znaczenia szczególne i starając się tak prowadzić rachunek, ażeby wyrazy, opatrzone czynnikami X, Y, Z oraz operatorem $\delta/\delta t$, znikały zupełnie w wyniku końcowym, otrzymujemy z równania (2) twierdzenia, niezależne od szczególnych założeń o naturze cząsteczek oraz o siłach, które pomiędzy niemi działają. Ponieważ równanie (2) wyprowadzić łatwo mocą czystej geometryi ruchu elementu, jako całości, oraz ruchu cząsteczek poprzez ograniczające go ściany, przeto nazwaliśmy już dawniej to równanie „zasadniczem kinematycznem równaniem“ w Teoryi płynów, a wszystkie wnioski, które można z niego wyprowadzić wyrugowaniem wyrazów, zawierających X, Y, Z oraz $\delta/\delta t$, nazwaliśmy „twierdzeniami kinematycznemi“ tej Teoryi (por. pracę wyżej cytowaną, oraz „Wstęp do Fizyki teoretycznej“, rozdz. VIII.). Sądzimy bowiem, że byłoby rzeczą błędną utożsamiać podobnie ogólne metody rozumowania i wnioski z właściwą kinetyczną (lub, jak ją dawniej nazywano, „dynamiczną“) teoryą molekularną, opartą na założeniach szczególnych o naturze cząsteczek i sił cząsteczkowych (że tu przytoczymy dla przykładu hypotezę „kul sprężystych“, hypotezę działania, odwrotnie proporcyonalnego do piątych potęg odległości i t. d.). Kinematyczna teorya jest ogólniejsza od dynamicznej; stosuje się ona do wszelkich wogóle płynów, gdy dynamiczna (dotychczas) tylko gazów dotyczy. Teoryę kinematyczną uważalibyśmy chętnie jak gdyby za pewne boczne rozgałęzienie hydrodynamiki, które może prowadzić do uzasadniania a niekiedy do rozszerzania podstaw tej nauki. Wiadomo istotnie, jak teorya kinematyczna prowadzi do równań hydrodynamiki płynu doskonałego; wiadomo (por. cytowaną pracę „o znaczeniu kinetycznem funkcyi dysypacyjnej“), ile z niej można wyczytać w zagadnieniu o tarciu wewnętrznem. W pracy niniejszej będziemy się starali pójść znów o krok wyżej w dokładności analizy, tak, ażeby zjawisko przewodnictwa cieplnego nią objęte zostało.

2. Załóżmy w równaniu (2) następującą postać szczególną dla Q:

$$Q=(u+\xi)\{(u+\xi)^2+(v+\eta)^2+(w+\zeta)^2\} \tag{3}$$

Będziemy mieli, zaniedbując bardzo małe wyrazy,

$$\overline{Q}=u(u^2+v^2+w^2)+u(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+\overline{\xi(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} \tag{4}$$

$$\overline{\xi Q}=\overline{\xi^2}(3u^2+v^2+w^2)+\overline{\xi^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} \tag{5}$$

$$\overline{\eta Q}=2uv\overline{\eta^2} \tag{6}$$

$$\overline{\zeta Q}=2uw\overline{\zeta^2} \tag{7}$$

Wstawiając wartości te do równania (2), pamiętajmy, że u, v, w nie podlegają zmianom, których symbolem jest $\delta/\delta t$, oraz, że nie podlega im suma $\rho(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})$; a zatem, kładąc dla zwięzłości

$$\overline{\xi(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}=r_x, \tag{8}$$

będziemy mieli

$$\frac{\delta\overline{Q}}{\delta t}=2u\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2})+\frac{\delta r_x}{\delta t}; \tag{9}$$

całe zaś równanie brzmieć będzie

$$\rho\frac{d}{dt}\{u(u^2+v^2+w^2)+u(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+r_x\}+$$

$$+\frac{\partial}{\partial x}\{\rho\overline{\xi^2}(3u^2+v^2+w^2)+\rho\overline{\xi^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}\}+\frac{\partial}{\partial y}(2uv\rho\overline{\eta^2})+\frac{\partial}{\partial z}(2uw\rho\overline{\zeta^2})=$$

$$=2\rho u\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2})+\rho\frac{\delta r_x}{\delta t}+$$

$$+\rho X(3u^2+v^2+w^2+3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+2\rho Yuv+2\rho Zuw. \tag{10}$$

Postarajmy się uprościć równanie (10); przytem, ponieważ rola równania tego, jak zobaczymy poniżej, jest drugorzędna, przeto rachujmy w sposób przybliżony, zaniedbując wyrazy, zależne od małych wielkości.

Kładąc $Q=(u+\xi)^2$ w równaniu zasadniczem (2) i porównywając w ten sposób otrzymane równanie z równaniem, wynikającem z tegoż równania (2) przez założenie $Q=u+\xi$ i pomnożenie następne z obu stron przez $2u$, znajdujemy

$$2\rho\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2})+4\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial u}{\partial x}=2\rho\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2}) \tag{11}$$

Z równania (17) rozprawy „o znaczeniu kinetycznem i t. d.“ (str. 173) mamy tutaj, w obecnym stopniu przybliżenia,

$$\rho\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+2\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial u}{\partial x}+2\rho\overline{\eta^2}\frac{\partial v}{\partial y}+2\rho\overline{\zeta^2}\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{12}$$

a zatem

$$\rho u\frac{d}{dt}(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+6\rho\overline{\xi^2}u\frac{\partial u}{\partial x}+2\rho\overline{\eta^2}u\frac{\partial v}{\partial y}+2\rho\overline{\zeta^2}u\frac{\partial w}{\partial z}=2\rho u\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2}). \tag{13}$$

Z drugiej strony z równań (10), (11) i (12) pracy powołanej (str. 172 wyprowadzamy:

$$(3u^2+v^2+w^2+3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\rho\frac{du}{dt}+2uv\rho\frac{dv}{dt}+2uw\rho\frac{dw}{dt}+$$

$$+(3u^2+v^2+w^2+3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\frac{\partial}{\partial x}(\rho\overline{\xi^2})+2uv\frac{\partial}{\partial y}(\rho\overline{\eta^2})+2uw\frac{\partial}{\partial z}(\rho\overline{\zeta^2})=$$

$$=(3u^2+v^2+w^2+3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\rho X+2uv\rho Y+2uw\rho Z. \tag{14}$$

Dodając równania (13) i (14) odpowiedniemi stronami, mamy co następuje:

$$\rho\frac{d}{dt}\{u(u^2+v^2+w^2)+u(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\}+$$

$$+6\rho\overline{\xi^2}u\frac{\partial u}{\partial x}+2\rho\overline{\eta^2}u\frac{\partial v}{\partial y}+2\rho\overline{\zeta^2}u\frac{\partial w}{\partial z}+$$

$$+(3u^2+v^2+w^2+3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\frac{\partial}{\partial x}(\rho\overline{\xi^2})+2uv\frac{\partial}{\partial y}(\rho\overline{\eta^2})+2uw\frac{\partial}{\partial z}(\rho\overline{\zeta^2})=$$

$$=2\rho u\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2})+$$

$$+3u^2+v^2+w^2+3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\rho X+2uv\rho Y+2uw\rho Z. \tag{15}$$

Porównanie tego wzoru z równaniem (10) pozwala uprościć to ostatnie w sposób następujący:

$$\rho\frac{dr_x}{dt}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho\,\overline{\xi^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)})-(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\frac{\partial}{\partial x}(\rho\overline{\xi^2})+$$

$$+\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial}{\partial x}(v^2+w^2)+2\rho\overline{\eta^2}\frac{\partial uv}{\partial y}+2\rho\overline{\zeta^2}\frac{\partial uw}{\partial z}-2\rho\overline{\eta^2}u\frac{\partial v}{\partial y}-2\rho\overline{\zeta^2}u\frac{\partial w}{\partial z}=$$

$$=\rho\frac{\delta r_x}{\delta t} \tag{16}$$

Wiersz drugi po stronie lewej wynosi

$$= 2v\left(\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial v}{\partial x}+\rho\overline{\eta^2}\frac{\partial u}{\partial y}\right)+2w\left(\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial w}{\partial x}+\rho\overline{\zeta^2}\frac{\partial u}{\partial z}\right) \tag{17}$$

i jest rzeczą widoczną, że tak ten wiersz jako też i wyraz dr_x/dt dla perturbacyj niezbyt gwałtownych będą małe, tak iż ostatecznie

$$\rho\frac{\delta r_x}{\delta t}=\frac{\partial}{\partial x}(\rho\overline{\xi^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)})-(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\frac{\partial}{\partial x}(\rho\overline{\xi^2}). \tag{18}$$

Równanie to otrzymał już Maxwell (On the dynamical Theory of Gases, equation (143)) w postaci odmiennej, odpowiadającej odmiennym założeniom jego rachunku. Dla celów, dla których będzie nam potrzebne, powinno się ono dać dalej uprościć; mianowicie, jak się o tem już Maxwell przekonał, prawa strona równania nie powinna zawierać wyrazu $\partial\rho/\partial x$, inaczej bowiem płyn okazywałby niemożliwe, w żadnym płynie nie zachodzące własności. Pisząc

$$D_x=\overline{\xi^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}-\overline{\xi^2}(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2}), \tag{19}$$

możemy przedstawić (18) w kształcie

$$\rho\frac{\delta r_x}{\delta t}=\frac{\partial}{\partial x}(\rho D_x)+\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial}{\partial x}(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2}); \tag{20}$$

zatem przyjmujemy hypotezę, że mamy $D_x=0$. Prawo Maxwella rozdziału składowych ξ, η i ζ na pojedyncze cząsteczki czyni, jak wiadomo, zadosyć temu warunkowi. Równanie (18) przybiera więc postać

$$\rho\frac{\delta r_x}{\delta t}=\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial}{\partial x}(3\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2}); \tag{21}$$

lub, w jeszcze specyalniejszym przypadku izotropii, w którym każdą z pomiędzy wartości $\overline{\xi^2}$, $\overline{\eta^2}$ i $\overline{\zeta^2}$ możemy zastąpić przez

$$\tfrac{1}{3}(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2}), \tag{22}$$

postać jeszcze prostszą:

$$\rho\frac{\delta r_x}{\delta t}=\tfrac{5}{3}\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2}). \tag{23}$$

3. Wyprowadzamy teraz równanie nasze główne.

Kładąc $Q=(u+\xi)^2$ w równaniu zasadniczem (2), postępujemy podobnie, jak postępowaliśmy wyżej dla otrzymania równania (11); nie zaniedbujmy wszelako obecnie żadnych wyrazów. Otrzymamy

$$\rho \frac{d}{dt}(\overline{\xi^2}) + 2\rho\,\overline{\xi^2}\frac{\partial u}{\partial x} + 2\rho\,\overline{\xi\eta}\frac{\partial u}{\partial y} + 2\rho\,\overline{\xi\zeta}\frac{\partial u}{\partial z} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x}(\rho\overline{\xi^3}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho\overline{\eta\xi^2}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\overline{\zeta\xi^2}) =$$

(24) $$= \rho\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2}).$$

Dalej otrzymujemy z równania (17) pracy »o znaczeniu kinetycznem i t. d.« (str. 173), pomnożywszy je przez 2 i stronę prawą kładąc równą zeru:

(25) $$\rho\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) + 2\Psi + \frac{\partial\rho r_x}{\partial x} + \frac{\partial\rho r_y}{\partial y} + \frac{\partial\rho r_z}{\partial z} = 0,$$

gdzie

$$\Psi = \rho\,\overline{\xi^2}\frac{\partial u}{\partial x} + \rho\,\overline{\eta^2}\frac{\partial v}{\partial y} + \rho\,\overline{\zeta^2}\frac{\partial w}{\partial z} +$$

(26) $$+ \rho\,\overline{\eta\zeta}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \rho\,\overline{\zeta\xi}\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \rho\,\overline{\xi\eta}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right),$$

gdzie dalej r_x ma znaczenie, określone przez wzór (8), zaś

(27) $$r_y = \overline{\eta(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)}$$

(28) $$r_z = \overline{\zeta(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)}.$$

Obliczmy teraz wartość, jaką ma

(29) $$\rho\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)}).$$

Posługując się, jak w §. 2-im, hypotezą, że $D_x = 0$, mieć będziemy

$$\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)}) = \frac{d}{dt}(\overline{\xi^2}\cdot(3\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2})) =$$

(30) $$= (5\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2})\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2}) + \overline{\xi^2}\frac{d}{dt}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2})$$

a stąd dalej znajdziemy, dzięki równaniom (24) i (25),

$$\rho \frac{d}{dt}\left(\overline{\xi^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}\right) = -2\overline{\xi^2}\,\Psi - \overline{\xi^2}\left(\frac{\partial \rho r_x}{\partial x}+\frac{\partial \rho r_y}{\partial y}+\frac{\partial \rho r_z}{\partial z}\right)+$$

$$+(5\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\,\rho\,\frac{\delta}{\delta t}\,(\overline{\xi^2})-$$

$$-(5\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\left(2\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial u}{\partial x}+2\rho\overline{\xi\eta}\frac{\partial u}{\partial y}+2\rho\overline{\xi\zeta}\frac{\partial u}{\partial z}\right)-$$

$$-(5\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\left(\frac{\partial}{\partial x}(\rho\,\overline{\xi^3})+\frac{\partial}{\partial y}(\rho\overline{\eta\xi^2})+\frac{\partial}{\partial z}(\rho\overline{\zeta\xi^2})\right). \tag{31}$$

Wystawmy sobie, że utworzyliśmy równanie podobne dla zmian

$$\rho \frac{d}{dt}\left(\overline{\eta^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}\right) \tag{32}$$

oraz

$$\rho \frac{d}{dt}\left(\overline{\zeta^2(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}\right) \tag{33}$$

i dodajmy je odpowiedniemi stronami do (31). Po stronie lewej otrzymamy przez ρ pomnożoną zmianę d/dt przeciętnej wartości kwadratu sumy kwadratów składowych; będzie:

$$\rho \frac{d}{dt}\left\{\overline{(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)^2}\right\} = -2(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\,\Psi-$$

$$-(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\left(\frac{\partial \rho r_x}{\partial x}+\frac{\partial \rho r_y}{\partial y}+\frac{\partial \rho r_z}{\partial z}\right)+L-2M-N, \tag{34}$$

gdzie

$$L=\rho\left\{(5\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\xi^2})+(\overline{\xi^2}+5\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\eta^2})+(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+5\overline{\zeta^2})\frac{\delta}{\delta t}(\overline{\zeta^2})\right\}$$

$$M=(5\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\left(\rho\overline{\xi^2}\frac{\partial u}{\partial x}+\rho\overline{\xi\eta}\frac{\partial u}{\partial y}+\rho\overline{\xi\zeta}\frac{\partial u}{\partial z}\right)+$$

$$+(\overline{\xi^2}+5\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\left(\rho\overline{\eta\xi}\frac{\partial v}{\partial x}+\rho\overline{\eta^2}\frac{\partial v}{\partial y}+\rho\overline{\eta\zeta}\frac{\partial v}{\partial z}\right)+$$

$$+(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+5\overline{\zeta^2})\left(\rho\overline{\zeta\xi}\frac{\partial w}{\partial x}+\rho\overline{\zeta\eta}\frac{\partial w}{\partial y}+\rho\overline{\zeta^2}\frac{\partial w}{\partial z}\right). \tag{36}$$

$$N = (5\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \left(\frac{\partial}{\partial x} (\rho \overline{\xi^3}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{\eta \xi^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{\zeta \xi^2}) \right) +$$

$$+ (\overline{\xi^2} + 5\overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \left(\frac{\partial}{\partial x} (\rho \overline{\xi \eta^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{\eta^3}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{\zeta \eta^2}) \right) +$$

$$+ (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + 5\overline{\zeta^2}) \left(\frac{\partial}{\partial x} (\rho \overline{\xi \zeta^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \overline{\eta \zeta^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{\zeta^3}) \right). \tag{37}$$

Przechodząc, jak w §. 2-im, do specyalnego przypadku, w którym możemy zastąpić każdą z pomiędzy wielkości $\overline{\xi^2}$, $\overline{\eta^2}$, $\overline{\zeta^2}$ przez

$$\tfrac{1}{3} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}), \tag{38}$$

spostrzegamy, że wówczas wyraz $L = 0$, a zatem wyraz L wogóle zaniedbać możemy. Spostrzegamy dalej, że wówczas

$$M = \tfrac{7}{3} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \Psi \tag{39}$$

$$N = \tfrac{7}{3} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \left(\frac{\partial \rho r_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho r_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho r_z}{\partial z} \right), \tag{40}$$

a zatem, powracając do (34),

$$\rho \frac{d}{dt} \{\overline{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^2}\} = -\tfrac{20}{3} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \Psi -$$

$$- \tfrac{10}{3} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \left(\frac{\partial \rho r_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho r_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho r_z}{\partial z} \right). \tag{41}$$

Dodajmy po stronie lewej równą zeru sumę

$$\overline{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^2} \frac{d\rho}{dt} + \rho \overline{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right); \tag{42}$$

oznaczmy:

$$A = \tfrac{1}{4} \rho \overline{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^2}; \tag{43}$$

otrzymamy, dzieląc przez 4:

$$\frac{dA}{dt} + A \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) =$$

$$= \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uA) + \frac{\partial}{\partial y} (vA) + \frac{\partial}{\partial z} (wA) =$$

$$= -\tfrac{5}{3} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \Psi - \tfrac{5}{6} (\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \left(\frac{\partial \rho r_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho r_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho r_z}{\partial z} \right). \tag{44}$$

Wprowadźmy teraz funkcyę dysypacyjną F Lorda Rayleigh, określoną w sposób następujący:

$$F=(p-\rho\overline{\xi^2})\frac{\partial u}{\partial x}+(p-\rho\overline{\eta^2})\frac{\partial v}{\partial y}+(p-\rho\overline{\zeta^2})\frac{\partial w}{\partial z}-$$

$$-\rho\overline{\eta\zeta}\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)-\rho\overline{\zeta\xi}\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)-\rho\overline{\xi\eta}\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right) \tag{45}$$

$$3p=\rho\,(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2}). \tag{46}$$

Z równań (26) i (45) przekonywamy się, że

$$\Psi=-F+p\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right). \tag{47}$$

Mnożąc teraz równanie (44) przez $dx\,dy\,dz$, całkując względem objętości, zajmowanej przez płyn i oznaczając przez l, m, n dostawy kierunkowe normalnej zewnętrznej do elementu dS powierzchni, ograniczającej ową objętość, otrzymujemy równanie zasadnicze

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint A\,dx\,dy\,dz=-\iint A\,(lu+mv+nw)\,dS+$$

$$+\tfrac{5}{8}\iiint(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\,F\,dx\,dy\,dz-$$

$$-\tfrac{5}{3}\iiint p\,(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)dx\,dy\,dz-$$

$$-\tfrac{5}{6}\iint\rho\,(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\,(lr_x+mr_y+nr_z)\,dS+ \tag{48}$$

$$+\tfrac{5}{6}\iiint\Big\{\rho r_x\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+\rho r_y\frac{\partial}{\partial y}(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})+\rho r_z\frac{\partial}{\partial z}(\overline{\xi^2}+\overline{\eta^2}+\overline{\zeta^2})\Big\}dx\,dy\,dz$$

4. Ażeby zrozumieć znaczenie równania (48), zważmy, co następuje:

Energia kinetyczna poruszającego się ciała wynosi, według pospolitego określenia, połowę iloczynu masy ciała przez kwadrat jego prędkości. Określenie to wszakże jest widocznie przypadkowe i nie trafia istoty rzeczy. Zastąpmy je określeniem odmiennem. Pomyślmy wielkość kierunkową C (wektoryalną), która wyraża p r ą d m a t e r y i czyli jej p r z e p ł y w (f l u x) przez jednostkę pola w jednostce czasu. Pojęcia takie są dobrze znane z teoryi analitycznej ciepła Fouriera, z teoryi zjawisk elektromagnetycznych Maxwella i t. d. Składowe C w kierunkach Ox, Oy, Oz oznaczmy przez C', C'', C'''. Prędkość poruszającego się ciała oznaczmy przez $\mathbf{q}$, a składowe jej przez q', q'', q'''. Określimy wówczas energię kinetyczną jednostki objętości, jako iloczyn skalarny [który symbolizujemy przez $S(\ )$]:

$$\frac{1}{2} S(\mathbf{Cq}) = \frac{1}{2}(C' q' + C'' q'' + C''' q'''). \tag{49}$$

Dla ruchu zwykłej materyi (czy to płynu, czy ciała stałego, czy nawet punktu materyalnego) mamy natychmiast

$$\mathbf{C} = \rho\, \mathbf{q}, \tag{50}$$

gdzie ρ jest gęstością; zatem powracamy do zwykłego pojęcia. Lecz z określenia (49) wynika, że można utworzyć pojęcie energii kinetycznej nietylko dla ruchu lub płynięcia materyi, lecz i dla innych ruchów, dla płynięcia innych ilości, niż masa. Zastosujmy np. to określenie do naszego przypadku. Zważmy, że ruch cząsteczki, obdarzonej składowemi ξ, η, ζ oraz pewną własnością, której miarą jest Q, może być zastąpiony w myśli przez »molekularny prąd« własności Q, o składowych

$$\xi Q, \quad \eta Q, \quad \zeta Q, \tag{51}$$

tak iż energia kinetyczna tego prądu wyniesie

$$\frac{1}{2} Q(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2). \tag{52}$$

Niechaj będzie N liczbą cząsteczek, zawartych w jednostce objętości; w takim razie

$$\frac{1}{2} N\left(\overline{Q(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)}\right) \tag{53}$$

wyraża sumę kinetycznych energij wszystkich prądów molekularnych w jednostce objętości, czyli, jak krócej wyrażać się będziemy, energię kinetyczną całkowitą prądu własności Q w jednostce objętości. Jasną teraz jest rzeczą, co znaczy wielkość A, określona założeniem (43): uczyńmy w (53)

$$Q = \frac{1}{2} M(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2), \tag{54}$$

gdzie M jest masą cząsteczki, a wyraz (53) stanie się równy A, ponieważ $MN = \rho$. Zatem A jest energią kinetyczną całkowitą prądu molekularnej energii w jednostce objętości; innemi słowy jest energią kinetyczną ruchu ciepła w jednostce objętości, zaś

$$\iiint A\, dx\, dy\, dz \tag{55}$$

jest energią kinetyczną tegoż ruchu w całym płynie. Równanie (48) okazuje, wskutek jakich wpływów i w jaki sposób energia ruchu ciepła zwiększa się lub zmniejsza.

Uczyńmy ogólną uwagę, że pojęcie „prądu molekularnego“, czyli pewnej małej wektoryalnej wielkości, o składowych (51) i o energii (52), jest dla teoryi molekularnej (przynajmniej ze stanowiska, jakie tutaj przyjęliśmy) pojęciem zasadniczem i pierwotnem; można więc wyobrazić sobie teoryę kinematyczną, rozwiniętą na zasadzie pojęcia tych prądów (elementarnych prądów dynamicznych własności) a obywającą się zupełnie bez właściwego pojęcia »cząsteczki«.

5. Powróćmy do równania (48). Okazuje ono, że energia ruchu ciepła może zwiększać się lub zmniejszać z pięciu powodów. Pierwszy wyraz po stronie prawej wyraża okoliczność, że energii tej ubywa tyle, ile jej przez zewnętrzną granicę S wraz z płynem konwekcyjnie wypływa. Ażeby zrozumieć znaczenie drugiego i trzeciego wyrazu po stronie prawej, należy pamiętać o znaczeniu wielkości

$$F \quad \text{oraz} \quad p\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right). \tag{56}$$

(Por. np. rozumowania §. 2-go rozprawy „o znaczeniu kinetycznem i t. d.“). Jest wówczas rzeczą widoczną, że wyraz drugi oznacza przyrost energii ruchu ciepła, wynikający stąd, że samego ciepła (tj. energii molekularnej) przybywa w płynie dzięki t a r c i u w e w n ę t r z n e m u, t. j. dzięki nieodwracalnej zamianie energii molarnej na molekularną. Wyraz trzeci zaś wykazuje, o ile zwiększa się lub zmniejsza energia ruchu ciepła, gdy energia molekularna powstaje z molarnej lub zamienia się na molarną dzięki zwykłej, odwracalnej pracy średniego ciśnienia. Następnie, zważywszy, że wyrazy

$$\tfrac{1}{2}\rho r_x, \quad \tfrac{1}{2}\rho r_y, \quad \tfrac{1}{2}\rho r_z \tag{57}$$

wyobrażają [zob. (8), (27), (28) i (51)] całkowite prądy składowe energii molekularnej

$$\tfrac{1}{2} M(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) \tag{58}$$

(wziętej za wielkość Q), powiadamy, że wyraz czwarty po stronie prawej równania (48) oznacza zmniejszanie się energii ruchu ciepła wskutek prądów, przekraczających granicę S uważanej objętości. Zbadajmy wreszcie wyraz piąty. W tym celu podstawimy w nim, zamiast

$$\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}), \quad \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \quad \text{oraz} \quad \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) \tag{59}$$

wartości tych pochodnych z równania (23) i z dwóch równań podobnych, jakie dla osi y i z możemy przez analogię utworzyć. Wyraz piąty przybierze wówczas postać

$$(60) \qquad \tfrac{1}{2}\iiint \rho \left(\frac{1}{\xi^2} \cdot \frac{r_x \delta r_x}{\delta t} + \frac{1}{\eta^2} \cdot \frac{r_y \delta r_y}{\delta t} + \frac{1}{\zeta^2} \cdot \frac{r_z \delta r_z}{\delta t} \right) dx\, dy\, dz$$

lub jeszcze

$$(61) \qquad \tfrac{1}{4}\iiint \left\{ \frac{1}{\rho\, \xi^2} \cdot \frac{\delta}{\delta t} ((\rho r_x)^2) + \frac{1}{\rho\, \eta^2} \cdot \frac{\delta}{\delta t} ((\rho r_y)^2) + \frac{1}{\rho\, \zeta^2} \frac{\delta}{\delta t} ((\rho r_z)^2) \right\} dx\, dy\, dz.$$

Widzimy, że ten wyraz okazuje, jak zmienia się energia ruchu ciepła w płynie wskutek spotkań i działań wzajemnych pomiędzy cząsteczkami. Tu mamy zatem, jeśli tak wyrazić się wolno, wewnętrzne źródło zmiany tej energii, gdy poprzednie wyrazy wyobrażały źródła zewnętrzne. Widzimy, że nawet wówczas, gdyby płyn nie miał energii molarnej i gdyby prądy $\frac{1}{2}\rho r_x$, $\frac{1}{2}\rho r_y$ i $\frac{1}{2}\rho r_z$ nie mogły przekraczać granicy zewnętrznej S, energia ruchu ciepła zmieniałaby się o wartość (61) w każdej jednostce czasu. Widzimy dalej, że kierunek tej zmiany zależy od praw spotkań i działań cząsteczkowych. Jakiekolwiek są wartości ρr_x, ρr_y i ρr_z, kwadraty ich są dodatnie. Zatem, jeśli spotkania i działania cząsteczkowe dążą, we wszelkim stanie zakłócenia, do zmniejszania wartości bezwzględnych ρr_x, ρr_y i ρr_z, energia $\iiint A\, dx\, dy\, dz$ zawsze maleje, t. j. ruch ciepła uspakaja się i zanika stopniowo w płynie, pozostawionym samemu sobie. Ten przypadek zachodzi we wszystkich płynach rzeczywistych i jest istotą zjawiska przewodnictwa cieplnego. Lecz widzimy, że nasze rozumowanie kinematyczne nie wystarcza, ażeby udowodnić konieczność tego przypadku i niemożliwość przeciwnego, w którym spotkania i działania cząsteczkowe dążyłyby zawsze do zwiększania wartości bezwzględnych ρr_x, ρr_y i ρr_z, w którym zatem energia $\iiint A dxdydz$ wzrastałaby zawsze, ruch zaś ciepła w płynie, pozostawionym samemu sobie, potężniałby ciągle. Widzimy, że nasze rozumowanie kinematyczne wskazuje nam jak gdyby tory zmiany uogólnionej energii, lecz nie jest zdolne wskazać kierunku tej zmiany.

6. Oczywista jest analogia pomiędzy zagadnieniem, które roztrząsamy, a zagadnieniem o tarciu wewnętrznem, o którem jest mowa w §. 2-im pracy „o znaczeniu kinetycznem i t. d.“ W owem zagadnieniu wyraz F jest źródłem „wewnętrznem“ zmiany molarnej energii K, jak wskazuje ówczesne równanie (33); wyraz ten przywiedliśmy

tam do postaci (40), analogicznej do postaci (61) obecnego naszego wyrazu, który jest źródłem wewnętrznem zmiany energii uogólnionej $\int\int\int A\,dx\,dy\,dz$ [porów. równanie obecne (48)]. Jak wówczas kierunek zjawiska zależał od wpływu, jaki spotkania i działania cząsteczkowe wywierały na wartości bezwzględne wyrazów

$$\left.\begin{aligned} q_x &= \rho\overline{\xi^2} - p \\ q_y &= \rho\overline{\eta^2} - p \\ q_z &= \rho\overline{\zeta^2} - p \end{aligned}\right\} \quad \text{oraz} \quad \left.\begin{aligned} s_x &= \rho\overline{\eta\zeta} \\ s_y &= \rho\overline{\zeta\xi} \\ s_z &= \rho\overline{\xi\eta} \end{aligned}\right\} \tag{62}$$

podobnież obecnie kierunek zjawiska zależy od wpływu, jaki spotkania i działania cząsteczkowe wywierają na wartości bezwzględne wyrazów ρr_x, ρr_y oraz ρr_z. Zważmy, że zamiana nieodwracalna energii molarnej na molekularną w przypadku tarcia wewnętrznego oraz zanikanie nieodwracalne ruchu ciepła w przypadku przewodnictwa cieplnego są, z punktu widzenia nauki termodynamiki, tylko szczególnemi przykładami zjawiska rozpraszania się energii; musimy więc wnosić, że konieczność pewnych kierunków pewnych wewnętrznych w płynach procesów jest objawem ogólnych praw, którym spotkania i działania cząsteczek, bez względu na ich szczególną (np. chemiczną) naturę, muszą być poddane, objawem praw tak ogólnych, jak sam fakt rozpraszania się energii.

Załóżmy

$$\mu_x = -\frac{p \cdot q_x}{\dfrac{\delta q_x}{\delta t}} \tag{63}$$

oraz

$$\nu_x = -\frac{p \cdot s_x}{\dfrac{\delta s_x}{\delta t}}; \tag{64}$$

wystawmy sobie wielkości μ_y i μ_z oraz ν_y i ν_z, określone podobnie. Ażeby całkowicie dokończyć teoryi zjawiska tarcia wewnętrznego, rozwiniętej przy pomocy kinematycznego rozumowania (jaką zawierają np. wzory rozprawy „o znaczeniu kinetycznem i t. d.“ aż do równania (40) włącznie), potrzeba jest dowieść, że wielkości μ i ν są stałe, i że są wszystkie równe sobie. Istotnie, z równań (37), (38) i (39) owej rozprawy oraz z założeń (63) i (64) wynikają wtedy równania ówczesne (41), (42) i (43) a stąd dalsze twierdzenia, przytoczone w rozprawie i na tych równaniach oparte, jako też i znane równania ruchu płynu o tarciu wewnętrznem, podane przez Poissona, Stokesa, Maxwella i innych. Zależność kierunku zjawiska od kierunku wpływu spotkań i działań cząsteczkowych zdradza się w równaniach (63) i (64) w sposób następujący: wspólna wartość μ_x, μ_y, μ_z oraz ν_x, ν_y i ν_z (która niechaj wynosi μ) jest współczynnikiem tarcia wewnętrznego; mnożąc w (63) licznik i mianownik przez q_x, widzimy, że współczynnik μ tylko wówczas jest dodatni, gdy wartości bezwzględne q_x i t. d. dzięki spotkaniom i działaniom cząsteczek stale się zmniejszają.

Załóżmy podobnież

$$k_x = -\frac{5\rho\overline{\xi^2} r_x}{\frac{\delta r_x}{\delta t}} \tag{65}$$

i utwórzmy analogiczne równania dla k_y i dla k_z. Porównawszy (65) z równaniem (23) przekonywamy się, że

$$\rho r_x = -\tfrac{1}{3} k_x \frac{\partial}{\partial x}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}). \tag{66}$$

Oznaczając teraz

$$\tfrac{1}{3}(\overline{\xi^2} + \overline{\eta^2} + \overline{\zeta^2}) = \vartheta, \tag{67}$$

powracamy do równania (25) w §. 3-im i, podstawiając (66) i analogiczne, piszemy je:

$$\rho\frac{d\vartheta}{dt} + 2\Psi - \left(\frac{\partial}{\partial x}\left(k_x\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k_y\frac{\partial\vartheta}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k_z\frac{\partial\vartheta}{\partial z}\right)\right) = 0. \tag{68}$$

Równanie to odpowiada zwykłemu równaniu przewodzenia, gdy płyn nie ma energii molarnej, jeśli uznamy wielkość ϑ za miarę temperatury.

Wstawiając wartość (66) i analogiczne do ostatniego wyrazu po prawej stronie równania (48), przekonywamy się, że nawias, stojący pod całką, przybiera kształt

$$-\left\{k_x\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\right)^2 + k_y\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial y}\right)^2 + k_z\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial z}\right)^2\right\}. \tag{69}$$

Tę przeto część zmiany uogólnionej energii $\iiint A\,dx\,dy\,dz$, którą nazywaliśmy wyżej wewnętrzną, a którą będziemy pisali jako $\partial'/\partial t$, można przedstawić w sposób następujący:

$$\frac{\partial'}{\partial t}\iiint A\,dx\,dy\,dz = -\tfrac{5}{6}\iiint\left\{k_x\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\right)^2 + k_y\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial y}\right)^2 + k_z\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial z}\right)^2\right\} dx\,dy\,dz \tag{70}$$

Tu znowu widzimy, że kierunek zjawiska zależy od znaku wielkości k_x, k_y, k_z; znak zaś tych wielkości zależy, jak znak μ w zjawisku tarcia wewnętrznego, od kierunku wpływu spotkań i działań cząsteczkowych (por. równanie (65), pomnożone po prawej stronie przez r_x w liczniku i w mianowniku). Możemy jeszcze powiedzieć, że rolę, jaką w zjawisku tarcia wewnętrznego gra f u n k c y a d y s y p a c y j n a Lorda Rayleigh, gra w zjawisku przewodnictwa cieplnego wyraz

$$\tfrac{5}{6} k \left\{ \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial z}\right)^2 \right\} \tag{71}$$

który możnaby przeto, w odróżnieniu od hydrodynamicznej funkcyi dysypacyjnej Lorda Rayleigh, nazywać f u n k c y ą d y s y p a c y j n ą p r z e w o d n i c t w a c i e p l n e g o. Wielkość k (czyli wspólna wartość k_x, k_y i k_z) oznacza stały współczynnik przewodnictwa. Do zupełnego wykończenia teoryi należałoby dowieść, że wielkości k_x, k_y i k_z są stałe i że są równe sobie.

Maxwell, w wielkiej swej rozprawie O n t h e d y n a m i c a l T h e o r y o f G a s e s (do której uwagi nasze są drobnym przyczynkiem), obrał za podstawę hypotezę działania cząsteczkowego, proporcyonalnego odwrotnie do piątych potęg odległości wzajemnych i na tej podstawie, w sposób matematycznie nadzwyczaj wytworny, kończy w zupełności budowę Teoryi. Pozwalamy sobie wyrazić domniemanie, że przyszły rozwój Teoryi oprze się nie na hypotezie Maxwella, ani na żadnej podobnej specyalnej hypotezie, lecz na założeniu ogólniejszem i bliższem faktów. Bez względu na to, jak działają na siebie cząsteczki, bez względu na to zaiste, czy wogóle cząsteczki istnieją, możemy twierdzić, że istnieje o g ó l n e p r a w o u s p a k a j a n i a s i ę z a k ł ó c e ń w ł o n i e p ł y n ó w, a m o ż e i w o g ó l e m a t e r y i. Prawo to moglibyśmy nazwać ogólnem prawem z w a l n i a n i a (Maxwella r e l a x a t i o n). Oznaczmy przez α, β, γ pewne stałe, odwrotności pewnych okresów czasu stałych; możemy napisać:

$$\frac{\delta q_x}{\delta t} = -\alpha q_x; \quad \frac{\delta s_x}{\delta t} = -\gamma s_x; \quad \frac{\delta r_x}{\delta t} = -\beta r_x; \tag{72}$$

sam kształt tych równań nasuwa domniemanie, że stanowią one przykłady szczególne (i niewątpliwie tylko przybliżenie dokładne) pewnego ogólnego prawa. Gdyby to prawo zostało znalezione, doprowadziłoby ono, być może, do poznania d y n a m i c z n e j postaci zasady rozpraszania się energii, w takim zaś razie nadałoby nauce termodynamiki impuls, którego owoce trudno przewidzieć.

Jasną jest rzeczą, że samoistne zanikanie wewnętrznych zakłóceń jest właściwe tylko materyi; w czystym eterze nie dzieje się nic podobnego. Jasną rzeczą jest dalej, że własność tłumienia wewnętrznych zakłóceń, jaką posiada materya, jest antytezą najzupełniejszą (jaką można pomyśleć) innej ogólnej własności, którą przypisujemy materyi, mianowicie b e z w ł a d n o ś c i materyi. Ażeby to przeciwieństwo wyrazić, możnaby ową własność tłumienia wewnętrznych zakłóceń, jaką okazuje materya, nazwać k o e r c y ą i przeciwstawić i n e r c y i (bezwładności) materyi, którą poznajemy w zjawiskach ruchu.

Hołdując zasadzie logicznej ciągłości, należałoby iść o krok dalej i twierdzić, że w ruchu materyi objawiają nam się nie własności istotne materyi, lecz własności istotne eteru. Twierdzenie to wyda nam się naturalne, jeżeli przypuścimy na chwilę (jak to przypuszczano już wielekroć razy), że materya jest perturbacyą w eterze, że przeto ruch materyi w przestrzeni jest rozprzestrzenianiem się pewnej perturbacyi w eterze.