Podstawy energetyki.

Napisał H. Czopowski, inż.

(Dokończenie do str. 453 w № 41 r. b.)

76. Zwróćmy tu uwagę, iż temperatura jest napięciem energii rozszczepionej, ΔS zaś jest pojemnością działającej energii; otrzymujemy więc w tym ostatnim wzorze przykład przemiany, w którym napięcie jednej energii wzrasta z pojemnością drugiej energii; symbolicznie da się taka przemiana przedstawić w postaci:

$$dN_1 \,.\, P_1 = N_2 \,.\, dP_2.$$

Dotychczas takich przemian nie badaliśmy i powinny się one stać przedmiotem oddzielnych studyów.

77. Chcąc przejść do szczegółowych wyrazów na entropię przemian energii cieplnej, wyjdziemy z ogólnego wzoru na entropię:

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

Szczegółowe zastosowanie tego wzoru zależy od funkcyi parametrów, za których pomocą wyraża się dQ, i tak:

Dla ciał stałych i płynnych, dla których możemy przyjąć:

$$dQ = C \,.\, dT,$$

znajdziemy: $$dS = C \,.\, \frac{dT}{T},$$

skąd: $$S = C \,.\, \mathrm{lnat}\, \frac{T_2}{T_1}.$$

Model fizyczny na tę entropię przedstawił nam inż. Obrębowicz w „Techniku" [1]), pod postacią minimum wody.

Dla gazów, gdzie $dQ = C_v dT + Apdv$, entropia wyrazi się:

$$S = C\, \mathrm{lnat}\, \frac{T_2}{T_1} + AR\, \mathrm{lnat}\, \frac{v_2}{v_1}.$$

Dla par: $dQ = T \,.\, d\left(\frac{rx}{T}\right)$ (bez uwzględnienia ciepła, potrzebnego na ogrzanie płynu), będzie:

$$S = \frac{r(x_2 - x_1)}{T}.$$

We wszystkich tych przypadkach przemiana następowała odwracalnie, gdyż po podstawieniu w powyższe wzory: $T_2 = T_1$ i $T_1 = T_2$, $v_2 = v_1$ i $v_1 = v_2$, $x_2 = x_1$ i $x_1 = x_2$, otrzymamy wzory na entropię identyczne z poprzednimi, lecz tylko ze znakami przeciwnymi, czyli suma entropii po powrocie ciała do położenia pierwotnego będzie równa zeru; wzory powyższe są analogiczne do przesunięć w modelu kinetyczno-potencyalnym; w tym ostatnim modelu wykonywamy przesunięcie P_1 w jednym kierunku, następnie uskuteczniamy go z powrotem jako P_2 i, jeżeli przebieg był odwracalny, ciało jest w stanie przyjść do pierwotnego położenia, a wtedy $P_1 - P_2 = 0$.

Dla każdego z wyrazów powyższych na entropię możemy zestawić również modele fizyczne, które będą ilustrowały nam zachodzące przemiany, lecz nie zdaje mi się, ażeby one więcej wyjaśniały pojęcie entropii od przykładu, przytoczonego na przemianę kinetyczno-potencyalną. Przez to ostatnie wypowiedzenie nie mam zamiaru twierdzić, że już wszystko w danej kwestyi zostało zrobione i wyjaśnione, lecz chcę wyrazić, że nie należy zagłębiać się w szczegóły, lecz należy postawić daną kwestyę na szerokiej stopie energetyki, i unikając mistycyzmu [2]), wejść na drogę, wytkniętą nam przez nauki doświadczalne.

[1]) Technik I, str. 1134. Myśl, jaką powziął p. Obrębowicz, uzupełnienia pojęcia entropii za pomocą minimum wody, jest przez autora zbyt mało rozwinięta, nie mogę więc jej tutaj szczegółowo roztrząsać, zauważę tylko, iż „model" ten, będąc opartym na przepływie ciepła z czynnika o wyższem napięciu do czynnika o niższem napięciu, nie będzie mógł nam zilustrować przebiegów odwracalnych, jakie spostrzegamy np. w gazach; za pomocą więc tego modelu nie będziemy w stanie uzmysłowić sobie wszystkie przejawy cieplne. Model zaś entropii przedstawiony nam przez p. Wł. M. Kozłowskiego (P. T. №№ 29 i 31 r. b.) za pomocą zegara jest dosyć obrazowy, lecz nie pozwala nam zestawić ilościowych stosunków danych przemian, stajemy więc przed tym modelem zupełnie bezradni, nie mogąc ująć rachunkiem szczegółów przebiegu.

[2]) E. Mach. Die Princ. d. Wärmelehre, 1900, str. 326 oraz 379 zwraca uwagę na mistycyzm, jakim bywają zabarwione pojęcia energetyczne.

Przesunięcia wyobrażalne [3]). **78.** Teorya przesunięć wyobrażalnych, ostatecznie opracowana i podana przez Lagrange'a, zyskuje w oświetleniu energetycznem na ogólności. Wyobrażalne przesunięcie δp otrzymuje tutaj znaczenie pojemności; iloczyn $N \,.\, \delta p$ oznacza energię; jeżeli zastosujemy te pojęcia do prawa niezniszczalności energii, otrzymamy warunek równowagi układu, wyrażający się przez wzór:

$$\Sigma N \,.\, \delta p = 0, \text{ oraz przez: } f(\delta p) = 0.$$

Jest to wzór stosowany również przez Lagrange'a, lecz przedstawiony jest on jako wynik *równowagi sił*. W podręcznikach mechaniki znajdujemy dowodzenie tego równania, które opiera się na twierdzeniach o równowadze sił, t. j. na prawie wieloboku sił; lecz dowodzenia tego ostatniego twierdzenia, jakeśmy to już wspominali, są symulacyjne, gdyż nie są to dowodzenia dedukcyjne, lecz doświadczalne, mające tylko pozory dedukcyjności.

Powyższy więc wzór Lagrange'a dla równowagi sił, w pojęciu energetycznem, jest wysłowieniem matematycznem niezniszczalności energii i żadnych „dowodzeń" nie wymaga; z wzoru zaś tego wyprowadzić się dają wszystkie twierdzenia o równowadze sił, a w pierwszej linii otrzymujemy twierdzenie równoległoboku sił.

79. Jak ogólne twierdzenia energetyczne obejmują wszystkie zjawiska przyrody, tak również należy się spodziewać, iż przesunięcia wyobrażalne winny owładnąć całą mechaniką ruchu. Tak też jest w rzeczywistości. Mechanika teoretyczna powinna zarzucić zawiłe i zwykle żmudne dowodzenia swych twierdzeń i winna przejść do ogólnych i przejrzystych wniosków, wynikających z pojęć energetycznych. Mniej liter, mniej trójkątów, mniej drobiazgów w wywodach teoretycznych, a więcej *pojmowania* stosowanych pojęć i wyprowadzonych wzorów—utworzą mechanikę więcej płodną w zastosowaniu do potrzeb technicznych; a pojęcia energetyczne w zupełności do tego się nadają.

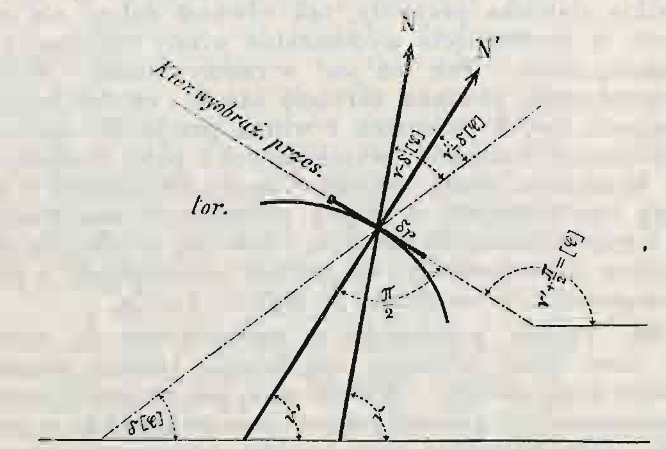
80. Pojęcie pojemności w zastosowaniu do energii ruchu musi uledz pewnemu uogólnieniu, jakiego wymaga charakter danej energii. Wszelki ruch jest związany zawsze z rozmieszczeniem geometrycznem danego zjawiska w przestrzeni. Gdy następuje ruch punktu, przedstawia się nam tor ruchu tego punktu jako linia w przestrzeni, właściwości geometryczne tej linii są ściśle związane z właściwościami energetycznemi ruchu.

W wyżej wyprowadzonych wywodach stosowaliśmy do rachunku przesunięcia prostolinijne dowolnej lecz skończonej wielkości; w celach zaś zastosowania tych pojęć do ogólnego wypadku, np. krzywolinijnego ruchu przyjmiemy, iż wielkości tych przesunięć są dowolne lecz nieskończenie małe i są przytem nieskończenie małe tegoż rzędu co elementy geometryczne danej krzywej. Przez takie dodatkowe określenia pojemności energii ruchu w niczem nie ograniczamy zasadniczego jej pojęcia, gdyż każda skończona ilość pojemności może być uważana za sumę, czy też całkę, nieskończenie małych pojemności. Element więc ds pewnej krzywej jest szczegółowym wypadkiem przesunięcia wyobrażalnego, gdy temu ostatniemu nadamy kierunek stycznej do krzywej w rozpatrywanym punkcie i wielkość równą elementowi ds; ds wyraża więc *przesunięcie rzeczywiste*, które nie jest identycznem z przesunięciem wyobrażalnem; dla analitycznego rozróżnienia tych wielkości oznaczam wielkość przesunięcia wyobrażalnego przez δp, dla rozróżnienia zaś nieskończenie małego przesunięcia od skończonego, jakeśmy poprzednio stosowali, nie będę w tym razie stosował nawiasów.

81. Nie leży w zakresie tej pracy dać wykład teoryi przesunięć wyobrażalnych, lecz jedynie było celem wykazać

[3]) W podręcznikach mechaniki znajdujemy zwykle nazwę „przesunięcia przygotowane", lecz nazwa ta nie jest właściwa danemu pojęciu, jakem to już zauważył wyżej. Z nazwą „przesunięcie wyobrażalne" spotkałem się w pracy inż. Grabowskiego (Przegl. Techn. № 21, str. 255, 1905 r.).

łączność tej teoryi z ogólno-energetycznymi przejawami całej otaczającej nas przyrody. Pojmując w ten rozległy sposób teoryę tych przesunięć, nie mogę jednakże znaleźć tej ogólności w spotykanych przeze mnie wykładach. Czy to leży w niejasności wykładu, czy w złem pojmowaniu, lecz po przeczytaniu wykładu teoryi przesunięć wyobrażalnych u Duhem'a, Frankego i w „Techniku" można przyjść do zupełnie błędnego pojęcia o tych przesunięciach. Duhem [1]) np. powiada: „Nadać wielkościom zmiennym, charakteryzującym stan układu, zmiany nieskończenie małe, na które *zezwalają warunki połączenia*—jest to nadać układowi materyalnemu przemianę przygotowaną". Czyż z tego nie jest prosty wniosek, iż np. szukając równowagi punktu materyalnego, pozostającego na pewnym torze, przypisać możemy temu punktowi przesunięcia *tylko* po danej krzywej dlatego, *że warunki połączenia tego wymagają*. Takie też objaśnienie daje p. Franke [2]); takież objaśnienie znajdujemy w „Techniku". Lecz tak nie jest w pojęciu przesunięć wyobrażalnych; zadanie może nam dyktować, iż dany punkt ma pozostawać na danej krzywej, do naszych jednakże celów rachunkowych możemy wyobrazić sobie, iż dany punkt przesuwa się w kierunku takim, jaki będzie dla rachunku potrzebny a potrzebę tę warunkują inne dane zadania. Weźmy przykład. Na pewien punkt materyalny działają siły, pod działaniem tych sił dany punkt ulega ruchowi, przypuśćmy następnie, że punkt ten nie jest swobodny, opisywać on ma pewną daną krzywą; należy znaleźć w tem zadaniu takie miejsce tej krzywej, w którem dany punkt znajdować się będzie w spokoju. Fizycznie zadanie to wyobrazić sobie możemy, gdy zamiast



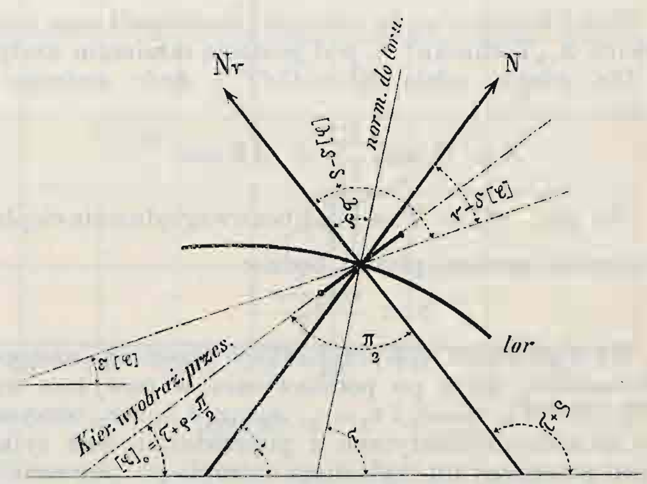
Rys. 3.

krzywej geometrycznej, weźmiemy krzywą zrobioną np. z drutu, punkt materyalny przedstawić możemy w postaci gałki, warunek zaś, iż dany punkt ma pozostawać na krzywej wypełnimy, gdy daną gałkę nawleczemy na drut; jako siła zewnętrzna niech będzie siła ciążenia. Fizyczny ten „model" ilustruje nam w zupełności powyższe zadanie, a ponieważ w zadaniu nie wspomina się o tarciu pomiędzy punktem a krzywą, w danym więc modelu należy możliwie usunąć wpływ tego tarcia. Ponieważ mechanika klasyczna operuje tylko wielkościami sił, przeto warunek naszego zadania, że punkt *ma pozostawać* na krzywej, wyrazimy w ten sposób, iż do tego punktu przyczepiamy siły oporu i w ten sposób otrzymujemy ruch swobodny. Lecz siły te są nam nieznane, wiemy o nich tylko tyle, że są one prostopadłe do cząstek łuku (jeżeli tarcia nie bierzemy pod uwagę). Jeżeli równowaga danego punktu ma nastąpić, winno być podług ogólnego wzoru: $\Sigma N \,.\, \delta p = 0$, lub też podług mojego sposobu wyrażania, winno być: $\Sigma N \cos(\nu - \delta\varphi) \,.\, \delta p = 0$. W zadaniu naszem oznaczymy parametry siły działającej przez N i ν, parametry zaś siły oporu, t. j. siły biernej—przez N' i ν' (rys. 3); równanie ogólne równowagi przedstawi nam się w postaci:

$$\Sigma N \cos(\nu - \delta[\varphi]) \,.\, \delta p + N' \cos(\nu' - \delta[\varphi]) \,.\, \delta p = 0.$$

Ponieważ N' i ν' są niewiadome jako siły oporu, $\delta[\varphi]$ i δp są dowolne (waryacye), możemy przeto $\delta[\varphi]$ tak wybrać, ażeby cały wyraz niewiadomy: $N' \cos(\nu' - \delta[\varphi]) \,.\, \delta p = 0$, t. j. wypadł z rachunku; dlatego trzeba uczynić: $\nu' - [\varphi]_0 = \frac{\pi}{2}$, stąd $[\varphi]_0 = \nu' + \frac{\pi}{2}$; ν' oznacza kierunek normalny danego toru, kąt więc $\nu' + \frac{\pi}{2}$ oznacza kierunek prostopadły do tej normalnej, t. j. wyraża kierunek stycznej; warunek więc: $[\varphi]_0 = \nu' + \frac{\pi}{2}$ wyraża, iż przesunięcie w kierunku stycznej danego toru wyklucza z rachunku wszystkie niewiadome siły oporu. Jak widzimy z tego przykładu, nadanie wyobrażalnemu przesunięciu kierunku stycznej, jest szczególowym wypadkiem tego przesunięcia i wywołane jest tą rachunkową dogodnością, że wskutek tego unikamy oznaczeń niewiadomych nam sił oporu; ta ostatnia rachunkowa właściwość przesunięcia jest powodem do wyboru przesunięcia w kierunku stycznej, a nie w innym kierunku.

Przypuśćmy następnie, że w powyższym przykładzie występują siły tarcia pomiędzy posuwającą się po drucie gałką a tymże drutem. Jak wiadomo, kierunek siły tarcia tworzy z normalną toru kąt $= \rho$, kąt ten jest nam wiadomy, gdyż współczynnik tarcia powinno dać zadanie; oprócz więc wiadomych parametrów N i ν sił działających, działa jeszcze na ten punkt siła tarcia, której jeden parametr N_r jest niewiadomy, drugi zaś: $\nu_r = \tau + \rho$, gdzie τ oznacza kąt normalnej



Rys. 4.

(rys. 4). Po uwzględnieniu tych sił, równanie równowagi przedstawi się w postaci następującej:

$$\Sigma N \cos(\nu - \delta[\varphi]) \,.\, \delta p + N_r \cos(\tau + \rho - \delta[\varphi]) \,.\, \delta p = 0.$$

Ażeby wyłączyć z rachunku niewiadomą siłę N_r, znajdźmy $\delta[\varphi] = \varphi_0$, ażeby: $\cos(\tau + \rho - \varphi_0) = 0$, skąd: $\varphi_0 = \tau + \rho - \frac{\pi}{2}$, co wyraża, iż *wyobraziwszy* sobie przesunięcie w kierunku φ_0, t. j. prostopadle do kierunku siły tarcia, otrzymamy poszukiwane warunki równowagi, które się przedstawią w postaci równania:

$$\Sigma N \cos\left(\nu - \tau - \rho + \frac{\pi}{2}\right) \delta p = 0,$$

gdzie wchodzą tylko siły działające. W równaniu tem N i ν są wiadome, τ — da się wyrazić przez współrzędne danej krzywej, ρ wiadoma (może być ona stałą wielkością, lub też zmienną wyrażoną przez współrzędne krzywej); wykonawszy wszystkie matematyczne działania w powyższem równaniu, otrzymamy równanie, posiadające jako zmienne wielkości tylko spółrzędne; to ostatnie równanie łącznie z równaniem krzywej oznaczy szukane punkty.

Równanie $[\varphi]_0 = \tau + \rho - \frac{\pi}{2}$ wyraża, iż przesunięcie *dane* odbywa się *prostopadle* do kierunku wypadkowej siły tarcia i siły normalnej, t. j. dla rachunku tego wykonywamy przesunięcie *niezgodne z rzeczywistem* przesunięciem, dany punkt w *rzeczywistości* przesuwa się po danej krzywej, do celów zaś naszego rachunku możemy

[1]) Por. Duhem. Ewolucya mechaniki, str. 140.

[2]) J. N. Franke. Mechanika teoretyczna, str. 162.

przyjąć *każde inne przesunięcie* stosownie do korzyści, jakie nam daje obrane przesunięcie.

Jasnem jest, iż *takie* pojmowanie teoryi przesunięć wyobrażalnych daje nam ogólny sposób do rozwiązania wielu zadań, gdzie występują siły oporu, pojmowanie zaś inne jest ciasne i nie wyraża tej ogólności, jaką nam daje dana teorya.

82. W rozwiązaniu zadań powyższych jak i wielu innych tejże kategoryi, z nieskończenie wielu przesunięć poszukujemy przesunięcia, któreby wykluczało niewiadome siły oporu; temu specyalnemu przesunięciu należałoby dać jakąś nazwę, w żadnym jednakże razie nie nazwałbym go „przysposobionem" ani też „przygotowanem", gdyż wyrażenia te nie określają ani celu obranego przesunięcia, ani efektu jakie ono może wywołać. Niemieckie słownictwo [1]), nazywa „virtuelle Verschiebung" to cośmy nazwali „przesunięciem wyobrażalnem"; ta ostatnia polska nazwa tak dobrze maluje pojęcie, jak również dobrze tłumaczy słowo „virtuelle". Specyalne zaś przesunięcie, które wyklucza z rachunku siły oporu, niemieckie słownictwo nazywa przez: „die mit den Bedingungen des Systems verträgliche Elementarbewegung", lecz nazwa ta nie charakteryzuje tego specyalnego przesunięcia, o które mi idzie, gdyż wyrażenie powyższe tyczyć się może *tylko* ruchów, t. j. przesunięć *rzeczywistych*. Chcąc uniknąć wszelkich sztucznych nazw, lub też tłumaczeń z języków obcych, nazwałbym wprost, przesunięcia, o których mowa: *przesunięciami wykluczającemi siły niewiadome*.

83. Posiadamy więc obecnie trzy kategorye przesunięć: *wyobrażalne, wykluczające* i *rzeczywiste;* kategorye te różnią się wzajemnie stopniem swej ogólności.

Przesunięcie wyobrażalne jest w tym razie najogólniejszem pojęciem, przesunięcie to możemy sobie wyobrazić geometrycznie w sposób następujący: Przez dany punkt, który ma podlegać przesunięciu wyobrażalnemu, przeprowadzimy nieskończenie wielką ilość prostych, które utworzą w ten sposób snop promieni rozchodzących się z danego punktu; operując na płaszczyznie, oznaczymy tę ilość promieni przez znak nieskończoności ∞; snop tych promieni oznacza, iż w kierunku *każdego* z tych promieni *może* być wykonane wyobrażalne przesunięcie; oznaczywszy w ten sposób dowolność kierunku, wyobraźmy sobie, że długość każdego promienia jest również dowolna, t. j. na każdem promieniu odłożyć możemy nieskończenie wiele długości, z których każda przedstawia nam wielkość (skalar) wyobrażalną przesunięcia; w ten sposób rozpatrując, powiedzieć możemy, iż ilość wyobrażalnych przesunięć pewnego punktu na płaszczyznie wyrazi się przez ∞^2 (nieskończoność w drugiej potędze); posiadając tak wielką ilość wartości, wybieramy z nich takie, które są nam do rachunku potrzebne. Jako więc szczegółowe przesunięcia będą: przesunięcia wykluczające i rzeczywiste (w tym ostatnim wypadku, przesunięcie dane traci swój charakter „wyobrażalności" i pod względem analitycznym z wielkości waryacyjnej staje się wielkością zmienną).

84. W powyższy sposób pojęta teorya przesunięć wyobrażalnych daje nam szerokie pole w zastosowaniu do zadań energii ruchu, a co najważniejsza, pozwala nam przeprowadzać analogie pomiędzy energetycznym przebiegiem zjawisk ruchu a takimże przebiegiem innych postaci energii.

[1]) W. Schell. Theorie d. Bewegung u. d. Kräfte. II, str. 169–172.

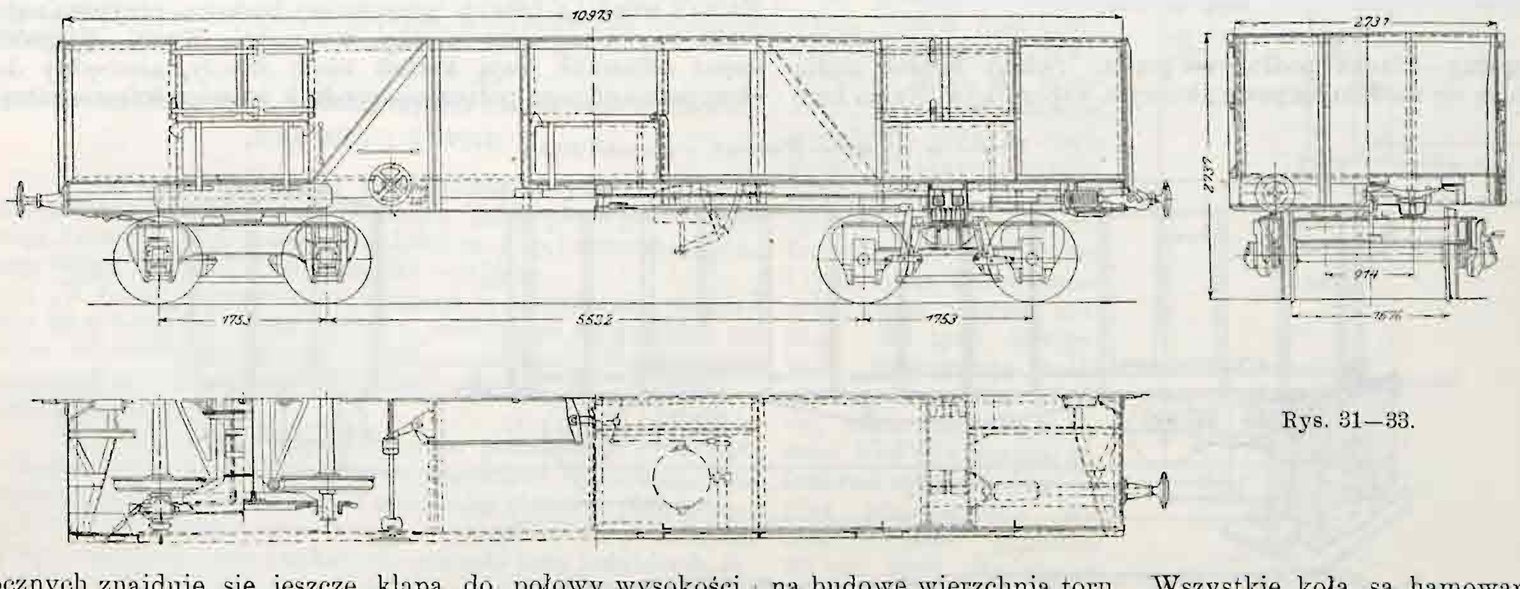
Wagony towarowe o wielkiej nośności.

(Ciąg dalszy do str. 461 w № 42 r. b.).

7) *Wagon o nośności 40,6 t* (rys. 31—33) Ciężar własny (z ham. próżniowym) $Q_1 = 14\,230$ *kg*. Ciężar własny wraz z ładunkiem $Q_2 = 54\,830$ *kg*. Stosunek $Q_1 : Q_2 = 0{,}260$. Pojemność $= 41\ m^3$. Ciężar własny na $1\ m^3$ pojemności $= 356$ *kg*.

Wagon ten różni się znacznie od poprzedniego. Drzwi skrajne w ścianach bocznych mają wysokość ścian; dolna połowa opada na zawiasach poziomych dolnych, górna zaś — przedstawia zwykłe drzwi dwuskrzydłowe. W środku ścian bocznych znajduje się jeszcze klapa do połowy wysokości ściany. Spód ścian bocznych jest usztywniony za pomocą kątowników, które dochodzą do belek zderzakowych. Ściany boczne służą jednocześnie jako dźwigary. Pod drzwiami skrajnemi ściany boczne oprócz wspomnianego usztywnienia są wzmocnione za pomocą nakładek przynitowanych. Rama posiada jedną tylko belkę podłużną po środku wagonu; belka czołowa jest nadzwyczaj mocna, jak widać z rys. 33. Sworzeń służy jedynie jako oś obrotu, cały ciężar ciśnie właściwie na resory piórowe (lub sprężyny), umieszczone koło sworznia. Rama wózkowa jest wykonana z blachy prasowanej o grubości 7,7 *mm*, do której od strony wewnętrznej przynitowana jest belka [, o wysokości 254 *mm*. Podobna budowa pozwala na używanie kół o różnej średnicy bez zmiany innych części wózka, gdyż różnica w wysokościach kół da się wyrównać za pomocą przynitowania belki [na różnej wysokości. Wykłady wideł maźnicznych są odlewane wraz z gniazdami sprężyn. Wagon więc posiada podwójne zawieszenie resorowe, przez co kosztuje drożej, ale wzamian mniej szkodliwie oddziaływa na budowę wierzchnią toru. Wszystkie koła są hamowane jednostronnie za pomocą hamulca przetokowego, albo za pomocą samoczynnego hamulca próżniowego.

Wagon o nośności 40,6 t.



Rys. 31—33.

8) *Wagon dr. ż. „Great Central", o nośności 40,6 t, z ramą systemu Livesey Gould* (rys. 34 — 37). Ciężar własny (z ham. próżniowym i przetokowym) $Q_1 = 15\,220$ *kg*. Ciężar własny wraz z ładunkiem $Q_2 = 55\,820$ *kg*. Stosunek $Q_1 : Q_2 = 0{,}273$. Pojemność $= 43{,}5\ m^3$. Ciężar własny na $1\ m^3$ pojemności $= 350$ *kg*.

W wagonie tym zasługuje na uwagę budowa spodu.